

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

SISTEMA ANCILAR DE CINTILADORES TIPO
"PHOSWICH" COM GEOMETRIA DE
DETECÇÃO 4π

Juan Antonio Alcántara Núñez

Dissertação apresentada ao Instituto de
Física Universidade de São Paulo para
obtenção do título de Mestre em Ciências.

Orientador: *Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira*

J. R. Brandão de Oliveira

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira (IFUSP)

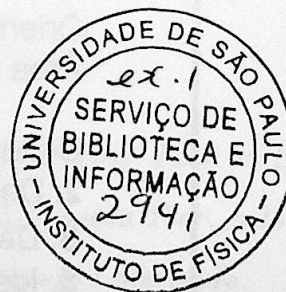
Prof. Dr. Rubens Lichtenthaler Filho (IFUSP)

Prof. Dr. Roberto Meigikos dos Anjos (IFF)

Sylvio Camargo
Prof. Sylvio Roberto Accioly Camargo
Presidente da Comissão de Pós-Graduação



São Paulo
1999



deixa 20/02

SBI-IFUSP



305M810T2941

539.7

A347s

M

ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Alcántara-Núñez, Juan Antonio

Sistema Ancilar de Cintiladores Tipo "Phoswich" com
Geometria de Detecção 4π . São Paulo, 1999.

Dissertação Mestrado - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. José Roberto B. de Oliveira
Área de Concentração: Instrumentação Nuclear

Unitermos: 1. Instrumentação Nuclear;
2. Detectores de Partículas Carregadas;
3. Detectores Telescópio; 4. Espectrômetro γ ;
5. Identificação de Partículas Carregadas.

USP/IF/SBI-019/99

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço aos meus pais, Juan e Edith, e à minha esposa Flor, pelo grande apoio sempre oferecido.

Agradeço também ao meu irmão, Carlos, por sempre estar ao meu lado, sempre pronto para ajudar e apoiar.

Agradeço aos meus amigos, especialmente aos que sempre estiveram comigo nos momentos difíceis e de alegria.

Agradeço aos meus professores, especialmente aos que sempre me incentivaram a estudar e a buscar conhecimento.

Agradeço aos meus colegas de trabalho, especialmente aos que sempre me ajudaram e apoiaram.

Agradeço aos meus amigos de infância, especialmente aos que sempre estiveram comigo nos momentos difíceis e de alegria.

Agradeço aos meus amigos de faculdade, especialmente aos que sempre me ajudaram e apoiaram.

Agradeço aos meus amigos de trabalho, especialmente aos que sempre me ajudaram e apoiaram.

Agradeço aos meus amigos de família, especialmente aos que sempre me ajudaram e apoiaram.

Agradeço aos meus amigos de infância, especialmente aos que sempre estiveram comigo nos momentos difíceis e de alegria.

Agradeço aos meus amigos de faculdade, especialmente aos que sempre me ajudaram e apoiaram.

Agradeço aos meus amigos de trabalho, especialmente aos que sempre me ajudaram e apoiaram.

Agradeço aos meus amigos de família, especialmente aos que sempre me ajudaram e apoiaram.

*Aos meus pais Juan e Edith, e
à minha esposa Flor, pelo grande
apoio sempre oferecido.*

Agradecimentos

Gostaria de expressar os meus sinceros agradecimentos a todas as pessoas que contribuíram para a realização deste trabalho, em particular,

ao Prof. José Roberto (Zero), pela orientação, crédito e apoio durante todas as etapas deste trabalho.

ao Prof. Nilberto Medina, pelas proveitosas e esclarecedoras discussões.

ao Profs. Roberto Ribas, Ewa, Wayne e Rao pelo profissionalismo e colaboração durante os períodos de máquina.

a Fernando Espinoza, pela facilidade e apoio durante o início deste trabalho;

aos colegas do grupo gama : Márcia, Guilherme Zahn, Suzana e Lucas, pelo solidariedade e apoio constante;

ao pessoal da oficina Mecânica, pelo esforço mostrado durante a construção das peças necessárias;

a todos os colegas e funcionários do Pelletron, por fornecerem toda a infraestrutura necessária à realização deste trabalho;

aos meus pais Juan e Edith, pelo incentivo para continuar na difícil tarefa de ser um físico;

muito especialmente a minha esposa Flor, pela sua compreensão durante as etapas mais difíceis deste trabalho;

ao CNPq e FAPESP pelo apoio financeiro.

Abstract

In order to improve the quality of γ -spectroscopy measurements by means of the identification and selection of evaporation channels, a large opening-angle low- Z charged particle detector system was built. The system consists of plastic Phoswich telescopes and will be used as an ancillary system to the Pelletron γ -spectrometer. The new system was tested in γ - p and γ - γ - p coincidence measurements with the $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ at 53 MeV and $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$ at 43 MeV reactions. The particle detection efficiency and resolving power values obtained are considered acceptable for the usefulness of the system.

Resumo

Com a finalidade de melhorar a qualidade dos dados de espectroscopia γ por meio da identificação e seleção de canais de evaporação, foi construído um sistema de detectores de partículas carregadas de número atômico baixo, e de grande abertura angular. Este sistema, formado por detectores telescópios do tipo *Phoswich*, funcionará como um sistema ancilar, trabalhando em associação com o espectrômetro γ já existente no laboratório Pelletron.

O novo sistema foi construído e testado. Para os testes foram realizadas medidas em coincidência γ -p e γ - γ -p, usando as reações de $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ na energia de 53 MeV e $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$ na energia de 43 MeV. Dos testes realizados, obtiveram-se valores para a eficiência de detecção de partículas e do poder de resolução que são considerados aceitáveis para o bom uso do sistema.

III Projeto e Construção do Sistema	34
III.1 Características	35
III.2 Detalhamento e Execução	37
III.3 Construção dos detectores	38
III.3.1 Prensa Aquecida em Vácuo	39
III.3.2 Técnica de Colagem	40
III.3.3 Preparação de Alumínio	41
III.3.4 Montagem do detector	42
III.4 Montagem do Sistema	43
III.4.1 Sistema Ancilar	43
III.4.2 Sistema Completo	45

Índice

I	Introdução	1
II	Fundamentos Gerais	4
II.1	Reação Fusão-Evaporação	4
II.2	Interação da radiação com a matéria	7
II.2.1	Interação de partículas carregadas com a matéria	7
II.2.2	Interação de fótons com a matéria	11
II.3	Detectores de Radiação	13
II.3.1	Detectores Cintiladores	15
II.3.2	Detectores Semicondutores	16
II.3.3	Supressores Compton	18
II.3.4	Detectores Telescópio tipo <i>Phoswich</i>	21
II.4	Sistemas de Multi-detectores	25
II.4.1	Sistemas Ancilares	27
II.4.2	Poder de Resolução R	29
II.4.3	Sensibilidade e Limites Observacionais	31
III	Projeto e Construção do Sistema	34
III.1	Características	35
III.2	Detalhamento e Execução	37
III.3	Construção dos detectores	38
III.3.1	Prensa Aquecida em Vácuo	39
III.3.2	Técnica de Colagem	40
III.3.3	Evaporação de Alumínio	41
III.3.4	Montagem do detector	42
III.4	Montagem do Sistema	43
III.4.1	Sistema Ancilar	43
III.4.2	Sistema Completo	45

IV Testes	47
IV.1 Teste do detector	47
IV.1.1 Arranjo Experimental :	47
IV.1.2 Eletrônica e Aquisição de dados	49
IV.1.3 Resultados	51
IV.2 Testes em Coincidência γ - p e γ - γ - p	55
IV.2.1 Condições Preliminares	55
IV.2.2 Condições Experimentais dos Testes	57
IV.2.3 Posicionamento dos Detectores	58
IV.2.4 Eletrônica Analógica	60
IV.2.5 Aquisição de dados	64
IV.2.6 Resposta dos Detectores	66
V Resultados e Parâmetros de Caracterização	72
V.1 Redução de dados	72
V.1.1 Seleção de Canais	72
V.2 Parâmetros do Sistema	81
V.2.1 Eficiência de detecção de partículas	81
V.2.2 Poder de Resolução	88
V.2.3 Limites Observacionais	96
V.3 Aplicação	98
V.3.1 ^{105}Rh	98
VI Conclusões	103
VII Apêndice	105
VII.1 Características dos cintiladores	105
VII.2 Resposta dos Plásticos Cintiladores	107
VII.3 Alcance das Partículas Atômicas	108
Lista de Figuras	109
Referências	113

Capítulo I

Introdução

Nas últimas duas décadas, houve um grande avanço no campo da espectroscopia de raios- γ devido ao desenvolvimento e melhoramento de sistemas de multi-detectores. Estes sistemas foram construídos com base nos detectores de HPGe com supressão Compton para incrementar, o máximo possível, a sensibilidade de detecção e poder assim estudar estados populados com uma baixíssima seção de choque.

Desta perspectiva, conseguiu-se obter uma alta qualidade de dados nos espectros discretos, dando origem a muitas e novas descobertas na área de estrutura nuclear [1, 2, 3], como :

- Superdeformação em regiões de massa 80, 130, 150 e 190.
- Coexistência de formas prolata, oblata e triaxiais, via propriedades de bandas rotacionais.
- Bandas superdeformadas excitadas.
- Bandas idênticas.
- Espectroscopia com $N = Z$ para regiões de massa ~ 50 e 80.

Mas muitas outras propriedades da matéria nuclear podem ser identificadas e estudadas com ajuda de detectores ancilares, que são usados como filtros e que podem, em muitos casos, isolar um sinal de interesse com uma eficácia muito boa, e melhor do que simplesmente a detecção de raios- γ . Estes outros detectores ancilares podem ser espectrômetros de massa, que têm a capacidade de identificar estados finais ou resíduos de evaporação, mediante a reconstrução cinética das trajetórias [2]. Um outro sistema ancilar pode ser um sistema detector de partículas carregadas que tem a vantagem de identificar e selecionar canais emissores de partículas carregadas com alta eficiência, emitidas durante a reação, como por exemplo, a desexcitação do núcleo composto em reações do tipo fusão-evaporação.

O uso de detectores de partículas carregadas como sistema ancilar tem, em geral, dois grandes requisitos, para se obter uma boa seletividade dos canais. Primeiro, poder discriminar entre partículas α e prótons, e segundo, deve possuir uma alta eficiência de detecção, e ao mesmo tempo deve ter uma suficiente granularidade para minimizar a probabilidade de múltiplas detecções num mesmo detector. A qualidade dos dados obtidos com sistemas ancilares é refletida na redução do fundo dos espectros, sob os picos de raios- γ (razão pico/fundo). O aumento desta razão é uma consequência do *poder de resolução* do sistema.

Nessa linha de investigação, o presente trabalho tem como objetivo principal a construção e caracterização de um sistema ancilar, apropriado para a identificação e seleção de canais de emissão de partículas carregadas, para estudos de espectroscopia γ .

No capítulo II, é feita uma breve introdução qualitativa dos sistemas de detectores de radiação mais utilizados na espectroscopia γ e os fenômenos que ocorrem em tais sistemas, também é mostrado o conceito de limites de observação, com a inclusão dos sistemas detectores ancilares.

No capítulo III, são mostrados: o projeto do sistema ancilar e a técnica de

construção dos detectores do tipo "phoswich". Também é apresentada a montagem final do "Sistema Ancilar-Espectrômetro γ ".

No capítulo IV, são mostrados primeramente os testes dos detectores "phoswich" em forma independente, posteriormente, mostra-se os testes do sistema completo, ilustrando as resposta dos detectores em situações práticas.

No capítulo V, são apresentados os resultados obtidos nos testes do sistema e os parâmetros característicos como são a eficiência de detecção e o poder de resolução.

No capítulo VI, são apresentadas as conclusões obtidas neste trabalho, assim como as perspectivas de uso futuro.

entre núcleos de outros núcleos residuais.

No modo fusão-evaporação dos núcleos pertencentes à região de terras-raras, por exemplo, a emissão de nêutrons é fortemente favorecida em relação à emissão de partículas carregadas, devido à altura da barreira coulombiana.

Capítulo II

Fundamentos Gerais

II.1 Reação Fusão–Evaporação

Embora existam diversos métodos para popular estados de altos spins, o mais freqüente é o uso de reações de tipo *fusão–evaporação*. Depois de produzida a reação, formam-se núcleos compostos altamente excitados retendo todo o momento angular inicial. A distribuição de momento angular inicial depende essencialmente do projétil, do alvo, e da energia de bombardeamento. Inicialmente, no processo de desexcitação do núcleo composto, há uma maior probabilidade de emissão de partículas do que de emissão de radiação- γ , já que a largura intrínseca para o decaimento de partícula é algumas ordens de grandeza maior que o decaimento electromagnético, isto é, numa primeira etapa, a desexcitação se dá através da evaporação de partículas que levam pouco momento angular ($\sim 1\hbar$ por partícula) se for emitido nêutron ou próton, enquanto que a perda de momento angular é um pouco maior no caso de emissão de partículas α , e na segunda etapa, o núcleo residual, desexcita-se até o estado fundamental pela emissão de cascatas de raios- γ .

O processo de emissão de partículas (“evaporação”), leva o núcleo composto a

outros núcleos chamados núcleos residuais.

Na reação fusão–evaporação dos núcleos pertencentes à região de terras–raras, por exemplo, a emissão de nêutrons é fortemente favorecida em relação à emissão de partículas carregadas, devido à altura da barreira coulombiana.

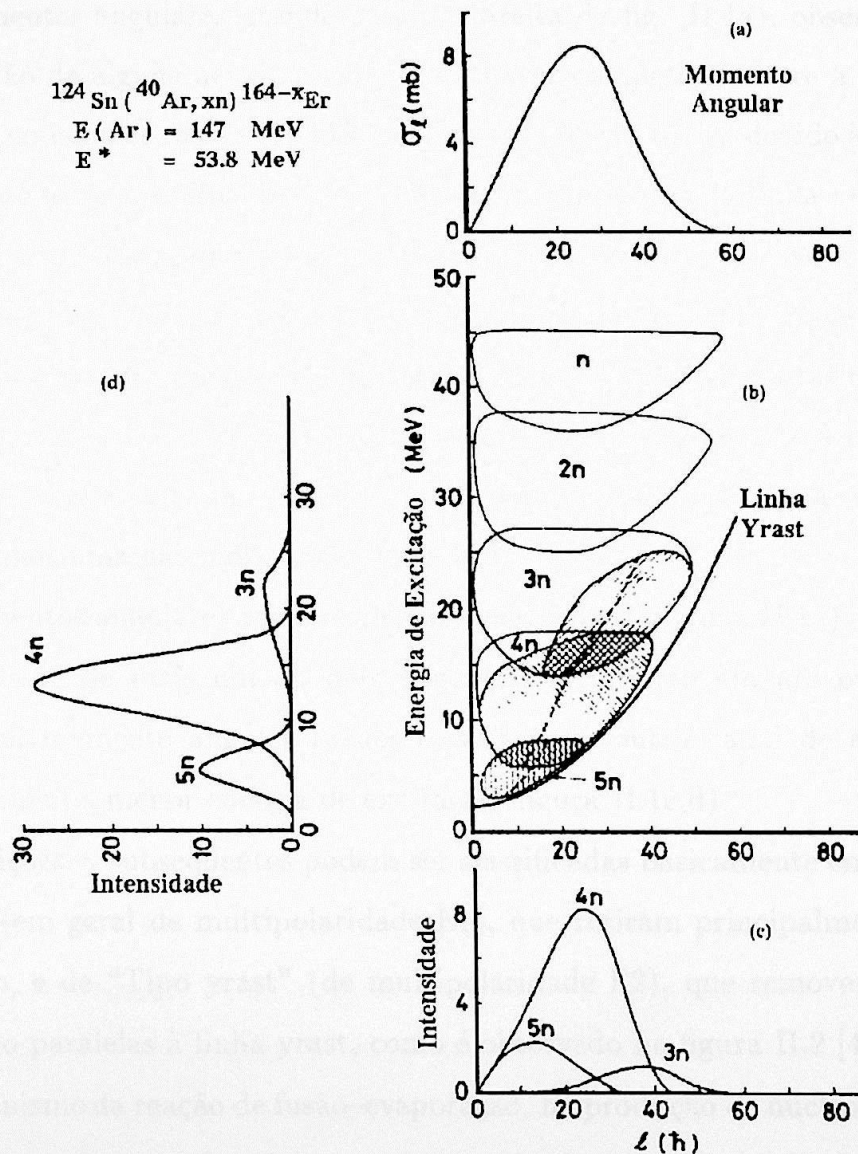


Figura II.1: Esquema do mecanismo de reação do tipo fusão–evaporação para o núcleo residual $^{164-x}\text{Er}$ [1].

Na reação de $^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$, mostrado na figura II.1, após a emissão do primeiro nêutron, a energia de excitação do sistema é reduzida pela energia de ligação e pela energia cinética do nêutron emitido (cerca de 10 MeV). Como o nêutron remove pouco momento angular, a distribuição de momentos angulares permanece similar à do sistema composto inicial (figura II.1a).

Em momentos angulares grandes, (parte direita da fig. II.1a), observa-se que, com a emissão de alguns nêutrons, começa a haver competição entre a emissão de partícula e a emissão de raios- γ (região achurada da figura II.1b), devido à população dos estados do núcleo residual estar suficientemente próxima da linha *yrast*, que é a menor energia de excitação possível para cada momento angular. No entanto, este sistema ainda possui momento angular elevado e decairá pela emissão de um grande número de cascatas de raios- γ . A emissão de raios- γ predomina na região entre a linha *yrast* e uma linha de “entrada” localizada aproximadamente a uma energia de ligação de partícula acima da linha *yrast*, isto é, quando se torna impossível a emissão de mais uma partícula, vide figura II.2.

Em momentos angulares menores, (parte esquerda da figura II.1a), pode haver ainda a emissão de mais um ou dois nêutrons, resultando em um outro núcleo residual, com momento angular menos elevado (um outro canal de emissão), e, conseqüentemente, menor energia de excitação (figura II.1c,d).

As transições- γ subseqüentes podem ser classificadas basicamente em dois tipos: estatísticas (em geral de multipolaridade E1), que retiram principalmente energia de excitação, e de “Tipo *yrast*” (de multipolaridade E2), que removem momento angular e são paralelas à linha *yrast*, como é observado na figura II.2 [4].

No mecanismo da reação de fusão-evaporação, há produção de núcleos deficientes em nêutrons, mas a grande vantagem deste método é que os núcleos residuais de interesse são produzidos com momento angular elevado. Além disso, nestas reações nucleares, os estados de spin elevados são fortemente orientados, onde a orientação

é definida pela direção do feixe.

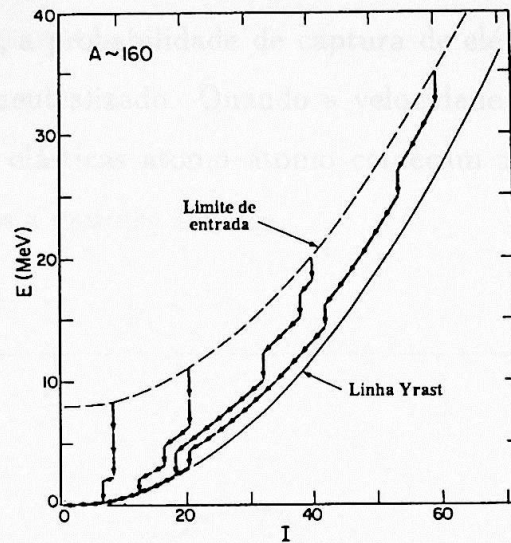


Figura II.2: Esquema do decaimento- γ do núcleo residual na proximidade da linha Yrast [1]

II.2 Interação da radiação com a matéria

II.2.1 Interação de partículas carregadas com a matéria

Uma partícula carregada ao penetrar num meio material (um detector) interage com os núcleos e elétrons do meio, sendo a velocidade do projétil v_P ($\propto \sqrt{E_P}$), o parâmetro determinante no processo de freamento [5]. O processo dominante é o de colisão íon-átomo, com a transferência da energia do íon para o meio, em processos de ionização e excitação dos elétrons atômicos. Devido à grande diferença de massas, a transferência de energia do íon para o meio, dá-se em pequenas quantidades e com um grande número de colisões, até que o íon é completamente freado. Um íon altamente energético ($v_P > v_e$, v_e é a velocidade dos elétrons nas camadas

externas do alvo), ao penetrar num meio material, adquire um alto estado de ionização, independente de seu estado inicial, antes de atingir o meio. A medida que o íon perde velocidade, a probabilidade de captura de elétrons orbitais aumenta e o íon é gradualmente neutralizado. Quando a velocidade do íon é bastante baixa ($v_P < v_e$), as colisões elásticas átomo-átomo começam a ser dominantes, dando origem a espalhamentos a grandes ângulos.

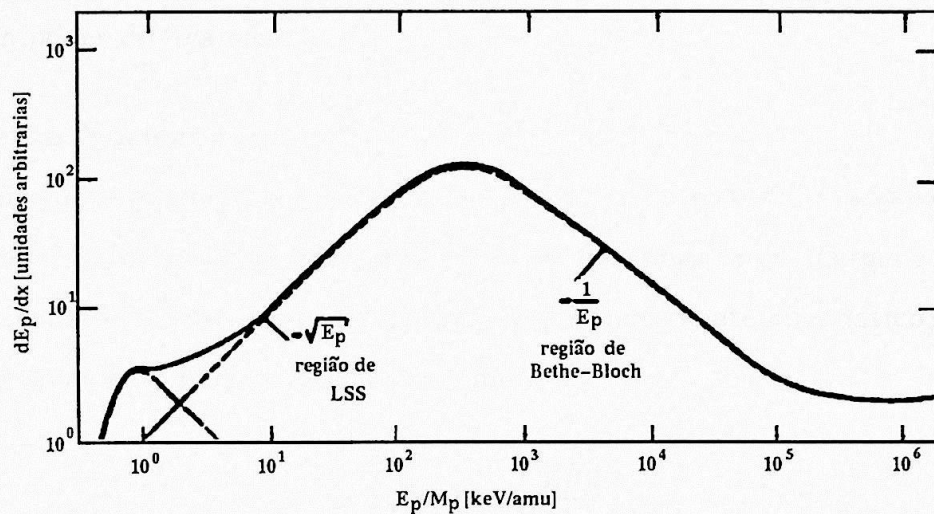


Figura II.3: Representação esquemática do poder de freamento $\frac{dE_P}{dx}$ em função de $\frac{E_P}{M_P}$. A linha tracejada representa o poder de freamento eletrônico, a linha de traços e pontos representa o poder de freamento nuclear.

Os processos de perda de energia por colisões inelásticas com elétron (freamento eletrônico) e por colisões elásticas átomo-átomo (freamento nuclear) são basicamente independentes, de modo que a taxa de perda de energia por unidade de comprimento pode ser expressa como a soma das duas contribuições :

$$-\frac{dE}{dx} = S_e(v_P) + S_n(v_P) \quad (\text{II.2.1})$$

onde,

$S_e(v_P)$: freamento eletrônico

$S_n(v_P)$: freamento nuclear

O comportamento geral do poder de freamento em função da energia do projétil é esquematizado na figura II.3.

Embora os mecanismos de freamento sejam bem conhecidos e estudados desde o início do século, ainda hoje não há boas previsões teóricas quantitativas para o chamado poder de freamento.

Freamento Nuclear :

Conhecido o potencial de interação entre o alvo e o projétil, é possível calcular a probabilidade de espalhamento, e pelas leis de conservação de energia e momento, pode-se calcular a energia perdida pelo projétil (puramente cinemático). Então o poder de freamento nuclear é definido como :

$$S_n(v_P) = \frac{1}{N} \frac{dE_p}{dx} \quad (\text{II.2.2})$$

onde $N = \frac{N_{0p}}{M_T}$ é a densidade de átomos, e pode ser calculado pela integração sobre todos os ângulos de espalhamentos.

Freamento Eletrônico :

As previsões para o freamento eletrônico são baseadas em modelos semi-empíricos, com base em um grande número de medidas experimentais. Para altas energias, Bethe obteve a seguinte expressão :

$$S_e(v_P) = \frac{4\pi Z_P^2 Z_T e^4}{m_e v_P^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \frac{1}{2} \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v_P^2}{2c^2} + \sum c_i \right] \quad (\text{II.2.3})$$

onde, o segundo e terceiro termo representam correções relativísticas, e a somatória é a correção de camada, de acordo com a estrutura de camadas do alvo. O valor de I , que é a energia média de ionização dos átomos no meio freador, é dado por $I = I_0 Z_T$, onde $I_0 = 10$ eV.

Para baixas energias, o modelo de Bethe deixa de ser válido. Para as regiões de baixa energia Lindhard, Scharff e Schiott (LSS) desenvolveram uma outra expressão

$$S_e(v_P) = Z_P^{1/6} 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_P Z_T}{(Z_P^{2/3} + Z_T^{2/3})^{3/2}} \frac{v_P}{v_0} \quad (\text{II.2.4})$$

Uma das mais conhecidas parametrizações para o freamento eletrônico numa ampla faixa de velocidades e em qualquer combinação Z_{ion} , Z_{meio} é a desenvolvida por Ziegler-Biersack-Littmark [6]. Eles também desenvolveram uma formulação bastante precisa para o chamado freamento nuclear, através da obtenção do potencial médio de interação.

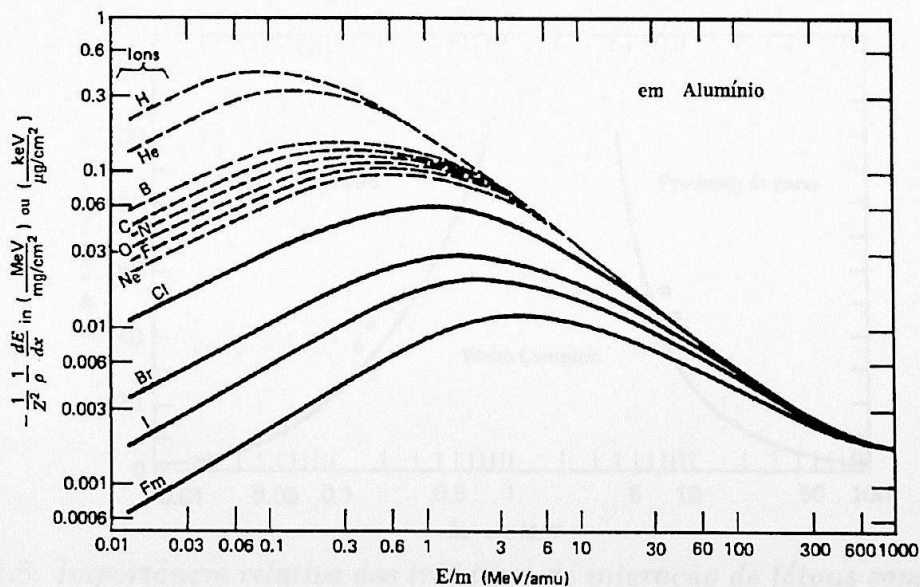


Figura II.4: Curvas típicas de freamento eletrônico para vários íons em alumínio, como função de E/A (energia/massa atômica) do íon [5].

Na figura II.4, são mostradas curvas típicas de freamento eletrônico para vários íons em alumínio.

Todos os modelos e cálculos semi-empíricos só permitem calcular o poder de freamento num meio constituído de um único elemento. No caso de um meio composto, utiliza-se a regra de Bragg [7]. De acordo com esta regra o poder de freamento de um composto do tipo X_n e Y_m é dado por :

$$S_{X_n Y_m} = nS_x + mS_y \quad (\text{II.2.5})$$

II.2.2 Interação de fótons com a matéria

Raios- γ interagem com a matéria por basicamente três mecanismos : absorção fotoelétrica, espalhamento Compton e produção de pares. A ocorrência destes processos de interação está relacionada diretamente com o número atômico do meio e a energia do gama incidente [8], como é mostrado na figura II.5.

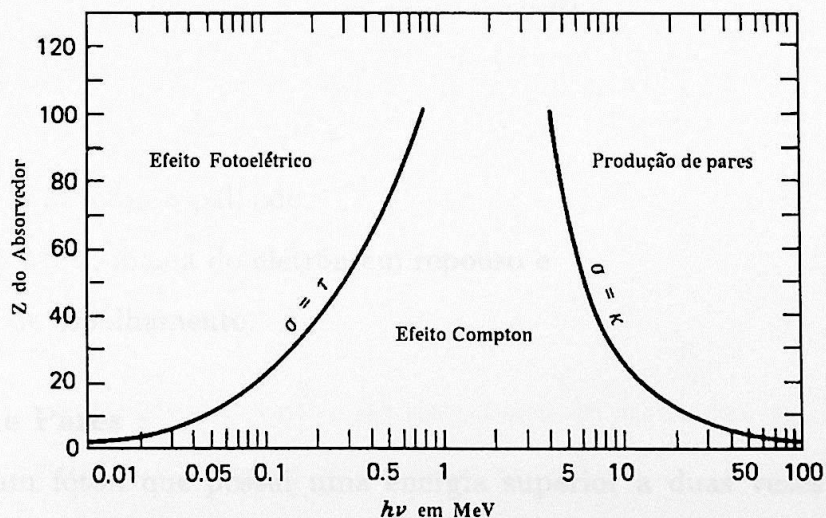


Figura II.5: Importância relativa dos três tipos de interação de fótons com a matéria, em relação à energia do fóton incidente e Z do meio [8].

Absorção Fotoelétrica :

Em processos de absorção fotoelétrica, toda energia do fóton é transferida para o meio, dando origem a um fotoelétron, que é arrancado das camadas internas do átomo com uma energia que pode ser calculada, usando a seguinte equação,

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (\text{II.2.6})$$

onde,

E_b representa a energia de ligação do fotoelétron na camada de origem, e E_{e^-} é a energia cinética resultante do fotoelétron.

Espalhamento Compton :

No processos de espalhamento Compton, parte da energia do fóton é transferida a um elétron do meio. A energia do fóton espalhado pode ser expressa usando a relação:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 + \cos\theta)} \quad (\text{II.2.7})$$

onde,

$h\nu'$ é a energia do fóton espalhado,

$m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$, massa do elétron em repouso e

θ é o ângulo de espalhamento.

Produção de Pares :

Quando um fóton que possui uma energia superior a duas vezes a massa do elétron em repouso (1.02 MeV) interage com um núcleo do meio (campo coulombiano), existe a possibilidade de produzir um par de elétron-pósitron, com a energia dada pela equação

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (\text{II.2.8})$$

onde,

E_{e^\pm} , é a energia resultante do elétron e do pósitron, respectivamente.

Todos estes processos terminam por transferir total ou parcialmente, a energia do fóton para um elétron. Contrário ao que acontece no caso de interação de partículas carregadas, as interações são bruscas e grande quantidade de energia é transferida ao elétron. No caso do espalhamento Compton, embora apenas uma fração da energia seja transferida, há em geral, uma mudança brusca no momento (direção) e na energia do fóton.

II.3 Detectores de Radiação

Sistemas chamados de “detectores”, possuem uma adequada e rápida resposta quando a radiação interage com eles, o que permite seu uso na detecção e na determinação da energia da radiação incidente.

Podemos classificar os detectores em relação ao tipo de radiação que são capazes de detectar. Sendo assim podemos considerar :

- a) detectores de partículas carregadas
- b) detectores de radiação gama.

Os processos que ocorrem dentro dos detectores de partículas têm a ver com a perda de energia das partículas no meio, visto no seção II.2.1. No entanto, os processos que ocorrem nos detectores de radiação gama são mais diversos. Na figura II.6, pode-se observar os diversos processos e a sua influência num espectro de radiação γ . Na parte a), mostra-se interações dos raios- γ com um cristal detector

de tamanho médio. As partes b) e c), mostram a resposta do detector para raio- γ de diferentes energias, onde pode-se observar que para energia superior a duas massa do elétron (parte c) o espectro apresenta além do pico de energia total outros picos que correspondem a eventos donde teve escape simples ou escape duplo.

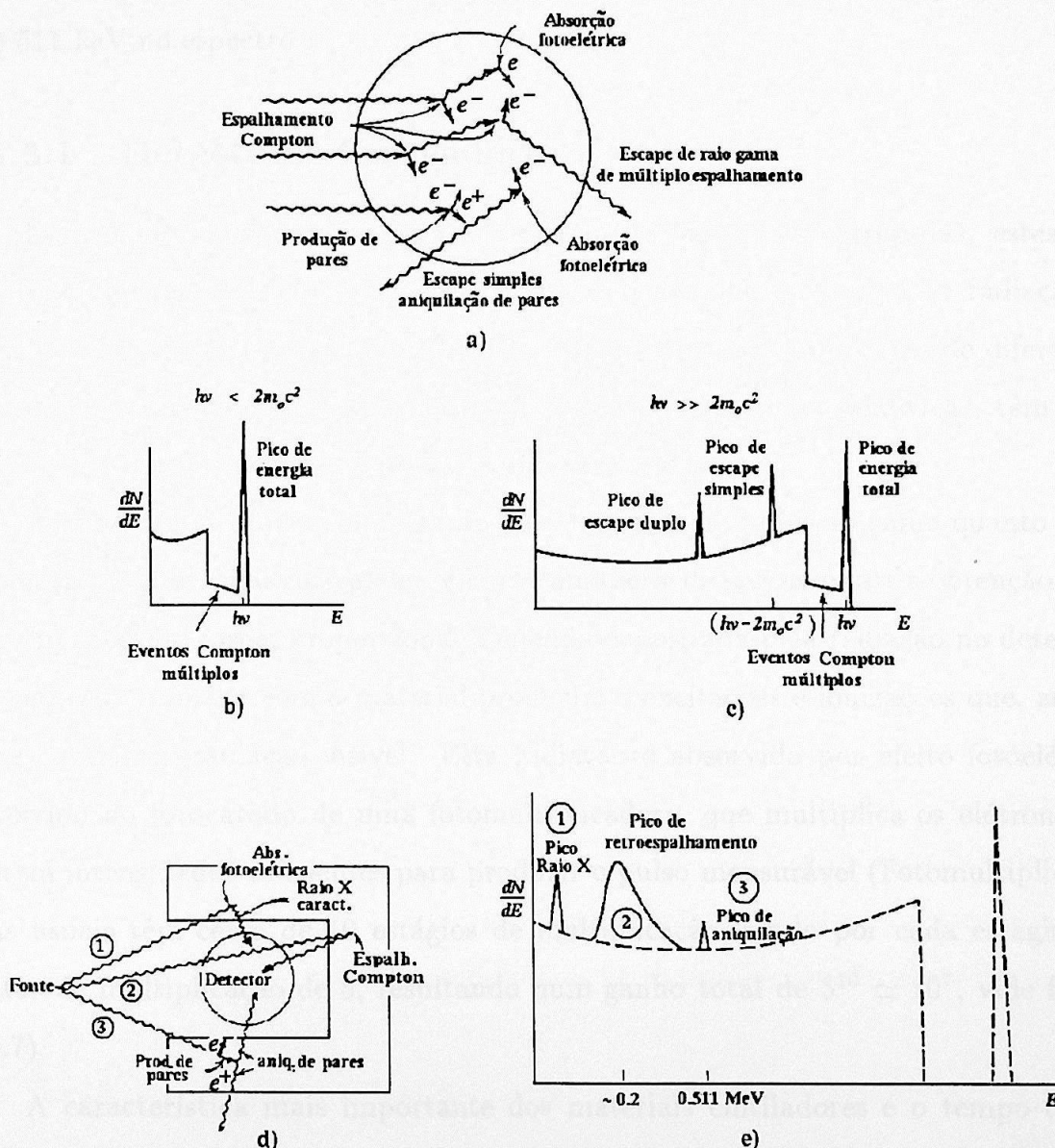


Figura II.6: Processos mais comuns que ocorrem nos detectores de radiação gama e nos arredores [5].

Na parte d) da figura II.6 são mostrados efeitos produzidos pela interação da radiação com os materiais nos arredores do detector, estes efeitos influenciam no espectro como o mostrado na parte e). Assim, pode-se observar 1) absorção fotoelétrica o que gera um pico de raio-X, 2) espalhamento Compton o que gera um pico de retroespalhamento no espectro e 3) produção de pares o que gera um pico de 511 keV no espectro.

II.3.1 Detectores Cintiladores

Empregados inicialmente para a detecção de partículas carregadas, estes detectores são também empregados na detecção e medida da energia de radiação- γ [5]. Recentemente, cintiladores plásticos, principalmente combinações de diferentes tipos, numa montagem conhecida como *phoswich* (phosphor sandwich), têm sido muito utilizados na detecção de partículas carregadas.

A utilização de cintiladores, tanto para detecção de radiação gama quanto para detecção de partículas carregadas, envolve uma série de processos até a obtenção final de um pulso de carga, proporcional à energia depositada pela radiação no detector. A radiação interage com o material produzindo excitações e ionizações que, ao decair produzem radiação visível. Esta radiação é absorvida por efeito fotoelétrico ocorrido no fotocátodo de uma fotomultiplicadora, que multiplica os elétrons até terem intensidades suficientes para produzir o pulso mensurável (Fotomultiplicadoras usuais têm cerca de 10 estágios de multiplicação, tendo por cada estágio um fator de multiplicação de 5, resultando num ganho total de $5^{10} \simeq 10^7$, vide figura II.7).

A característica mais importante dos materiais cintiladores é o tempo característico do decaimento dos estados excitados, o que faz que os cintiladores tenham um tempo de resposta mais rápido ou menos rápido. Estes estados excitados são os

que produzem o pulso de luz.

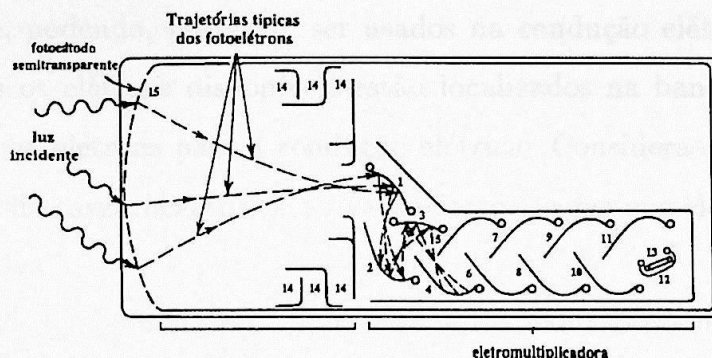


Figura II.7: Esquema de uma fotomultiplicadora de 12 estágios.

Um tipo de material cintilador muito comum são as moléculas orgânicas; um outro tipo são os cristais de haletos alcalinos como NaI, CsI (iodetos de Sódio ou iodetos de Césio dopados com Tl) e germanato de bismuto (BGO), usado para a construção de supressores Compton.

II.3.2 Detectores Semicondutores

São conhecidos também como detectores de estado sólido. A grande melhoria introduzida com o aparecimento destes detectores está na resolução em energia muito superior à dos detectores a gás e cintiladores. Em particular, no caso de detectores de raios- γ , a introdução dos detectores de Germânio inaugurou uma nova era na espectroscopia nuclear, com a possibilidade de determinação de níveis de energia com alta precisão.

Em sólidos cristalinos, as ligações periódicas entre os elementos da rede estabelecem bandas de energia para os elétrons de ligação. Nos isolantes e semicondutores, a banda de energia mais baixa chamada de banda de valência, está totalmente preenchida e a banda de condução está separada da banda de valência por uma

faixa de energia (“gap”, de aproximadamente 1 eV nos semicondutores), onde não há estados permitidos, vide figura II.8. Elétrons na banda de condução têm grande mobilidade, podendo, portanto, ser usados na condução elétrica. Na temperatura zero, todos os elétrons disponíveis estão localizados na banda de valência, e portanto, não há elétrons para a condução elétrica. Considera-se os elétrons como os portadores de carga negativa, e as vacâncias deixadas por eles como portadores de carga positiva.

Materiais semicondutores totalmente puros não são possíveis na prática, mas a presença de contaminantes altera o equilíbrio entre os portadores negativos e positivos, e dependendo do tipo de contaminante (chamados de dopantes) o semicondutor pode ser considerado de dois tipos:

tipo p, quando têm excesso de portadores positivos.

tipo n, quando têm excesso de portadores negativos.

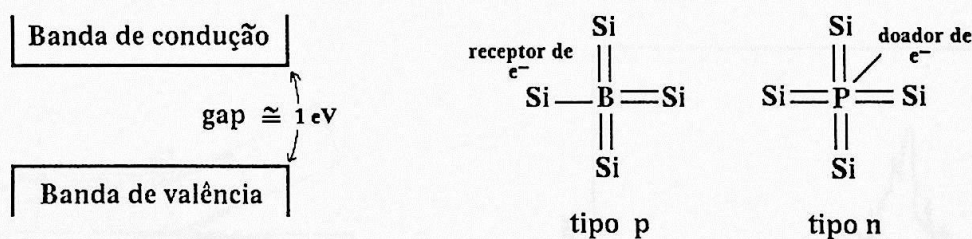


Figura II.8: *Banda de energia de um semiconductor.*

Para a confecção dos detectores, constroem-se uma junção do tipo pn, e o resultado é a aparição de um excesso de carga negativa do lado p e cargas positivas do lado n, dando origem a uma barreira de potencial entre os dois lados. Esta região, onde existe um desequilíbrio de cargas, é chamada de “região de depleção”. Ao se aplicar uma tensão entre os lados, de modo a ter-se no lado n uma tensão negativa em

relação ao lado p (chamado de polarização direta), tem-se o efeito de compensar a barreira de potencial existente na junção, e uma grande condução elétrica.

Nos detectores, procura-se fazer a junção bastante assimétrica, de modo que a região de depleção se estenda somente de um dos lados. O lado em que a região de depleção é menor será aquela em que a radiação a ser detectada incidirá, criando elétrons e buracos que serão mobilizados pela diferença de potencial.

II.3.3 Supressores Compton

Os cintiladores de BGO (germanato de Bismuto, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), devido a sua grande densidade e alto número atômico do Bi (o que o faz altamente eficiente na detecção de raios- γ), têm sido utilizados conjuntamente com NaI(Tl), na construção de detectores de radiação gama, revertidos como uma blindagem anti-Compton ou supressor Compton (AC), que é construído para um detector específico, tentando cobrir, dentro do possível o máximo ângulo sólido de detecção (vide figura II.9).

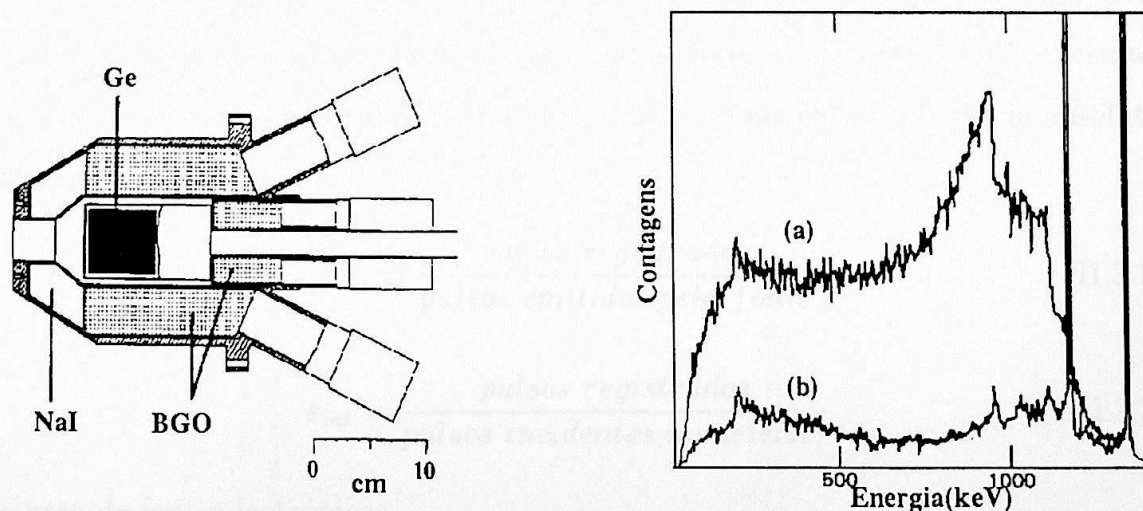


Figura II.9: À esquerda, mostra-se o esquema de um supressor Compton, feito de NaI(Tl) e BGO. À direita mostra-se os espectros- γ adquiridos (a) sem e (b) com AC.

Funcionamento :

Quando um raio- γ incide sobre um detector, existe uma grande probabilidade de produzir espalhamento Compton, podendo sair do detector. Como o AC cobre quase todo o detector, a probabilidade de interagir é grande, emitindo assim um pulso de luz, que é coletado pela fotomultiplicadora do AC. No entanto, o elétron espalhado gera no detector um outro pulso, que é coletado e continua seu caminho, produzindo um sinal que não contém a informação exata da energia do raio- γ incidente, contribuindo com um incremento do fundo Compton do espectro.

Com uma eletrônica adequada, pode-se gerar uma anticoincidência entre aqueles pulsos. Assim, quando há um pulso no AC (em coincidência), o pulso do detector é vetado, suprimindo os eventos em que houve espalhamento Compton.

O uso de AC aumenta a razão Pico/Total (PT) do espectro, que é definida como sendo a soma das áreas dos picos dividida pela integral do espectro.

Eficiência de Detecção :

Existem diversos fatores pelos quais nem toda a radiação emitida pela fonte pode ser detectada pelo detector, fazendo com que o detector não seja 100% eficiente. Então, é muito adequado subdividir a eficiência em duas classes: eficiência absoluta e eficiência intrínseca.

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{pulsos registrados}}{\text{pulsos emitidos pela fonte}} \quad (\text{II.3.1})$$

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{pulsos registrados}}{\text{pulsos incidentes no detector}} \quad (\text{II.3.2})$$

No caso de fontes isotrópicas,

$\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs}(4\pi/\Omega)$, onde Ω é o ângulo sólido com que o detector observa a fonte.

Para o caso de detectores de radiação- γ , a eficiência de detecção varia em função da energia do raio- γ incidente, gerando uma curva que pode ser expressa pela

equação [5]:

$$\varepsilon = (a_1/E)^{a_2} + a_3 \exp(-a_4 E) + a_5 \exp(-a_6 E) + a_7 \exp(-a_8 E) \quad (\text{II.3.3})$$

onde, os parâmetros a_x são obtidos de um ajuste dos dados experimentais.

Para aplicações que não requerem de muita precisão, é muito adequado usar uma aproximação simples como :

$$\ln \varepsilon = a + b \ln E \quad (\text{II.3.4})$$

Resolução em Energia :

Uma propriedade importante de um detector é sua função resposta, que é determinada usando uma fonte de radiação monoenergética numa dada disposição geométrica. Na figura II.10, é mostrada a função resposta de dois detectores em função da energia. A primeira curva chamada de “boa resolução”, ilustra uma possível distribuição com uma dada largura, arredor da média H_0 , e na segunda curva, chamada de “resolução ruim”, ilustra a resposta de um detector com uma performance inferior, representada por uma largura maior.

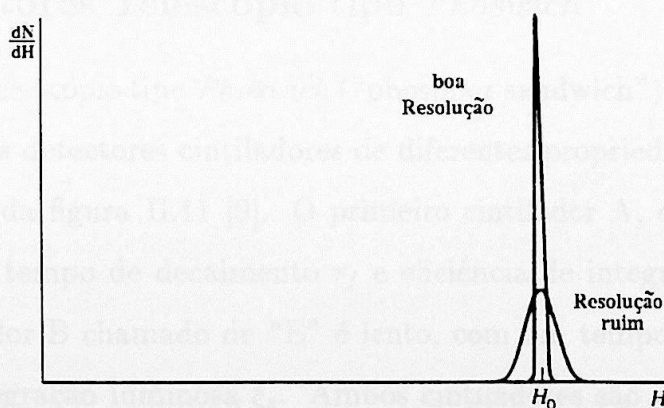


Figura II.10: Exemplos de função resposta de detectores, mostrando relativamente uma resolução boa e ruim.

Considera-se a resolução em energia como a capacidade de resolver dois fotopicos numa região muito próxima e pode ser expressa como ΔE_γ , que é a largura à meia altura (FWHM) do fotopico.

A resolução experimental de um sistema (em energia, ΔE_γ) depende vários fatores [1]. Para alvos finos (nos quais o recuo decai em vôo), temos :

$$\Delta E_\gamma = (\Delta E_{int}^2 + \Delta E_D^2 + \Delta E_R^2 + \Delta E_V^2)^{1/2} \quad (\text{II.3.5})$$

onde,

ΔE_{int} é a resolução intrínseca do detector.

ΔE_D é o alargamento Doppler devido ao ângulo de abertura dos detectores.

ΔE_R é o alargamento Doppler devido à dispersão angular do recuo.

ΔE_V é o alargamento Doppler devido à variação de velocidade (energia) do recuo.

Para alvos grossos ou que possuem um substrato para parar o recuo a resolução de raios- γ num espectro é determinada somente pela resolução intrínseca do detector, com excessão das transições de meias vidas muito curtas, que podem decair durante o tempo de freamento (~ 1 ps).

II.3.4 Detectores Telescópio tipo *Phoswich*

Os detectores telescópio tipo *Phoswich* (“phosphor sandwich”) são formados pela combinação de dois detectores cintiladores de diferentes propriedades, como é mostrado na parte a) da figura II.11 [9]. O primeiro cintilador A, chamado de “ ΔE ” é rápido, com um tempo de decaimento τ_f e eficiência de integração luminosa ξ_f . O segundo cintilador B chamado de “E” é lento, com um tempo de decaimento τ_s e eficiência de integração luminosa ξ_s . Ambos cintiladores são unidos e acoplados opticamente a uma fotomultiplicadora.

O uso dos cintiladores plásticos como detectores tem muitas vantagens, sendo a

mais importante que a forma e o tamanho podem ser escolhidos de acordo com a utilização e com o tipo de experiência.

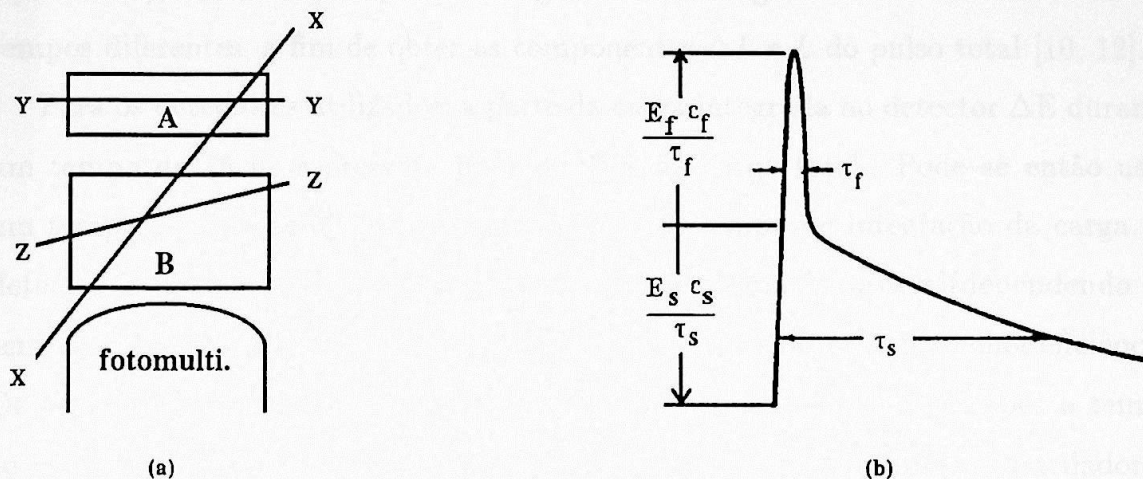


Figura II.11: a) Combinação básica de um detector tipo phoswich formada por um cintilador rápido (A) e um outro cintilador lento (B) e b) Esquema do pulso completo quando uma partícula atravessa os cintiladores na direção XX [9].

Funcionamento :

O conjunto formado pelos dois cintiladores plásticos (detector telescópio tipo *phoswich*), ao ser atravessado por uma partícula na direção XX, dissipa energia E_f no primeiro cintilador e E_s no segundo, emitindo um pulso de luz que possui duas componentes : uma gerada pelo primeiro cintilador (decaimento rápido), cuja amplitude inicial é proporcional a $E_f \xi_f / \tau_f$, e uma outra gerada pelo segundo cintilador, cuja amplitude é proporcional a $E_s \xi_s / \tau_s$; onde $E_{f,s}$ é a energia dissipada no cintilador, $\xi_{f,s}$ é a eficiência luminosa e $\tau_{f,s}$ é o tempo de decaimento. O sinal de saída da fotomultiplicadora (pulso completo) é mostrado na figura II.11b. Usando um sistema eletrônico apropriado, pode-se obter a discriminação entre os pulsos rápidos e lentos correspondentes às energias perdidas nos cintiladores (E_f, E_s geralmente expressa como ΔE e E) e portanto, pode-se identificar a partícula incidente (vide seção II.2.1).

Coleção da Carga :

A luz emitida por cada cintilador, pode ser extraída (após passar pela fotomultiplicadora), usando dois tipos de integradores de carga, durante dois intervalos de tempos diferentes, a fim de obter as componentes ΔL e L do pulso total [10, 12].

Para os detectores utilizados, a parte da carga integrada no detector ΔE durante um tempo de 15 ns representa mais de 95% da carga total. Pode-se então usar um tempo de coleção ≤ 30 ns (gate rápido). O tempo de integração da carga do detector E (gate lento), em princípio tem que ser o maior possível (dependendo do tempo de decaimento de cintilador usado como E), para obter uma melhor eficiência. De preferência deve-se começar a integração algumas dezenas de ns após o tempo subida do pulso do ΔE e com uma largura da ordem τ_s (para nossos cintiladores, usa-se um gate de 200 ns), a fim de:

1. minimizar o pedestal intrínseco que é proporcional à largura do gate,
2. evitar alguma reflexão do sinal rápido,
3. evitar a componente atrasada do sinal rápido do detector ΔE .

Histogramando ΔL e L , pode-se observar a influência da largura do gate rápido na separação entre partículas α e p quando se faz uma projeção sobre o eixo ΔL . A maior parte do sinal do ΔL é emitida pelo detector ΔE , tendo uma fração emitida pelo detector E, similarmente no caso do sinal L , a maior parte é emitida pelo detector E e tem uma fração emitida pelo detector ΔE [11, 12, 13], como é mostrada na figura II.12. As duas intensidades de luz e as contribuições de cada um dos detectores pode ser expressa matematicamente como :

$$\Delta L = \Delta L_0 + L_{\Delta E} + \Delta L_E \quad (\text{II.3.6})$$

$$L = L_0 + L_E + \Delta L_{\Delta E} \quad (\text{II.3.7})$$

onde,

ΔL e L , representa as quantias de luz que são lidas nos conversores

ΔL_0 e L_0 , é o pedestal de cada conversor

$L_{\Delta E}$ e L_E , é a luz emitida pelos detectores ΔE e E e coletadas durante os intervalos de tempo rápido e lento respectivamente

ΔL_E e $\Delta L_{\Delta E}$, representa a contribuição de luz de cada um dos detectores, devido aos intervalos de tempo (gate rápido e lento, respectivamente).

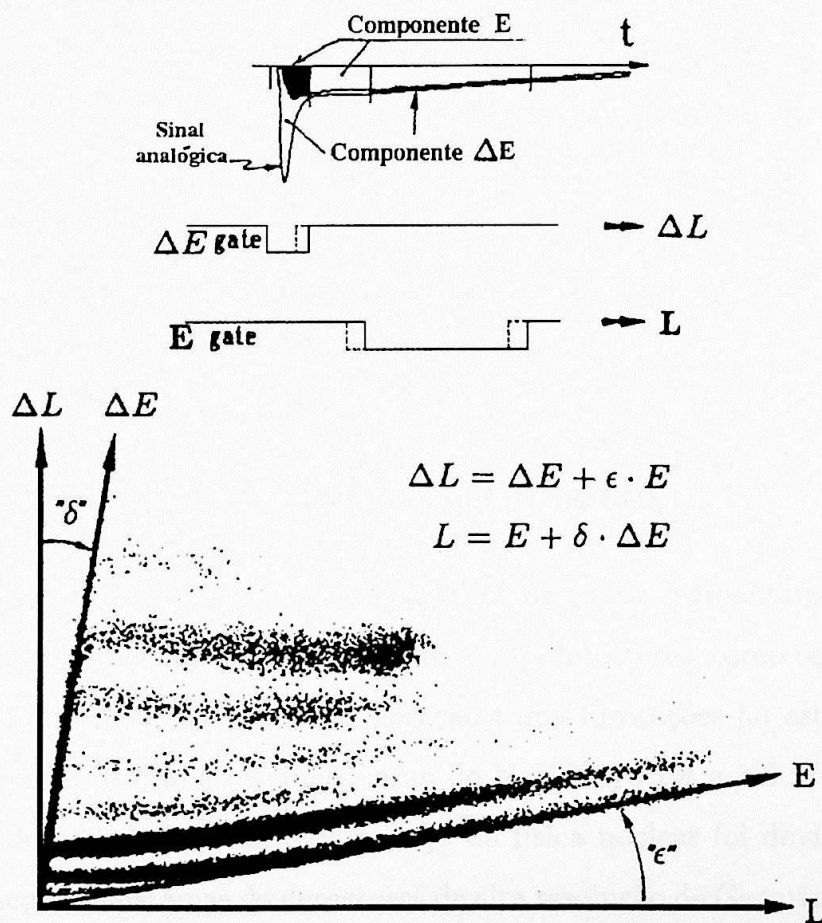


Figura II.12: Pulso emitido pelo detector em relação aos intervalos de tempo de coleção de carga para cada componente. Observa-se a influência da largura do gate rápido e do atraso do gate lento na inclinação dos verdadeiros eixos de energia.

Considerando que

$$\Delta L_E = \epsilon \cdot E \quad (\text{II.3.8})$$

$$\Delta L_{\Delta E} = \delta \cdot \Delta E, \quad (\text{II.3.9})$$

que as contribuições dos pedestais de cada detector sejam desprezíveis, e, por simplicidade, que a luz emitida por cada detector representa a energia dissipada neles, poderemos escrever as equações (II.3.6 e II.3.7) como as expressas na figura II.12.

Na figura II.12, pode-se observar que os verdadeiros eixos de energia dissipada sofrem alterações que são refletidas na inclinação dos eixos causadas por [11]:

- $\epsilon \cdot E$, que pode ser alterada pelo ajuste da largura do gate rápido, e que corresponde à variação da inclinação do eixo E no histograma $\Delta L-L$.
- $\delta \cdot \Delta E$, que pode ser alterada pelo ajuste do atraso do gate rápido, o qual inclinará o verdadeiro eixo ΔE no histograma.

II.4 Sistemas de Multi-detectores

Com a aparição dos sistemas de detectores de capas segmentadas de NaI(Tl), iniciou-se a primeira geração de sistemas de multi-detectores, como os 72-elementos Oak Ridge Spin Spectrometer. Esta geração tinha limitações no estudo de espectroscopia discreta devido à resolução ruim do NaI(Tl) (6-7% a 1.3 MeV).

Desde a década de 80, o grande avanço da física nuclear foi devido à criação e desenvolvimento de sistemas de detectores de alta resolução de Germânio. A segunda geração foi feita com um número menor de detectores Germânio com resoluções 30 vezes melhores que os sistemas de iodeto de Sódio e usando SC para aumentar a razão pico/total (PT); a eficiência da segunda geração foi ótima, mas só para níveis de coincidência dupla. Estes sistemas cobriam entre 10-15% de um ângulo

sólido de 4π . O melhor sistema desta segunda geração estava limitado pelo estudo de seqüência de raios- γ com um nível de população entre 0.1–1% dependendo do experimento realizado.

A terceira geração de sistemas foi desenhada para melhorar grandemente a sensibilidade do sistema (poder de resolução), que pode ser usado com um nível de coincidência maior que 2. Nova física (nível de população menor que 0.01 %) pode ser extraída de espectros de raios- γ complexos com o uso destes sistemas.

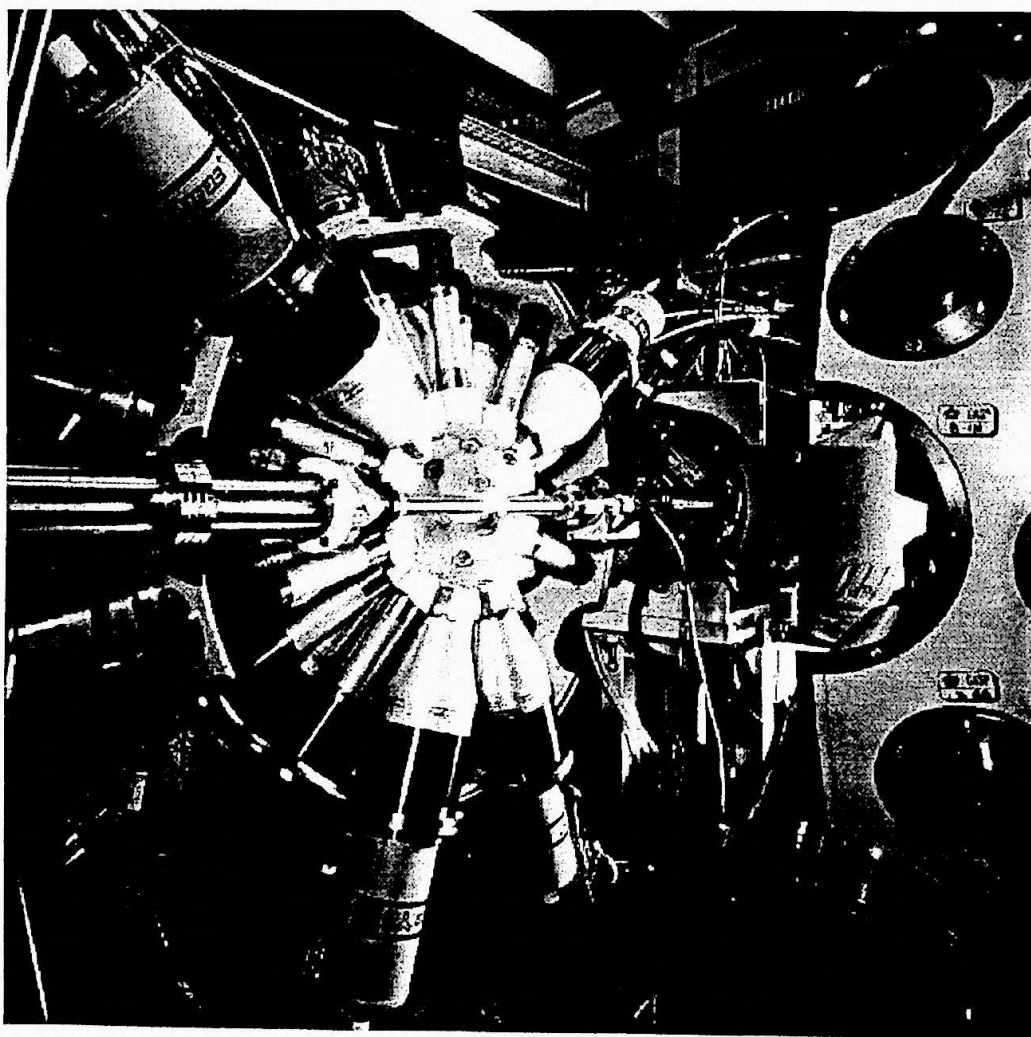


Figura II.13: Sistema multidetector GASP do Laboratório Nacional de Legnaro (LNL-Itália).

Estes novos sistemas que poderiam operar com uma alta taxa para altas coincidências requer [1]:

1. Alta eficiência de detecção de fotopico com grandes detectores de Ge, tentando cobrir um ângulo até 50% de 4π .
2. Boa resolução em energia.
3. Boa razão PT, usando supressores Compton.
4. Alta granularidade para minimizar os efeito de empilhamento e alargamento Doppler.

Entre os sistemas da terceira geração temos: EUROGAM (Reino Unido-França), GASP (Itália, mostrado na figura II.9), GAMMASPHERE (Estados Unidos), EUROBALL (que faz a junção de EUROGAM-GASP com adicionais inovações), todos eles em uso em associação com detectores auxiliares cada vez melhores.

II.4.1 Sistemas Ancilares

Os sistemas ancilares foram criados para auxílio dos sistemas de detectores de radiação- γ . Estes detectores têm a vantagem de melhorar grandemente a qualidade dos dados. Geralmente, estes sistemas têm a ver com a emissão de partículas ou com os resíduos de evaporação de uma reação nuclear, os mais utilizados são :

- Filtros de multiplicidade
- Detectores de nêutrons
- Detectores de partículas carregadas
- Espectrômetros de massa.

Cada um destes sistemas têm aplicações diferentes e seu uso depende da experiência a realizar. Por exemplo, os detectores de nêutrons são muito usados para reações que emitem principalmente canais de nêutrons. Os espectrômetros de massa podem ser utilizados em diversas reações onde o núcleo residual continua seu caminho, e pela reconstrução cinemática da trajetória, pode-se identificar a massa atômica. Os detectores de partículas carregadas além de selecionar canais de emissão de partículas carregadas, consegue diminuir o efeito de alargamento Doppler, causado quando os núcleos emitem raios- γ em vôo.

Assim, no mundo existem diversos tipos de sistemas ancilares, cada um com suas características, dependendo da aplicação, mas todos eles contribuem ao melhoramento da qualidade dos dados, quando são usados em associação com espectrômetros γ . Uma boa configuração de um sistema de medida seria uma combinação de todos estes sistemas ancilares, afim de obter um ótimo resultado nas medidas.

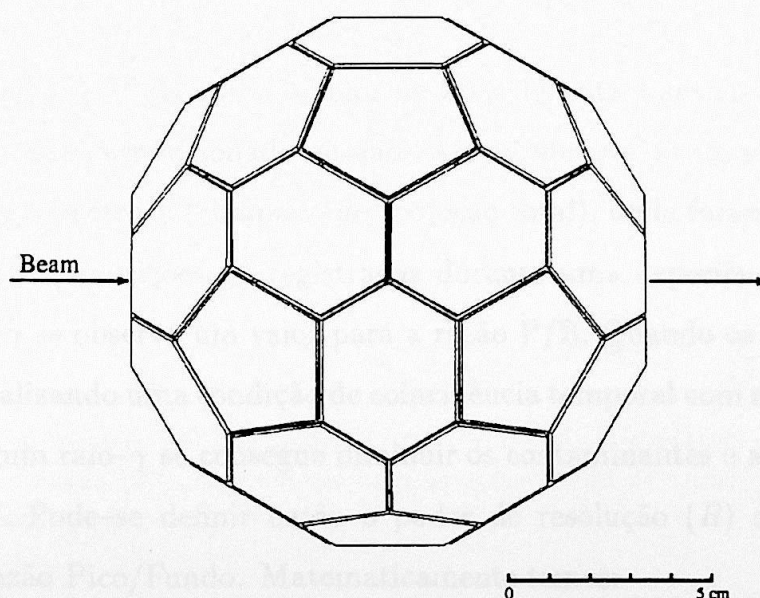


Figura II.14: Esquema do poliedro de 42 faces que compõem o sistema ancilar ISIS (Si-ball).

A performance dos sistemas de detectores seja ou não em associação com sistemas ancilares é dada geralmente em termos de limites observacionais de detecção, os quais são uma função da eficiência de detecção de fotopico e do poder de resolução do sistema [14]. O poder de resolução do sistema depende fortemente do ângulo sólido coberto por cada detector de HPGe, e pode ser melhorado com o uso de sistemas ancilares. A figura II.14, mostra o esquema da câmara ISIS do GASP, formada por 40 detectores telescópio de Silício [2, 15].

II.4.2 Poder de Resolução R

Existem diversos fatores que dificultam o estudo da espectroscopia γ , um deles é o fundo proveniente do espalhamento Compton, um outro é a presença de contaminantes. Usando os supressores de BGO em conjunto com os detectores, consegue-se diminuir muito este fundo, como se observa na parte direita da figura II.9. Uma outra maneira de conseguir a melhoria nos dados é usar os detectores de radiação- γ em associação com "Sistemas Ancilares".

Definimos a razão P/B como o valor da área de uma transição- γ dividida por seu fundo, seja este correlacionado ou não. Assim, observa-se na parte superior da figura II.15 um espectro γ (chamado de projeção total), onde foram histogramadas todos os eventos (transições- γ) registradas durante uma experiência. Analizando um dado raio- γ se observa um valor para a razão P/B . Quando os eventos são histogramados realizando uma condição de coincidência temporal com alguma partícula emitida ou algum raio- γ se consegue diminuir os contaminantes e aumentar o valor da razão P/B . Pode-se definir então o poder de resolução (R) como o fator de aumento da razão Pico/Fundo. Matematicamente temos:

$$R = \frac{P_1/B_1}{P_0/B_0} \quad (\text{II.4.1})$$

onde, P e B são as áreas do pico e do fundo respectivamente (dentro de certos limites, normalmente se considera a largura à meia altura).

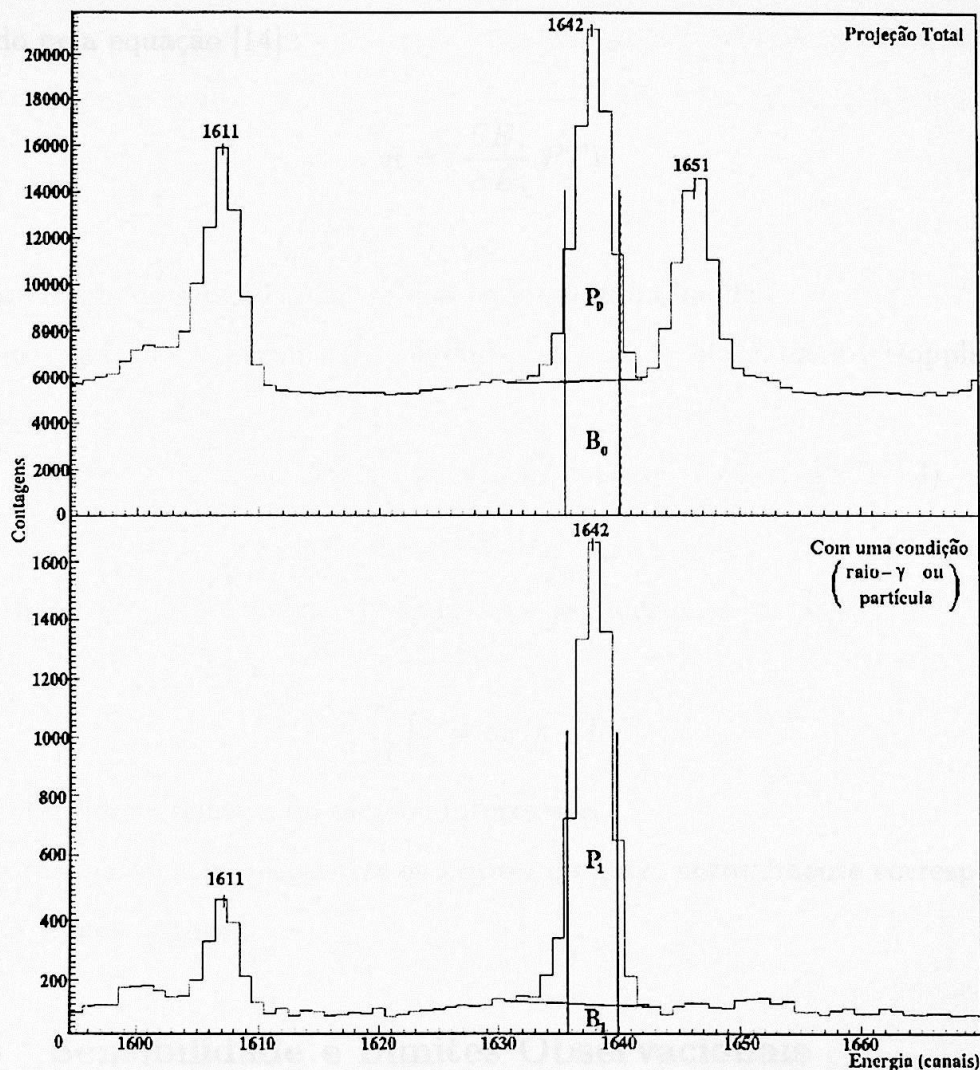


Figura II.15: Espectros- γ . Na parte superior é mostrada a projeção total e na parte inferior o mesmo espectro histogramado usando a condição de coincidência temporal com uma partícula ou um outro raio- γ

Poder de Resolução de um Espectrômetro γ

Banda Rotacional - conjunto de transições- γ regularmente espaçadas de carac-

terística quadrupolar (E2).

Assumindo-se que a separação entre os raios- γ de uma determinada banda rotacional é SE_γ (numa cascata de raios- γ), o poder de resolução do espectrômetro γ é estimado pela equação [14] :

$$R = \left(\frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma} PT \right) \quad (\text{II.4.2})$$

onde,

SE_γ é intervalo de separação entre transições de uma banda.

ΔE_γ é a resolução experimental incluindo efeitos de alargamento Doppler (vide equação II.3.5).

PT é a razão pico/total do detector de HPGe com SC (vide seção II.3.3).

A razão P/B aumenta a medida que se utilizam janelas ("Fold" - F) em eventos de ordem de coincidência cada vez mais alta, segundo a fórmula [1]:

$$\left(\frac{P}{B} \right)_F = \alpha_0 (k \cdot R)^F \quad (\text{II.4.3})$$

α_0 é a intensidade relativa do pico de interesse e,

k é a fração da área do pico entre os limites do gate, normalmente correspondente à largura a meia altura.

II.4.3 Sensibilidade e Limites Observacionais

Sensibilidade

A sensibilidade do espectrômetro de raios- γ está relacionada à intensidade relativa mínima de uma transição de raio- γ que pode ser detectada. O uso de 2 ou mais detectores de HPGe em coincidência melhora a sensibilidade do sistema. Para isso é necessário introduzir o conceito de limite observacional.

Limites Observacionais α

Para comparar o desempenho de um sistema de detectores é usual introduzir limites observacionais (α), os quais são definidos como a menor intensidade relativa de uma cascata que pode ser detectada em presença de fundo correlacionado ou não. O limite de observação está relacionado com dois aspectos em toda medição [14]: o primeiro é o requerimento de que o pico- γ deve ter um mínimo de contagens (N_F), o que define o limite estatístico ($\alpha_{estat.}$), e o segundo requerimento é que a razão $(P/B)_F$ deve ser a mínima aceitável, o que define o limite de fundo (α_{fundo}). Essas duas quantias podem ser estimadas a partir de :

$$\alpha_{estat.} = \frac{N_F}{N \cdot \epsilon_0 \cdot (k \cdot \epsilon_{ph}^T)^F} \quad (\text{II.4.4})$$

onde,

N é o número total de eventos produzidos na reação.

F é a ordem de coincidência γ usada na análise ("FOLD").

N_F é a área final do pico γ sob investigação. Normalmente se assume $N_F = 100$

k é a fração da área do pico entre limites do gate. Normalmente é considerado o valor de $k = 0.76$, correspondente à largura a meia altura

ϵ_0 é a eficiência de detectores ancilares.

ϵ_{ph}^T é a eficiência de fotopico total do sistema de detectores.

e,

$$\alpha_{fundo} = \frac{(P/B)_F}{R_0 \cdot (k \cdot R)^F} \quad (\text{II.4.5})$$

onde,

$(P/B)_F$ é a razão final pico/fundo no espaço F -dimensional (nível de coincidência γ), normalmente se assume $(P/B)_F = 0.2$

R_0 é o poder de resolução pela adição do sistema ancilar.

R é o poder de resolução do espectrômetro γ .

Na figura II.16, mostra-se os limites de observação de diversos sistemas da terceira geração em função do nível de coincidência γ , onde, o ponto ótimo no sistema está definido pela interseção dos limites estatísticos e de fundo.

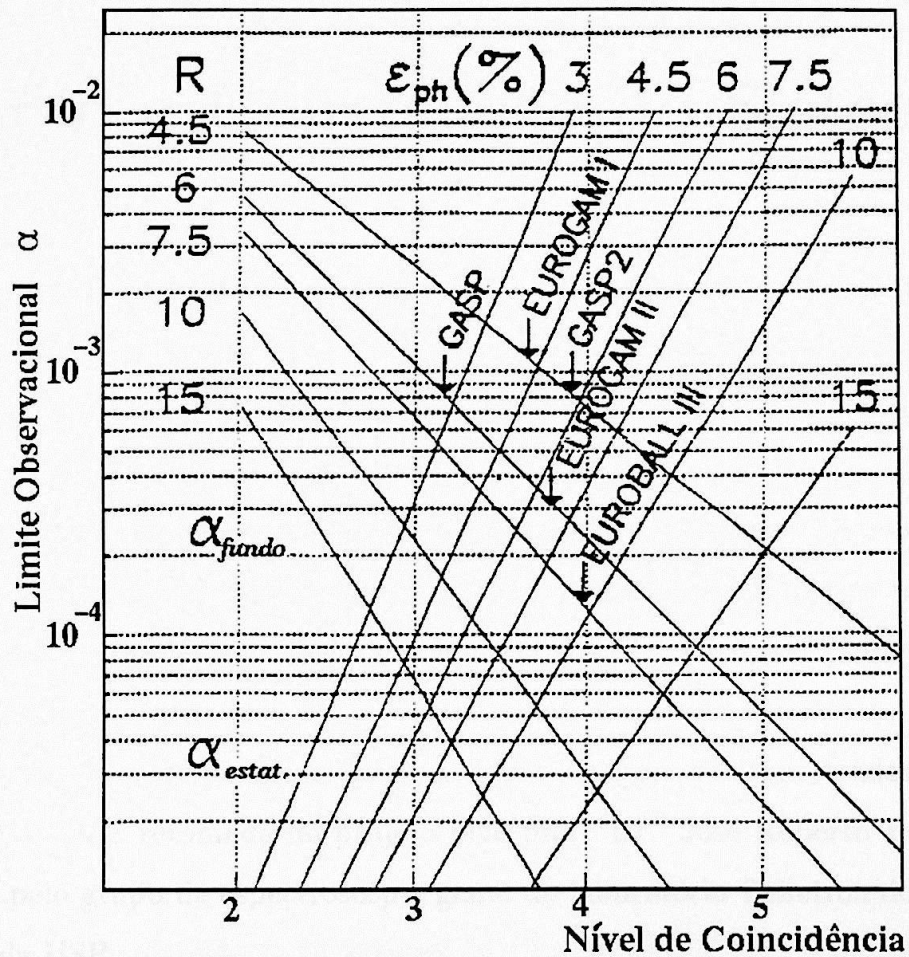


Figura II.16: Limites observacionais de alguns sistemas de detectores Europeus [14].

Tabela III.1 Alguns Sistemas Analógicos

Capítulo III

Projeto e Construção do Sistema

A necessidade de realizar melhores estudos de estrutura nuclear mediante uma boa “identificação e seleção” de canais de emissão de partículas carregadas (α, p ou combinação delas), numa reação fusão–evaporação, para assim, diminuir a contribuição de fundo proveniente dos outros canais, resultou no projeto de “construção de um sistema de detecção de partículas carregadas”, inicialmente elaborado pelo prof. Claudio Tenreiro¹. Ele conseguiu o financiamento e praticamente todo o material necessário (plástico cintilador e o equipamento de eletrônica)², para levar em frente este projeto.

A existência de sistemas semelhantes no mundo (alguns deles mostrados na tabela III.1) incentivou a retomada do projeto pelo prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira e pelo grupo de espectroscopia gama do laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP.

Este projeto tem como objetivo fundamental identificar e selecionar canais de emissão de partículas carregadas, e trabalhando conjuntamente com o espectrômetro γ , aumentar e melhorar grandemente o seu poder de resolução.

¹Atualmente residente no Chile, em caráter permanente.

²FAPESP Proc. n 93/1275-8

Tabela III.1 Alguns Sistemas Ancilares .

NOME	Nº DE DET. $\Delta E-E$	TIPO	ESPECTRÔMETRO INSTITUIÇÃO
Euricius	16	phoswich	Nord Ball, Niels Bohr Institute
ANU Array	6	phoswich	Cæsar, Australian National University
Hystrix	12	phoswich	Nord Ball, Niels Bohr Institute
Isis	40	Si	Gasp, Laboratori Nazionali di Legnaro
Euclides	160	Si	Euroball, Laboratori Nazionali di Legnaro
Microball	96	CsI	Gamasphere, Argonne/LBNL

III.1 Características

O desenho do sistema de detectores de partículas carregadas, devia apresentar as seguintes características fundamentais :

1. Capacidade de discriminação entre prótons e alfas. Isto é possível com a utilização de detectores telescópios $E-\Delta E$.
2. Alta eficiência de detecção, ou seja, cobrir um ângulo sólido de detecção próximo a 4π .
3. Alta resistência contra danos de radiação. Isto é possível com a utilização de cintiladores plásticos.

4. Transparência sob radiação- γ , que permita a utilização do arranjo conjuntamente com o sistema de detectores de HPGe.
5. Baixo Custo.

Baseado nessas características, optou-se pelo sistema HYSTRIX como ponto de partida para o desenvolvimento do novo sistema, por ser o mais aplicável para nosso laboratório (melhor relação custo-benefício em comparação com outros sistemas que usam detectores de Silício). HYSTRIX [16] conta com 12 detectores telescópios tipo *Phoswich* ($\Delta E-E$), dispostos numa geometria de um poliedro semi-regular, como é mostrado na figura III.1.

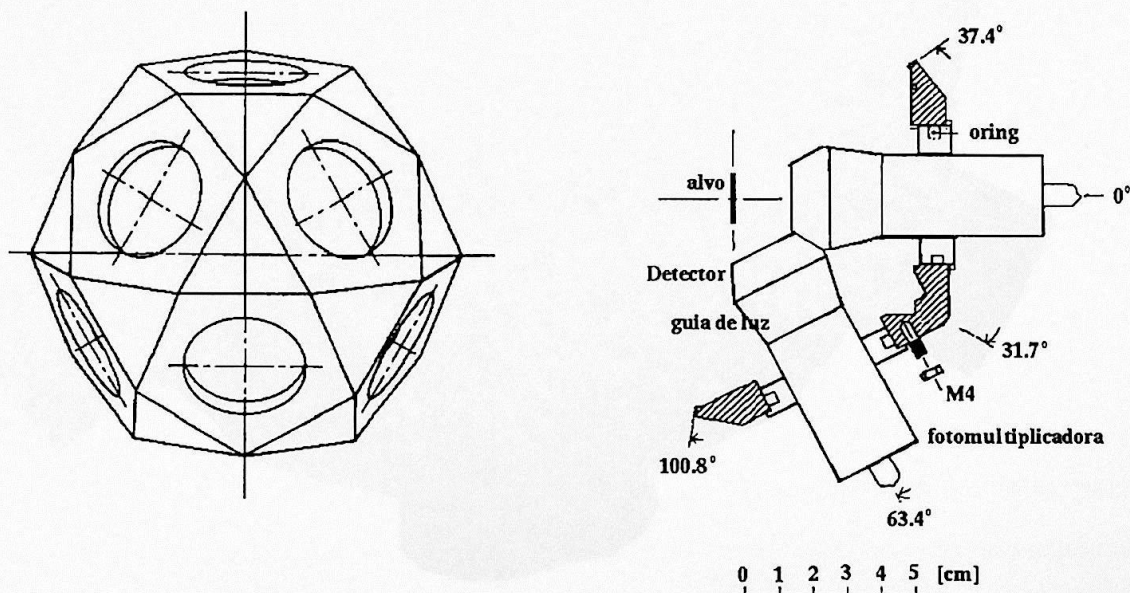


Figura III.1: Esquema da câmara de espalhamento do Sistema Hystrix.

III.2 Detalhamento e Execução

A primeira parte do trabalho foi o desenho e dimensionamento da câmara de espalhamento, mostrado na figura III.2. A câmara, semelhante ao sistema Hystrix, tem a diferença no material usado: o plástico preto foi trocado por alumínio, que apresenta maior rigidez e facilidade para usinagem. Além disso a câmara foi dividida em dois hemisférios (com um anel de vedação *o'ring* entre eles), para permitir a usinagem interna e facilitar o acesso ao alvo.

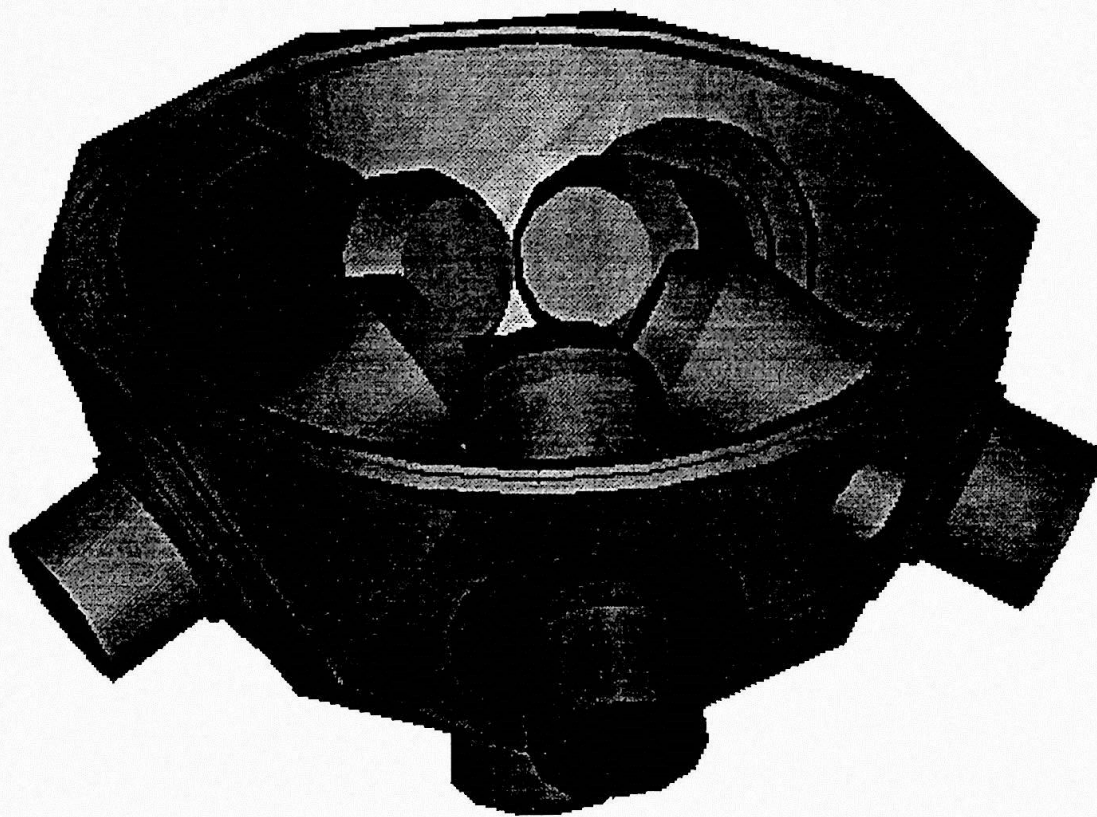


Figura III.2: *Esquema da câmara de espalhamento do Sistema Ancilar, parte inferior.*

- A câmara de espalhamento tem uma geometria externa de um poliedro semi-

regular, com 12 faces pentagonais e 20 faces triangulares, e uma cavidade interna esférica. As faces pentagonais servem de apoio para os detectores *Phoswich*, mediante a colocação de uma flange. Em princípio poderiam ser 12 utilizados detectores para aproveitar o máximo de ângulo sólido (83% de 4π), mas resolveu-se por colocar apenas 11 (76% de 4π), deixando-se uma face para a entrada do feixe, colocando-se uma flange para servir de união entre a canalização e a câmara. Além disso, esta flange serve para colocar o suporte para o alvo. Os detectores de radiação- γ são colocados ao longo do eixo perpendicular às faces triangulares.

A segunda parte foi a construção e teste dos detectores, para o que foi necessário desenvolver a técnica de colagem dos cintiladores em vácuo, evitando a formação de bolhas de ar.

A terceira parte foi a montagem do filtro, para isto foi necessário o desenho, dimensionamento e construção de 11 flanges para as fotomultiplicadoras e uma flange especial com o suporte para o alvo.

Por último, foi realizada a montagem e teste do sistema a fim de melhorar a eletrônica associada à aquisição de dados e posteriormente, obter os parâmetros característicos do sistema.

III.3 Construção dos detectores

A construção dos detectores telescópios ΔE - E de tipo *Phoswich* foi feita pela composição de uma folha fina de cintilador plástico de decaimento rápido, superposta a um outro cintilador espesso e de decaimento lento, acoplados opticamente a uma célula fotomultiplicadora. Foram usados cintiladores plásticos BC-400 de 0.1 mm de espessura para formar o ΔE , e BC-444 de 10.0 mm de espessura para o E . Os plásticos cintiladores são produzidos pela BICRON©[17]. Estes plásticos foram colados de modo a se obter uma boa junção, isto é, sem zonas mortas e sem interfaces

refletoras, utilizando a técnica de “prensa aquecida em vácuo” [18]. Para realizar esta tarefa, foi necessária a construção de um sistema apropriado para se obter uma boa colagem num ambiente de vácuo limpo.

III.3.1 Prensa Aquecida em Vácuo

O sistema de colagem foi formado por uma prensa especial e uma câmara de vácuo.

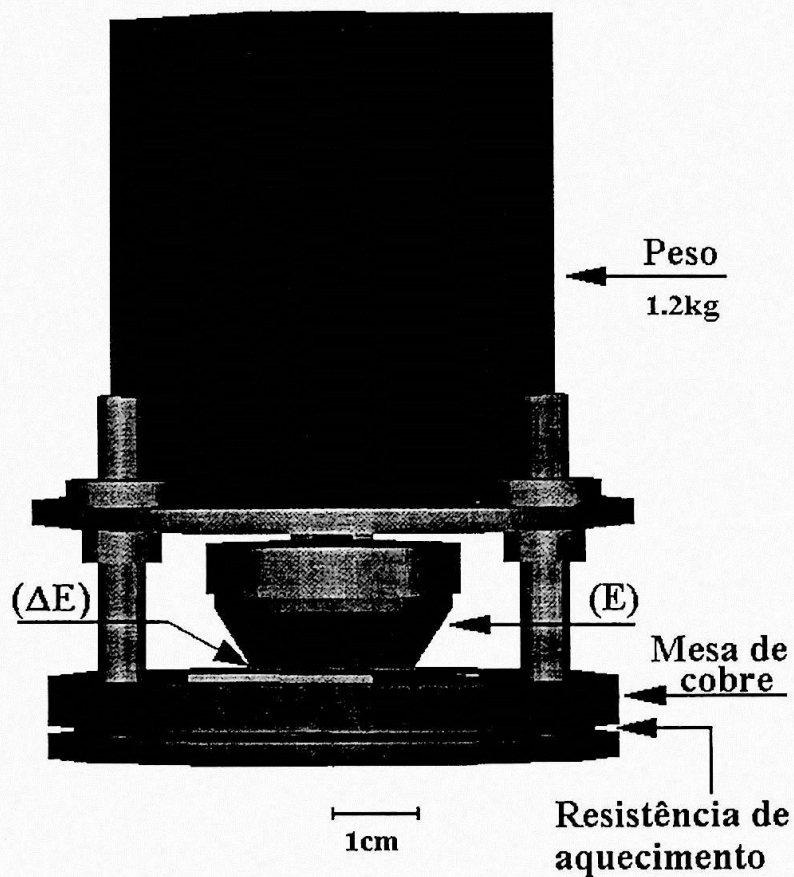


Figura III.3: *Esquema da prensa para realizar a junção dos plásticos cintiladores em vácuo.*

A prensa construída, mostrada na figura III.3, é formada por 2 placas de cobre,

entre as quais há uma resistência para o aquecimento. As hastes servem como guia para a aplicação do peso, e a distribuição da pressão é realizada mediante uma pequena esfera metálica que permite a aplicação do peso no centro do cintilador grosso, sem a geração de torques.

Na superfície da placa superior é colocado um controlador de temperatura, que funciona mediante diodos em série, para manter a temperatura estável. A câmara de vácuo possui uma vedação dinâmica para a movimentação e colocação do peso quando o vácuo seja o desejável (10^{-3} Torr).

III.3.2 Técnica de Colagem

A colagem dos cintiladores foi uma das tarefas mais difíceis devido ao fato que a união entre os dois cintiladores tem que ser ótima e não possuir nenhuma interface óptica (presença de bolhas) ou outra substância inerte à radiação (cola), porque isso distorceria o sinal obtido pelos detectores, gerando uma informação errada sobre as partículas incidentes.

Procedimento :

Depois de várias tentativas de colagem, muitas delas desastrosas, conseguiu-se obter um procedimento que é baseado nas seguintes etapas :

1. Limpeza cuidadosa dos plásticos cintiladores. A usinagem do detector deve ser totalmente isenta de óleo, utilizando água filtrada como refrigerante.
2. A fonte de calor tem que ser aplicada ao ΔE .
3. Temperatura aplicada, ~ 76 °C. Em temperaturas superiores, o plástico se deteriora e perde as propriedades de cintilação.
4. Vácuo limpo da ordem de 10^{-3} Torr, obtido com bomba de sorpção.

5. A pressão aplicada é de $\approx 400 \text{ gr/cm}^2$.
6. Tempo de colagem a 76°C , ≈ 6 horas.

Assim, depois de limpar cuidadosamente com álcool isopropílico e de secar com jato de nitrogênio seco as duas partes componentes do telescópio, colocou-se o plástico ΔE em uma superfície de um vidro fino (para proporcionar uma superfície lisa e uma certa impedância térmica) que, por sua vez, está sobre a placa de cobre e, logo após, colocou-se o plástico E, como é mostrado na figura III.3.

Inicia-se o bombeamento de vácuo sem colocar pressão, com a finalidade de permitir a saída do ar (preferencialmente o vácuo deve ser realizado com uma bomba de sorção, para obter um vácuo limpo). Depois que a pressão atingir a ordem de militorr, começa-se a esquentar com muito cuidado para não ultrapassar a temperatura de 76°C . Quando a temperatura for de cerca de 70°C , coloca-se o peso e deixa-se por um período de 6 horas, mantendo a temperatura e pressão constantes.

Após realizada a colagem se recomenda deixar esfriar os plásticos, mantendo o vácuo para evitar mudanças bruscas de temperatura, as quais poderiam causar problemas como o trincamento dos plásticos.

III.3.3 Evaporação de Alumínio

Para evitar perda da luz de cintilação é necessário evaporar uma camada fina de alumínio sobre a face frontal do detector. Esta camada de alumínio deve ser

- o mais fina possível para que a perda de energia da partícula incidente seja desprezível,
- espessa o suficiente para que a luz não escape e seja toda refletida para dentro do detector, em direção à fotomultiplicadora, convertendo o máximo de luz em corrente e evitando a perda de informação.

Para este fim basta colocar uma camada de cerca de $50 \mu\text{g/cm}^2$.

III.3.4 Montagem do detector

O detector telescópio de tipo *Phoswich*, mostrado na figura III.4, é formado pelo sanduíche ΔE -E, uma guia de luz, uma fotomultiplicadora colada a uma flange (especial para fazer a posterior união à câmara de espalhamento) e uma base para a fotomultiplicadora.

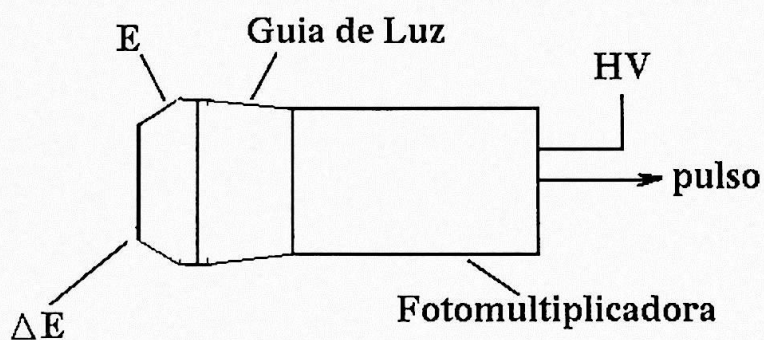


Figura III.4: Esquema do detector telescópio tipo *Phoswich*.

- A guia de luz foi feita em acrílico, com um índice de refração similar ao dos plásticos.
- A fotomultiplicadora Hamamatsu modelo 1924 de 10 estágios e com um ganho típico de 10^4 [19].
- A flange da fotomultiplicadora foi feita em alumínio.

A colagem da fotomultiplicadora na flange foi feita usando uma resina epoxi. Esta colagem foi realizada num ambiente de vácuo para evitar a formação de bolhas de ar que poderiam produzir vazamentos virtuais. A união final dos componentes, sanduíche ΔE -E, guia de luz e fotomultiplicadora, foi feita usando graxa de silicone (com o índice de refração similar ao dos plásticos) e coberto com fita teflon para fixação e evitar escape de luz.

III.4 Montagem do Sistema

III.4.1 Sistema Ancilar

Terminada a construção das peças e testados os detectores em forma independente (verificando a boa resolução, adequada para nossas necessidades), procedeu-se a montagem do sistema de forma completa, para o qual foi necessário a construção de um suporte para o alvo, como é mostrado nas figuras III.5 e III.6.

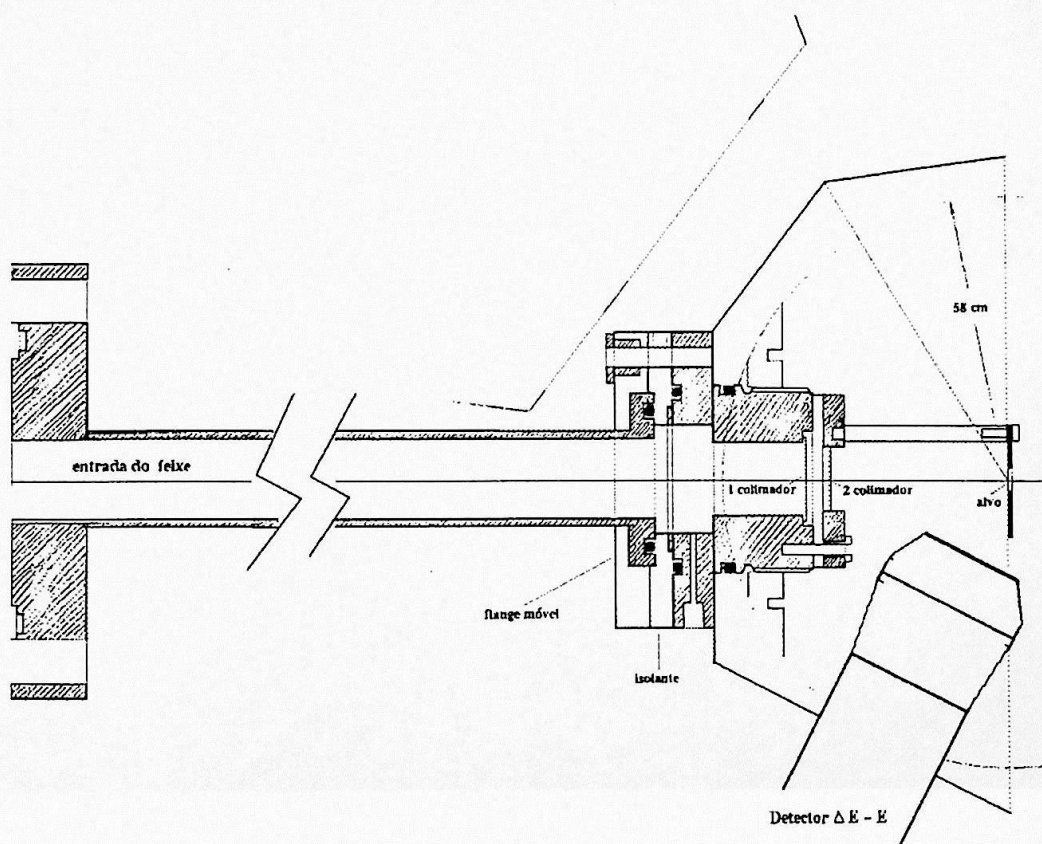


Figura III.5: *Esquema da flange com suporte para o alvo*

Numa face pentagonal da câmara de espalhamento é colocada uma flange especial que faz a união da câmara com a canalização. Esta união foi feita de maneira a manter a câmara isolada da canalização. Além disso, esta flange possui o suporte

para o alvo, que fica no centro da câmara alinhado com a direção do feixe. A uma distância de 15 mm foi colocado um anteparo para o feixe, feito de Ta. O centro do alvo fica a 17 mm da face dos detectores ΔE . Para um melhor direcionamento do feixe, utiliza-se 2 colimadores, um de 3 mm e um outro de 3.5 mm de diâmetro afastado uma distância de 3 mm, para evitar espalhamento no primeiro colimador.

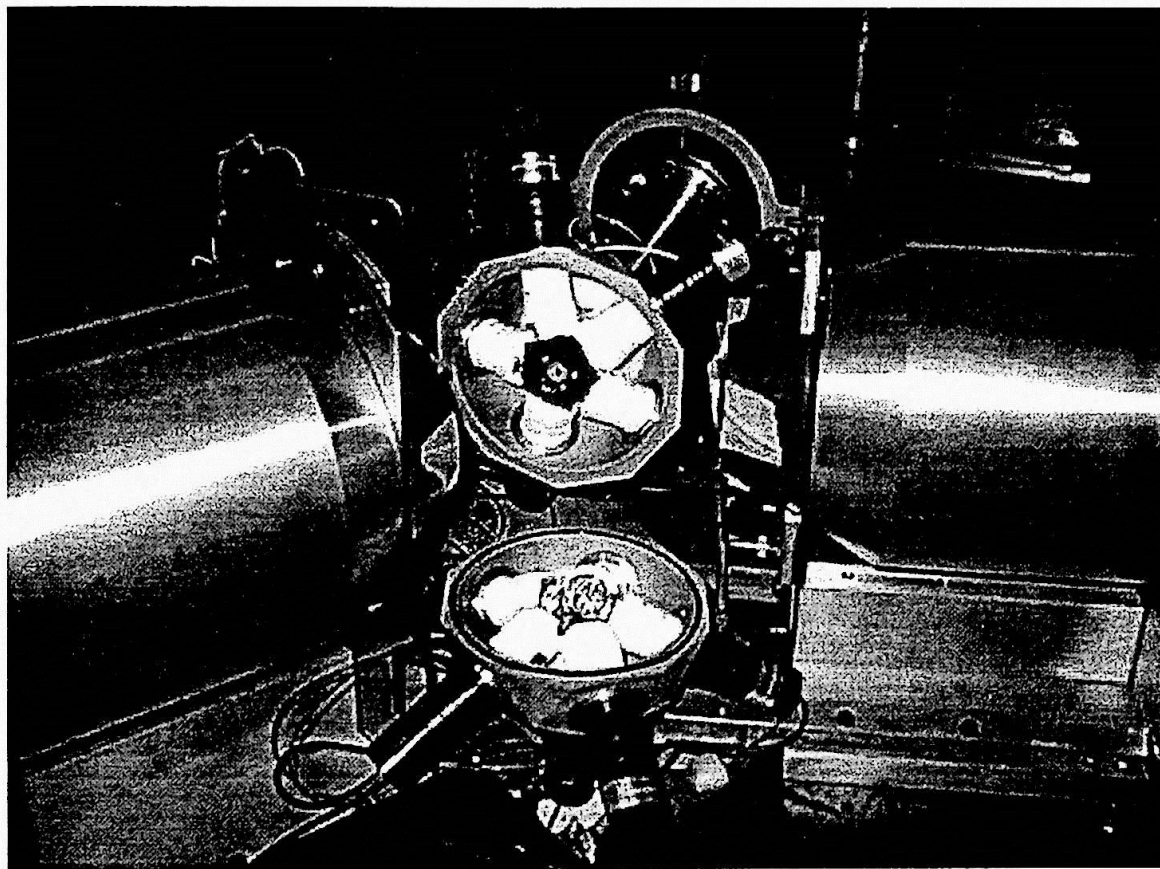


Figura III.6: Vista frontal do sistema aberto. Pode-se observar a disposição dos 11 detectores ΔE -E, o suporte para o alvo e 2 detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton.

Quando o feixe incide sobre o alvo, pode-se produzir espalhamento do feixe, portanto é necessário colocar folhas de papel alumínio na frente de cada detector (a quantidade de papel depende da experiência a ser realizada), a fim de diminuir a

incidência do feixe espalhado que possa atingir os detectores, vide figura III.6. Além disso, pode-se produzir retro e spalramento do feixe no anteparo podendo atingir os detectores em ângulos traseiros por esa razão o alvo é colocado entre duas folhas de Kapton, que têm também a função de mater isolados eletricamente os detectores.

Os 11 detectores colocados nas diferentes faces pentagonais formam 3 anéis de detecção, com ângulos distintos em relação à direção do feixe :

0° : um detector

63° : cinco detectores

117° : cinco detectores

III.4.2 Sistema Completo

Os detectores de HPGe, são colocados frente a cada uma das faces triangulares (evitando ao máximo a atenuação produzida pelo alumínio) e a uma distância de 9 cm do centro da câmara, havendo assim, a disponibilidade de colocar 9 detectores de HPGe em diferentes planos. Atualmente, conta-se com 4 detectores de HPGe, 2 Camberra de 60% de eficiência (em relação a detectores de NaI(Tl) de dimensões 3" x 3") e 2 Ortec de 20 %, com seus respectivos supressores Compton de BGO . Eles constituem o espectrômetro γ .

Tabela III.2 *Posicionamento dos detectores de HPGe.*

Ângulo em relação ao Feixe	Ângulo em relação ao plano horizontal	Eficiência do detector (%)
37°	0°	60
101°	0°	60
37°	20.9°	20
101°	35.3°	20

Estes detectores são colocados em diferentes planos, como é mostrado na tabela III.2. Os detectores de HPGe têm resolução intrínseca de 2.1 a 2.4 keV (para a energia de 1332 keV).

Um suporte especial para a colocação dos detectores fora do plano horizontal foi desenvolvido pelo aluno de iniciação científica Lucas S. Mahl, vide figura III.7.

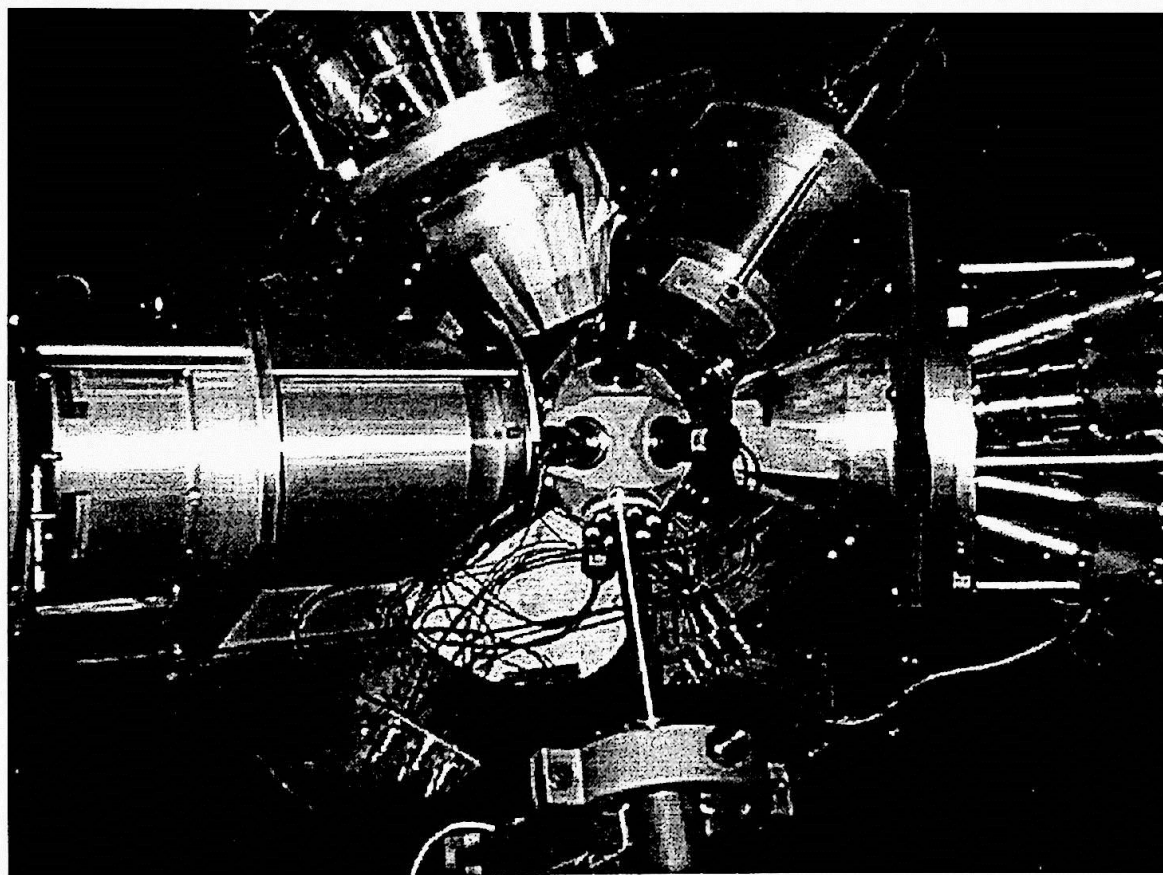


Figura III.7: Vista de cima do sistema fechado acompanhado de 4 detectores de HPGe com supressores Compton. Sistema Completo.

Capítulo IV

Testes

IV.1 Teste do detector

IV.1.1 Arranjo Experimental :

Com o objetivo de testar o bom funcionamento de cada detector *Phoswich* foi produzida uma reação de teste, $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ a 53 MeV de energia de feixe incidente. Foi usado o acelerador eletrostático Pelletron e a canalização 30°A do laboratório Pelletron. A disposição geométrica é mostrada na figura IV.1. Na tampa da câmara de espalhamento, preparada especialmente para o teste foi colocado um detector a 90° em relação à direção do feixe e o suporte para o alvo. O alvo faz um ângulo de 45° com a linha do feixe (parte inferior da figura IV.1). Além disso, o suporte do alvo possui um colimador para o feixe e um dispositivo em forma de colimador de raio igual ao detector para colimar as partículas produzidas na reação, evitando incidência de partículas na parte cônica do detector E.

O alvo de alumínio (^{27}Al) de uma espessura de 2.6 mg/cm^2 foi prensado sobre um anteparo de chumbo natural (Pb) de 16 mg/cm^2 , a fim de frear o recuo do núcleo composto, evitando a emissão de raios- γ em vôo.

IV.1.2 Eletrônica e Aquisição de dados

Produzido o pulso de luz no detector, ele entra as fotomultiplicadora que se encontra na saída do galvômetro. O pulso de voltagem chega ao tempo de subida da ordem de 10 ns.

Na parte inferior da figura IV.2 mostra-se a pulso coletado na saída da fotomultiplicadora e os gate H e L, permanentes na energia detetada nos $\Delta E = E_1$, respectivamente.

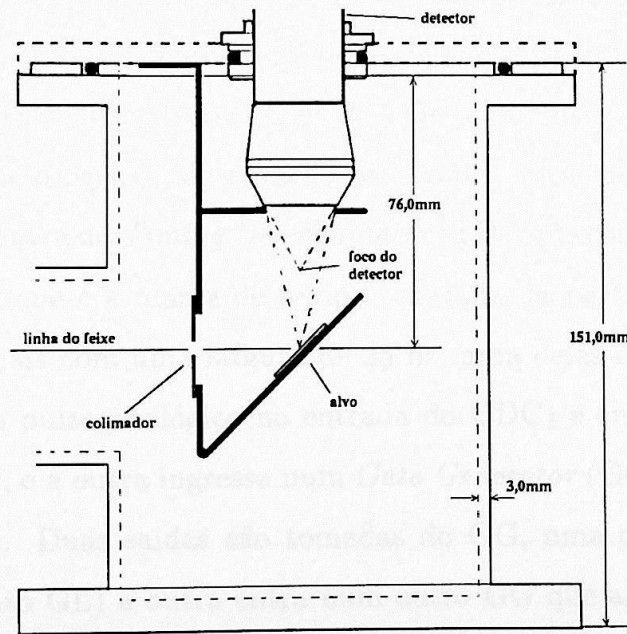
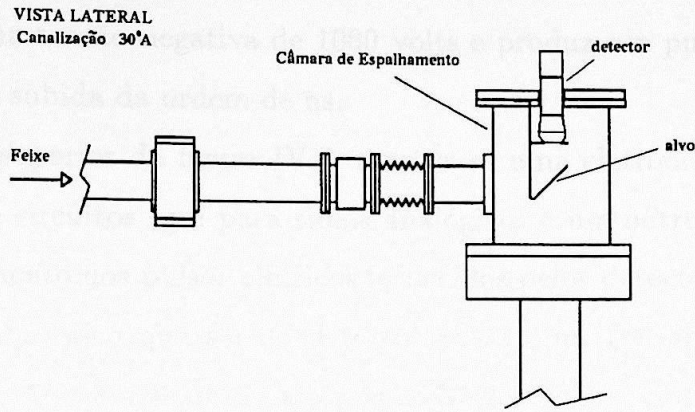


Figura IV.1: Esquema da montagem experimental durante os testes do detector phoswich.

IV.1.2 Eletrônica e Aquisição de dados

Produzido o pulso de luz no detector, ele entra na fotomultiplicadora que se encontra numa tensão negativa de 1000 volts e produz um pulso de voltagem com um tempo de subida da ordem de ns.

Na parte superior da figura IV.2, mostra-se uma eletrônica convencional composta de dois circuitos (um para sinais analógicos e um outro para sinais lógicos), para o tratamento dos pulsos elétricos fornecidos pelos detectores de partículas.

O pulso analógico que sai do detector entra num *Linear Fan-in Fan-out* que fornece dois sinais semelhantes para a geração dos dois circuitos.

Um sinal é atrasado (32 ns) e passa por um *splitter* que divide em dois sinais atenuados num fator 1/2, um deles entra no *Charge Analog-to-Digital Converter* (QDCA) e o outro passa por um segundo atenuador (fator 1/2) para depois entrar no *Charge ADC with Wide Gates* (QDCW). Os pulsos de entrada dos QDCs serão integrados durante o período de duração dos “gates” fornecidos pelo outro circuito.

O outro sinal entra no *Timing Discriminator* (TD), que converte o pulso analógico num sinal lógico, que é a marca de tempo (chegada da partícula ao detector). Do TD saem dois sinais com uma largura de 25 ns, uma delas é atrasada (de maneira a coincidir com o pulso analógico na entrada do QDC) e entra no gate do QDCA (gate rápido GR), e a outra ingressa num *Gate Generator* (GG), que atrasa e alarga o pulso a 200 ns. Duas saídas são tomadas do GG, uma delas entra no gate do QDCW (gate lento GL) a outra entra num outro GG que alarga o pulso a 2 μ s, o qual entra no *Event Handler* (EH), indicando a ocorrência do evento e iniciando a aquisição CAMAC.

Na parte inferior da figura IV.2 mostra-se o pulso coletado na saída da fotomultiplicadora e os gates R e L, pertencentes às energias deixadas nos ΔE e E, respectivamente.

IV.1.3 Resultados

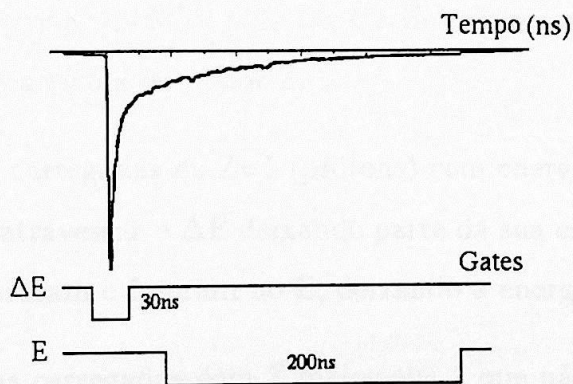
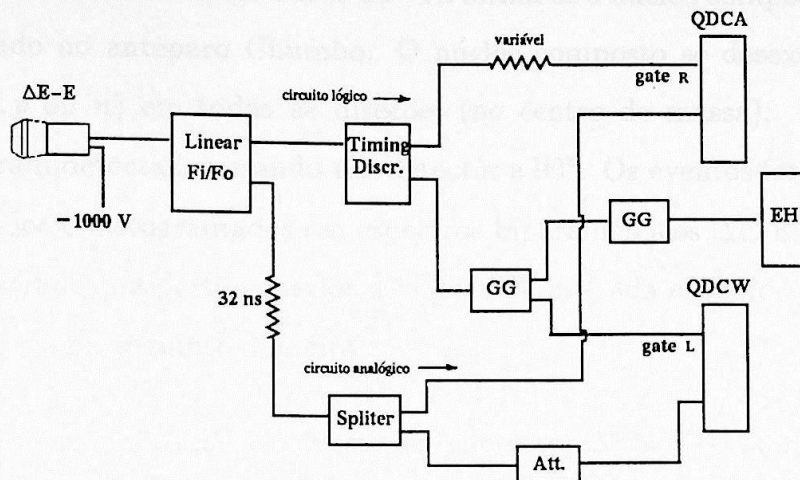


Figura IV.2: Parte superior: Esquema eletrônico para os testes dos detectores. Parte inferior: Forma do pulso emitido pelo detector $\Delta E-E$ com seus respectivos gates de tempo que ingressam nos QDCs.

IV.1.3 Resultados

Quando o feixe de ^{16}O atinge o alvo de ^{27}Al forma-se o núcleo composto (^{43}Sc) que recua e é freado no anteparo Chumbo. O núcleo composto se desexcita emitindo partículas (α, p ou n) em todas as direções (no centro de massa). As partículas carregadas foram detectadas usando um detector a 90° . Os eventos foram posteriormente analisados e histogramados em espectros biparamétricos ΔE - E (ΔE -Energia residual), mostrados na parte superior da figura IV.3. Cada espectro pode ser dividido em 5 seções, da seguinte maneira :

- (a) mostra as partículas que atravessaram o detector ΔE sem deixar energia, estas partículas interagem predominantemente no detector E por ter mais espessura, podendo ser nêutrons ou raios- γ .
- (b) mostra partículas carregadas que pararam no ΔE deixando toda a sua energia (devido à baixa energia, <9 MeV para α e <2 MeV para prótons [17]), podendo ser α, p ou outra partícula de maior Z .
- (c) mostra partículas carregadas de $Z=1$ (prótons) com energia maior que 2 MeV que conseguiram atravessar o ΔE deixando parte da sua energia, e por possuir energia maior entraram e frearam no E , deixando a energia residual.
- (d) mostra partículas carregadas com Z maior que 1 que não conseguiram atravessar o ΔE , porém por serem mais energéticas deixaram uma energia maior, podendo ser α com energia maior que 5 MeV e menor que 9 MeV, ou outra partícula de Z maior.
- (e) mostra partículas carregadas de $Z=2$ (partículas α) com energia maior que 9 MeV, que conseguiram atravessar o ΔE deixando parte da sua energia, e freando no E , deixando a energia residual.

Se fossem emitidas partículas carregadas de $Z > 2$ muito energéticas o espectro biparamétrico teria a forma que é mostrada na parte inferior da figura IV.3 [10].

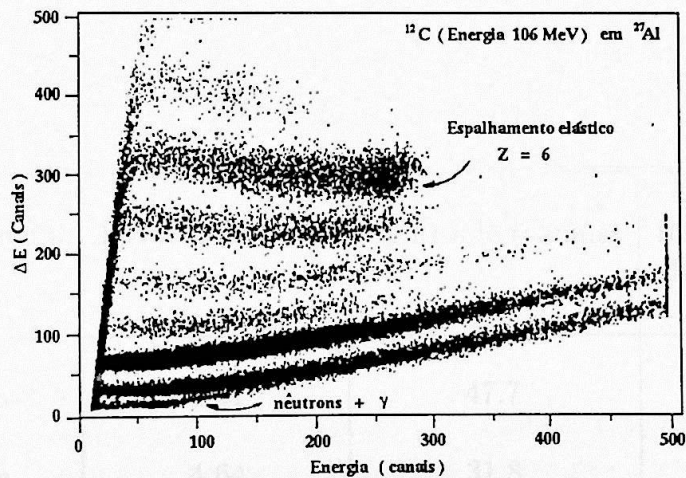
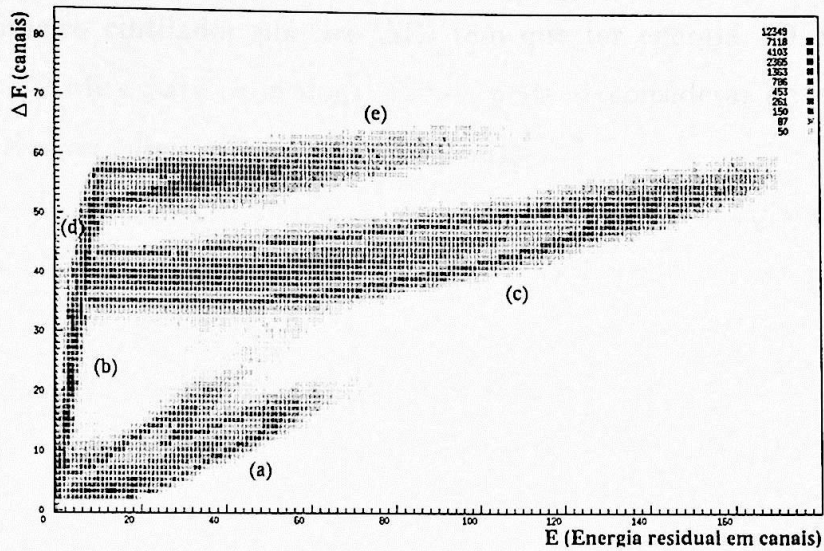


Figura IV.3: Espectros biparamétricos $\Delta E-E$. Na parte superior é mostrado o obtido com o detector, usando a reação $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ a 53 MeV e na parte inferior o espectro obtido por Lidén, bombardeando um alvo de ^{27}Al com feixe de ^{12}C a 106 MeV.

Resolução :

Para que o detector possa emitir o pulso completo (duas componentes), a partícula que chega ao segundo cintilador (atravessando primeiro a camada de alumínio e depois o primeiro cintilador plástico ΔE) tem que ter energia >9 MeV para as partículas α e 2 MeV para os prótons. Então, pode-se considerar a resolução como o poder de resolver (discriminar) estas partículas.

Assim, temos que, ao projetar uma região de nosso espectro biparamétrico $\Delta E - E$ (banana retangular), sobre o eixo do ΔE , como é mostrado na parte superior da figura IV.4, consegue-se uma boa identificação e separação das partículas α e prótons, mostrado na parte inferior da figura IV.4.

Na tabela IV.1, mostra-se a resolução relativa do detector. Esta resolução é definida como a razão entre a largura a meia altura do pico de partícula dividida pela diferença entre os centróides de α e p .

Tabela IV.1 *Resolução Relativa de um detector $\Delta E-E$ colocado a 90° em relação a direção do feixe incidente.*

partícula	FWHM (canais)	Centróide (canais)	Resolução Relativa
α	4.51	47.7	0.28
p	4.64	31.8	0.29

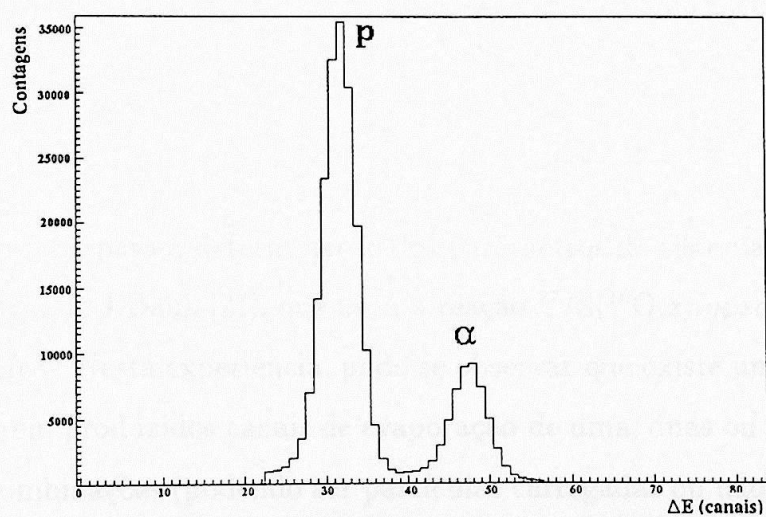
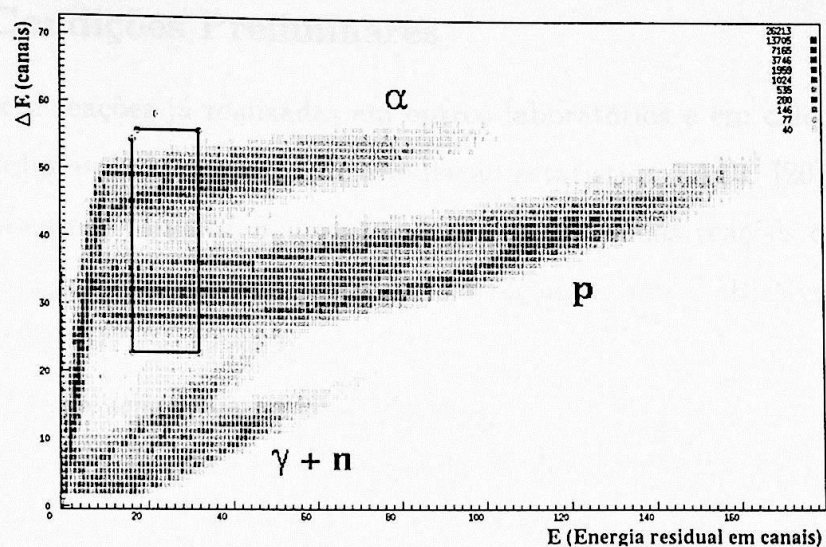


Figura IV.4: Na parte superior é mostrado um espectro biparamétrico $\Delta E-E$, e na parte inferior é mostrada a projeção da banana retangular sobre o eixo ΔE .

IV.2 Testes em Coincidência γ - p e γ - γ - p

IV.2.1 Condições Preliminares

Baseado em reações já realizadas em outros laboratórios e em cálculo de simulações realizadas usando o código de simulação estatística PACE [20] (*Projection Angular Momentum Coupled Evaporation*); foram escolhidas reações que populam fortemente canais de emissão de partículas carregadas, com o objetivo de testar o sistema completo.

Os testes foram separados em duas classes :

- Testes Simples, realizados com a finalidade de determinar os parâmetros característicos do sistema.
- Teste de aplicação, realizado como uma tentativa de obter uma medida inédita de espectroscopia γ .

Reações :

Os testes simples, para a determinação dos parâmetros do sistema, foram baseados na experiência de J.Dauk [21], que usou a reação $^{27}\text{Al}(^{16}\text{O},xny\alpha)$ com energia do feixe de 40 MeV. Nesta experiência, pode-se observar que existe uma grande possibilidade de serem produzidos canais de evaporação de uma, duas ou três partículas em diferentes combinações (podendo ser partículas carregadas ou não) o que permitiu haver uma diversidade de canais apropriados para a realização dos testes, vide figura IV.5.

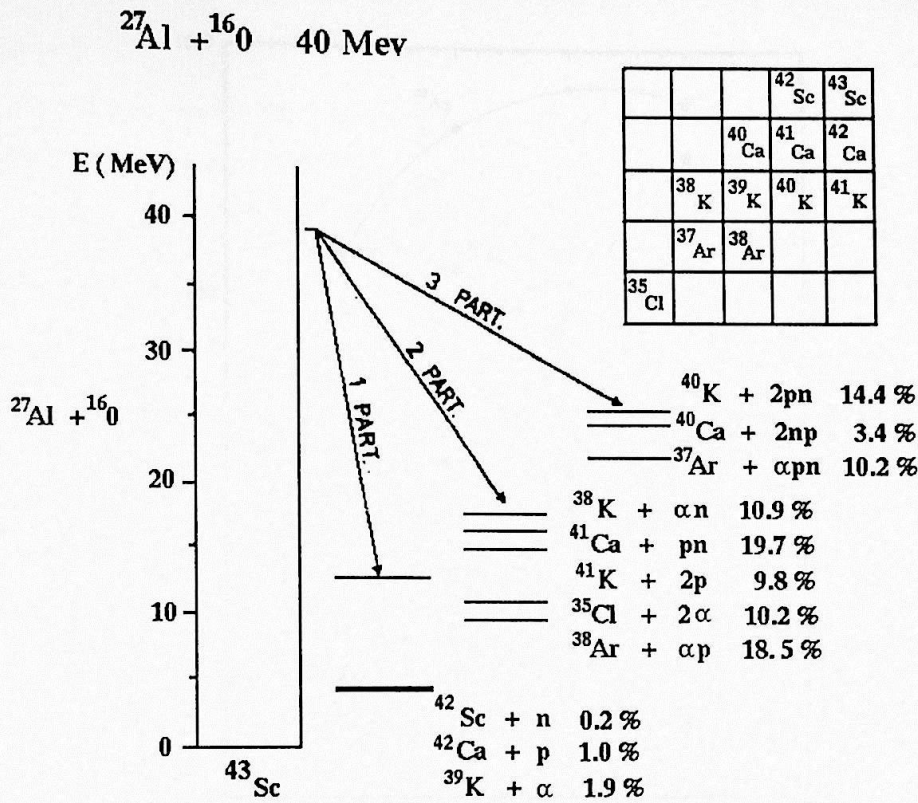


Figura IV.5: População relativa dos resíduos de evaporação do sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ a 40 MeV, obtida na experiência de J. Dauk.

O teste de aplicação foi baseado na experiência de F.Espinoza [22], que usou a reação $^{100}\text{Mo}(^{10}\text{B}, xnypz\alpha)$. Nesta experiência, pode-se observar que a reação produz canais de emissão de partículas carregadas (α e p) os quais possuem uma seção de choque da ordem de 10-100 vezes menor que os canais de emissão de nêutrons (os mais populadados) vide figura IV.6. No teste de aplicação, pode-se ver melhor a vantagem de usar o sistema ancilar.

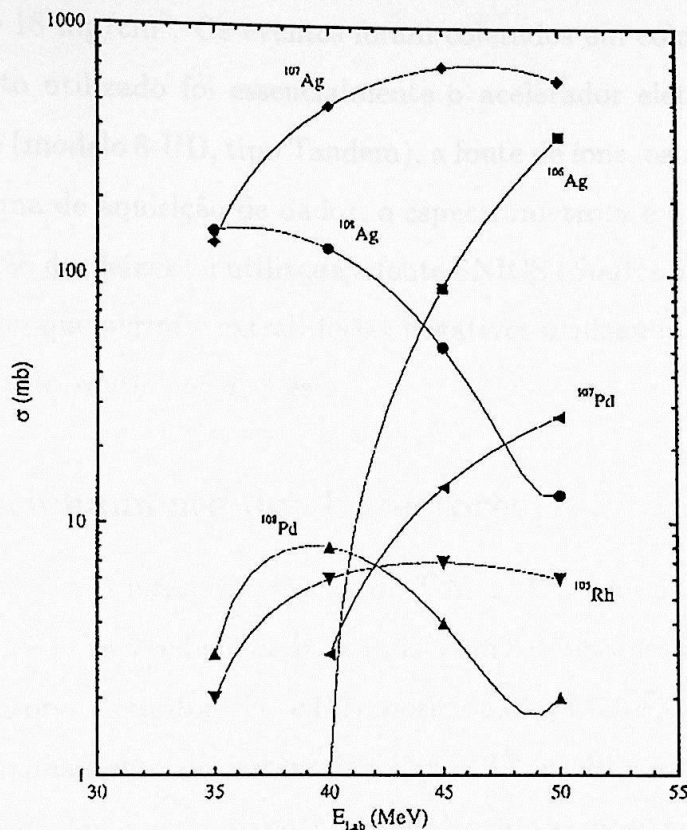


Figura IV.6: Cálculos do PACE. Seção de choque para a reação $^{100}\text{Mo} + ^{10}\text{B}$, considerando um alvo de 1 mg/cm^2 [23].

IV.2.2 Condições Experimentais dos Testes

Nos testes simples, foi realizada a reação de $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ com uma energia de feixe incidente de 53 MeV. O alvo usado foi de alumínio (^{27}Al) com espessura de 2.6 mg/cm^2 prensado sobre um anteparo de chumbo natural com espessura de 16 mg/cm^2 (características similares ao caso dos testes individuais do detector). Os eventos foram inicialmente coletados em coincidência γ - p , e posteriormente também em coincidência γ - γ - p .

Para o teste de aplicação, foi usada uma outra reação, $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$ com energia de feixe de 43 MeV. O alvo usado foi uma folha metálica de Molibdênio (^{100}Mo) com espessura de 18 mg/cm². Os eventos foram coletados em coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}p$.

O equipamento utilizado foi essencialmente o acelerador eletrostático de íons pesados Pelletron (modelo 8-UD, tipo Tandem), a fonte de íons, os alvos, a eletrônica associada, o sistema de aquisição de dados, o espectrômetro γ e o sistema ancilar.

Para a produção dos feixes foi utilizada a fonte SNICS (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*) que permite extrair feixes negativos utilizando materiais sólidos, através da técnica de *sputtering* de Césio.

IV.2.3 Posicionamento dos Detectores

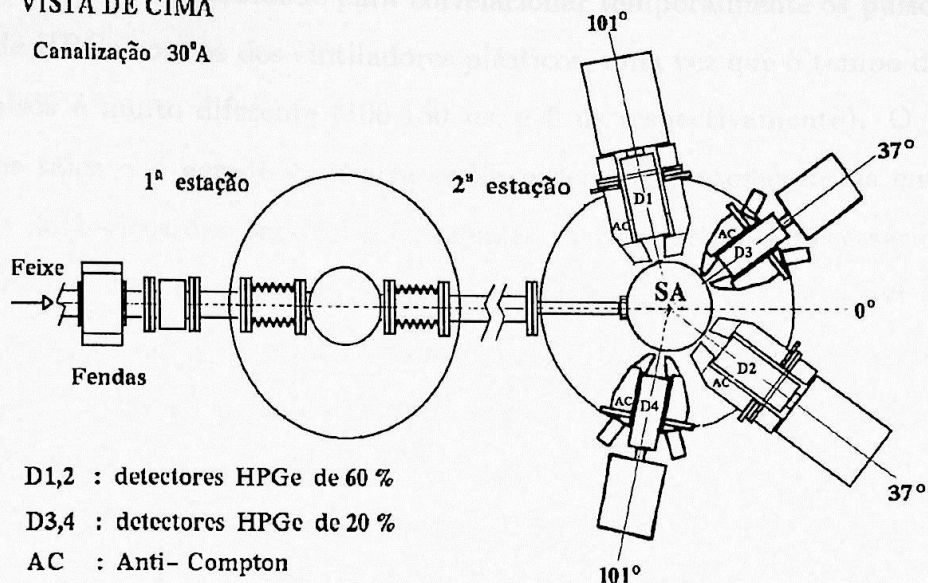
Nos primeiros testes, usando a reação de $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ em coincidência $\gamma\text{-}p$, foi utilizado o espectrômetro γ reduzido, que consiste em 2 detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton (D1 e D2), posicionados frente às faces triangulares da câmara de espalhamento do sistema ancilar a 37° e 101° respectivamente, em relação a direção do feixe e no plano horizontal como é mostrado na figura IV.7. Posteriormente, realizaram-se experiências usando a mesma reação de $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$, onde os eventos foram coletados em coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}p$.

Para o teste de aplicação usando a reação $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$, foi usado o sistema com 3 detectores de HPGe com supressores Compton (D1, D2 e D3), D3 colocado a 37° em relação à linha de feixe e a $\sim 21^\circ$ do plano horizontal, como é mostrado na parte inferior da figura IV.7. Os dados foram coletados em coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}p$.

IV.2.4 Eletrônica Analógica

VISTA DE CIMA

Canalização 30°A



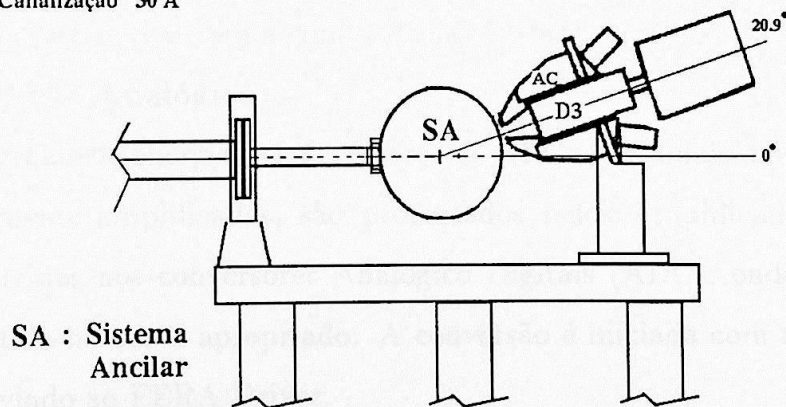
D1,2 : detectores HPGe de 60 %

D3,4 : detectores HPGe de 20 %

AC : Anti- Compton

VISTA LATERAL

Canalização 30°A



SA : Sistema Ancilar

Figura IV.7: Esquema da montagem experimental. Nas experiências de coincidência foram usados somente 3 detectores HPGe (D1, D2 e D3)

IV.2.4 Eletrônica Analógica

Existe uma certa dificuldade para correlacionar temporalmente os pulsos de detectores de HPGe com os dos cintiladores plásticos, uma vez que o tempo de subida destes pulsos é muito diferente (100-150 ns, e 5 ns respectivamente). O pulso de tempo dos raios- γ é gerado com atrasos da ordem de centenas de ns em relação aos pulsos analógicos das partículas carregadas. Seria, portanto, necessário utilizar atrasos dessa ordem de grandeza no pulso analógico para verificar a existência de coincidências γ - p antes de iniciar a conversão dos sinais do ΔE - E nos QDCs. No entanto isto é inviável, uma vez que um atraso tão grande deteriora a forma dos pulsos de cintilação, com perda das informações de ΔE e E .

Na figura IV.9, mostra-se uma eletrônica de coincidência γ - γ - p , composta de quatro circuitos : dois circuitos analógicos e dois circuitos lógicos. Os circuitos analógicos fornecem os valores das energias dos detectores HPGe (1º circuito) e dos detectores de partículas (2º circuito). Os circuitos lógicos fornecem os sinais de tempo dos detectores e realizam a coincidência γ - γ - p .

Primeiro Circuito Analógico :

Fornece os sinais de energia dos detectores de HPGe. Os sinais de cada detector HPGe, previamente amplificados, são processados pelos Amplificadores Lineares (LA) e introduzidos nos conversores Analógico Digitais (ADC), onde a altura do pulso é convertida no canal apropriado. A conversão é iniciada com a presença do *gate* "Gai", enviado ao FERA Driver.

Segundo Circuito Analógico :

Fornece os sinais de energia dos detectores de ΔE - E . Similarmente à eletrônica associada com os testes dos detectores em forma independente (vide seção IV.1.2), os pulsos analógicos que saem dos detectores (SA) são convertidos nos QDCs após serem recebidos os pulsos de *gates* (GR e GL), na ausência um pulso de "Clear".

Primeiro Circuito Lógico :

Pode-se dividir em duas etapas : a primeira onde é realizada a coincidência $\gamma\text{-}\gamma$ e a segunda etapa onde é realizada a coincidência com partículas.

- coincidência $\gamma\text{-}\gamma$: Depois de gerados os pulsos lógicos dos detectores HPGe e dos SC, utilizou-se um módulo de veto para bloquear os pulsos gerados pelos detectores HPGe que se sobrepõem em tempo aos pulsos gerados pelo SC respectivo. Após isto, os pulsos gerados pelo módulo de veto são introduzidos no *Gate Generator* (GG), onde são atrasados e alargados em tempo (~ 200 ns). Dois sinais do GG são tomados, um ingressa junto com os outros provenientes dos outros detectores HPGe, no *4-Fold Logic Unit* (LU), sendo ajustada a função de coincidência no nível de pelo menos dois sinais sobrepostos em tempo ($\gamma\text{-}\gamma$), e o outro ingressa no *Quad Logic Fan-In/Fan-Out* ("or" dos HPGe) que fornece o sinal "stop 1" para o *Time-to-Digital Converter* (TDC).

O pulso de coincidência $\gamma\text{-}\gamma$ gera : o sinal de referência de tempo "start" do TDC; o sinal de ocorrência de um Evento que ingressa no *Event Handler* (EH); e o sinal **Gai** que entra no módulo FERA. Quando o módulo FERA recebe este pulso os ADCs convertem os pulsos de energia em canais apropriados.

- coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}p$: Após produzida a coincidência $\gamma\text{-}\gamma$ no LU, o sinal de saída ingressa num outro módulo (AND) onde é verificada a coincidência entre o evento γ e as partículas. Este novo sinal é enviado à entrada "stop 2" no TDC.

Segundo Circuito Lógico :

Este circuito é a parte mais importante, porque dele depende a boa correlação entre os raios- γ e as partículas detectadas. Deve-se ressaltar que os QDCs recebem os pulsos dos $\Delta E\text{-}E$ (para o início da conversão) numa taxa de partículas sem coincidência, devido à impossibilidade do atraso dos pulsos analógicos. Por esta razão há a necessidade de gerar um novo circuito. Um esquema simplificado da

lógica do circuito é mostrado na figura IV.8. Do esquema, pode-se observar que :

- não havendo coincidência de partículas com os raios- γ , é gerado um pulso "Clear" para abortar a conversão e reduzir o tempo de ocupação do sistema (tempo morto).
- produzida a coincidência de partículas com os raios- γ (Evento γ - γ - p ou γ - p), dependendo da experiência, veta-se a formação do pulso "Clear" dando continuidade à conversão.
- vetado o pulso "Clear", deve-se bloquear a geração de novos pulsos "Clear" para permitir que o sinal convertido pelos QDCs seja processado pelo sistema CAMAC. Este tempo é determinado essencialmente pelo sinal "BUSY" (sistema ocupado, $\sim 100 \mu s$), fornecido pelo CAMAC.

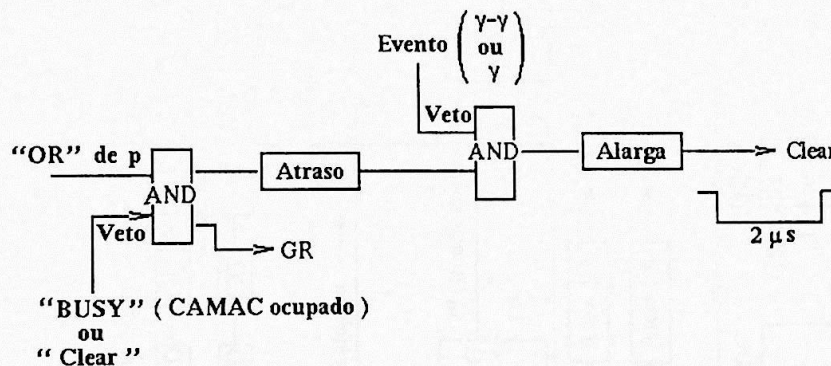


Figura IV.8: Esquema da lógica do \mathcal{E} circuito.

- é necessário ainda evitar o processamento de uma coincidência entre os sinais de γ e p durante um processo de "Clear". Por esta razão o pulso de "Clear" também é enviado à entrada de veto do AND que gera o GR.

O programa de instruções do EH faz a leitura dos ADCs, TDCs e QDCs, escreve os parâmetros lidos no *buffer* de memória FIFO (*First In First Out*), sendo o formato de armazenagem : energia dos detectores de partículas (11 ΔE e E), energia dos HPGe, a diferença de tempo qualquer dos HPGe e o evento, a diferença de tempo entre a coincidência γ - γ - p e o evento.

IV.2.5 Aquisição de dados

Para o controle, coleta e armazenamento dos dados, previamente tratados pela eletrônica associada aos detectores e o tipo de formato dos dados a analisar, foi utilizado o sistema de aquisição de dados do Laboratório Pelletron [24] (SPM na configuração CAMAC), que utiliza a norma de interface de instrumentos CAMAC [25] (*Computer Automated Measurement and Control*), a qual é composta por um sistema de *hardware* e *software* que faz a comunicação com o microcomputador. Os módulos CAMAC são controlados pelo *Crate Controller* (CC), e é utilizado também o controlador auxiliar *Event Handler* (EH), que possui um microprocessador programável pelo experimentador.

O sistema de aquisição de dados, compõe-se de vários processos concorrentes, comandados pelo processo GERENTE que faz o controle geral da aquisição, carregando os vários subprocessos a serem utilizados: IO, SCAN4, EPS e SVFILA. O subprocesso IO é o responsável pela comunicação do computador com o CAMAC. O subprocesso SCAN4 histograma, em arquivos de disco, os eventos escolhidos pelo experimentador para a monitoração da aquisição, que é feita através do subprocesso EPS. Finalmente, o subprocesso SVFILA registra os eventos em arquivos de disco, agrupando-os em blocos de 8 Kbytes e gravando-os em fitas magnéticas, através do programa LEMO, para serem analisados posteriormente.

O tratamento dos dados brutos em matrizes biparamétricas, de espectros janelados ou de projeção total, é determinado por um programa editado em linguagem CHIL [26], definindo a ordem dos parâmetros no modo fila e estabelecendo o modo de sorteio e de histogramação dos dados brutos. Os eventos são analisados e histogramados numa área em disco, criada pelo código CCF [26].

Durante as aquisições, foram monitoradas as posições e larguras dos picos deixados pelas partículas (α, p) em cada um dos detectores e a posições e larguras dos

picos de raios γ nos espectros de cada detector HPGe e os espectros de tempo fornecido pelo *Time-to-Digital Converter* (TDC).

Para a obtenção das curvas de eficiência e calibração em função da energia dos raios- γ , correspondentes aos detectores HPGe utilizados, foram adquiridos espectros do decaimento das fontes de ^{152}Eu e ^{133}Ba , que permitem cobrir uma região de energias entre 80 keV e 1400 keV.

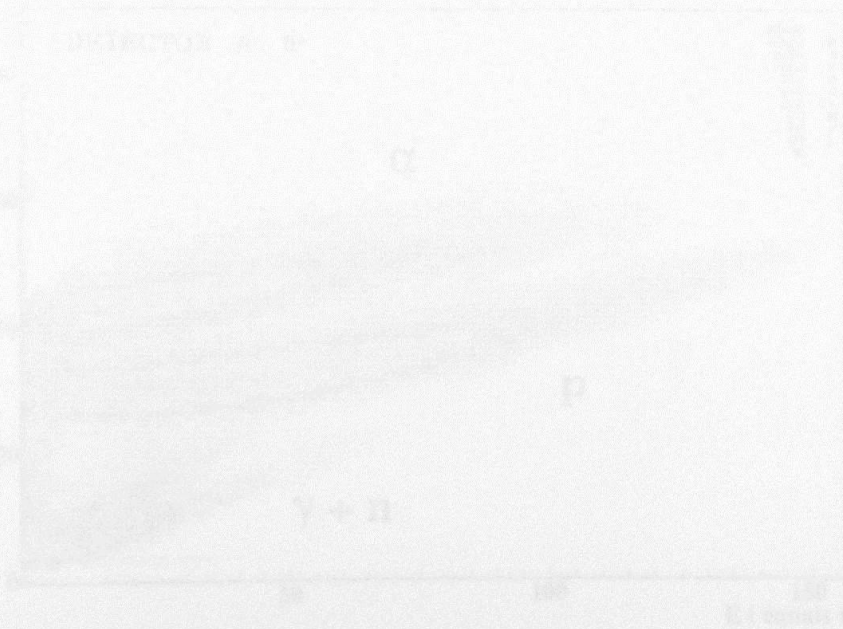


Figura IV.10: Espectro de raios- γ de ^{152}Eu decaimento α .

IV.2.6 Resposta dos Detectores

Montado o Sistema Ancilar com os 11 detectores $\Delta E-E$, dos testes iniciais em coincidência $\gamma-p$ e $\gamma-\gamma-p$ (testes simples), segundo a eletrônica mostrada na figura IV.9, e usando o alvo de alumínio (^{27}Al) e feixe de oxigênio (^{16}O) com energia de 53 MeV, obtiveram-se as respostas dos detectores.

Espectros de de Partículas :

A resposta dos detectores $\Delta E-E$ se mostra nos espectros biparamétricos obtidos durante as experiências. Estes espectros apresentam pequenas variações de deslocamento (*offset*) e de ganho. O deslocamento do espectro depende do ajuste do nível DC do *Linear Fan-in Fan-out* e do pedestal dos *QDCs*. O ganho depende da posição dos gates R e L, da taxa de partículas incidentes no detector e da resposta da fotomultiplicadora.

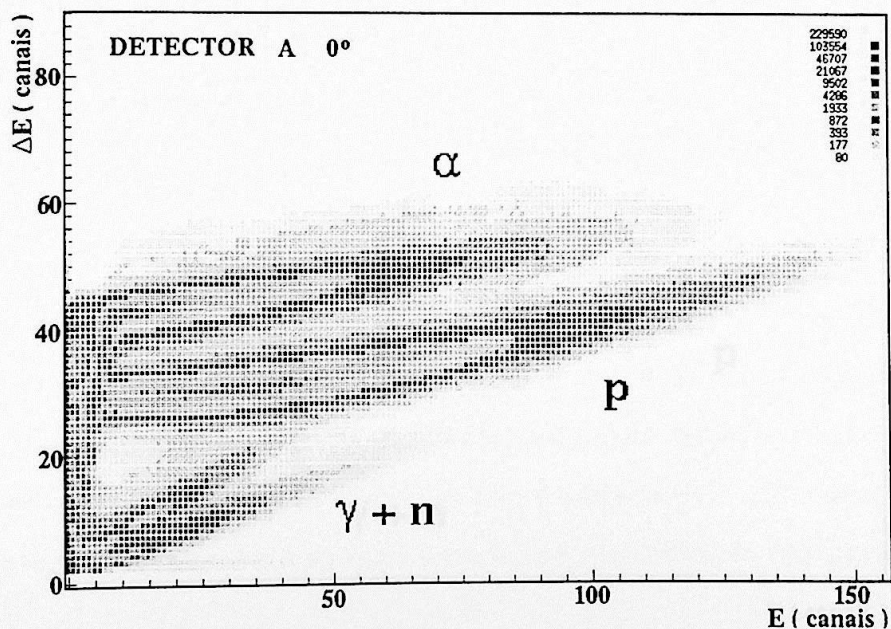


Figura IV.10: Espectro biparamétrico $\Delta E-E$ do detector a 0°.

As características do espectro dependem da posição geométrica do detector no sistema, devido à distribuição angular das partículas no laboratório. Dos três anéis de detectores podemos observar :

- **Detector a 0°** : Mostra uma distribuição de partículas α e p comparável. Mostra-se também que a separação relativa entre as partículas α e p (resolução relativa do detector, mostrada na tabela IV.2), vê-se afetada devido à alta taxa de incidência de partículas sobre o detector. Um espectro biparamétrico típico do detector a 0° é mostrado na figura IV.10.

- **Detetores a 63°** : Diminui a proporção de partículas α e p , mas não muito, porque o detector está num ângulo dianteiro, ainda favorável à distribuição angular das partículas. A boa separação entre partículas α e p (mostrada na tabela IV.2), é devido à menor taxa de incidência de partículas em relação ao detector a 0° . Um espectro biparamétrico de um dos detectores a 63° é mostrados na figura IV.11.

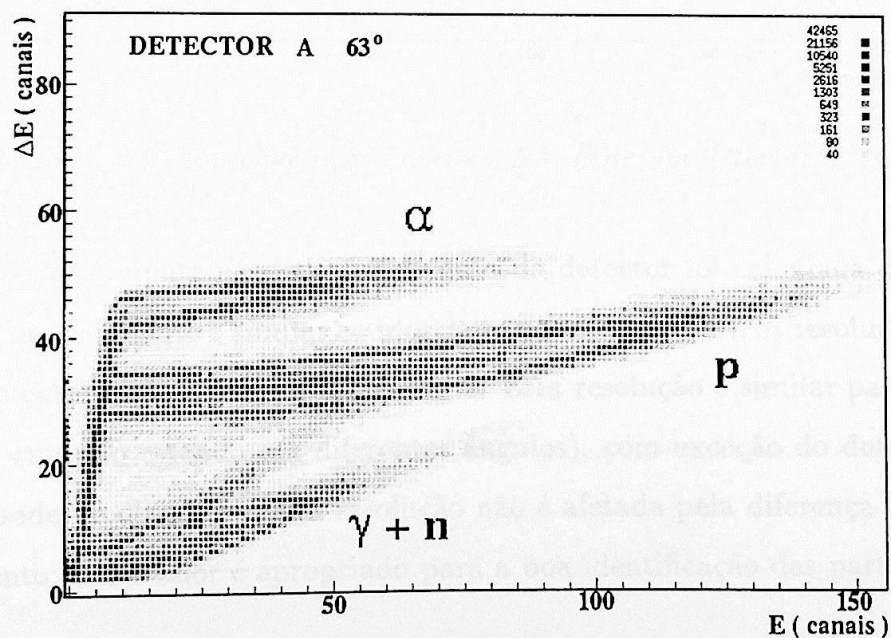


Figura IV.11: Espectro biparamétrico $\Delta E-E$ de um detector a 63° .

- **Detetores a 117°** : Por estar num ângulo traseiro o detector tem uma diferente distribuição de partículas. O espectro mostra pouca presença de partículas α (causada pela distribuição angular). Um espectro típico de um dos detetores a 117° é mostrado na figura IV.12.

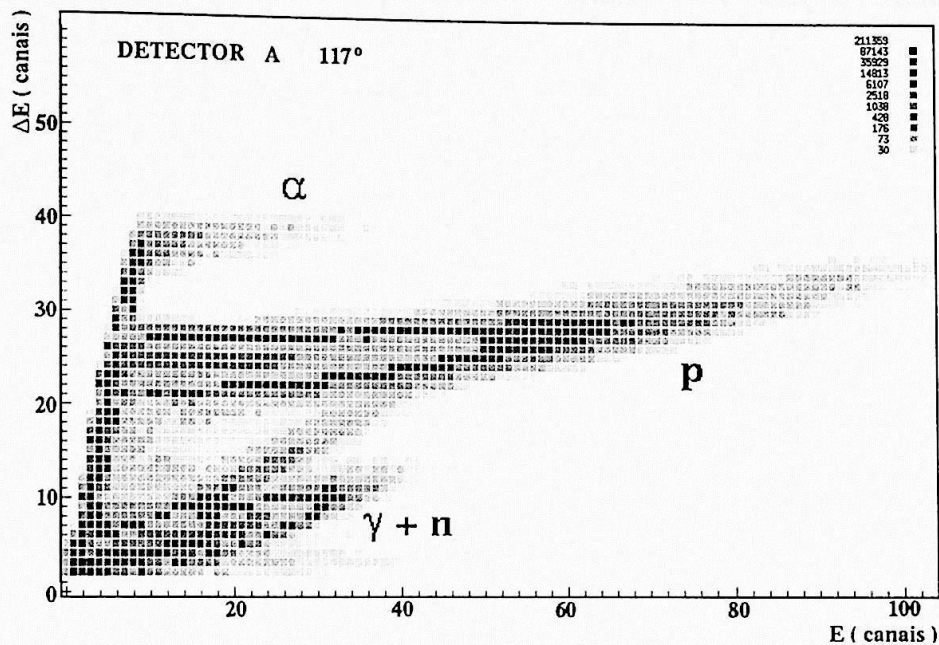


Figura IV.12: Espectro biparamétrico $\Delta E-E$ de um detector a 117°.

Dos espectros biparamétricos $\Delta E-E$ de cada detector foi calculada a resolução relativa (o procedimento é similar ao mostrado no seção IV.1.3). A resolução relativa de cada detector é mostrada na tabela IV.2. Esta resolução é similar para todos os detetores (mesmo estando em diferentes ângulos), com exceção do detector a 0°. Também pode-se observar que a resolução não é afetada pela diferença de ganho e deslocamento, e seu valor é apropriado para a boa identificação das partículas.

Tabela IV.2 Resolução Relativa dos detectores componentes do Sistema Ancilar, obtidos da experiência de coincidência γ - p usando a reação $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$.

ângulo	FWHM (canais)		Centroide (canais)		Resolução Relativa	
	α	p	α	p	α	p
0°	4.68	5.31	43.8	30.0	0.34	0.38
63°	3.60	3.72	45.5	31.0	0.25	0.26
63°	4.88	5.12	56.1	39.2	0.29	0.30
63°	4.89	4.87	62.4	46.4	0.30	0.30
63°	4.61	4.78	54.5	38.6	0.29	0.30
63°	4.33	4.73	48.1	31.8	0.27	0.29
117°*	2.66	3.43	35.1	24.5	0.23	0.29
117°	4.25	4.64	53.6	38.3	0.28	0.30
117°*	2.69	3.45	38.1	24.5	0.20	0.25
117°	4.24	4.61	56.2	41.2	0.28	0.31
117°**	4.31	5.10	53.8	35.7	0.24	0.28

* Detectores que possuem ganho menor.

** Detector que possui ganho maior.

Espectros de Tempo :

Dos testes, usando a eletrônica de coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}p$, obtiveram-se dois espectros de tempo :

- $\gamma\text{-}\gamma$: indica o tempo de chegada do pulso do primeiro raio- γ em relação ao segundo. O tempo de chegada do primeiro raio- γ tem um atraso eletrônico maior que o segundo para poder ser a entrada "stop 1" do TDC, gerando a diferença de tempo dos pulsos ($t_{\gamma_1} - t_{\gamma_2} + \Delta t_d$, onde Δt_d é o tempo de atraso), como é mostrado na figura IV.9. O espectro mostrado na figura IV.13, apresenta um pico (P) que possui uma resolução (meia largura a meia altura) em tempo de 20 ns. O gate de tempo, que é o intervalo de tempo onde são produzidas as coincidências em tempo consideradas reais é de ~ 100 ns (representa $\sim 80\%$ do total de eventos do espectro). A fração dos eventos verdadeiros incluídos no gate é $\sim 93\%$, e a fração do fundo aleatório sobre o total de eventos incluídos no gate é de $\sim 10\%$.

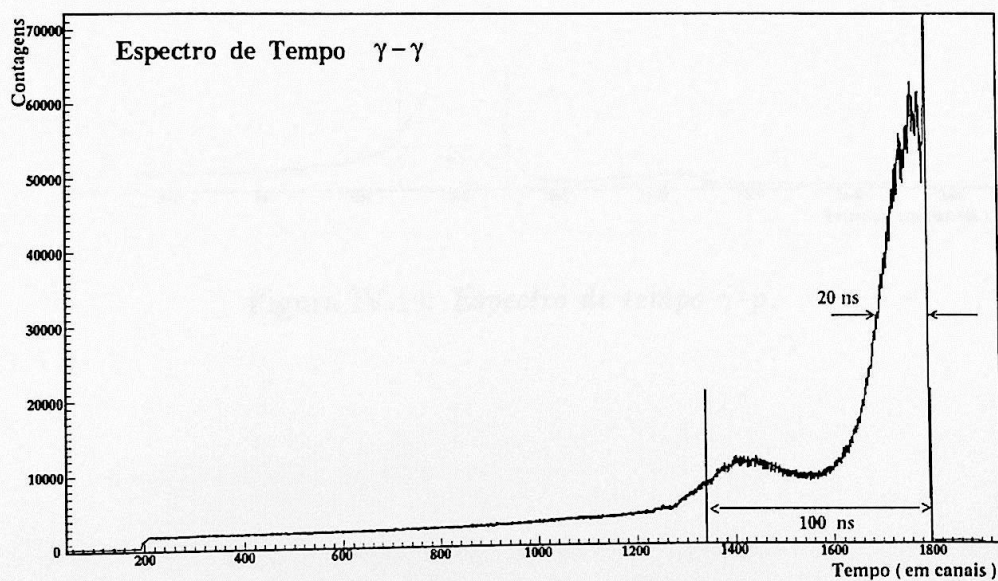


Figura IV.13: Espectro de tempo $\gamma\text{-}\gamma$.

- γ - p : Similarmente ao anterior, este espectro indica o tempo de chegada do pulso da partícula em relação ao tempo de chegada do segundo raio- γ . A figura IV.14 mostra o espectro gerado pela diferença destes tempos. Este espectro apresenta um pico que possui uma resolução (FWHM) de 25 ns. O gate de tempo, da ordem de 70 ns representa $\sim 70\%$ do total de eventos do espectro. A fração dos eventos verdadeiros incluídos no gate é de $\sim 91\%$, e a fração do fundo aleatório sobre o total de eventos incluídos no gate é de $\sim 8\%$.

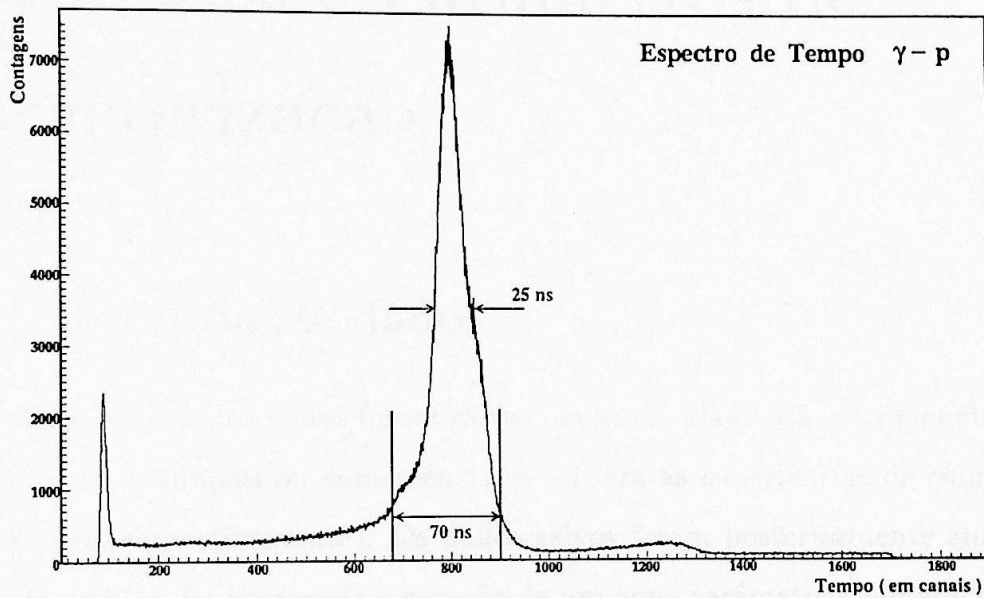


Figura IV.14: *Espectro de tempo γ - p .*

V.1.1 Seleção de Canais

Um evento salvo na fita original (em modo fix), possui 76 bits de informação de alguma partícula que chegou em coincidência com os raios- γ . Cada evento foi copiado para uma outra fita usando o programa de cópia COPI com a criação de um novo parâmetro contendo informação sobre o tipo e o número da

partículas que chegaram nos detectores em cada evento.

Multiplicidade de Partículas (K_p)

Por dados originais foram integrados espectros hipercósmicos $\Delta E-E$ de cada detector e de cada banda, identificando-se e construindo-se as bandas de interesse para a análise. Os dados foram então analisados de acordo com a figura V.1, com a finalidade de obter os parâmetros de caracterização.

Capítulo V

Resultados e Parâmetros de Caracterização

V.1 Redução de dados

Durante os testes os dados foram salvos em modo fila numa fita magnética, com os eventos de γ simples ou coincidência $\gamma-\gamma$ (para as experiências de coincidência $\gamma-p$ e $\gamma-\gamma-p$, respectivamente). Os dados salvos foram posteriormente analisados. Para esta análise, foi necessária a geração de um novo parâmetro chamado de “*Multiplicidade de Partículas*”, o que nos permitiu a identificação e seleção dos canais emissores de partículas.

V.1.1 Seleção de Canais

Um evento salvo na fita original (em modo fila), podia ou não conter informação de alguma partícula que chegasse em coincidência com os raios- γ . Cada evento foi copiado para uma outra fita usando o programa de computação LEMO com a geração de um novo parâmetro contendo informação sobre o tipo e o número de

partículas que chegaram nos detectores em cada evento.

Multiplicidade de Partículas (Kp)

Dos dados originais, foram histogramados espectros bipolarétrico ΔE - E de cada detector e de cada "corrida", identificando-se e construindo-se as bananas de partículas respectivas, como é mostrado na parte superior da figura V.1, com a finalidade de gerar o novo parâmetro Kp .

Assim, foi editada uma sub-rotina de filtragem dos dados, incluindo o novo parâmetro Kp , para o qual, foi necessário considerar para cada partícula que chegasse numa determinada banana do histograma ΔE - E (dependendo da região e banana) um peso distinto, conforme as regras abaixo :

- Para as partículas α foi considerado um peso de 100.
- Para os prótons (p) foi considerado um peso de 10.
- Para as partículas não determinadas (x) que frearam totalmente no ΔE (podendo ser α ou p) foi considerado um peso de 1.

O novo parâmetro Kp (Multiplicidade de Partículas), pode ser expresso matematicamente pela seguinte relação :

$$Kp = 100(\#\alpha) + 10(\#p) + 1(\#x) \quad (\text{V.1.1})$$

onde, $\#$ representa o número de partículas de um tipo que chegou em coincidência com os raios- γ num evento dado.

Depois de filtrados os dados, histogramou-se o parâmetro Kp versus o número de eventos, como é mostrado no espectro inferior da figura V.1 (com subtração de eventos aleatórios, usando os espectros de tempo tanto de partículas como de raios- γ).

Na parte inferior da figura V.1, são indicados os seguintes casos :

α ou p : Quando, o evento contém uma partícula carregada, sendo que ela caiu dentro da banana de α ou p , então o evento será registrado no canal 100 ou 10 do espectro de multiplicidade de partículas Kp .

αp : Quando, o evento contém duas partículas carregadas, sendo que uma caiu dentro da banana de α e uma outra caiu dentro da banana de p (de diferentes detectores), então o evento será registrado no canal 110 do espectro de multiplicidade de partículas ($Kp = 100(1) + 10(1) + 1(0)$).

$2p$: Quando, o evento contém duas partículas carregadas, sendo que as duas caíram dentro da banana de p (de diferentes detectores), então o evento será registrado no canal 20 do espectro ($Kp = 100(0) + 10(2) + 1(0)$).

2α : Quando o evento contém duas partículas carregadas, sendo que as duas caíram dentro da banana de α , o evento será registrado no canal 200 do espectro de multiplicidade de partículas ($Kp = 100(2) + 10(0) + 1(0)$), e assim por diante.

Os grupos de canais adjacentes a cada canal indicado no espectro de multiplicidade de partículas (parte inferior da figura V.1), corresponde aos casos em que $x > 0$.

É importante ressaltar que Kp é na verdade a multiplicidade de partículas detectadas e não a multiplicidade de partículas evaporadas no canal de saída da reação, por exemplo, os eventos que contêm uma partícula carregada, podem na verdade ser :

- eventos correspondentes a canais de uma partícula carregada com emissão conjunta de um ou vários nêutrons ($1pxn$ ou $1\alpha xn$), que os nossos detectores não têm capacidade de identificar.
- eventos correspondentes a canais de duas ou mais partículas carregadas, onde houve a detecção de uma partícula e perda das demais.

Obtido o histograma de multiplicidade de partículas ($Kp \times$ número de eventos), histogramou-se os espectros de raios- γ das diversas combinações de partículas carregadas ($x\alpha y p$), fazendo janelas nos diferentes valores de Kp . Pode-se observar a boa seleção e filtragem dos raios- γ dos diferentes canais de saída da reação.

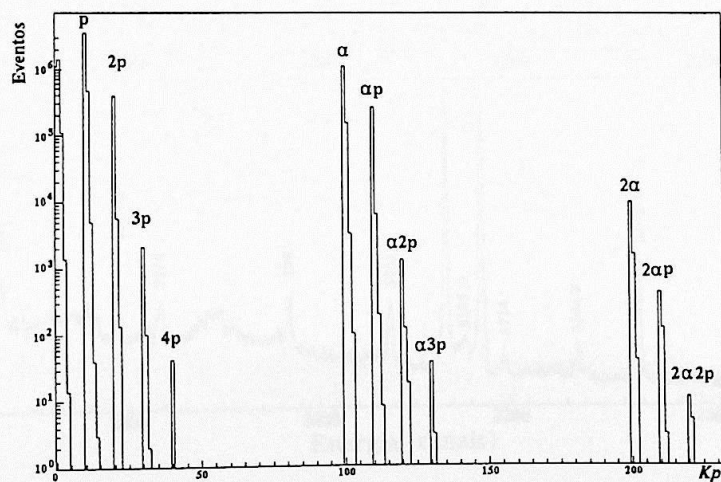
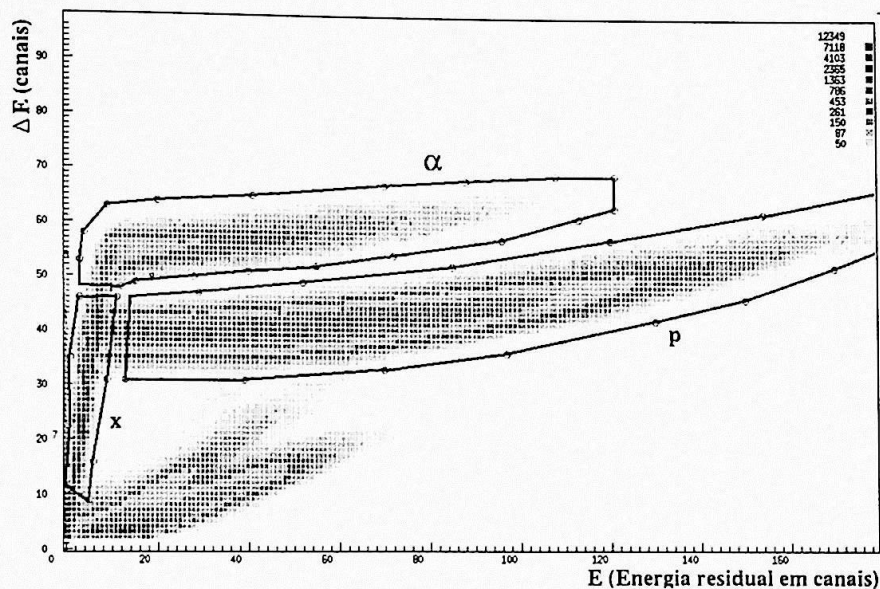


Figura V.1: Espectros : Parte superior mostra o espectro biparamétrico $\Delta E-E$ com as respectivas bananas para partículas (α , p e x). Parte inferior mostra o espectro de multiplicidade de partículas (Kp).

Na figura V.2, pode-se observar, que na projeção total, existe uma grande variedade de raios- γ , provenientes dos diferentes núcleos residuais (mediante a evaporação de $\alpha p \gamma p n$), que são produtos da reação $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$.

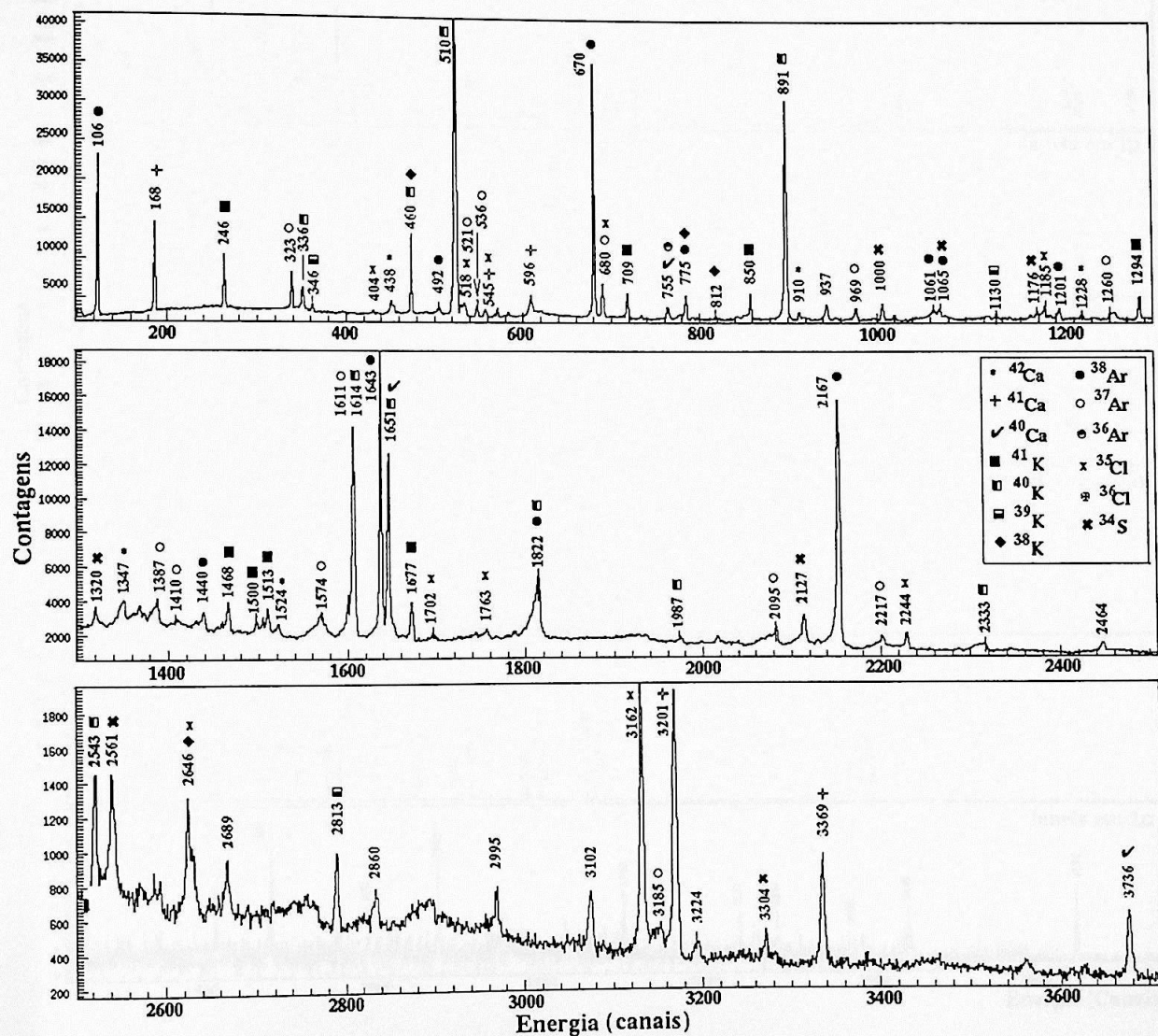


Figura V.2: Espectro de projeção total da experiência de coincidência γ - p , para a reação $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ na energia de 53 MeV.

Na figura V.3, pode-se ver os raios- γ , separados em seus respectivos espectros com “janelas” em diferentes valores de Kp .

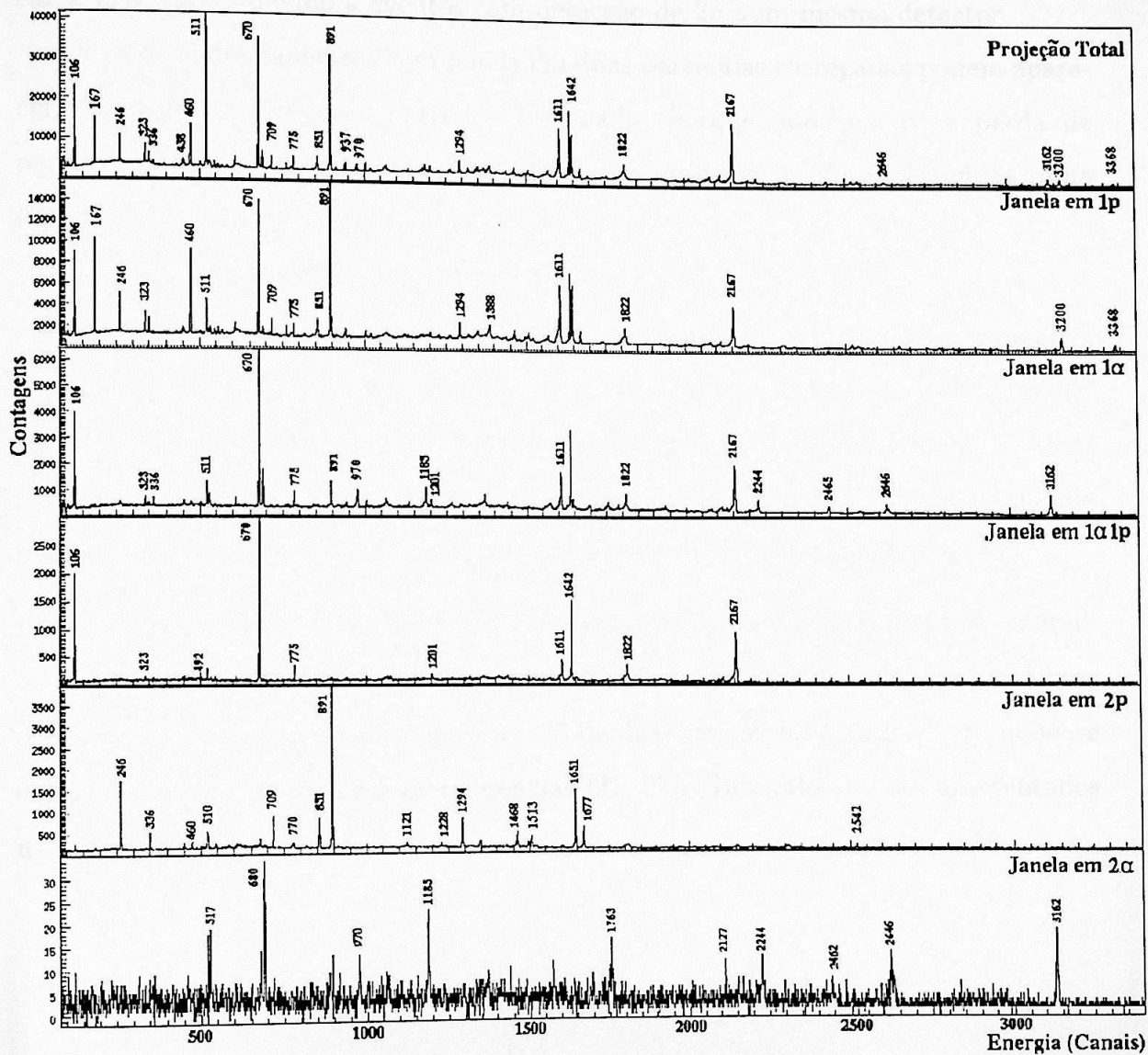


Figura V.3: Espectros de raios- γ . Mostra-se a projeção total e espectros com janelas em diferentes valores do parâmetro de multiplicidade de partículas Kp .

Os raios- γ do espectro com janela em 2α não aparecem nos espectros de $2p$ nem no αp , similarmente os raios- γ do espectro com "janela" em $2p$, não aparecem no espectro de 2α nem no α , com exceção do raio- γ de 891 keV, o mais intenso do canal $2pn$, talvez devido a eventos com detecção de $2p$ num mesmo detector.

Os raios- γ dos espectros com janela em duas partículas carregadas podem aparecer nos espectros de uma partícula carregada, porque pode existir a perda de partículas. Isto quer dizer que, quando foram emitidas as duas partículas, uma foi registrada enquanto que a outra,

- pode ter saído pelos espaços entre os detectores, ou
- pode ter freado no papel alumínio (usado para frear o feixe espalhado), ou no alvo.

Similarmente os mesmos raios- γ dos espectros com janela em duas partículas carregadas podem aparecer nos espectros de uma partícula carregada + uma partícula carregada não identificada (x vide parte superior da figura V.1), pois a segunda partícula pode ter freado no cintilador ΔE impossibilitando a identificação.

Verificando a existência dos raios- γ nos espectros com diferentes janelas em multiplicidade de partículas (Kp), seja de uma ou mais partículas, pode-se identificar o Z do núcleo residual. Assim, para o caso de duas partículas ($2\alpha, 2p$ e αp), pode-se comparar os resultados com as referências [21, 27]. Tais raios- γ , são apresentados na tabela V.1.

Tabela V.1 Raios- γ identificados, usando os canais de emissão de duas partículas carregadas.

Energia (keV.)	Janela αp		Janela $2p$		Janela 2α	
	αp	αpn	$2p$	$2pn$	2α	$2\alpha p$
106	^{38}Ar					
246			^{41}K			
323		^{37}Ar				
336				^{40}K		
438				^{40}K		
492	^{38}Ar					
510				^{40}K		
518					^{35}Cl	
521		^{37}Ar				
535*						
670	^{38}Ar					
680		^{37}Ar				
681					^{35}Cl	
709			^{41}K			
770				^{40}K		
775	^{38}Ar					
851			^{41}K			
891				^{40}K		
1061	^{38}Ar					
1121*						
1185					^{35}Cl	
1201	^{38}Ar					
1261		^{37}Ar				
1294			^{41}K			
1350			^{41}K			
1410		^{37}Ar				
1440	^{38}Ar					
1468			^{41}K			
1500			^{41}K			

Tabela V.2 Continuação ...

Energia (keV.)	Janela αp	αp αpn	janela $2p$	$2p$ $2pn$	janela 2α	2α $2\alpha p$
1513			^{41}K			
1574		^{37}Ar				
1605	^{38}Ar					
1611		^{37}Ar				
1643	^{38}Ar					
1651				^{40}K		
1677			^{41}K			
1763					^{35}Cl	
1822	^{38}Ar					
1987				^{40}K		
2095		^{37}Ar				
2127						^{34}S
2167	^{38}Ar					
2244					^{35}Cl	
2465						
2542				^{40}K		
2646					^{35}Cl	
3162					^{35}Cl	

* raios- γ que aparecem no espectro com gate de multiplicidade de partículas $Kp = 200$ ($2p$), mas não se conseguiu determinar o núcleo residual.

V.2 Parâmetros do Sistema

V.2.1 Eficiência de detecção de partículas

A eficiência de detecção de partículas depende de vários fatores, entre os quais podemos mencionar :

1. perda de energia devido à espessura do alvo e do respectivo substrato, que absorve a parte de baixa energia do espectro de emissão de partículas.
2. espessura e resposta do detector que depende das propriedades características dos cintiladores plásticos (mostrado no apêndice).
3. quantidade de papel alumínio colocada na face frontal dos detectores.
4. características da reação, que determinam o espectro de evaporação de partículas carregadas no referencial de laboratório.

Obtiveram-se as eficiências de detecção de partículas carregadas para a reação de $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$, nas seguintes condições experimentais :

- Reação de $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ com 53 MeV de energia de feixe incidente.
- Alvo de Al com espessura de 2.6 mg/cm^2 prensado sobre um anteparo de Pb com espessura de 16 mg/cm^2 .
- Folhas absorvedoras de alumínio na face frontal dos detectores (dependendo da necessidade de frear o espalhamento do feixe no alvo), dependendo do ângulo de detecção segundo a relação :
 $0^\circ \Rightarrow 3$ folhas ($\sim 9 \text{ mg/cm}^2$)
 $63^\circ \Rightarrow 2$ folhas ($\sim 6 \text{ mg/cm}^2$)
 $117^\circ \Rightarrow 1$ folha ($\sim 3 \text{ mg/cm}^2$).

Eficiência Relativa :

A eficiência relativa de detecção representa a fração do número de partículas de um certo tipo detectadas em cada anel de detectores (0° , 63° e 117°) em relação ao total de contagens dessa partícula em todo o sistema. Esta eficiência foi estimada usando os espectros biparamétricos de cada detector e as respectivas bananas de partículas. Pode-se observar na tabela V.3 que o anel a 0° (um detector) possui a maior eficiência para as partículas α , enquanto que a do anel a 117° tem um valor muito pequeno. Para detecção de prótons, o anel a 63° possui quase a metade da eficiência do sistema, e o anel a 117° tem uma eficiência que é comparável com a do anel a 0° .

Tabela V.3 Eficiência relativa de detecção de partículas α e p .

Anel	Eficiência p (%)	Eficiência α (%)
0° *	23	60
63°	51	35
117°	26	5

* "anel" com um único detector

Eficiência Absoluta :

A eficiência absoluta representa a razão entre as partículas detectadas pelo sistema em relação as partículas emitidas pela fonte. Esta eficiência foi calculada usando diferentes canais de emissão de duas partículas carregadas da reação.

Considerando que um raio- γ proveniente de um canal emissor de duas partículas carregadas pode ser observado em espectros obtidos com janela em diferentes valores de Kp (uma ou duas partículas), podemos determinar a área do pico correspondente em cada um desses espectros. Com estes valores podemos estimar as eficiências de detecção de partículas do nosso sistema.

- Considerando um raio- γ do canal emissor : $1\alpha 1p$

A área do pico do raio- γ no espectro com janela em αp , α e p , depende das eficiências de detecção conforme :

$$\text{para a janela } \alpha p : N_{\alpha p} = N^{Tot} \varepsilon_{\gamma} \varepsilon_{\alpha} \varepsilon_p$$

$$\text{para a janela } \alpha : N_{\alpha} = N^{Tot} \varepsilon_{\gamma} \varepsilon_{\alpha} (1 - \varepsilon_p)$$

$$\text{para a janela } p : N_p = N^{Tot} \varepsilon_{\gamma} (1 - \varepsilon_{\alpha}) \varepsilon_p$$

onde :

$N_{\alpha p}$, N_{α} e N_p são as áreas do pico nas respectivas janelas (αp , α e p).

N^{Tot} é numero total de eventos produzidos com emissão de um raio- γ (depende do canal emissor).

ε_{γ} , ε_{α} e ε_p são as eficiências de detecção do raio- γ , eficiências de detecção de partículas α e de p , respectivas.

- Considerando um raio- γ do canal emissor : 2α

$$\text{para a janela } 2\alpha : N_{2\alpha} = N^{Tot} \varepsilon_{\gamma} \varepsilon_{\alpha} \varepsilon_{\alpha}$$

$$\text{para a janela } \alpha : N_{\alpha} = 2 N^{Tot} \varepsilon_{\gamma} \varepsilon_{\alpha} (1 - \varepsilon_{\alpha})$$

e analogamente para o canal emissor $2p$, trocando-se α por p .

Das relações escritas anteriormente, obtem-se expressões para as eficiências de detecção de partículas, em função das áreas dos picos.

- do canal emissor αp temos :

$$\varepsilon_{\alpha} = \frac{N_{\alpha p}}{N_{\alpha p} + N_p}, \quad \varepsilon_p = \frac{N_{\alpha p}}{N_{\alpha p} + N_{\alpha}} \quad (\text{V.2.1})$$

- do canal emissor 2α temos :

$$\frac{2 N_{2\alpha}}{N_{\alpha}} = \frac{\epsilon_{\alpha}}{(1 - \epsilon_{\alpha})} \quad (\text{V.2.2})$$

- do canal emissor $2p$ temos :

$$\frac{2 N_{2p}}{N_p} = \frac{\epsilon_p}{(1 - \epsilon_p)} \quad (\text{V.2.3})$$

Das relações acima, obtiveram-se os valores de eficiência de detecção para os canais emissores de duas partículas carregadas, mostrados na tabela V.4.

Tabela V.4 Valores para a eficiência absoluta de detecção de partículas para os diferentes canais de emissão.

Canal	Eficiência p (%)	Eficiência α (%)
αp (^{38}Ar)	31.9 (19)	18.1 (15)
αpn (^{37}Ar)	18.5 (24)	5.8 (7)
$2p$ (^{41}K)	45.4 (18)	
$2pn$ (^{40}K)	32.9 (16)	
2α (^{35}Cl)		5.4 (12)

Pode-se observar na tabela V.4 que existem diferenças nas eficiências obtidas usando diferentes canais de emissão de partículas. Por exemplo

- quando é emitido um nêutron a mais, a eficiência tanto para próton quanto para partículas α cai. Isto provavelmente se deve à diminuição da energia cinética

média das partículas evaporadas, uma vez que a energia de excitação se distribui em um número maior de partículas.

- para os canais emissores de partículas α , a eficiência diminui com o aumento do número de partículas α emitidas, provavelmente devido a que as partículas α carregam maior energia em média que o próton ou nêutron. Também neste caso a energia cinética da outra partícula carregada tende a ser menor.

Estimativa da Eficiência

Usando o código PACE, baseado no método de Monte Carlo para simular a reação de fusão-evaporação, foi feita a estimativa eficiência de detecção de partículas para a reação de $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$. Para o cálculo foram consideradas as condições experimentais e os fatores mais importantes que afetam diretamente a detecção, descritas no início da seção V.2.1.

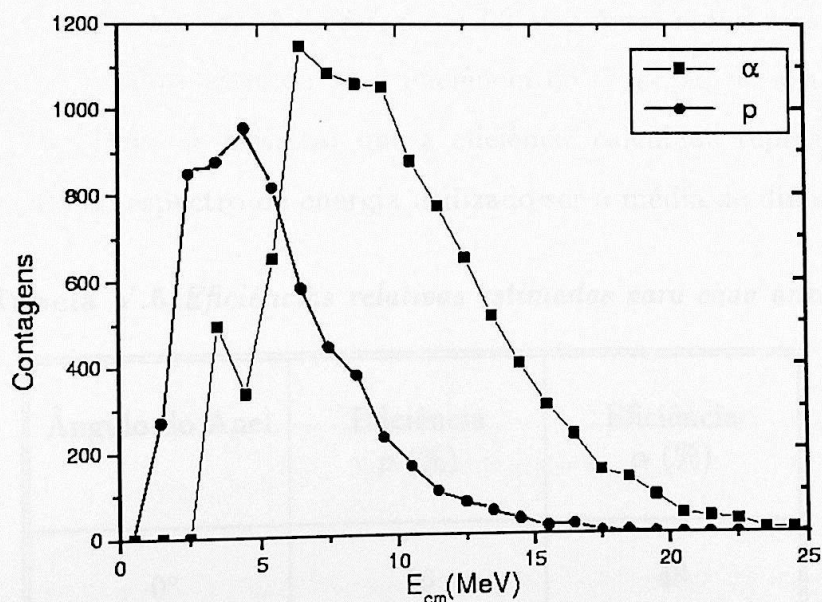


Figura V.4: Espectro de energia de partículas α e p , no sistema referencial de centro de massa obtido pelo PACE, para a reação $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ a 50 MeV.

Procedimento :

Do espectro de energia média da emissão de partículas no centro de massa (mostrado na figura V.4), calculou-se a distribuição de partículas no sistema referencial do laboratório (usando o jacobiano de transformação) para as partículas α e p em relação aos três anéis de detectores (0° , 63° e 117° , mostrada na parte superior da figura V.5).

Definimos um limiar de detecção de partículas α ou p , como sendo a mínima energia necessária para que a partícula seja detectada e identificada. Integrando-se o espectro de partículas no laboratório a partir da energia do limiar, obtém-se a distribuição da eficiência em função da energia do limiar, mostrada na parte inferior da figura V.5.

Incluindo o efeito das folhas de alumínio utilizadas para frear o feixe espalhado, da espessura do alvo e do ΔE , o limiar é de 14, 16.5 e 11 MeV para α nos ângulos de 0° , 63° e 117° respectivamente, e de 3.7, 4.4 e 3.2 MeV para p , nos mesmos ângulos.

Com estes resultados, estimou-se a eficiência de detecção do sistema para as partículas α e p . Deve-se ressaltar que a eficiência calculada representa só uma estimativa devido ao espectro de energia utilizado ser a média de diferentes canais.

Tabela V.5 *Eficiências relativas estimadas para cada anel.*

Ângulo do Anel	Eficiência p (%)	Eficiência α (%)
0°	16	48
63°	57	40
117°	27	8

Eficiências absolutas estimadas :

$$\alpha = 16\%$$

$$p = 44\%$$

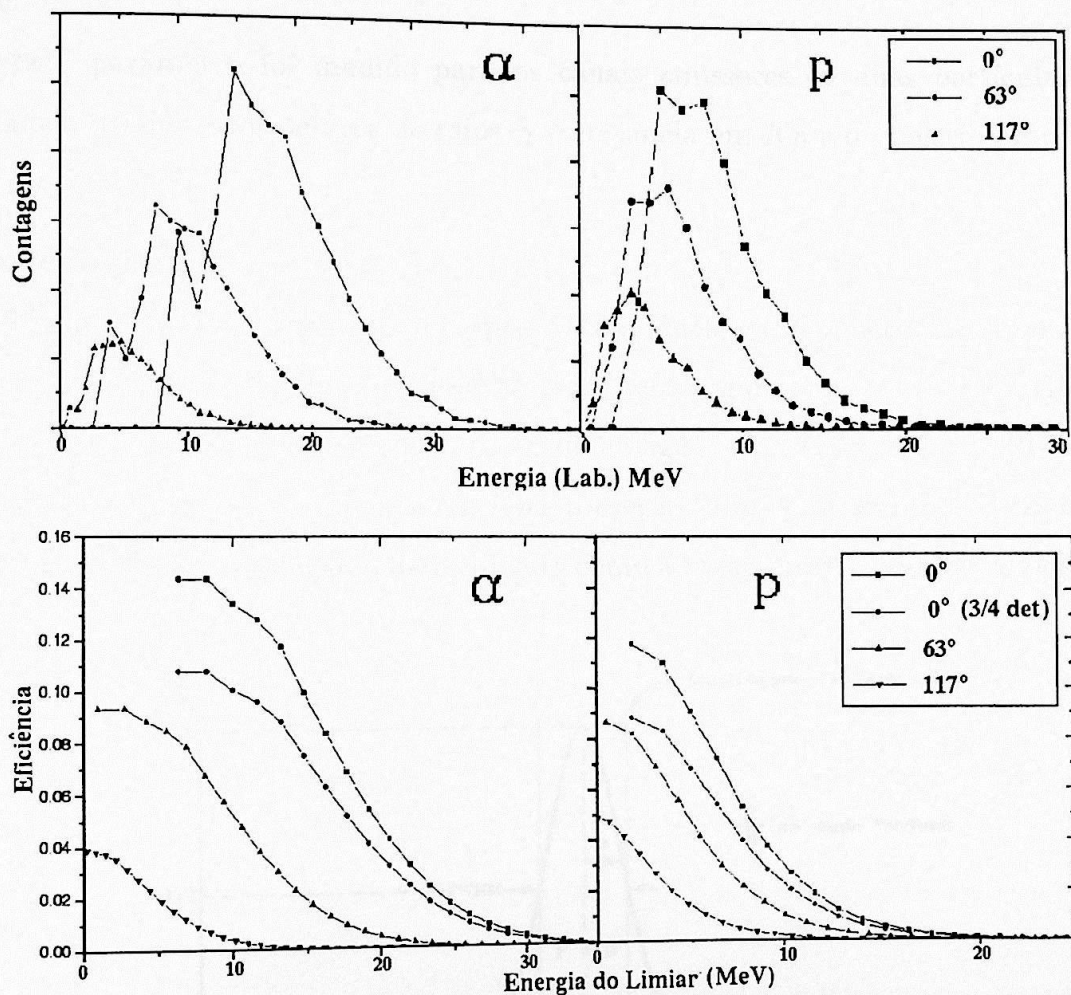


Figura V.5: Parte superior: espectro de energia no referencial de laboratório para as partículas α e p . Parte inferior: Mostra a eficiência de um detector $\Delta E-E$ em função do limiar de detecção para vários ângulos de incidência.

V.2.2 Poder de Resolução

As condições experimentais para a medida do poder de resolução do sistema foram as mesmas que para o caso da medida da eficiência de detecção de partículas, e os dados utilizados para este propósito foram coletados em eventos de coincidência γ - p .

Este parâmetro foi medido para os canais emissores de duas partículas carregadas, usando os espectros de raios- γ com janela em Kp e o espectro de raios- γ da projeção total.

Procedimento :

Usando um raio- γ presente no espectro com janela em Kp , determinou-se a área do pico (P) entre certos limites (determinados pela largura a meia altura FWHM) e o fundo (B) correspondente, como é mostrado na figura V.6. Com os dados obtidos de cada espectro, isto é, com janela em Kp e projeção total- γ , determinou-se as razões P/B. O poder de resolução é determinado como a razão entre estes dois quocientes.

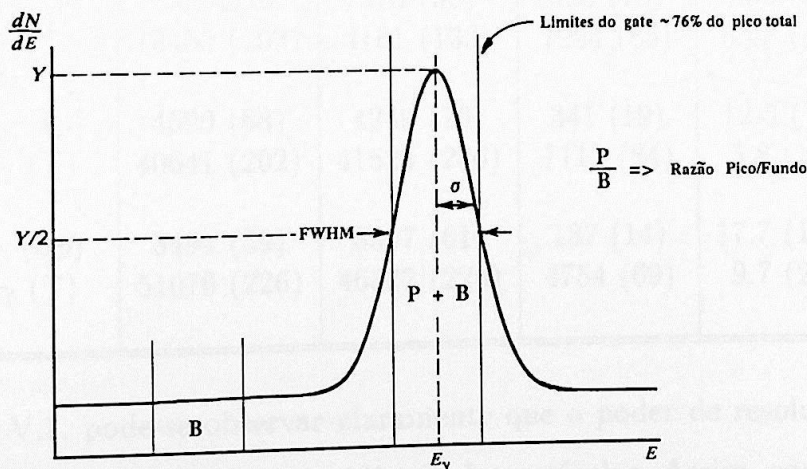


Figura V.6: Esquema de um pico de raio- γ . Mostra-se os limites para a obtenção da área do pico e seu fundo, usados no cálculo do Poder de Resolução do sistema.

Para o canal emissor : αp

O Poder de Resolução para várias transições- γ do canal emissor αp , são mostradas na tabela V.5. Observa-se na tabela, que existe um aumento da razão P/B (R), como é ilustrado na figura V.7.

Tabela V.5 Alguns valores do Poder de Resolução (R) obtidos usando a janela de coincidência com αp .

E(keV)	Espectro	P + B	Pico (P)	Fundo (B)	P/F	R
106	$\gamma (\alpha p)$	4717 (69)	4533 (70)	184 (14)	24.6 (19)	4.5 (4)
	$\gamma (T)$	50694 (225)	42948 (242)	7746 (88)	5.5 (1)	
670	$\gamma (\alpha p)$	7015 (84)	6753 (85)	262 (16)	25.8 (16)	3.1 (2)
	$\gamma (T)$	77350 (278)	68989 (293)	8361 (91)	8.3 (1)	
775	$\gamma (\alpha p)$	808 (28)	616 (32)	192 (14)	3.21 (27)	3.7 (3)
	$\gamma (T)$	14183 (119)	6628 (147)	7555 (87)	0.88 (2)	
1201	$\gamma (\alpha p)$	635 (25)	315 (30)	320 (18)	0.98 (8)	2.3 (2)
	$\gamma (T)$	10455 (102)	3161 (133)	7294 (85)	0.43 (1)	
1643	$\gamma (\alpha p)$	4590 (68)	4249 (70)	341 (19)	12.5 (7)	2.2 (1)
	$\gamma (T)$	40641 (202)	41524 (236)	7117 (84)	5.8 (1)	
2167	$\gamma (\alpha p)$	3494 (59)	3307 (61)	187 (14)	17.7 (13)	1.8 (2)
	$\gamma (T)$	51076 (226)	46322 (226)	4754 (69)	9.7 (2)	

Na figura V.7, pode-se observar claramente que o poder de resolução aumenta quando aumentamos o nível de coincidência de partículas. Assim, para a transição de 775 keV pertencente ao canal emissor αp (^{38}Ar), o poder de resolução aumenta de 1.53(6) (para o espectro com janela em 1α , caso b), para 3.64(27) (para o espectro com janela em $1\alpha 1p$, caso a).

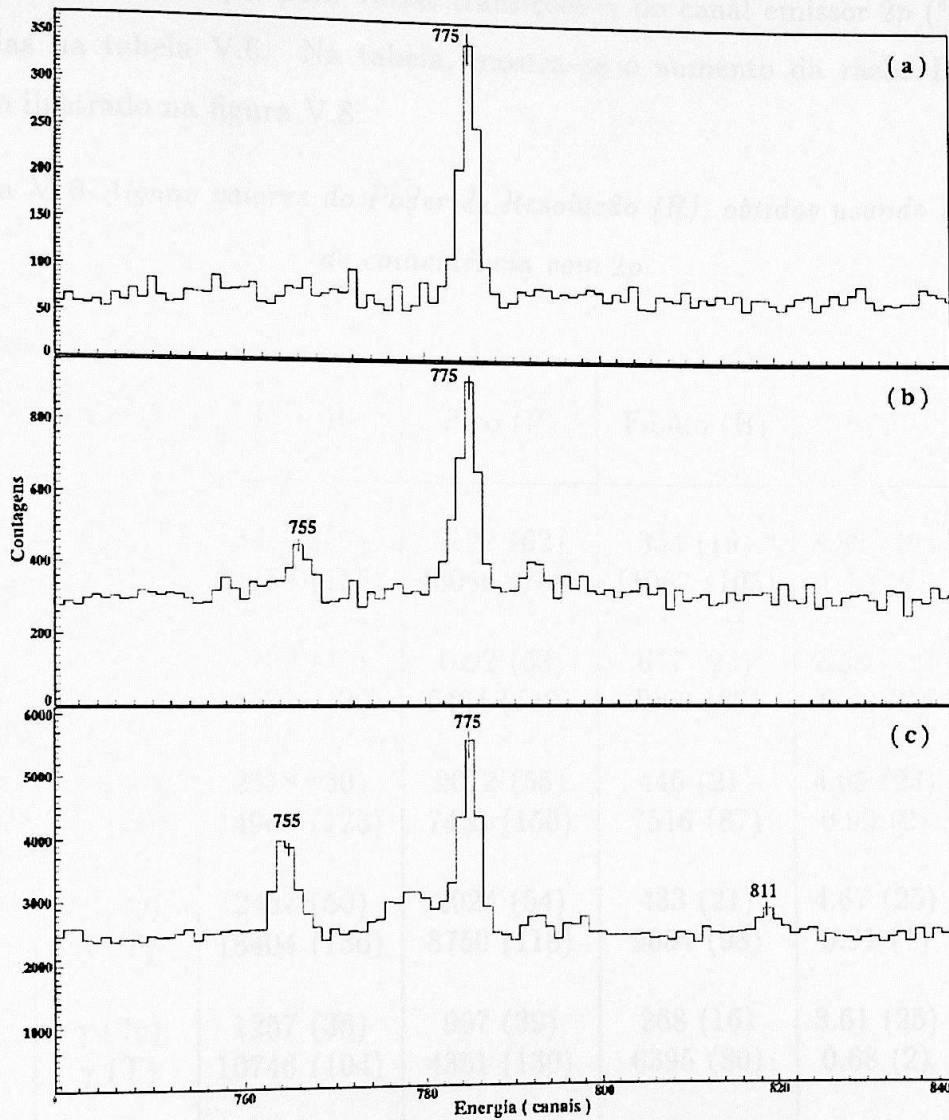


Figura V.7: Comparação dos espectros γ . a) com janela em $Kp = 110$ (αp). b) com janela em $Kp = 100$ (1α) e c) projeção total. Nota-se o aumento da razão P/B para a transição de 775 keV.

Para o canal emissor : $2p$

O Poder de Resolução para várias transições- γ do canal emissor $2p$ (^{41}K), são mostradas na tabela V.6. Na tabela, mostra-se o aumento da razão P/B (R). Também ilustrado na figura V.8.

Tabela V.6 Alguns valores do Poder de Resolução (R), obtidos usando a janela de coincidência com $2p$.

E (keV)	Espectro	P + B	Pico (P)	Fundo (B)	P/F	R
246	γ ($2p$)	3476 (59)	3122 (62)	354 (19)	8.82 (49)	7.4 (4)
	γ (T)	24153 (155)	13086 (188)	11067 (105)	1.19 (2)	
709	γ ($2p$)	2209 (47)	1592 (53)	617 (25)	2.58 (12)	3.2 (2)
	γ (T)	14373 (120)	6464 (149)	7909 (89)	0.82 (2)	
851	γ ($2p$)	2518 (50)	2072 (55)	446 (21)	4.65 (23)	4.7 (3)
	γ (T)	14969 (123)	7453 (150)	7516 (87)	0.99 (2)	
1294	γ ($2p$)	2457 (50)	2024 (54)	433 (21)	4.67 (25)	5.2 (3)
	γ (T)	18404 (136)	8750 (118)	9654 (98)	0.91 (1)	
1468	γ ($2p$)	1257 (36)	967 (39)	268 (16)	3.61 (25)	5.3 (4)
	γ (T)	10746 (104)	4351 (130)	6395 (80)	0.68 (2)	
1500	γ ($2p$)	573 (24)	309 (29)	264 (16)	1.17 (10)	4.2 (4)
	γ (T)	7991 (89)	1744 (119)	6247 (79)	0.28 (1)	
1513	γ ($2p$)	1236 (35)	944 (39)	292 (17)	3.23 (22)	5.8 (4)
	γ (T)	9639 (98)	3441 (126)	6198 (79)	0.56 (1)	
1677	γ ($2p$)	1730 (42)	1470 (45)	260 (16)	5.65 (38)	5.5 (4)
	γ (T)	10328 (102)	5237 (124)	5091 (72)	1.03 (2)	

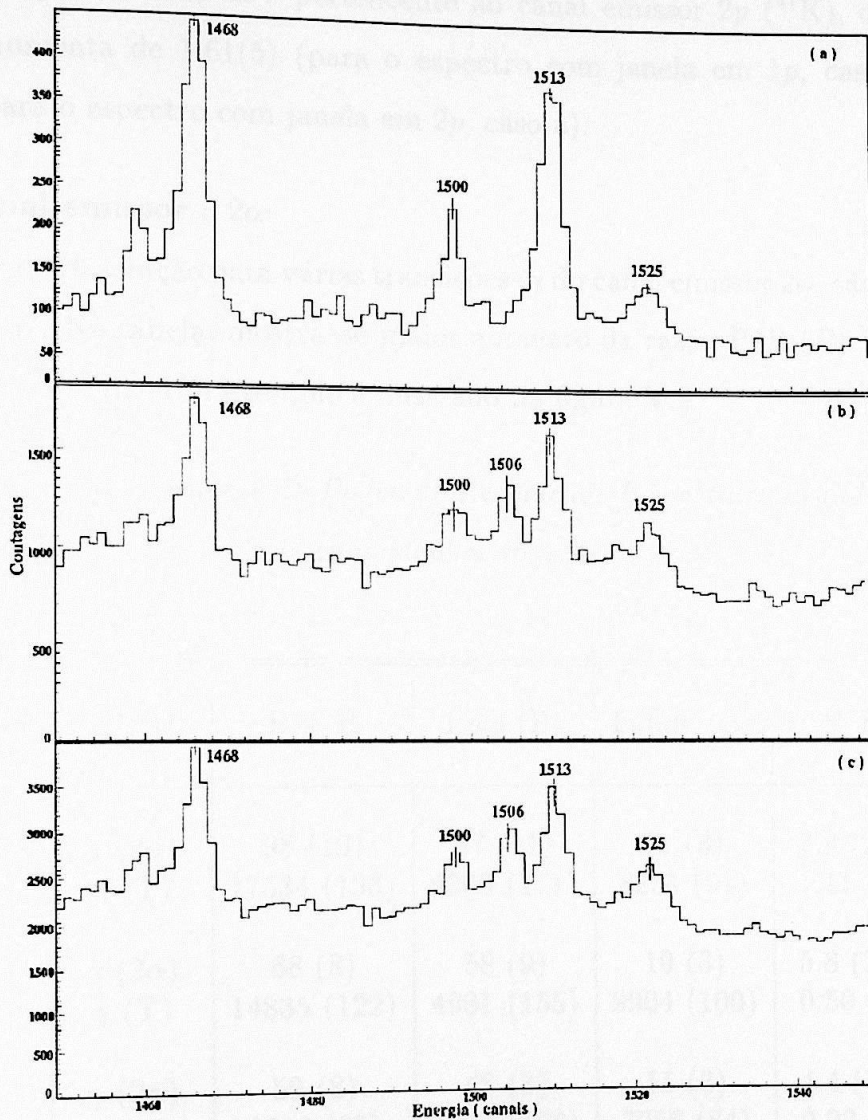


Figura V.8: Comparação dos espectros γ . a) com janela em $Kp = 20$ ($2p$). b) com janela em $Kp = 10$ ($1p$) e c) projeção total. Nota-se o aumento da razão P/B para as transições de 1468, 1500, 1513 e 1525 keV.

Na figura V.8, pode-se observar que o poder de resolução aumenta. Por exemplo para a transição de 1513 keV pertencente ao canal emissor $2p$ (^{41}K), o poder de resolução aumenta de 1.61(5) (para o espectro com janela em $1p$, caso b), para 5.76(38) (para o espectro com janela em $2p$, caso a).

Para o canal emissor : 2α

O Poder de Resolução para várias transições- γ do canal emissor 2α , são mostradas na tabela V.7. Na tabela, mostra-se maior aumento da razão P/B (R), em relação ao dos outros canais. Um exemplo é ilustrado na figura V.9.

Tabela V.7 Alguns valores do Poder de Resolução (R), obtidos usando a janela de coincidência com 2α .

Ener. (keV)	Espectro	P + B	Pico (P)	Fundo (B)	P/F	R
680	γ (2α)	98 (10)	87 (11)	11 (3)	7.9 (25)	7.1 (22)
	γ (T)	17534 (133)	9300 (171)	8234 (91)	1.11 (2)	
1185	γ (2α)	68 (8)	58 (9)	10 (3)	5.8 (20)	11.7 (40)
	γ (T)	14835 (122)	4931 (155)	9904 (100)	0.50 (1)	
1763	γ (2α)	59 (8)	48 (8)	11 (3)	4.4 (15)	18.9 (63)
	γ (T)	8686 (93)	1630 (126)	7056 (84)	0.23 (1)	
2244	γ (2α)	40 (6)	36 (7)	4 (2)	9.0 (47)	11.8 (62)
	γ (T)	7124 (85)	2991 (106)	4038 (64)	0.76 (2)	
3162	γ (2α)	83 (9)	80 (8)	3 (2)	26.6 (12)	8.6 (25)
	γ (T)	8152 (90)	6185 (101)	1967 (45)	3.10 (8)	

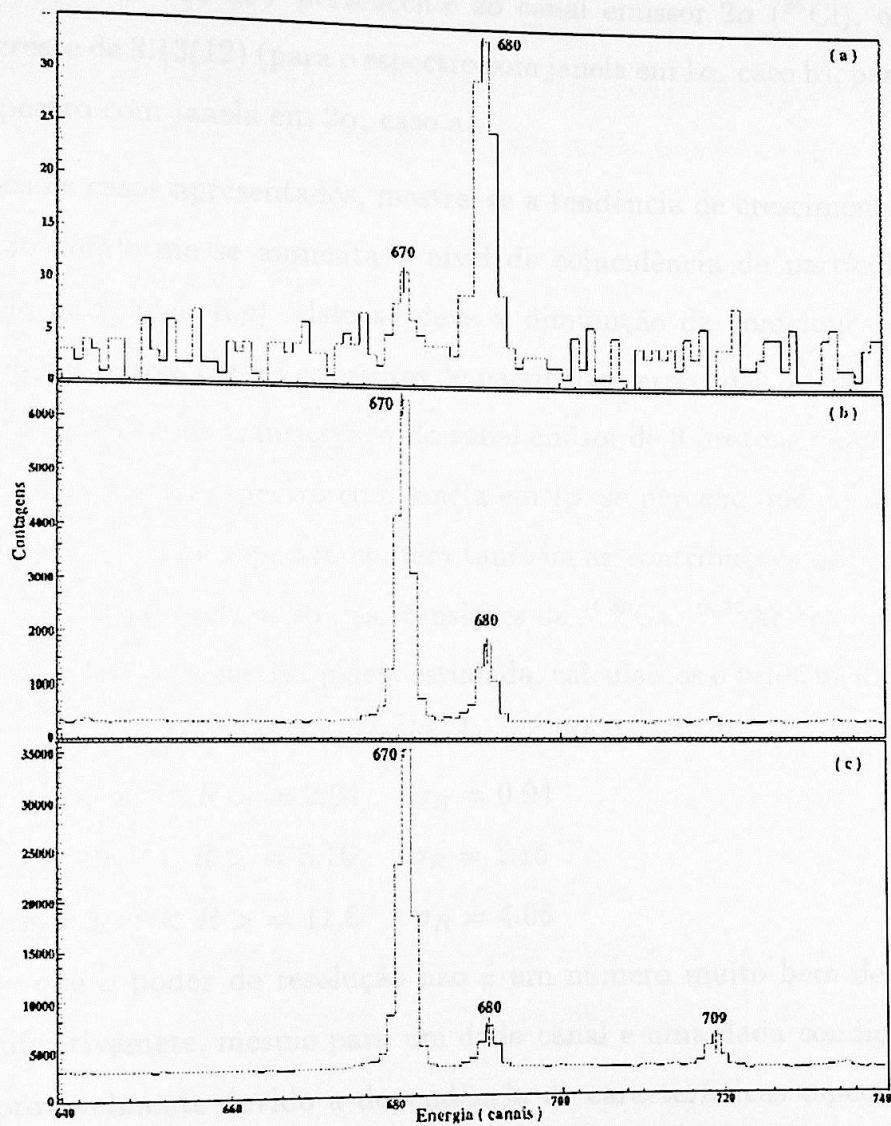


Figura V.9: Comparação dos espectros γ . a) com janela em $Kp = 200$ (2α). b) com janela em $Kp = 100$ (1α) e c) projeção total. Nota-se o aumento da razão P/B para a transição de 680 keV.

Na figura V.9, pode-se observar que o poder de resolução aumenta. Por exemplo para a transição de 680 keV pertencente ao canal emissor 2α (^{35}Cl), o poder de resolução cresce de 3.13(12) (para o espectro com janela em 1α , caso b), para 7.13(22) (para o espectro com janela em 2α , caso a).

De todos os casos apresentados, mostra-se a tendência de crescimento do poder de resolução conforme se aumenta o nível de coincidência de partículas (multiplicidade de partículas Kp). Isto se deve à diminuição da contribuição do fundo provocado pelos outros canais emissores de partículas carregadas ou não. Assim por exemplo, para o caso das transições- γ do canal emissor de 2 prótons quando observamos estas transições no espectro com janela em $1p$, se percebe que o fundo ainda é considerável porque este espectro contém também as contribuições de outros canais emissores, como pode ser o caso das transições de $^{41,40}\text{Ca}$, $^{38,37}\text{Ar}$ entre outras.

Para cada canal e respectiva janela estudada, calculamos o valor médio e o desvio padrão de R para as transições apresentadas na tabela V.5-7 :

- canal emissor αp : $\langle R \rangle = 2.94$ $\sigma_R = 0.94$
- canal emissor $2p$: $\langle R \rangle = 5.16$ $\sigma_R = 1.15$
- canal emissor 2α : $\langle R \rangle = 11.6$ $\sigma_R = 4.06$

Nota-se que o poder de resolução não é um número muito bem definido, mas flutua significativamente, mesmo para um dado canal e uma dada condição de coincidência, provavelmente devido a dependência de características específicas do esquema de níveis das diversas cascatas de raios- γ .

V.2.3 Limites Observacionais

Realizou-se uma estimativa dos limites observacionais do espectrômetro γ com e sem utilização do sistema ancilar. Estes limites foram calculados considerando o espectrômetro γ com 4 detectores de HPGe, usando essencialmente as expressões descritas no seção II.4.3.

Para o cálculo de $\alpha_{estat.}$ foi considerado :

$N = 1.6 \times 10^{10}$, que corresponde a ~ 5 dias de coleção de eventos com uma taxa média reações de 38 kHz.

$\varepsilon_0 = 0.3$, eficiência típica do sistema ancilar.

$\varepsilon_{pt}^T = 0.6$, considerando a eficiência média de cada detector como 0.15.

Para o cálculo de α_{fundo} foi considerado :

$R_0 = 3.5$, considerando um valor típico do poder de resolução do sistema ancilar, e

$R = 0.3$ calculado considerando para uma cascata de raios- γ com :

$SE_\gamma = 60$ keV

$\Delta E_\gamma = 2.3$ keV (resolução intrínseca média dos detectores)

$PT = 0.4$, considerando o efeito dos supressores Compton.

Com estes valores, graficou-se os limites observacionais ($\alpha_{estat.}$ e α_{fundo}) para o espectrômetro com e sem a inclusão do sistema ancilar, como é mostrado na figura V.10.

Na figura V.10, pode-se observar que o limite observacional do ponto ótimo (considerado como o ponto de cruzamento dos limites $\alpha_{estat.}$ e α_{fundo} ao redor de $F=2$) cai por um fator ~ 2 com utilização do sistema ancilar.

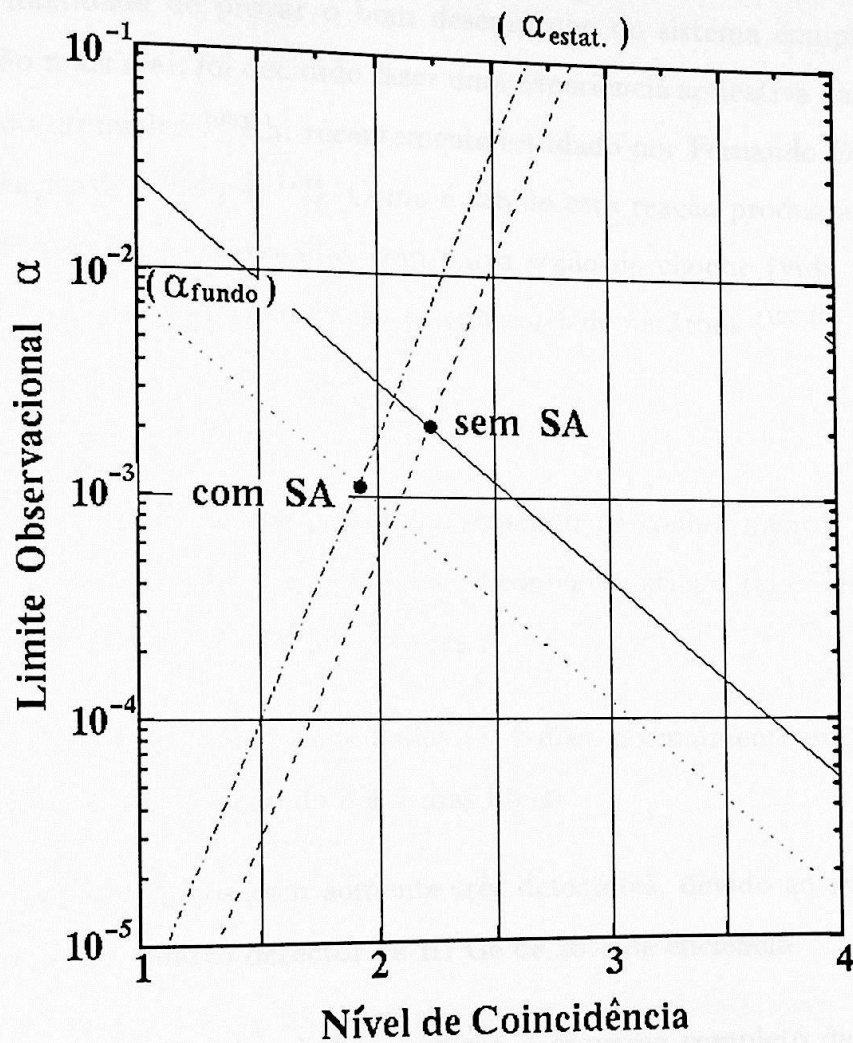


Figura V.10: Limites observacionais para o espectrômetro do laboratório Pelletron, com e sem a inclusão do Sistema Ancilar (SA).

Condições Experimentais

As condições experimentais para a realização desta medida foram mencionadas no texto IV.2.

V.3 Aplicação

Com a finalidade de provar o bom desempenho do sistema completo durante uma situação mais real, foi decidido fazer uma experiência aplicativa para continuar com o estudo do núcleo ^{105}Rh , recentemente estudado por Fernando Espinoza [22], usando a reação de $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$. Como é sabido esta reação produz alguns canais emissores de partículas carregadas com baixa seção de choque (vide figura IV.6), enquanto que os principais canais são os emissores de nêutrons ($^{107,108}\text{Ag}$).

V.3.1 ^{105}Rh

Esta experiência tinha como objetivo expandir os conhecimentos já existentes sobre o núcleo de ^{105}Rh . Infelizmente não se conseguiu atingir tal objetivo devido à baixa estatística, resultante de dois fatores :

- Pouco tempo de aquisição de dados (~ 2 dias, normalmente uma experiência típica tem uma duração de 6 a 7 dias úteis).
- Aquisição dos dados com somente três detectores, devido ao mau funcionamento de um quarto detector de HPGe de 20% de eficiência.

No entanto a análise dos dados confirma o esquema completo de F. Espinoza (com excessão de uma única transição).

Planeja-se a continuação desta experiência com melhor estatística, esperando-se assim, estender o esquema para spins mais altos.

Condições Experimentais :

As condições experimentais para a realização desta medida foram mencionadas no seção IV.2:

- O espectrômetro γ usado foi formado por 3 detectores de HPGe (geometria mostrada na figura IV.7).
- A reação usada para este teste de aplicação, foi $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$ com energia de feixe de 43 MeV. O alvo usado foi de Molibdênio (^{100}Mo) com uma espessura de 18 mg/cm².
- Folhas absorvedoras de alumínio na face frontal dos detectores, dependendo do ângulo de detecção segundo a relação :
 - 0° => 3 folhas (~9mg/cm²)
 - 63° => 2 folhas (~6mg/cm²)
 - 117° => 2 folhas (~6mg/cm²).
- Os eventos coletados em coincidência γ - γ .

Redução de dados :

Para esta análise foi necessário identificar e selecionar os canais de emissores de partículas carregadas, para o que foi feita a inclusão do parâmetro de multiplicidade de partículas Kp (vide seção V.1.1).

Dos dados filtrados, histogramou-se primeiro a matriz simetrizada $E_{\gamma}-E_{\gamma}$, a partir dos eventos restritos às coincidências reais dos 3 detectores de HPGe. A projeção unidimensional da matriz biparamétrica $E_{\gamma}-E_{\gamma}$ tem uma estatística de aproximadamente 1.1×10^8 eventos e é mostrada na parte superior da figura V.11.



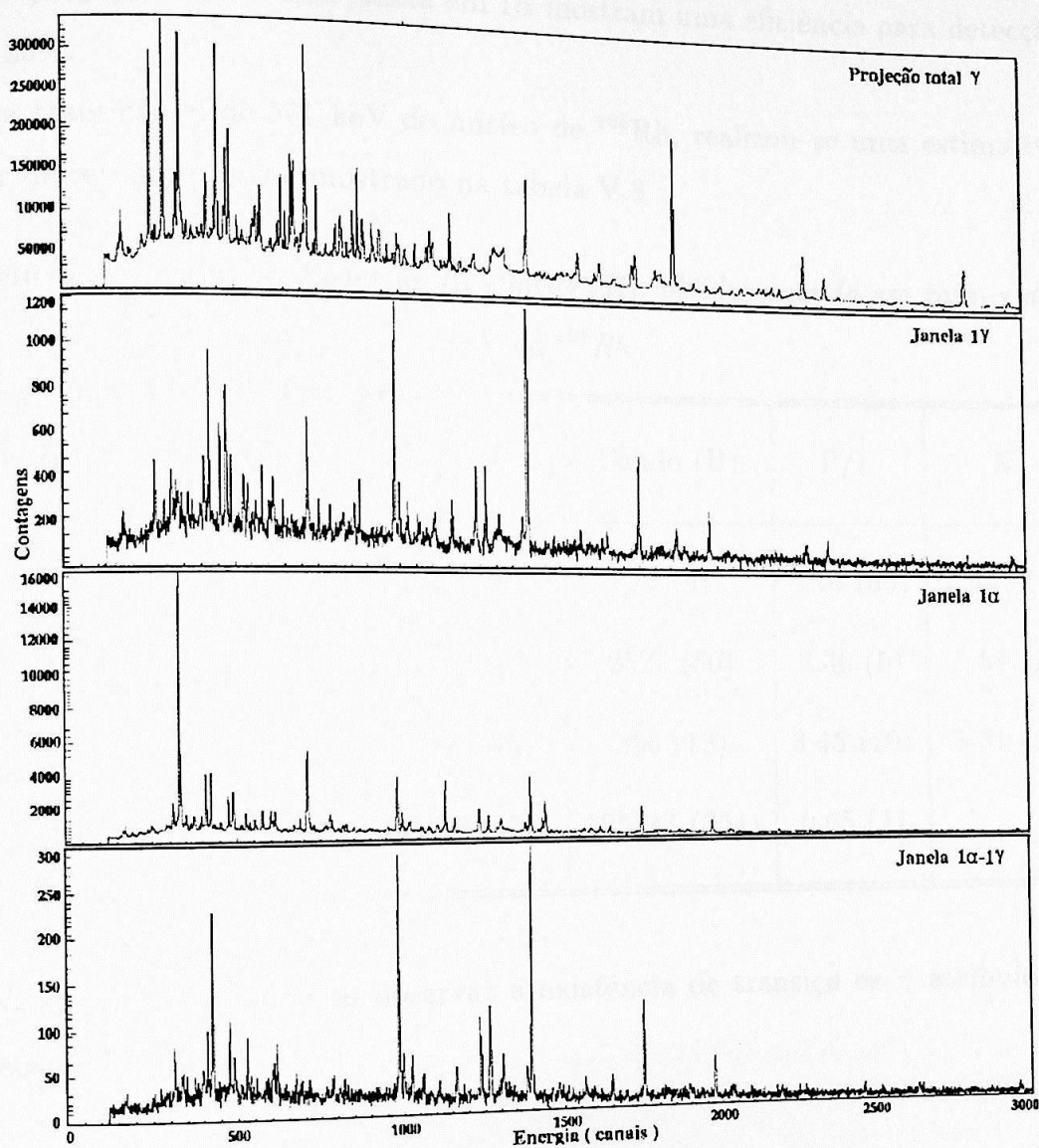


Figura V.11: Espectros- γ . Mostra-se a projeção total, espectro com janelas no raio- γ de 149 keV, espectro com janelas em 1 α e o espectro com janelas no raio- γ de 149 keV e 1 α da reação $^{100}\text{Mo}(^{11}\text{B}, xnypz\alpha\gamma)$ à energia de 43 MeV.



Da figura V.11, observa-se que os espectros com janela no raio- γ de 149 keV para a projeção total e com janela em 1α mostram uma eficiência para detecção de α de 25%.

Da transição- γ de 571 keV do núcleo de ^{105}Rh , realizou-se uma estimativa do poder de resolução que é mostrado na tabela V.8

Tabela V.8 Valores do Poder de Resolução (R), obtidos usando um raio- γ de 571 keV do ^{105}Rh .

Espectro	P + B	Pico (P)	Fundo (B)	P/F	R
γ - α	477 (22)	400 (24)	77 (9)	5.19 (65)	7.99 (12)
α	8328 (91)	5807 (104)	2521 (50)	2.30 (5)	3.54 (2)
γ	1629 (40)	1263 (45)	366 (19)	3.45 (20)	5.31 (6)
Total	207178 (455)	81635 (577)	125543 (354)	0.65 (1)	

Na figura V.12, pode-se observar a existência de transições α - γ atribuídas aos núcleos de $^{105,104}\text{Rh}$.

Figura V.12 Espectro α com janela em α de espectro de coincidência γ - α do núcleo ^{105}Rh a energia de 149 keV.

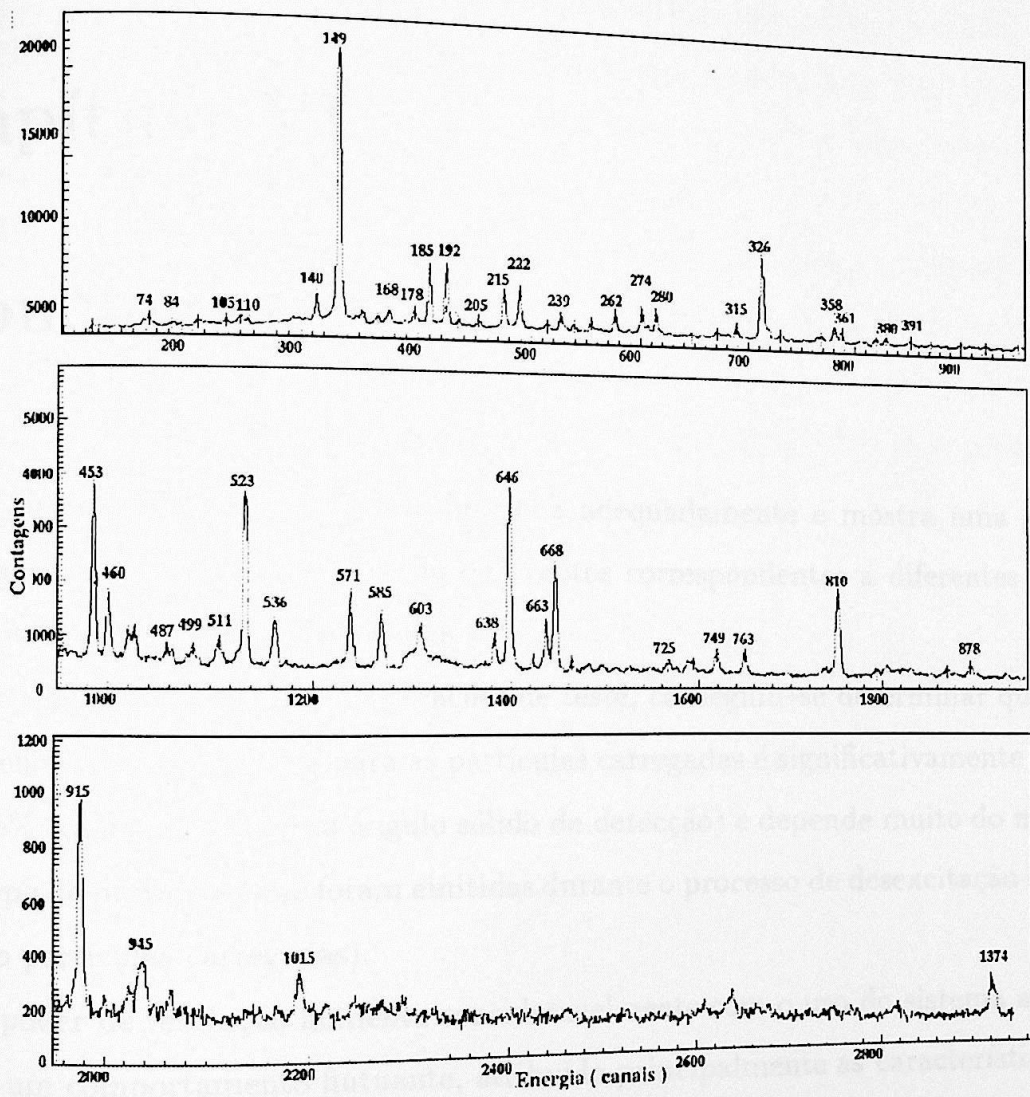


Figura V.12: Espectro- γ com janela em α da experiência de coincidência γ - γ - p , da reação $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$ à energia de 43 MeV.

Capítulo VI

Conclusões

O Sistema Ancilar construído funciona adequadamente e mostra uma grande utilidade na identificação e seleção de eventos correspondentes a diferentes canais de emissão de partículas carregadas.

Da análise feita a partir das reações de teste, conseguiu-se determinar que :

A eficiência de detecção para as partículas carregadas é significativamente menor que 76% (correspondente ao ângulo sólido de detecção) e depende muito do número e do tipo de partículas que foram emitidas durante o processo de desexcitação (sejam ou não partículas carregadas).

O poder de resolução aumenta consideravelmente com o uso do sistema ancilar, tendo um comportamento flutuante, atribuído principalmente as características específicas dos esquemas de decaimento.

Os benefícios obtidos com a inclusão do sistema ancilar, recentemente batizado com o nome de SACI (Sistema Ancilar de Cintiladores), permitirão realizar experiências com melhoria considerável na qualidade dos dados, possibilitando aumentar o horizonte de investigação na estrutura nuclear.

Para o futuro, pretende-se fazer melhoras do sistema SACI mediante a utilização

de bases ativas para as fotomultiplicadoras, porque isto permitiria aumentar a taxa de contagens aceita pelos detectores durante a aquisição e possivelmente, aumentar a eficiência de detecção; e a utilização de dois QDC's para reduzir o tempo morto.

Atualmente se tem experiências propostas e aprovadas pelo CAP (Comite de Avaliação de Programas) do Pelletron com o uso do SACI, e constituem o projeto de tese de Doutorado sob a minha responsabilidade :

Terminar a análise dos dados de ^{105}Rh , e realizar uma nova experiência com um tempo de duração de 6 dias, usando a mesma reação reação de $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$, para verificar a existência de novas transições.

Realizar uma experiência usando a a reação de $^{56}\text{V} + ^{10}\text{B}$ com a finalidade de procurar rotações magnéticas na região de $A \sim 55$ [28].

Capítulo VII

Apêndice

VII.1 Características dos cintiladores

Caraterísticas dos cintiladores BC-400

Base : Poliviniltolueno

Densidade : 1.032 gr/cm²

Índice de Refração : 1.58

Coefficiente de Expansão Linear : $7.8 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$, abaixo de 67°C

Constante de Decaimento : 2.4 ns

Saída de luz : 65% de antraceno.

Comprimento de onda de máxima emissão : 423 nm

Pressão de Vapor : Pode ser usado em vácuo.

Temperatura de Amolecimento : 70°C.

Solubilidade : Solúvel em solventes aromáticos, cloro, acetona, etc; insolúvel em água, ácidos diluídos, álcoois de baixos teores, fluidos siliconados, graxas e álcalis.

Principal aplicação : Determinação de α , β , γ , nêutrons rápidos .

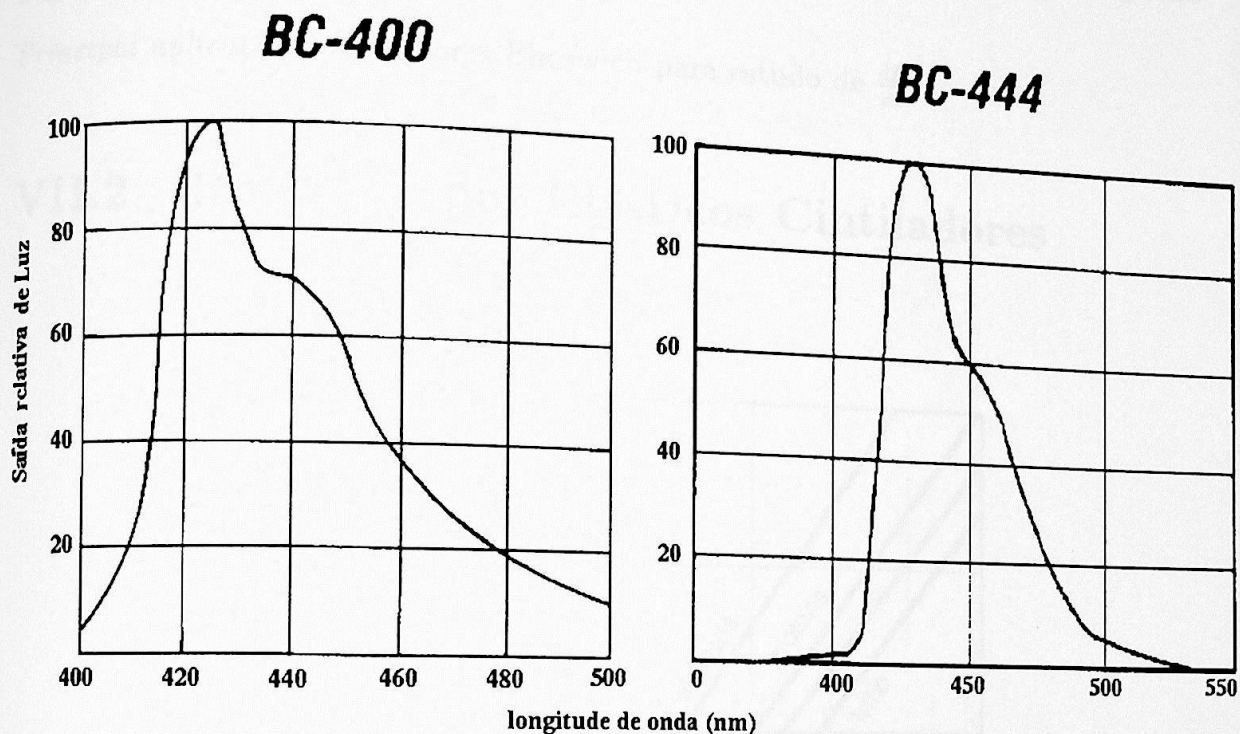


Figura VII.1: Espectros de emissão dos cintiladores plásticos BC-400 e BC-444 [17].

Caraterísticas dos cintiladores BC-444

Base : Poliviniltolueno

Densidade : 1.032 gr/cm²

Índice de Refração : 1.58 e 1.607 para comprimentos de onda de máxima emissão.

Coefficiente de Expansão Linear : $7.8 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$, abaixo de 67°C

Constante de Decaimento : 264 ns

Saída de luz : 41% de antraceno.

Comprimento de onda de máxima emissão : 428 nm

Pressão de Vapor : Pode ser usado em vácuo.

Temperatura de Amolecimento : 70°C.

Solubilidade : Solúvel em solventes aromáticos, solventes clorados, acetona, etc;

insolúvel em água, ácidos diluídos, álcoois de baixos teores, fluidos siliconados, graxas e álcalis.

Principal aplicação : Detectores Phoswich para estudo de $\frac{dE}{dx}$.

VII.2 Resposta dos Plásticos Cintiladores

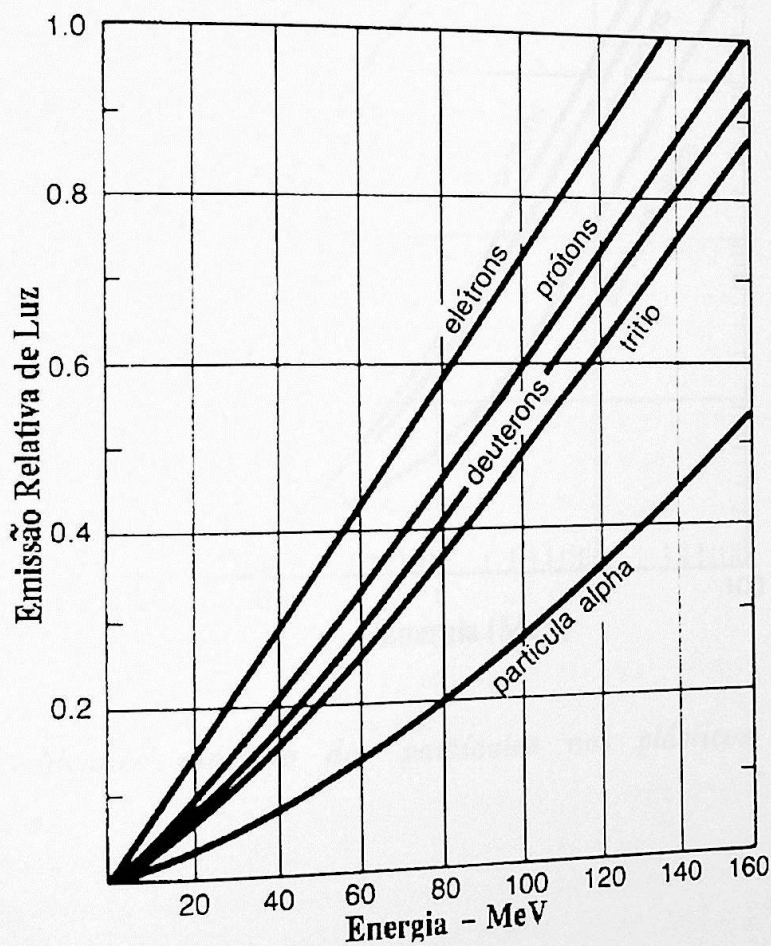


Figura VII.2: Resposta dos plásticos cintiladores da BICRON® para as partículas atômicas.

VII.3 Alcance das Partículas Atômicas

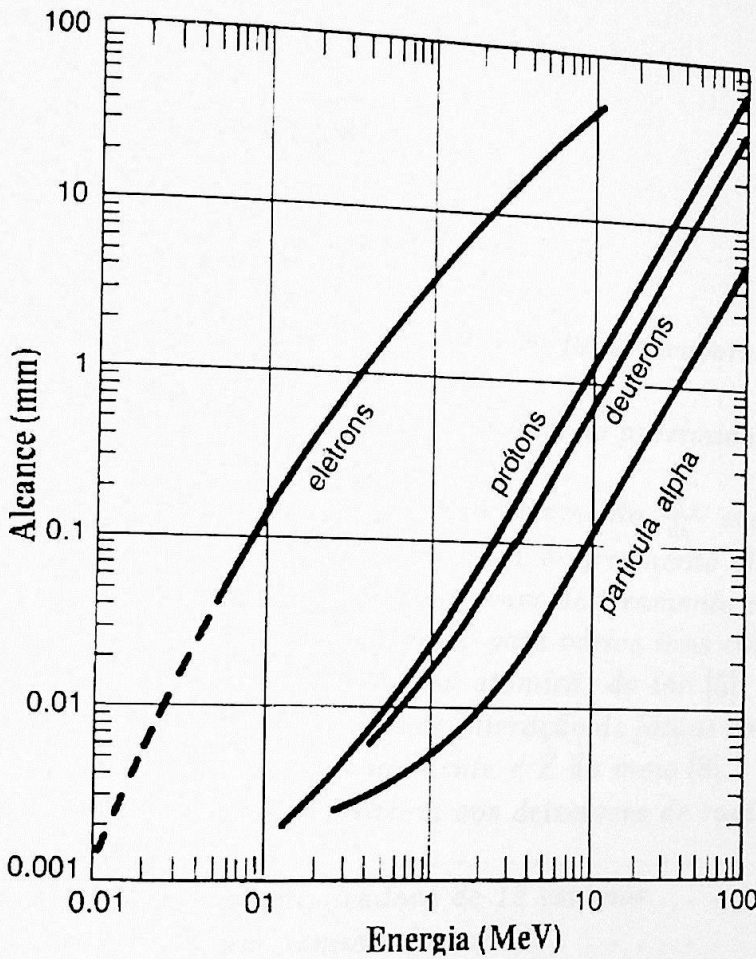


Figura VII.3: Alcance máximo das partículas nos plásticos cintiladores da BICRON®.

Lista de Figuras

II.1	Esquema do mecanismo de reação do tipo fusão- <i>evaporação</i> para o núcleo residual $^{164-x}\text{Er}$ [1].	5
II.2	Esquema do decaimento- γ do núcleo residual na proximidade da linha <i>Yrast</i> [1]	7
II.3	Representação esquemática do poder de <i>freamento</i> $\frac{dE_P}{dx}$ em função de $\frac{E_P}{M_P}$. A linha tracejada representa o poder de <i>freamento</i> eletrônico, a linha de traços e pontos representa o poder de <i>freamento</i> nuclear.	8
II.4	Curvas típicas de <i>freamento</i> eletrônico para vários íons em alumínio, como função de E/A (energia/massa atômica) do íon [5].	10
II.5	Importância relativa dos três tipos de interação de fótons com a matéria, em relação à energia do fóton incidente e Z do meio [8].	11
II.6	Processos mais comuns que ocorrem nos detectores de radiação gama e nos arredores [5].	14
II.7	Esquema de uma <i>fotomultiplicadora</i> de 12 estágios.	16
II.8	Banda de energia de um <i>semiconductor</i>	17
II.9	À esquerda, mostra-se o esquema de um <i>supressor Compton</i> , feito de NaI(Tl) e BGO . À direita mostra-se os espectros- γ adquiridos (a) sem e (b) com <i>AC</i>	18
II.10	Exemplos de função resposta de detectores, mostrando relativamente uma resolução boa e ruim.	20
II.11	a) Combinação básica de um detector tipo <i>phoswich</i> formada por um <i>cintilador rápido</i> (A) e um outro <i>cintilador lento</i> (B) e b) Esquema do pulso completo quando uma partícula atravessa os <i>cintiladores</i> na direção XX [9].	22
II.12	Pulso emitido pelo detector em relação aos intervalos de tempo de coleção de carga para cada componente. Observa-se a influência da largura do <i>gate rápido</i> e do atraso do <i>gate lento</i> na inclinação dos verdadeiros eixos de energia.	24

II.13	Sistema multidetector GASP do Laboratório Nacional de Legnaro (LNL-Itália).	
II.14	Esquema do poliedro de 42 faces que compõem o sistema ancilar ISIS (Si-ball).	26
II.15	Espectros- γ . Na parte superior é mostrada a projeção total e na parte inferior o mesmo espectro histogramado usando a condição de coincidência temporal com uma partícula ou um outro raio- γ	28
II.16	Limites observacionais de alguns sistemas de detectores Europeus [14].	30
III.1	Esquema da câmara de espalhamento do Sistema Hystrix.	33
III.2	Esquema da câmara de espalhamento do Sistema Ancilar, parte inferior.	36
III.3	Esquema da prensa para realizar a junção dos plásticos cintiladores em vácuo.	37
III.4	Esquema do detector telescópio tipo Phoswich.	39
III.5	Esquema da flange com suporte para o alvo	42
III.6	Vista frontal do sistema aberto. Pode-se observar a disposição dos 11 detectores $\Delta E-E$, o suporte para o alvo e 2 detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton.	43
III.7	Vista de cima do sistema fechado acompanhado de 4 detectores de HPGe com supressores Compton. Sistema Completo.	44
IV.1	Esquema da montagem experimental durante os testes do detector phoswich.	46
IV.2	Parte superior: Esquema eletrônico para os testes dos detectores. Parte inferior: Forma do pulso emitido pelo detector $\Delta E-E$ com seus respectivos gates de tempo que ingressam nos QDCs.	48
IV.3	Espectros biparamétricos $\Delta E-E$. Na parte superior é mostrado o obtido com o detector, usando a reação $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ a 53 MeV e na parte inferior o espectro obtido por Lidén, bombardeando um alvo de ^{27}Al com feixe de ^{12}C a 106 MeV.	50
IV.4	Na parte superior é mostrado um espectro biparamétrico $\Delta E-E$, e na parte inferior é mostrada a projeção da banana retangular sobre o eixo ΔE	52
IV.5	População relativa dos resíduos de evaporação do sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ a 40 MeV, obtida na experiência de J. Dauk.	54
IV.6	Cálculos do PACE. Seção de choque para a reação $^{100}\text{Mo} + ^{10}\text{B}$, considerando um alvo de 1 mg/cm ² [23].	56
IV.7	Esquema da montagem experimental. Nas experiências de coincidência foram usados somente 3 detectores HPGe (D1, D2 e D3)	57
IV.8	Esquema da lógica do 2º circuito.	59
		62

IV.9	Esquema da eletrônica de coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}p$.	
IV.10	Espectro biparamétrico $\Delta E\text{-}E$ do detector a 0° .	63
IV.11	Espectro biparamétrico $\Delta E\text{-}E$ de um detector a 63° .	66
IV.12	Espectro biparamétrico $\Delta E\text{-}E$ de um detector a 117° .	67
IV.13	Espectro de tempo $\gamma\text{-}\gamma$.	68
IV.14	Espectro de tempo $\gamma\text{-}p$.	70
V.1	Espectros : Parte superior mostra o espectro biparamétrico $\Delta E\text{-}E$ com as respectivas bananas para partículas (α , p e x). Parte inferior mostra o espectro de multiplicidade de partículas (Kp).	71
V.2	Espectro de projeção total da experiência de coincidência $\gamma\text{-}p$, para a reação $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ na energia de 53 MeV.	75
V.3	Espectros de raios- γ . Mostra-se a projeção total e espectros com janelas em diferentes valores do parâmetro de multiplicidade de partículas Kp .	76
V.4	Espectro de energia de partículas α e p , no sistema referencial de centro de massa obtido pelo PACE, para a reação $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ a 50 MeV.	77
V.5	Parte superior: espectro de energia no referencial de laboratório para as partículas α e p . Parte inferior: Mostra a eficiência de um detector $\Delta E\text{-}E$ em função do limiar de detecção para vários ângulos de incidência.	85
V.6	Esquema de um pico de raio- γ . Mostra-se os limites para a obtenção da área do pico e seu fundo, usados no cálculo do Poder de Resolução do sistema.	87
V.7	Comparação dos espectros γ . a) com janela em $Kp = 110$ (αp). b) com janela em $Kp = 100$ (1α) e c) projeção total. Nota-se o aumento da razão P/B para a transição de 775 keV.	88
V.8	Comparação dos espectros γ . a) com janela em $Kp = 20$ ($2p$). b) com janela em $Kp = 10$ ($1p$) e c) projeção total. Nota-se o aumento da razão P/B para as transições de 1468, 1500, 1513 e 1525 keV.	90
V.9	Comparação dos espectros γ . a) com janela em $Kp = 200$ (2α). b) com janela em $Kp = 100$ (1α) e c) projeção total. Nota-se o aumento da razão P/B para a transição de 680 keV.	92
V.10	Limites observacionais para o espectrômetro do laboratório Pelletron, com e sem a inclusão do Sistema Ancilar (SA).	94
V.11	Espectros- γ . Mostra-se a projeção total, espectro com janelas no raio- γ de 149 keV, espectro com janelas em 1α e o espectro com janelas no raio- γ de 149 keV e 1α da reação $^{100}\text{Mo} (^{11}\text{B}, xnypz\alpha\gamma)$ à energia de 43 MeV.	97
		100

V.12 Espectro- γ com janela em α da experiênciã de coincidência γ - γ - p ,
da reação $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$ à energia de 43 MeV. 102

VII.1 Espectros de emissão dos cintiladores plásticos BC-400 e BC-444 [17]. 102

VII.2 Resposta dos plásticos cintiladores da BICRON[®] para as partículas
atômicas. 106

VII.3 Alcance máximo das partículas nos plásticos cintiladores da BICRON[®]. 107

Referências

- [1] P.J. Nolan, *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **45**, 561 (1994).
- [2] E. Farnea, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A400**, 87 (1997)
- [3] M.M. Aleonard, *et al.*, The EUROGAM Project Scientific (1989).
- [4] R.M. Diamond, *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **30**, 85 (1976).
- [5] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, second ed. (J. Wiley & Sons, 1989).
- [6] J.F. Ziegler, *et al.*, The Stopping and Ranges of Ions in Solids vol 1, (Pergamon, 1985).
- [7] Bragg, Phil. Mag. **10**, 5318 (1905).
- [8] E.Evans, The Atomics Nucleus, second ed. (McGraw-Hill 1956).
- [9] D.H. Wilkinson, Rev. Sci. Instr. **23**, 414 (1952).
- [10] F. Lidén, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A253**, 305 (1987)
- [11] F. Lidén, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A273**, 240 (1988)
- [12] C. Pastor. *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A212**, 209 (1983)

- [13] T. Chapuran *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A272**, 767 (1988)
- [14] N.H. Medina, *et al.* APH N.S., Heavy Ions Physics vol. 2, (1995) 141
- [15] E. Farnea, *et al.* LNL Annual Report 189 (1994).
- [16] F. Lidén, Nucl. Instr. and Meth. **A288**, 455 (1990).
- [17] BICRON, Catalogo de produtos (1990).
- [18] C.A. Preneau, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A297**, 404 (1990).
- [19] Hamamatsu 1924, photomultiplier tubes, Manual de uso.
- [20] A. Gavron, Phys. Rev. **C21**, 230 (1980).
- [21] J. Dauk, *et al.*, Nucl. Phys. **A241**, 170 (1975).
- [22] F. Espinoza-Quiñones *et al.*, Phys. Rev **C55**, 2787 (1997).
- [23] F. Espinoza-Quiñones, Tese de Doutorado (IFUSP 1996).
- [24] R.V. Ribas - *Manual do Sistema SPM-CAMAC para aquisição de dados* - IFUSP/P-812 (1989).
- [25] CAMAC *Tutorial Papers* - Nucl. Sci. **NS20**, N°2 (1973).
- [26] W.M. Milner - *Oak Ridge National Laboratory* (1986).
- [27] H.H. Eggenhuisen, *et al.*, Nucl. Phys. **A285**, 167 (1977).
- [28] S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A621**, 736 (1997).