



MANUAL EXPERIMENTAL DE TÉCNICAS E MEDIDAS NUCLEARES

OLGA Y. MAFRA

INFORMAÇÕES IEA N.º

Abril — 1970

17

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA

Caixa Postal 11049 (Pinheiros)

CIDADE UNIVERSITÁRIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"

SÃO PAULO — BRASIL

MANUAL EXPERIMENTAL DE TÉCNICAS E MEDIDAS NUCLEARES

Olga Y. Mafra

DIVISÃO DE FÍSICA NUCLEAR
Instituto de Energia Atômica
São Paulo - Brasil



Informações IEA Nº 17

Abril - 1970

Comissão Nacional de Energia Nuclear

Presidente: Prof.Dr. Hervásio Guimarães de Carvalho

Universidade de São Paulo

Reitor: Prof.Dr. Miguel Rende

Instituto de Energia Atômica

Diretor: Prof.Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni

Conselho Técnico-Científico do IEA

Prof.Dr. José Moura Gonçalves	}	pela USP		
Prof.Dr. José Augusto Martins				
Prof.Dr. Rui Ribeiro Franco			}	pela CNEN
Prof.Dr. Theodoro H.L. de Arruda Souto				

Divisões Didático-Científicas

Divisão de Física Nuclear --

Chefe: Prof.Dr. José Goldenberg

Divisão de Radioquímica --

Chefe: Prof.Dr. Fausto Walter de Lima

Divisão de Radiobiologia --

Chefe: Prof.Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni

Divisão de Metalurgia Nuclear --

Chefe: Prof.Dr. Tharcísio D.S. Santos

Divisão de Engenharia Química --

Chefe: Lic. Alcídio Abrão

Divisão de Engenharia Nuclear --

Chefe: Engº Pedro Bento de Camargo

Divisão de Operação e Manutenção de Reatores

Chefe: Engº Amor Camargo Penteado Filho

Divisão de Física de Reatores --

Chefe: Prof.Dr. Paulo Saravva de Toledo

Divisão de Ensino e Formação --

Chefe: Prof.Dr. Rui Ribeiro Franco

PRELIMINARES

A detecção de radiação nuclear envolve-se em grande extensão, em quase todos os ramos da Ciência e da Tecnologia. A Engenharia Nuclear e a Aplicação de Rádioisótopos à Medicina, à Indústria e à Agricultura são apenas alguns dos campos que podem ser citados e dos quais é bem conhecida a importância.

A finalidade deste manual é dar, de forma sucinta, as instruções necessárias à realização de uma série de experiências fundamentais no campo que pode ser denominada de Técnicas e Medidas Nucleares. Espera-se, com isso, que o leitor adquira as noções básicas destes ramos, que permitam a ele iniciar estudos e eventualmente pesquisas no campo de aplicação de radiação isótopos.

Incluiu-se neste manual uma grande variedade de experiências. Por não se poderia fazer uma seleção das mais importantes, conforme o campo de atividade visualizado. Embora que todos os laboratórios possuam o equipamento necessário à realização de todas as experiências, caso de um equipamento de medida básica permite, como veremos, a execução de diversas experiências fundamentais.

Referenciando-se, principalmente, com a Física Nuclear, a radioatividade e a detecção e a medida de radiações nucleares, este manual destina-se aos cursos de ciência e tecnologia que se desenvolvem nas instituições de ensino de nível superior.

Antes da descrição pormenorizada das experiências é apresentada uma introdução breve sobre a teoria envolvida, bem como algumas minúcias sobre o equipamento. Deve ser levado em consideração que esta introdução teórica é apenas um guia e fim ao qual a experiência possa ser realizada. Para os pormenores o leitor poderá consultar a bibliografia especializada no assunto, da qual são fornecidas algumas referências.

Embora seja impossível agradecer convenientemente todos os que auxiliaram na preparação deste manual, uma vez que entre as experiências descritas algumas foram baseadas em apostilas anônimas, é nosso dever expressar agradecimento aqueles que auxiliaram o ensino desta disciplina, dentro dos cursos desenvolvidos no Instituto de Energia Atômica, Professor Doutor Marcello Dami de Souza Santos, Professor Doutor José Goldemberg, Doutor Rômulo Ribeiro Pereira e Doutor Sérgio Bruni Herdade.

Olga T. Mafra

MANUAL EXPERIMENTAL DE TÉCNICAS E MEDIDAS NUCLEARES

ÍNDICE

PREPARO

SÍMBOLOS E TÉRMINOS TÉCNICOS UTILIZADOS NO TEXTO 1

INTRODUÇÃO 2

CAPÍTULO I - CONCEITOS BÁSICOS DE FUNCIONAMENTO DO DETECTOR GEIGER-MULLER 3

EXPERIÊNCIA 1 - Características Básicas do Detector G.M. 3

EXPERIÊNCIA 2 - Determinação do Tempo de Resolução do Detector pelo Método da Área Variável 5

EXPERIÊNCIA 3 - Determinação do Tempo Morto do Detector pelo Método do Gráfico de Escalada 7

EXPERIÊNCIA 4 - Distribuição Estatística na Reintegração Resolvente 9

EXPERIÊNCIA 5 - Distribuição do Tempo de Contagem entre a Amostra e a Radiação de Fundo 11

EXPERIÊNCIA 6 - Teoria Matemática da Contagem 13

EXPERIÊNCIA 7 - Efeitos da Geometria na Contagem com Detector G.M. 15

EXPERIÊNCIA 8 - Efeitos da Geometria na Contagem com Detector G.M. 17

CAPÍTULO II - APLICAÇÃO DO DETECTOR GEIGER-MULLER 19

EXPERIÊNCIA 9 - Medida da Taxa de Contagem 19

EXPERIÊNCIA 10 - Medida da Contagem de Alfa, Beta e Gamma 21

EXPERIÊNCIA 11 - Medida da Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 23

EXPERIÊNCIA 12 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 25

CAPÍTULO III - INTERFERÊNCIA DE CONTAGEM 27

EXPERIÊNCIA 13 - Determinação da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 27

EXPERIÊNCIA 14 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 29

CAPÍTULO IV - CIRCULADORA DE CONTAGEM 31

EXPERIÊNCIA 15 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 31

EXPERIÊNCIA 16 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 33

EXPERIÊNCIA 17 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 35

EXPERIÊNCIA 18 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 37

EXPERIÊNCIA 19 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 39

EXPERIÊNCIA 20 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 41

EXPERIÊNCIA 21 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 43

EXPERIÊNCIA 22 - Medida da Taxa de Contagem de Partículas de Alta Energia para Ressonância 45

	pág.
EXPERIÊNCIA 9 - Utilização de um Cristal Orgânico de Cintilação - Antraceno	100
EXPERIÊNCIA 10 - Espectrometria Alfa com Detector de ZnS(Ag)	103
CAPÍTULO V - LEI DO DECAIMENTO RADIOATIVO	105
EXPERIÊNCIA 1 - Métodos de Produção de Elementos de Vida Curta para serem Utili- zados em Laboratório	107
EXPERIÊNCIA 2 - Determinação da Meia Vida de um Radionuclídeos	111
EXPERIÊNCIA 3 - Medidor de Taxa de Contagens ("Rate-meter")	113
EXPERIÊNCIA 4 - Determinação da Meia Vida Através do Medidor de Ritmo	117
EXPERIÊNCIA 5 - Análise de Curvas de Decaimento mais Complexos - Decaimento da Prata ou Ródio	119
CAPÍTULO VI - DETECÇÃO DE NÊUTRONS	122
EXPERIÊNCIA 1 - Determinação da Curva Característica de um Detector BF ₃	126
EXPERIÊNCIA 2 - Medidas de Fluxo de Nêutrons Térmicos por Ativação	128
EXPERIÊNCIA 3 - Medida de Fluxo de Nêutrons Rápidos Utilizando Detectores Limiares	132
EXPERIÊNCIA 4 - Determinação da Meia Vida de Nêutrons Atrasados	135
BIBLIOGRAFIA	138

SÍMBOLOS E TERMOS TÉCNICOS UTILIZADOS NO TEXTO

Q	- carga nos eletrodos
C	- capacidade do sistema
R	- resistência
ΔV	- impulso
V	- voltagem aplicada
G.M.	- Geiger Müller
Hg	- mercúrio
β	- radiação beta
cpm	- contagem por minuto
C_C, C_A, C_M	- contagem nos pontos C, A e M
μs	- microssegundos
T	- tempo de resolução
T_m	- tempo morto do detector
T_r	- tempo de recuperação do detector
n	- contagens durante um certo tempo
N_e	- contagens esperadas por um certo tempo
d	- diâmetro das fontes
S	- área das fontes
I	- intensidade das fontes
n_1, n_2, n_3	- contagens em certo tempo
\bar{n}	- contagem média
N	- número de contagens feitas
σ	- desvio padrão
δ_i	- desvios da contagem média
χ^2	- qui quadrado
P	- probabilidade
r	- ritmo de contagens
t	- tempo de contagens
σ_r	- desvio padrão do ritmo
σ_n	- desvio padrão na contagem acumulada

- r_A - ritmo de contagem da amostra
- r_B - ritmo de contagem da radiação de fundo
- r_T - ritmo de contagem total
- σ_{rA} - desvio padrão da amostra
- σ_{rB} - desvio padrão da radiação de fundo
- σ_{rT} - desvio padrão do ritmo total
- t_B - tempo de contagem da radiação de fundo
- t_T - tempo de contagem total
- t_A - tempo de contagem da amostra
- G - fator de geometria
- Ω - ângulo sólido
- H - distância fonte-detector
- R - raio do detector
- α - metade do ângulo fonte-detector
- f_b - fator de retroespalhamento
- Z - número atômico
- ^{32}P - fósforo 32, isto é, um isótopo do fósforo usado como fonte beta
- ^{131}I - iodo 131, isto é, isótopo do iodo usado como fonte beta e gama
- RaE - rádio E
- ^{210}Bi - elemento radioativo
- MeV - milhão de elétrons volts ($1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-12} \text{ erg}$)
- n - nêutron
- p - próton
- e^- - elétron
- e^+ - pósitron
- ν - neutrino
- $\bar{\nu}$ - antineutrino
- $n(E)$ - número de partículas de energia E
- E_m - $= E_{\text{max}}$ - energia máxima do emissor β
- A - número de massa
- μ_m - coeficiente de absorção de massa em cm^2/g

d_m	- espessura do absorvedor em g/cm^2
R	- alcance das partículas beta, em g/cm^2
^{35}S	- enxofre 35
α	- radiação alfa
γ	- radiação gama
μCi	- micro-Curies - $3,7 \times 10^4$ desintegrações por segundo
H	- distância do detector à fonte
D	- ritmo de contagens emitido por uma fonte puntual uniformemente em todas as direções
δA	- área elementar
δr	- ritmo de fótons incidente numa área elementar A
r	- ritmo de contagens
α_G	- ângulo definidor de geometria
a	- raio da fonte plana
C_o	- contagem da fonte sem correção
f_s	- fator de auto-absorção da fonte
S	- espessura da fonte
C	- contagem da fonte com correção
f_w	- fator de absorção da radiação beta na janela do detector
d_j	- espessura da janela em mg/cm^2
d_{ar}	- espessura do ar em mg/cm^2
e_β	- eficiência intrínseca do detector G.M. para partículas beta
f_r	- fator de correção provocado pelo tempo de resolução
f_r	- fator de correção provocado pelo retroespalhamento
f_m	- fator de descarga múltipla
A_o	- atividade da fonte
C_F	- contagem da fonte
Bg	- radiação de fundo
ϵ	- eficiência da fonte
^{198}Au	- ouro 198, fonte radioativa gama e beta
^{137}Cs	- césio 137, fonte radioativa
^{60}Co	- cobalto 60

^{131}I	- iodo 131
^{203}Hg	- mercúrio 203
^{51}Cr	- cromo 51
^{134}Cs	- césio 134
^{65}Zn	- zinco 65
^{24}Na	- sódio 24
NaI(Tl)	- cristal de iodeto de sódio ativado com tálio
X	- raio X
E	- energia da radiação gama incidente
E'	- energia espalhada num ângulo θ
mc^2	- 0,511 MeV - energia de repouso do elétron
F	- resolução do espectrômetro gama
ΔE	- largura da janela do analisador (em energia)
Δv	- largura da janela do analisador (em volts) proporcional a ΔE
v	- altura de pulso em volts
^{166}Ho	- hólmio 166
^{177}Lu	- lutécio 177
^{133}Te	- telúrio 133
^7Be	- berílio 7
^{54}Mn	- manganês 54
^{207}Bi	- bismuto 207
^{22}Na	- sódio 22
^{88}Y	- ítrio 88
K(E)	- eficiência total do cristal de NaI(Tl)
p(E)	- fotofração
$\mu(E)$	- coeficiente de absorção total para a radiação gama
L	- comprimento do cristal
G	- eficiência geométrica
y_i	- contagens obtidas nos canais x_i
x_i	- alturas de pulso ou canais correspondentes
(x_o, y_o)	- coordenadas do fotopico
b	- largura da gaussiana que constitui o fotopico

A'	- intersecção da reta com o eixo y
B'	- coeficiente angular da reta
N_p	- área da gaussiana
A_o	- atividade da fonte
I	- intensidade do feixe incidente após o absorvedor
x	- espessura do absorvedor
I_o	- intensidade inicial
ρ	- densidade do material
μ_c	- coeficiente de absorção linear para o efeito Compton
μ_f	- coeficiente de absorção linear para o efeito fotoelétrico
μ_p	- coeficiente de absorção linear para produção de pares
μ	- coeficiente de absorção total
B	- fator de "build-up"
$d_{1/2}$	- meia espessura
^{59}Fe	- ferro 59
$B_1 B_2$	- valores do discriminador
N_{Cr}	- contagens decorrentes do cromo
N_{Fe}	- contagens decorrentes do ferro
K	- fator de correção
ω_1, ω_2	- ângulos sólidos fonte-detetor
ξ_1, ξ_2	- eficiências dos detetores em coincidência
N_{1D}	- contagem no 1º detetor
N_{2D}	- contagem no 2º detetor
N_{12D}	- contagem em coincidência
N_c	- coincidências ao acaso
$Z_n \text{S(Ag)}$	- cintilador sulfeto de zinco ativado com prata
R_o	- alcance médio
R_{ex}	- alcance extrapolado
δ	- dispersão
p	- probabilidade de um átomo decair num tempo dt
λ	- constante de desintegração radioativa
N	- número de átomos presentes num instante t

N_A	- número de átomos presentes no instante inicial
$T_{1/2}$	- meia vida
r_o	- ritmo inicial de contagens
RC	- constante de tempo
n	- número de pulsos por segundo no medidor de ritmo
V_c	- voltagem corrigida
V_i	- voltagem obtida
ΔV	- incremento obtido no intervalo de tempo escolhido
$^{208}_{Tl}$	- tálio 208
HCl	- ácido clorídrico
$^{242}_{Bi}$	- bismuto 242
$^{212}_{Po}$	- polônio 212
$^{208}_{Pb}$	- chumbo estável
$^{234m}_{Pa}$	- protactínio 234 metaestável
$^{234}_{Pa}$	- protactínio 234
Al_2O_3	- alumina
HF	- ácido fluorídrico
$^{107}_{Ag}$	- prata 107
$^{110}_{Ag}$	- prata 110
"barn"	- unidade de medida de seção de choque = 10^{-24} cm^2
$^{115}_{In}$	- índio 115
BF_3	- trifluoreto de boro
$^{10}_{B}$	- boro 10
$^7_{Li}$	- lítio 7
Ra-Be	- rádio berílio
Pu-Be	- plutônio berílio
Am-Be	- amerício berílio
ϕ	- fluxo de nêutrons
Σ	- seção de choque macroscópica
σ	- seção de choque microscópica
N_o	- número de Avogadro $6,02 \times 10^{23}$ moléculas/mol
N_c	- número de átomos por cm^3
ρ	- densidade

V_A	- volume da amostra
A_i	- atividade induzida numa fôlha
A_∞	- atividade saturada
t_e	- tempo de espera
N_t	- número total de átomos da amostra
A_n	- atividade da fôlha nua
A_t	- atividade decorrente de nêutrons térmicos
A_e	- atividade decorrente de nêutrons epitérmicos
A_{Cd}	- atividade da fôlha com cádmio
ψ_t	- fluxo térmico
ϕ_e	- fluxo epitérmico
R_{Cd}	- razão de cádmio
m	- massa da amostra
f	- fração isotópica
F	- número de núcleos alvo por molécula (=1 para elemento)
E_{ef}	- energia limiar efetiva
E_T	- energia limiar
ϕ_{ef}	- fluxo efetivo
σ_s	- secção de choque saturada
^{31}P	- fósforo 31
^{115}In	- índio 115
^{31}Si	- silício 31
^{47}Ti	- titânio 47
^{47}Sc	- escândio 47
^{58}Ni	- níquel 58
^{58}Co	- cobalto 58
^{32}S	- enxofre 32
^{32}P	- fósforo 32
^{27}Al	- alumínio 27
^{127}I	- iôdo 127
^{27}Mg	- magnésio 27
^{54}Fe	- ferro 54
^{54}Mn	- manganês 54

. 8 .

^{24}Mg	- magnésio 24
^{87}Br	- bromo 87
^{87}Kr	- criptônio 87
^{87}Rb	- rubídio 87
k	- constante de multiplicação
n_0	- número inicial de nêutrons
k_{ex}	- fator de multiplicação em excesso
n_t	- número de nêutrons após um tempo t

INTRODUÇÃO

INSTRUMENTAÇÃO NUCLEAR

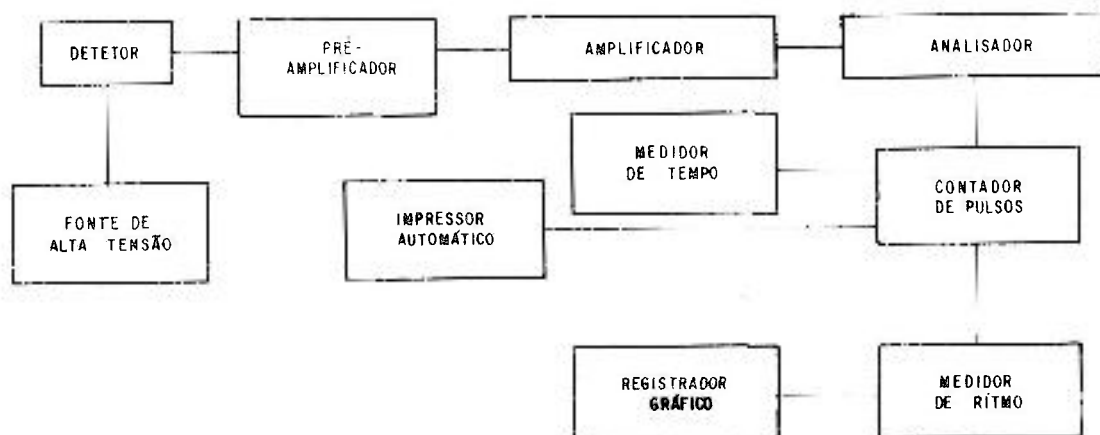
A verificação da existência de radioatividade, a determinação de sua quantidade, energia, tipo etc, é feita através de um detector de radiação. É no detector que ocorre a interação da radiação que é então transformada num sinal elétrico chamado pulso ou impulso.

Os detectores mais usuais são os detectores a gás (como o Geiger, câmara de ionização, detectores proporcionais), os cintiladores (que podem ser orgânicos ou inorgânicos) e os detectores de semi-condutores.

1 - Diagrama em Bloco

O equipamento eletrônico associado ao detector depende da informação que se deseja obter: a simples enumeração das partículas, a determinação de sua energia, a determinação de seu ritmo etc.

O diagrama abaixo, no qual cada unidade aparece representada por sua função, é chamado diagrama de bloco.



O equipamento eletrônico pode ser dividido em:

- essencial ou seja, aquêle sem o qual nenhum detector pode funcionar

- b) utilizado conforme a finalidade da experiência
- c) acessórios, ou seja, que facilitam o trabalho do operador podendo entretanto ser dispensados.

2 - Fontes de Alta Tensão

A maneira mais simples de fornecer a alta tensão necessária para a operação dos diversos detectores seria através de uma bateria de pilhas secas do tipo usado nos rádios portáteis. Entretanto, este processo é antieconômico e requer trocas frequentes de bateria, sendo utilizado somente nas unidades portáteis de medida de radiação.

Para os instrumentos de mesa utiliza-se em geral uma fonte constituída por um transformador que eleva a tensão alternada da rede (110 volts) até cerca de 2000 ou mesmo 5000 volts, retifica, filtra e regula esta tensão.

Para o bom funcionamento dos detectores é importante que a alta tensão não apresente flutuações apreciáveis. Uma boa fonte de alta tensão não deve apresentar flutuações superiores a 1% para variações de 10% da rede de energia elétrica. Naturalmente, nem todas as aplicações e nem todos os tipos de detectores requerem a mesma estabilidade e precisão das fontes de alta tensão. Se para um Geiger-Müller, uma câmara de ionização ou um cintilador a estabilidade de 1% é suficiente para as medidas de rotina, em certas aplicações, como medidas de precisão utilizando contadores proporcionais e análise de altura de pulsos (espectrometria gama, por exemplo) é necessária uma estabilização de alta tensão da ordem de ... 0,1%.

Em geral, as voltagens de trabalho dos vários detectores variam de 300 a 1000 volts para as câmaras de ionização, de 500 a 2000 volts para os detectores Geiger-Müller, de 800 a 1800 volts para fotomultiplicadoras utilizadas nos detectores de cintilação, de 1000 a 5000 volts em alguns detectores proporcionais.

Um controle que permita variar continuamente a alta tensão fornecida aos detectores é uma característica desejável, e, em certas aplicações, indispensável numa fonte.

3 - Amplificadores

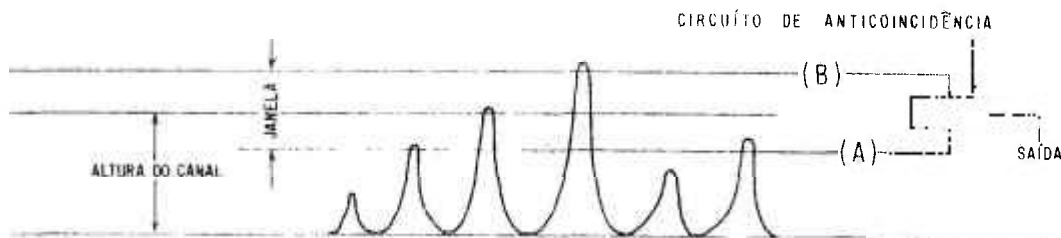
Os amplificadores utilizados nos conjuntos de contagens precisam ter um ganho suficiente para aumentar as amplitudes dos pulsos fornecidos pelos detectores, elevando-os até valores que variam desde de centenas de milivolts até cerca de 100 volts. Este ganho de aproximadamente 300 vezes pode ser facilmente conseguido por um amplificador simples de dois estágios. Estes amplificadores tornam-se mais complexos quando a amplificação deve ser rigorosamente linear, como nos espectrômetros. Nestes casos os amplificadores devem apresentar qualidades excepcionais semelhantes às exigidas nos amplificadores de audio de boa qualidade, isto é, alta fidelidade (baixa distorção) e boa estabilidade.

Em muitas aplicações, é necessário que se disponha de um controle para variar o ganho do amplificador.

A velocidade de resposta do amplificador é também importante, dependendo do tempo de subida e descida dos pulsos. Num detector Geiger Müller, estes tempos são da ordem de 100 microssegundos e, portanto, os amplificadores devem responder a frequências de 10.000 ciclos por segundo. Para cintiladores rápidos, os amplificadores devem oferecer uma resposta mais rápida, pois os tempos envolvidos numa subida e descida dos pulsos são da ordem de 1 microssegundo.

4 - Analísadores

O analisador de altura de pulsos seleciona os pulsos segundo a sua altura. Ele compreende dois circuitos de entrada um (A), com uma sensibilidade de entrada de A volts e outro (B), com uma sensibilidade de entrada de B volts ($B > A$).



... anticoincidência. ...
 um pulso do circuito (A) se, ao mesmo tempo, chega um pulso no circuito (B). Assim:

- 1 - Pulsos com uma voltagem mais baixa do que A volts não são contados em qualquer dos dois circuitos.
- 2 - Pulsos de voltagem tal que se situa entre A e B volts, passam para o "scaler", ou contador de pulsos.
- 3 - Pulsos com uma voltagem acima de B volts, acionam ambos os circuitos e não passarão para o "scaler".

Variando-se a sensibilidade de entrada A e B simultaneamente, deixando portanto a diferença (B-A) constante, os números de pulsos com essas alturas são sucessivamente contados. A diferença de voltagem entre A e B é chamada janela ou largura do canal. A diferença entre a voltagem central da janela e zero volts é chamada altura de pulso ou base (estando relacionada à energia de radiação detectada).

5 - Contadores de Impulsos ("scalers")

Na sua forma mais simples, um contador de pulsos pode ser constituído por um dispositivo eletromecânico de contagem. Entretanto, tal dispositivo apresenta uma séria limitação: é muito lento, sendo incapaz de contar adequadamente pulsos que ocorrem com uma frequência superior a cerca de 20 por segundo. Ora, contagens envolvidas nas medidas de radioatividade de amostras são frequentemente bem mais elevadas, excedendo, portanto, o valor tolerado por

los contadores eletromecânicos. Alguns circuitos especiais, puramente eletrônicos, são capazes de levar a cabo estas contagens altas com perdas desprezíveis. Os dispositivos eletromecânicos são, em geral, utilizados juntamente com estes contadores eletrônicos, mas para registrar os milhares, ou dezenas de milhares de contagens.

De ponto de vista do operador, os contadores eletrônicos dividem-se em duas classes: decimais e binários. Os contadores decimais apresentam o resultado na notação decimal convencional, de várias maneiras. Podem por exemplo, apresentar uma coluna de luzes, numeradas de 0 a 9, para cada década. Existem também válvulas de contagem especiais onde um ponto luminoso se move de um lado para o outro, ou ao redor da periferia do tubo, e cada posição é marcada com um número de 0 a 9.

O contador decimal, apesar de sua simplicidade de leitura, é eletronicamente mais complexo do que o contador binário. Entretanto, a grande maioria dos contadores de pulso construídos hoje em dia apresentam os resultados no sistema decimal onde a leitura de número de contagens pode ser feita diretamente no aparelho.

O "scaler" pode ser provido de acessórios tais como: relógio elétrico ou relógio eletrônico ("timer"), por meio do qual podemos prefixar o tempo durante o qual o conjunto "conta" ("contagem em tempo predeterminado"), e/ou uma chave automática que desliga o conjunto após ter a contagem atingido um valor predeterminado (contagem de número prefixado de impulsos), ficando indicado o tempo empregado na contagem e/ou um impressor ("printer") que registra automaticamente o número de contagens em uma fita de papel etc.

Outros instrumentos, a saber, medidores de ritmo de contagens (que transformam os pulsos em uma tensão contínua que aciona um ponteiro de um mostrador graduado em contagens por unidade de tempo), circuitos de coincidência e antioincidência, analisadores multicanais, múltiplos etc, serão estudados minuciosamente, na ocasião oportuna.

CAPÍTULO I

PRINCÍPIOS BÁSICOS DE FUNCIONAMENTO DO
DETECTOR GEIGER-MÜLLER

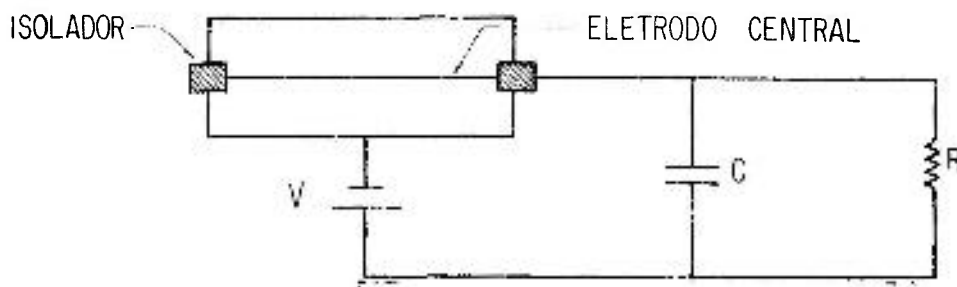
INTRODUÇÃO

Entre os detectores que empregam câmaras de gás, podem ser citados as câmaras de ionização, os detectores proporcionais e os detectores Geiger-Müller.

Todos eles funcionam através de ionização do gás.

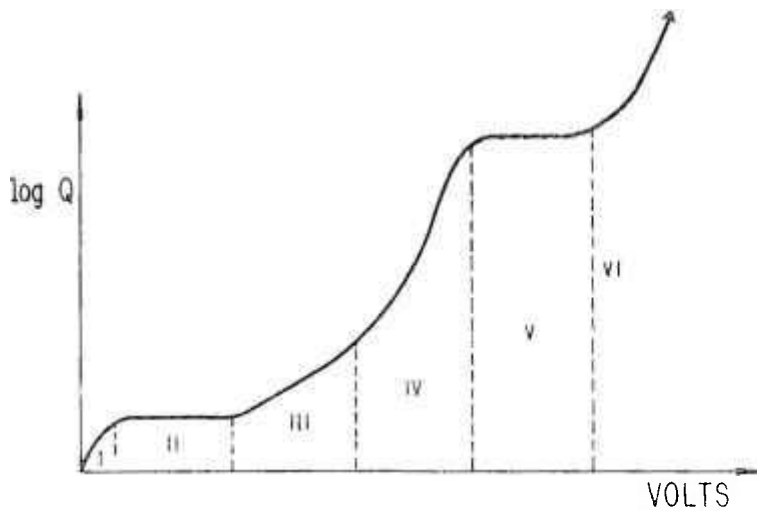
Funcionamento de um detector a gás

O detector Geiger-Müller, por exemplo, que é o que mais interessa aqui é constituído por dois eletrodos. Em geral tem-se um cilindro condutor cheio de gás, ou misturas de gases, a uma pressão relativamente baixa e um fio coaxial bem isolado das paredes do cilindro entre os quais se aplica uma diferença de potencial.



Quando uma radiação ionizante passa através de um detector, ela ioniza o gás. Os pares de íons são coletados, dando origem a uma carga Q em cada um dos eletrodos. Se a capacitância do sistema com relação à terra for C e a resistência R for grande (vide figura) a passagem da radiação dará origem a um impulso $\Delta V = \frac{Q}{C}$.

A dependência de $\ln Q$, com a voltagem V aplicada é dada pelo gráfico da figura 2, que pode ser dividido em seis regiões:



Quando a diferença de potencial entre os eletrodos é pequena, a maioria dos íons produzidos recombina-se antes de atingir os eletrodos. À medida que a diferença de potencial aumenta, a força que atua sobre as cargas individuais, diminuindo sua probabilidade de recombinação.

Região II: Nesta região a quantidade de carga coletada Q , dentro de certos limites, independente da diferença de potencial entre os eletrodos, porque a perda por recombinação é desprezível. Esta região é chamada de câmara de ionização, pois as câmaras de ionização são instrumentos detectores que operam nessa região de voltagem.

Região III: Se a diferença de potencial entre os eletrodos for aumentada além do limite que caracteriza a região II, verifica-se que a carga (ou corrente) aumenta linearmente com a tensão aplicada por um intervalo razoavelmente grande de variação desta grandeza. Essa região, conhecida pelo nome de proporcional, é caracterizada pelo fato de os íons negativos (elctrons) produzidos pela passagem da partícula poderem adquirir uma energia suficiente para ionizar átomos por colisão (ionização por colisão). Este processo de aumento de carga é multiplicativo.

Os fenômenos que ocorrem nessa região são utilizados nos detectores denominados lineares ou proporcionais.

Região IV: Ocorrem aí fenômenos complicados, mas verifica-se que a dependência entre a carga coletada e a ionização primária (isto é, passagem de uma partícula ionizante), deixa de ser uma função simples.

Região V: Nessa região a carga coletada é independente da ionização que a inicia (ionização primária). Esta é a chamada região do detector G.M..

Região VI: Nesta região a diferença do potencial é tão grande que se obtém uma descarga contínua, a qual, uma vez começada, continuará independentemente da radiação incidente.

Detector Geiger-Müller

Como foi visto, funciona na Região V. Os pares de íons produzidos podem ser acelerados, se o campo elétrico for grande, produzindo novos pares de íons. Esses novos pares podem estar num estado excitado no qual não podem permanecer indefinidamente retornando então ao estado fundamental emitindo fótons. Esses fótons podem, por sua vez, arrancar elétrons do cátodo por efeito fotoelétrico e esses elétrons produzem os mesmos efeitos de uma partícula carregada incidente.

Essa avalanche iniciada por uma radiação ionizante espalha-se ao longo do detector.

Os íons negativos (elétrons) sendo mais leves propagam-se mais rapidamente do que os íons positivos os quais aglomerados junto ao ânodo vão formando uma capa que constitui uma blindagem eletrostática. Com isso o potencial entre os eletrodos diminui e não existe mais campo elétrico suficiente para acelerar os elétrons cessando portanto a descarga.

A carga constituída pelos íons positivos move-se em direção ao cátodo. Ao chegar ao cátodo os íons podem arrancar elétrons secundários de sua superfície, os quais começarão nova avalanche independente da radiação incidente. Para evitar isso pode-se usar um circuito eletrônico, que extingue a avalanche, ou um gás poliatômico. Em geral, num detector Geiger-Müller utilizam-se 90% de argônio e 10% de álcool etílico, metano, ou outro gás poliatômico, com pressão total de aproximadamente 10 cm de Hg.

O potencial de ionização de um gás poliatômico é menor do que o argônio. Portanto estas moléculas aparentemente neutralizam os íons positivos formando íons complexos que, ao chegarem ao cátodo, se dissociam em moléculas mais simples, evitando a emissão de novos elétrons. Esse tipo de detector é chamado de auto-extinção. Existem também tubos G.M. de halogênio nos quais uma pequena quantidade de gás halógeno (bromo ou cloro) é adicionada a um gás nobre, como o argônio. O mecanismo de auto-extinção é semelhante ao dos tubos orgânicos. A vantagem desse detector de halogênio é que as moléculas que se dissociam na auto-extinção tornam a se recombinar. Em compensação possuem menor eficiência para a auto-extinção do que os detectores que usam álcool.

Define-se a eficiência de um detector como a probabilidade de que mais partícula ou um fóton incidente seja contado. Para as partículas alfa e beta, a eficiência é aproximadamente 1% e depende da energia.

Dado que os tamanhos de pulso no tubo G.M. são independentes da ionização primária, não se pode medir a energia das partículas, nem é possível discriminar entre tipos diferentes de partículas através da sensibilidade do circuito eletrônico.

EXPERIÊNCIA 1 - CURVA CARACTERÍSTICA DO DETECTOR G.M.

1.1. Equipamento necessário

Detetor Geiger (halogênio ou orgânico) dentro de blindagem de chumbo.

Fonte radioativa beta

Sistema eletrônico constando de fonte de alta tensão e "scaler".

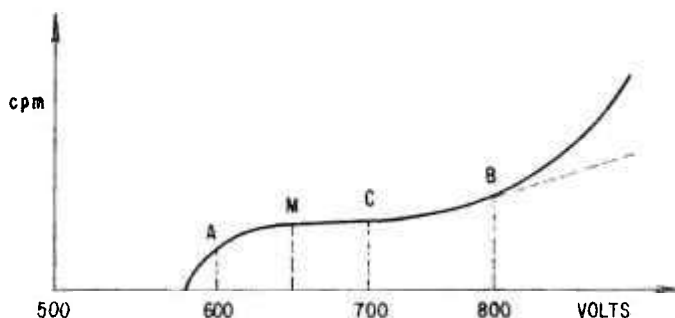
Cronômetro.

1.2. Introdução

O propósito da experiência é a determinação da região de operação do detector G.M.. Devem ser tomados cuidados quanto ao tipo do detector (halogênio ou orgânico) para evitar a aplicação de tensões que possam causar a destruição do detector.

1.3. Curva característica

A fim de obter-se o ponto de operação do detector, deve ser determinada inicialmente sua curva característica ou seja, a variação das contagens por unidade de tempo com a tensão aplicada. Obtém-se um patamar. Na realidade há uma pequena inclinação no patamar, porque o volume sensível do detector aumenta um pouco quando a tensão é aumentada. Além disso, com tensões mais altas, a probabilidade de haver pulsos espúrios pela falha do sistema de auto-extinção aumenta.



Um bom detector apresenta um patamar maior do que 100V e uma inclinação pequena da ordem de no máximo 3% por 100V.

A inclinação percentual por 100V é dada por $\frac{C_C - C_A}{C_M} 100$.

Se o detector for de álcool, com o uso, o número de moléculas de álcool no detector diminui e portanto o patamar se torna mais estreito e a inclinação aumenta. Se o detector for de halogênio seu patamar já possuirá uma pequena inclinação causada pela menor eficiência do sistema de auto-extinção. Em geral um bom detector tem uma vida de 10^9 contagens ou 100 dias de operação contínua a 100 contagens por segundo.

É necessária a precaução de não elevar a tensão aplicada além da região do patamar porque isso provoca descarga contínua o que diminui a vida do detector. No caso do detector de halogênio, o patamar é em geral muito extenso. Uma vez atingida a extensão de 200 volts não há necessidade de elevar mais a tensão até que haja uma subida repentina das contagens com risco de estragar o detector.

1.4. Procedimento experimental

- 1 - Coloque uma fonte diante de um detector G.M.
- 2 - Aumente a tensão com pequenos intervalos (~25V) e registre a contagem durante alguns minutos. Continue a operação até a contagem subir rapidamente ou ter ... atingido 200V de patamar.
- 3 - Faça o gráfico da contagem específica versus a voltagem e determine o comprimento útil do patamar, sua inclinação e a tensão de operação (1a. metade do patamar).

EXPERIÊNCIA 2 - DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE RESOLUÇÃO DO DETECTOR PELO MÉTODO DA ÁREA VARIÁVEL

2.1. Equipamento necessário

Detector Geiger dentro de uma blindagem de chumbo.

Conjunto de fontes de óxido de urânio de mesma espessura e diâmetros variáveis.

Sistema eletrônico constando de fonte de alta tensão e "scaler".

Cronômetro.

2.2. Introdução

Tempo morto de um detector é o tempo durante o qual uma nova partícula ionizante não pode produzir um novo impulso. Este tempo, no caso de um detector G.M., é da ordem de 200 μ s.

Tempo de recuperação de um detector é definido como o tempo durante o qual uma nova partícula pode produzir um impulso, mas não do tamanho suficiente para ser contado no contador de impulsos. Depende, tão somente, da discriminação utilizada.

O tempo de resolução T de um sistema de contagens depende do tempo morto do detector T_m , do tempo de recuperação T_r , e do tempo de resolução do contador eletrônico. Este último é em geral desprezível em relação aos outros.

Se n é o número de contagens por segundo, então, em cada segundo o tempo durante o qual o sistema de contagem não é sensível será nT .

Se N_e é o ritmo de contagens esperado, ou seja, se não houvesse perdas, então o número de contagens perdidas por segundo será $N_e nT$. Mas isto é igual ao tempo durante o qual o detector é insensível multiplicado pelo número de contagens esperado.

$$N_e - n = N_e nT \quad \text{então} \quad N_e = \frac{n}{1 - nT}$$

naturalmente o detector G.M. registra contagem e a presença de fontes. Esta contagem é provocada pela radiação gama "histerica" nos absorvedores de raios cósmicos, e não de um absorvedor. Colocando-se o detector dentro de um absorvedor, elimina-se esta radiação.

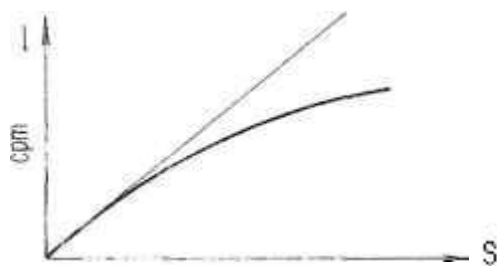
2.3 Método das áreas para determinação do tempo de vida

Se se tem um conjunto de fontes de oxido de urânio de diferentes tamanhos, é possível obter-se uma variável de intensidade.

A intensidade de cada fonte será proporcional ao seu

$$I = k \cdot S$$

onde I é a intensidade em determinar a contagem de cada área S_i . Enquanto a contagem é baixa e não há necessidade de tempo de resolução tomase $I_i = k \cdot S_i$ que em gráfico dá uma curva de intensidade I em função do tamanho, haverá perda de contagem para o tempo de resolução. A diferença entre a reta prolongada e a curva dá a perda de contagem.



para a determinação do tempo de vida. Este método é baseado na relação entre a intensidade e o tempo de vida. O tempo de vida é determinado para um único ponto de tempo. Este método é baseado na relação entre a intensidade e o tempo de vida.

tes condições:

- 1 - a intensidade das fontes deve ser uniforme.
- 2 - as fontes devem ser tais que as variações geométricas entre a menor e a maior fonte sejam desprezíveis.

2.4. Procedimento experimental

- 1 - Coloque o detector no ponto de operação determinado anteriormente e meça a radiação de fundo.
- 2 - Coloque as fontes numa prateleira e conte durante um tempo suficiente para acumular um número de contagens da ordem de 10000. (aumente o tempo de contagem conforme a atividade diminua).
- 3 - Transforme as contagens em cpm e desconte a radiação de fundo.
- 4 - Verifique qual é o diâmetro de cada fonte.
- 5 - Faça um gráfico, em papel milimetrado, das contagens por minuto versus área de cada fonte.
- 6 - Prolongue a parte reta, trace a curva e determine o tempo de resolução numa determinada contagem.

TABELA COM AS ÁREAS DAS FONTES

d(mm)	area (mm ²)
1	0,785
2	3,14
3	7,06
4	12,56
5	19,62
6	28,26
7	38,46
8	50,24
9	63,58
10	78,54
11	94,98
12	113,04

EXPERIÊNCIA 3 - DETERMINAÇÃO DO TEMPO MORTO DE UM GEIGER MÜLLER PELO MÉTODO DO OSCILOSCÓPIO

3.1. Equipamento necessário

Detector G.M.

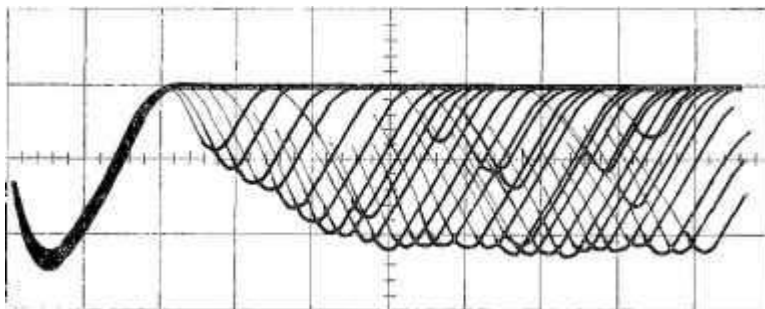
Fonte radioativa com atividade entre 20.000 e 30.000 contagens por minuto.

Fonte de alta tensão.

Osciloscópio.

3.2. Introdução

Este método requer que o sinal proveniente da fonte de alta tensão, que é aplicada ao detector seja colocado num osciloscópio. Na figura abaixo vê-se um oscilograma típico.



Oscilograma dos pulsos de um detector G.M. com uma fonte bem intensa. Uma divisão da escala corresponde a 100 μ seg. De acordo com o que já foi visto, o tempo morto é de ~ 170 μ seg.

3.3. Procedimento Experimental

1. Determine o tempo morto de vários detectores G.M. diferentes.

EXPERIÊNCIA 4 - FLUTUAÇÃO ESTATÍSTICA NA DESINTEGRAÇÃO RADIOATIVA

4.1. Equipamento necessário

Detector G.M.

Cronômetro

Fonte radioativa qualquer (pode ser a própria radiação de fundo).

Sistema eletrônico composto de fonte de alta tensão e "scaler".

4.2. Introdução

Tomando-se uma amostra radioativa e repetindo-se várias vezes sua contagem, supondo-se que o tempo entre uma contagem e outra seja desprezível, frente à meia vida, não se obtém sempre o mesmo valor. Isso se deve ao fato da emissão de radiação, bem como da sua detecção não ser constante, mas seguir uma distribuição estatística.

Assim se forem observadas uma série de contagens n_1 , n_2 , n_3 , ... nas mesmas condições, o valor que melhor representa esta série será a média aritmética.

$$\bar{n} = \frac{\sum n_i}{N}$$

É necessário que se faça sempre uma análise estatística dos dados. Através dela é possível estimar-se a precisão das contagens, verificar se o detector e todo o sistema eletrônico se encontram funcionando em ordem, predeterminar o erro que se quer cometer numa dada medida e até tornar mínimo o erro cometido escolhendo-se convenientemente os tempos de contagem.

A distribuição seguida é a chamada binomial, que em casos particulares se reduz às distribuições de Gauss ou Poisson.

O desvio padrão nestas distribuições pode ser calculado

peia expressão $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$.

O desvio padrão de uma soma ou diferença de contagens é dado por

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$$

4.3. Verificação do funcionamento de um Sistema de Contagens

Colocando-se num sistema de contagens uma amostra radioativa de vida longa comparada ao tempo de observação e, repetindo-se sucessivamente a contagem num mesmo intervalo de tempo, sendo as contagens baixas, teremos os resultados distribuídos teoricamente como a distribuição de Poisson.

Se o sistema está funcionando satisfatoriamente, verifica-se que esta previsão teórica é verdadeira. Por outro lado, se os resultados não se ajustam a uma distribuição de Poisson, isto indica que há defeitos no sistema de detecção: ou no detector ou no equipamento eletrônico.

Conseqüentemente, deve realizar-se periodicamente o chamado teste de funcionamento adequado do sistema de contagens.

4.4. Procedimento experimental

- 1 - Coloque a fonte perto do detector e conte pelo menos 50 vezes sucessivamente, durante um minuto.
- 2 - As observações devem ser realizadas uma após a outra, sem interrupções longas e não devem ser mudadas as condições da experiência.
- 3 - Calcule os seguintes parâmetros:

a - contagem média

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i$$

onde n_i são os valores das contagens e N o número de observações.

b - desvios da contagem média - $\delta_i = |n_i - \bar{n}|$

c - quadrados dos desvios δ_i^2

d - somã dos desvios - $\Sigma \delta_i$

e - desvio padrão - $\sigma = \sqrt{\frac{\Sigma \delta_i^2}{N - 1}}$

f - desvio médio - $d = \frac{\Sigma \delta_i}{\sqrt{N(N - 1)}}$

4 - Verifique então se:

a - a raiz quadrada da média $\sqrt{\bar{n}}$ é igual ao desvio padrão.

b - a razão entre o desvio médio e o desvio padrão é da ordem de 4/5.

5 - Enumere as observações nas quais o desvio é maior do que o desvio padrão: isto deve ocorrer em cerca de .. 31,7% dos casos.

6 - Enumere as vezes em que o desvio é maior do que o dobro do desvio padrão: deve ocorrer em 4,6% dos casos.

EXPERIÊNCIA 5 - DISTRIBUIÇÃO DO TEMPO DE CONTAGEM ENTRE A AMOSTRA E A RADIAÇÃO DE FUNDO - DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE CONTAGEM E/OU NÚMERO DE EVENTOS.

5.1. Equipamento necessário

Detector G.M. dentro de blindagem de chumbo.

Fonte beta.

Sistema eletrônico constando de fonte de alta tensão e "scaler".

Cronômetro

5.2. Introdução

Dada uma certa amostra, o ritmo de contagens é definido como a razão entre o número acumulado num certo tempo e esse tempo..

$$r = \frac{n}{t} .$$

Então, tomando-se uma amostra de 100 cpm e contando-se durante um minuto, o seu erro estatístico será $\sqrt{100} = 10$; logo o erro percentual será 10%. Tomando-se agora outra amostra de 10000 cpm e contando-se durante um minuto, seu erro estatístico será ... $\sqrt{10000} = 100$, logo o erro percentual será 1%. Assim o erro da medida é dependente da atividade da amostra.

Na prática, ao ser realizada uma dada experiência não se pode em geral dispôr de amostras com atividade conveniente para um certo valor do erro. Para contornar isso deve-se então aumentar o tempo de contagem de modo a obter-se, com qualquer atividade, o erro que for desejado.

5.3. Cálculo do erro padrão quando se faz a contagem durante um certo tempo.

O ritmo de contagens é então dado por:

$$r = \frac{n}{t}$$

Pela teoria dos erros calcula-se:

$$\sigma_r^2 = \left(\frac{\delta r}{\delta t} \right)^2 \sigma_t^2 + \left(\frac{\delta r}{\delta n} \right)^2 \sigma_n^2$$

Desprezando o erro no tempo e lembrando que $\sigma_n = \sqrt{n}$ obtém-se:

$$\sigma_r^2 = \left(\frac{n}{t^2} \right) \cdot \dots \cdot \sigma_r = \frac{\sqrt{n}}{t}$$

Assim o erro no ritmo de contagens será

$$r \pm \sigma_r \quad \text{ou} \quad r \pm \frac{\sqrt{n}}{t} \quad \text{ou} \quad r \pm \sqrt{\frac{r}{t}}$$

Assim se for contada a amostra de 100 contagens durante 100 minutos tem-se:

$$r \pm \sqrt{\frac{100}{100}} = r \pm 1 \quad \dots \quad \epsilon = \frac{1}{100} = 1\%$$

O erro percentual é dado por

$$\epsilon = \frac{\sigma_r}{r} = \frac{\sqrt{\frac{r}{t}}}{r} = \frac{1}{\sqrt{rt}} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$

Na prática isto só é válido quando a radiação de fundo é desprezível, caso contrário deve ser levada em consideração.

Chamando r_A - o ritmo de contagem da amostra

r_T - o ritmo de contagem da amostra mais radiação de fundo

r_B - o ritmo de contagem da radiação de fundo

tem-se $r_A = r_T - r_B$

Quando se faz a diferença, os erros estatísticos se somam:

$$\sigma_{r_A}^2 = \sigma_{r_T}^2 + \sigma_{r_B}^2$$

$$\begin{aligned}
 \sigma_{r_A} &= \frac{r_T}{t_T} & \sigma_{r_A} &= \frac{\sqrt{r_T}}{t_T} \\
 \sigma_{r_B} &= \frac{r_B}{t_B} & \sigma_{r_B} &= \frac{\sqrt{r_B}}{t_B} \\
 \sigma_{r_A} &= \sqrt{\frac{r_T}{t_T^2} + \frac{r_B}{t_B^2}} & &= \sqrt{\frac{r_T}{t_T^2} + \frac{r_B}{t_B^2}}
 \end{aligned}$$

5.4. Distribuição do tempo entre contagem da amostra e da radiação do fundo para obter um erro mínimo.

Seja T_T o tempo total para a contagem da amostra e da radiação de fundo, então $T_T = t_T + t_B$

A primeira idéia é contar menos tempo a amostra que possui contagem mais alta e mais tempo a radiação de fundo que obviamente será menor. Entretanto isso é completamente falso.

Temos

$$\sigma_{r_A}^2 = \frac{r_T}{t_T} + \frac{r_B}{t_B} \quad (1) \quad \text{mas:}$$

$$T_T = t_T + t_B \quad \text{diferenciando}$$

$$dT_T = dt_T + dt_B = 0 \quad \text{porque } T_T \text{ é uma constante}$$

$$dt_T = - dt_B$$

Como deseja-se cometer o mínimo erro possível compatível com o tempo T disponível, diferencia-se a equação (1) para impôr a condição de mínimo:

$$2\sigma_{r_A} \frac{d\sigma_{r_A}}{dr_A} = - \frac{r_T dt_T}{t_T^2} - \frac{r_B dt_B}{t_B^2} \quad dt_T = - dt_B$$

e segue

$$\frac{r_T}{r_B} = \frac{t_T^2}{t_B^2} \quad \frac{t_T}{t_B} = \sqrt{\frac{r_T}{r_B}}$$

5.5. Procedimento experimental

- 1 - Faça uma contagem de um minuto apenas para ter a ordem de grandeza da fonte e da radiação de fundo.
- 2 - Faça uma medida da fonte dada com precisão da ordem de 1%. Apresente os cálculos feitos.
- 3 - Suponha dispôr de quinze minutos para fazer uma contagem da amostra e da radiação de fundo. Calcule a melhor distribuição do tempo.
- 4 - Faça a medição e verifique qual o erro percentual cometido.

EXPERIÊNCIA 6 - TESTE DO χ QUADRADO6.1. Equipamento necessário

Detector G.M.

Cronômetro

Fonte radioativa qualquer (pode ser a própria radiação de fundo).

Sistema eletrônico composto de fonte de alta tensão e "scaler".

6.2. Verificação do funcionamento de um equipamento de contagem

Quando um equipamento de contagem é suspeito de registrar contagens errôneas, provenientes de fatores que não dizem respeito à radiação nuclear, pode-se fazer ensaios comparando os desvios nos resultados de medidas sucessivas.

Uma técnica muito útil é a do chamado teste do χ quadrado que permite avaliar a probabilidade de um certo conjunto de contagens ser uma distribuição gaussiana.

χ^2 é uma quantidade definida como:

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (n_i - \bar{n})^2}{\bar{n}}$$

onde, N é o número de determinações feitas, n_i o valor da i-ésima contagem e \bar{n} o valor médio das contagens.

Obtido este valor de χ^2 recorre-se a tabelas de distribuição de χ^2 , nas quais se encontra a probabilidade P de obter certos valores de χ^2 para certos valores de N. Quanto menor for o valor de P, menor será a probabilidade das discrepâncias entre as contagens observadas terem ocorrido por acaso. Um valor de P mui-

to pequeno leva então a suspeitar da existência de algum defeito no sistema de contagem. Do mesmo modo, um valor muito alto de P indica um acôrdo muito perfeito, o que também leva a suspeitar de algum vício sistemático no sistema de contagem.

Na prática aceita-se, em geral, P entre 5 e 95%.

6.3. Procedimento Experimental

- 1 - Coloque a fonte perto do detector e faça pelo menos 50 contagens de um minuto. As observações devem ser realizadas uma após a outra sem interrupções longas e não devem ser alteradas as condições experimentais.
- 2 - Calcule χ^2 .
- 3 - Procure numa tabela de χ^2 qual o valor de P correspondente a este número de observações.
- 4 - Indique se o sistema merece confiança ou não.

EXPERIÊNCIA 7 - EFEITOS GEOMÉTRICOS NA CONTAGEM COM DETECTOR G.M.

7.1. Equipamento necessário

- Contador Geiger
- Alta tensão e "scaler"
- Cronômetro
- Fonte beta pura
- Diafragmas de diâmetro variável

7.2. Introdução

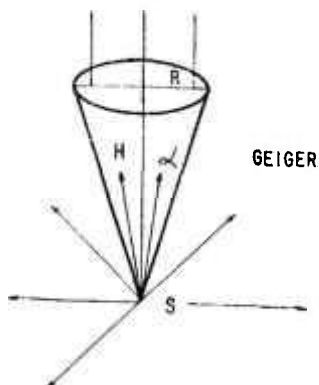
Fazendo-se simples comparação entre contagens, não precisamos saber exatamente qual o fator geométrico do sistema utilizado, mas precisamos ao menos manter as mesmas condições geométricas.

Não faz sentido a comparação entre duas fontes se as condições de medidas são diversas.

7.3. Efeito da distância Geiger-fonte radiativa

Seja o caso de um detector G.M. cilíndrico e uma amostra pontual colocada a uma certa distância d'ele. Sabe-se que uma fonte emite igualmente em tôdas as direções, portanto a radiação que chega ao Geiger será somente a contida no cone subentendido pelo detector.

Assim, se afastarmos ou aproximarmos a amostra do detector teremos contagens em condições geométricas diferentes.



Está sendo desprezada a absorção das partículas pelo ar, que é um efeito que se superpõe ao geométrico.

O chamado fator de correção geométrica é então dado pelo chamado ângulo sólido subentendido pelo conjunto Geiger-amostra.

$$\Omega = \frac{3}{2}$$

O ângulo sólido pode ser calculado pela seguinte expressão utilizando coordenadas polares

$$\Omega = \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} \sin \theta \, d\phi \, d\theta = 2\pi \int_0^\alpha \sin \theta \, d\theta$$

$$\Omega = \frac{2\pi}{4\pi} \int_0^\alpha \sin \theta \, d\theta = \frac{1}{2} (1 - \cos \alpha) =$$

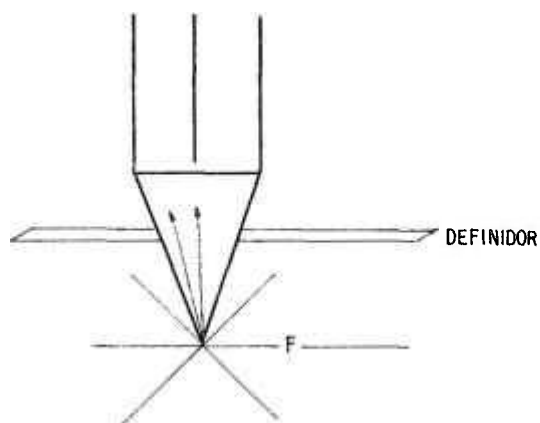
$$\frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{(H^2 + R^2)^{1/2}} \right]$$

Se a fonte for plana a correção geométrica se torna mais complicada.

7.4. Efeitos geométricos

Um detector G.M. não é igualmente sensível em todo seu volume. Junto ao cátodo, ou seja, junto às paredes externas o campo elétrico é menor. Então, a probabilidade de que uma partícula atingindo o Geiger produza uma descarga e portanto um pulso não é a mesma quando uma partícula atinge o Geiger perto do centro ou perto da parede externa.

Esta variação de eficiência de contagem pode ser eliminada utilizando-se junto à janela do detector um definidor (ou colimador) de modo que somente a região igualmente sensível seja atingida pela radiação. Isto também facilita o conhecimento do fator geométrico pois o diâmetro da janela do Geiger passará a ser o diâmetro do definidor e isto é mais facilmente conhecido com precisão.



7.5. Procedimento experimental

7.5.A. Experiência A

Verificação da variação da atividade com a distância da fonte radioativa ao detector (está sendo visto simultaneamente um efeito de absorção das partículas no ar).

- 1 - Coloque a fonte na prateleira mais distante e faça uma contagem durante um tempo qualquer.
- 2 - Mude a fonte para as outras prateleiras superiores e repita a operação anterior.
- 3 - Verifique qual foi o comportamento seguido pelas contagens.

7.5.B. Experiência B

Verificação da variação das contagens com o volume sensível do detector. Para tanto utilize uma série de diafragmas colocados junto à janela do detector.

Cuidado na escolha dos diafragmas que devem ter espessura suficiente para blindar a radiação emitida pela fonte β .

- 1 - Faça para uma mesma fonte radioativa contagens para vários diafragmas.
- 2 - Faça o gráfico das contagens obtidas contra os quadrados dos raios dos diafragmas.

7.5.C. Experiência C

- 1 - Faça a contagem de uma fonte radioativa com um definidor de características bem definidas.
- 2 - Calcule o fator geométrico de correção para esse definidor.
- 3 - Faça na contagem realizada a correção geométrica.

EXPERIÊNCIA 8 - FATOR DE RETROESPALHAMENTO

8.1. Equipamento necessário

O mesmo anterior, mais fonte ^{32}P e ^{131}I
Suportes de latão, de alumínio e de chumbo.

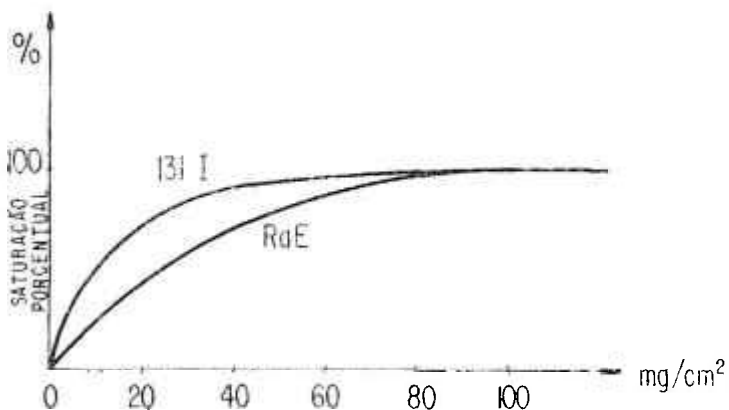
8.2. Introdução

O retroespalhamento é o fenômeno pelo qual partículas que originalmente se dirigiam em direção oposta ao tubo detector são espalhadas em sua direção. Este é o resultado do múltiplo espalhamento de Rutherford.

O fator de retroespalhamento leva em consideração o espalhamento no suporte da fonte e é definido como a razão do ritmo de contagem com o retroespalhador e sem o retroespalhador.

O fator de correção para retroespalhamento também varia entre 1 e 2 dependendo da espessura e do número atômico do material sobre o qual está suportada a fonte radioativa.

Na figura (1) tem-se a dependência do fator de retroespalhamento com a espessura do espalhador para dois emissores beta diferentes.

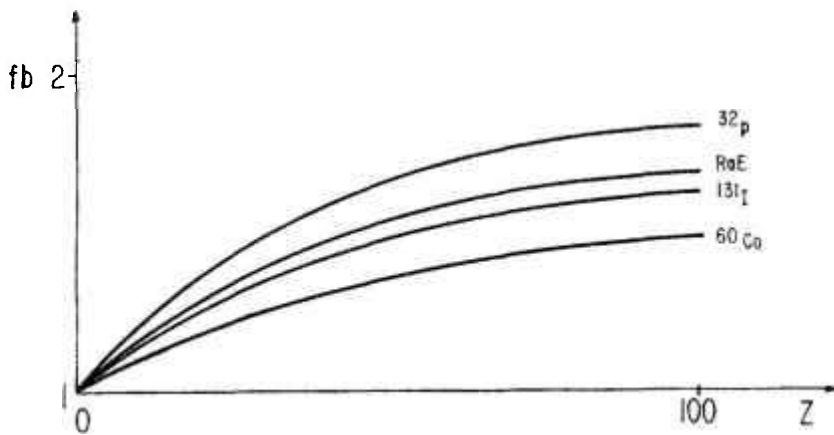


Viu-se, experimentalmente, que a espessura de saturação do material suporte é em torno de dois décimos do máximo alcançado.

das partículas no material.

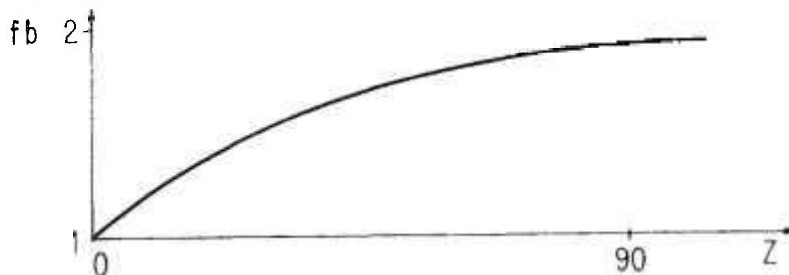
Dada a rápida dependência do fator de retroespalhamento, na espessura do suporte da fonte, estas em geral ou são preparadas sobre suportes extremamente finos de modo que $f_b=1$, ou suficientemente grossos de modo que o fator de saturação possa ser determinado.

Na figura 2 é vista a variação do fator de retroespalhamento com o número atômico do material suporte da fonte.



Esta dependência do fator de retroespalhamento na energia da radiação beta emitida é devida a ter-se para as várias energias, absorções diferentes no ar e na janela do detector.

Se forem feitas correções para isso, ver-se-á que o fator de retroespalhamento independe da energia do beta emissor.



Os valores do fator de retroespalhamento dependem linearmente

mente da geometria do arranjo experimental. Os dados do gráfico acima foram feitos para distância fonte-detector de aproximadamente 2,5 cm, com o material suporte em estreito contacto com as fontes.

8.3. Procedimento experimental

- 1 - Utilizando fontes de ^{32}I (1,71 MeV) e ^{131}I (0,6 MeV) meça a variação do fator de retroespalhamento com as espessuras dos suportes de latão, alumínio e chumbo.
- 2 - Faça os gráficos dos resultados obtidos e a determinação da espessura necessária para a saturação do fator fb.

CAPÍTULO II

APLICAÇÃO DO DETECTOR GEIGER-MÜLLER

As aplicações das contagens com o detector Geiger-Müller, aqui consideradas, envolvem o estudo de propriedades das radiações alfa, beta e gama.

Entre essas propriedades, a mais importante refere-se a absorção de radiação pelos diversos materiais, o que permite a determinação da espessura dos materiais empregados.

A utilização dos detectores G.M. para a determinação de atividade absoluta de amostras radioativas é também de grande importância para as várias aplicações.

EXPERIÊNCIA 1 - ABSORÇÃO DE PARTÍCULAS BETA

1.1. Equipamento necessário

Detector G.M. tipo janela, dentro de blindagem de chumbo.

Fonte ^{32}P e ^{35}S

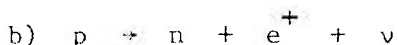
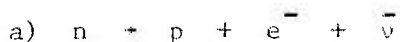
Absorvedores de alumínio e de chumbo de várias espessuras

Sistema eletrônico constando de fonte de alta tensão e "scaler".

Cronômetro.

1.2. Introdução

Os raios beta originam-se de um processo de desintegração nuclear. As reações que dão origem aos raios beta são de dois tipos, produzindo partículas beta negativas e positivas.



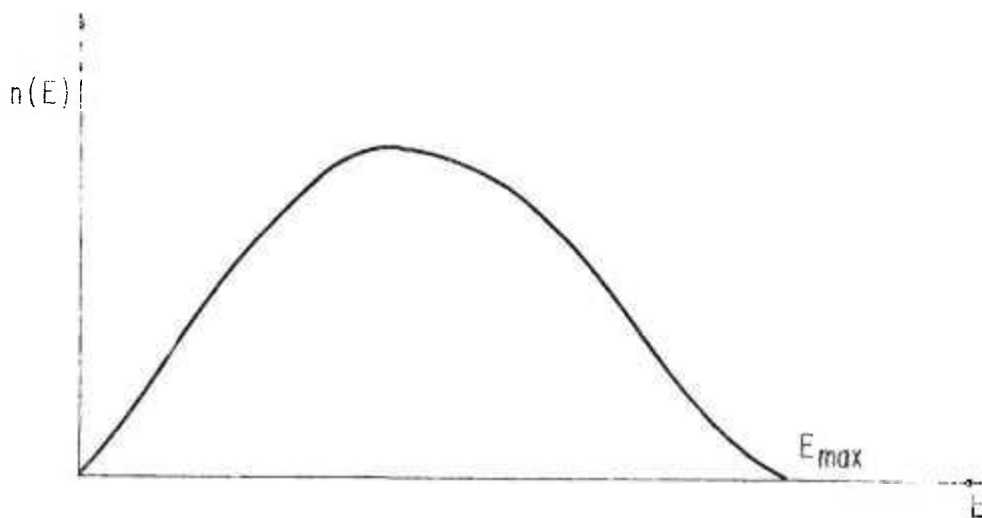
isto é:

- a) um nêutron se transforma em um próton, um elétron e um anti-neutrino, e
- b) um próton se transforma em um nêutron, um pósitron e um neutrino.

Neutrinos são partículas de massa muito próxima de zero e que carregam parte da energia desprendida no processo de desintegração nuclear.

A energia total desprendida é dada pela diferença da massa entre os dois núcleos (o núcleo pai e o filho) e é constante em cada desintegração: essa energia é distribuída entre o elétron e o neutrino.

Como o número de partículas é muito grande, a distribuição de energia é contínua e a espectroscopia de raios beta dá uma curva contínua de energia. Isso foi explicado pela hipótese de Pauli.



Essa curva não pode ser explicada razoavelmente a partir de uma transição, o neutrino, carrega a energia restante para que haja conservação da energia e momento. Esta hipótese foi confirmada há alguns anos quando se conseguiu detectar o neutrino.

Assim, os raios beta emitidos por um radioisótopo possuem uma distribuição contínua de energia sendo a E_{\max} a que se encontra nas tabelas e que é característica de cada radioisótopo.

3. Absorção do espectro beta contínuo

Os elétrons ao atravessarem um meio material qualquer sofrem interação com a matéria e perdem energia. Essa interação decorre de vários processos.

- a) colisões com elétrons atômicos ocasionando a excitação ou a ionização do átomo. Esse processo é o responsável pela maior parte da perda de energia dos elétrons.
- b) espalhamento múltiplo no campo coulombiano dos núcleos.
- c) espalhamento por elétrons atômicos.
- d) espalhamento nuclear provocando a emissão de radiações de freiamto e que só é importante em energias altas.

Dos quatro processos acima citados, somente os dois primeiros são importantes nas curvas de absorção usuais, pois os elétrons possuem energias relativamente baixas.

Essas curvas de absorção podem ser determinadas facilmente e constituem um meio para determinar-se a energia máxima do espectro beta envolvido.

Uma grande porção da curva de absorção de uma fonte de radiação beta pode ser representada por uma curva exponencial de forma:

$$\text{intensidade relativa} = e^{-\mu_m d_m}$$

onde μ_m é o coeficiente de absorção de massa em cm^2/g e d_m é a espessura do absorvedor em g/cm^2 .

Uma relação empírica que dá aproximadamente os valores

de coeficiente de absorção de massa é a seguinte

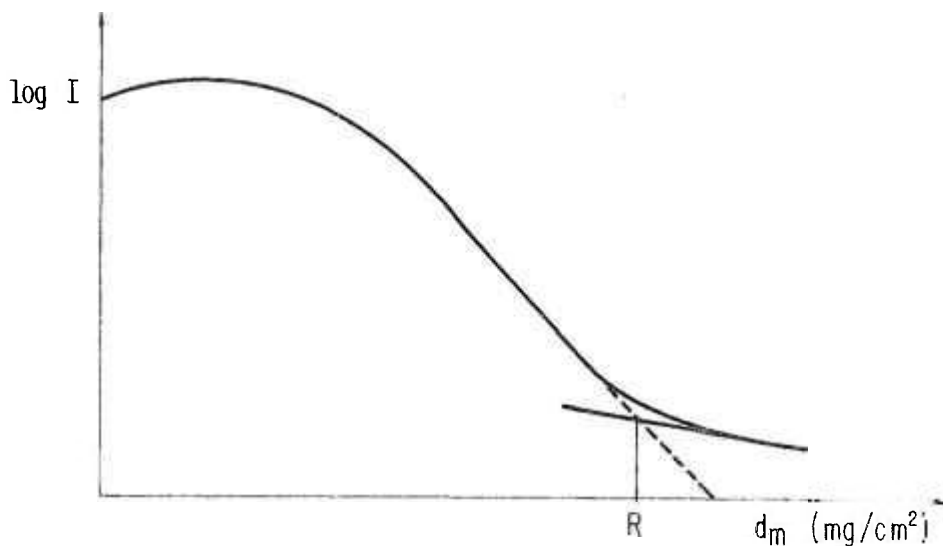
$$\mu_a = \frac{22}{E_m^{1,33}}$$

onde E_m é a energia máxima da beta emitida em MeV. Esta relação só é válida no intervalo:

$$0,5 < E_m < 6 \text{ MeV}$$

Para se determinar uma curva de absorção, toma-se uma fonte de raios beta e intercalam-se absorventes entre a fonte e o detector.

Faz-se depois um gráfico do logaritmo da atividade em função da espessura do absorvente e extrapola-se visualmente a curva obtida para a sua alcance máximo dos raios beta do espectro.



Como se vê na figura 2, as espessuras dos absorventes são tomadas em mg/cm^2 ou em g/cm^2 .

Procede-se dessa maneira por dois motivos:

1 - porque é mais fácil determinar a densidade superficial

cial de uma lâmina fina do que a sua espessura e

- 2 - porque o alcance das partículas beta fica praticamente independente do material usado como absorvente. Deve-se isto ao fato de que o alcance dos elétrons depende não só de suas energias mas também do número de elétrons com os quais eles colidem. Este número é proporcional ao número de elétrons por unidade de massa, logo o poder de freiamento de um absorvente depende da razão Z/A . Esta razão varia muito pouco de átomo para átomo. No caso do alumínio $Z/A = 0,48$, ao passo que no caso do ouro $Z/A = 0,40$. Pode dizer-se então que aproximadamente massas iguais de materiais diferentes possuem o mesmo número de elétrons. Tendo-se o alcance máximo por extrapolação podemos determinar a energia máxima através de uma das relações entre alcance e energia.

$$R = 0,542 E - 0,133 \quad 0,8 \leq E \leq 3 \text{ MeV}$$

$$R = 0,407 E^{1,38} \quad 0,15 \leq E \leq 0,8 \text{ MeV}$$

R é o alcance em g/cm^2 e E é a energia em MeV

1.4. Procedimento experimental

- 1 - Meça a radiação de fundo
- 2 - Meça as curvas de absorção para as seguintes fontes: ^{32}P , ^{35}S com os absorvedores de alumínio e chumbo colocados sobre a fonte.
- 3 - Repita a experiência com o absorvedor colocado próximo ao detector para verificar a influência do arranjo geométrico.
- 4 - No melhor arranjo obtido determine a energia de uma fonte desconhecida

5 - Faça em papel semilogarítmico o gráfico das contagens versus espessura do absorvedor em mg/cm^2 .

A cada observação experimental corresponderá uma certa espessura do absorvedor que deve ser expressa em mg/cm^2 .

A esta espessura devem ser adicionadas as seguintes correções:

- a) a espessura da janela do detector, em mg/cm^2 . Não é importante o fato da janela ser de mica enquanto os absorvedores são de alumínio ou chumbo, porque o alcance das partículas beta em mg/cm^2 é praticamente independente da natureza do absorvedor.
- b) a espessura equivalente do espaço de ar entre a fonte e a janela do detector, sabendo que 1 cm de ar é equivalente em absorção de partículas beta a $1,3 \text{ mg}/\text{cm}^2$ de alumínio.

EXPERIÊNCIA 2 - CONTAGEM COMBINADA DE ALFA, BETA E GAMA

2.1. Equipamento necessário

Detector G.M. tipo janela de mica com espessura não superior a 2 mg/cm^2 dentro de blindagem de chumbo.

Absorvedores de alumínio e de chumbo.

Cronômetro.

Sistema eletrônico.

Fontes radioativas compostas especiais, alfa, beta e gama emissoras.

2.2. Introdução

A experiência foi idealizada para verificar de forma qualitativa, algumas informações relativas às propriedades das radiações alfa, beta e gama, utilizando um sistema detector de princípios e utilização simples que é o detector Geiger Müller.

2.3. Separação de radiação alfa, beta e gama

São duas as experiências que podem ser realizadas:

A) Identificação de radiações emitidas por uma fonte radioativa de composição desconhecida.

B) Contagem de alfa, beta e gama separadamente, uma na presença da outra.

Para isso é necessário conhecer as propriedades de absorção da radiação pela matéria, a correção provocada pelo tempo de resolução e as fontes devem ser de geometria tal a poderem ser contadas isolada ou simultaneamente.

Como se sabe:

a) a radiação alfa é completamente absorvida por uma folha grossa de papel ou por uma folha fina de alumínio.

b) os raios beta são capazes de penetrar o papel facilmente, mas são completamente absorvidos por poucos milímetros.

- tros de alumínio ou por uma fôlha fina de chumbo.
- c) raios gama são capazes de penetrar vários centímetros de chumbo.
- d) se um sistema de contagens tem um tempo de resolução T e se n é o número de contagens obtido por segundo, então o número correto de contagens N_e é dado por

$$N_e = \frac{n}{1 - nT}$$

3.4. Procedimento experimental

- 1 - Determine a radiação de fundo do detector G.M..
- 2 - Coloque a fonte alfa numa das prateleiras do castelo de chumbo. Um contador de janela não superior a 2 mg/cm^2 é essencial aqui a fim de obter-se uma contagem apreciável.
- 3 - Corrija a contagem para a radiação de fundo e o tempo de resolução do sistema (cuja curva de correção foi anteriormente determinada - Experiência 2 - capítulo 1).
- 4 - Verifique se o ritmo de contagens é da ordem de radiação de fundo, quando a fonte alfa é recoberta por uma fôlha de papel.
- 5 - Substitua a fonte alfa pela fonte beta mantendo constante a geometria de contagem e determine o ritmo de contagem beta, corrigido para a radiação de fundo e o tempo de resolução.
- 6 - Verifique se a sensibilidade é pouco afetada quando se coloca a fôlha de papel que blinda a radiação alfa e se a radiação beta é completamente absorvida por alguns milímetros de alumínio ou por uma fôlha fina de chumbo.

- 7 - Substitua a fonte beta pela fonte gama. Proceda como anteriormente e verifique se a contagem gama não é seriamente afetada pela fôlha de papel que blinda a radiação alfa ou pela fôlha de chumbo ou de alumínio que blinda a radiação beta. Haverá uma ligeira absorção que será desprezada, embora num trabalho de maior precisão ela deva ser corrigida cuidadosamente.
- 8 - Coloque as três fontes juntas obtendo uma fonte composta alfa, beta e gama emissora. A contagem corrigida deverá ser a soma das três separadamente dentro das aproximações feitas e dos erros estatísticos cometidos.
- 9 - Cubra a fonte composta (α, β, γ) com a fôlha de papel e a contagem obtida será, depois de corrigida, a contagem beta e gama.
- 10 - Cubra a fonte composta alfa, beta e gama com a fôlha de papel e a fôlha de chumbo ou de alumínio e obter-se-á a contagem gama. Por diferença, obtém-se a contagem beta. Então, se a fonte fosse mista, seria possível determinar a contagem de α , β e γ separadamente. Este método auxilia a identificação de uma amostra desconhecida, pelo menos qualitativamente.

EXPERIÊNCIA 3 - LEI DO INVERSO DO QUADRADO DA DISTÂNCIA PARA RADIAÇÃO

3.1. Equipamento necessário

Detector Geiger com janela de mica, colocado num suporte.
Fontes de radiação gama de 1 μCi , 10 μCi , 100 μCi e uma fonte gama descalibrada.

Cronômetro.

Sistema eletrônico.

Trena

3.2. Introdução

Desprezando os efeitos de espalhamento Compton e os efeitos de difração que não são importantes na presente situação, os raios gama sendo de natureza eletromagnética, caminham em linha reta com a velocidade da luz e obedecem à lei do inverso do quadrado. Isso implica que se a fonte radioativa é puntual e emite fótons num ritmo D por segundo, uniformemente em todas direções, o ritmo δr de fótons incidentes por segundo numa área elementar δA cuja normal é inclinada de um ângulo ϕ em relação ao raio vetor H de δA à fonte é dada por

$$\delta r = - \frac{D}{4\pi H^2} \delta A \cos\phi$$

Consequentemente, se uma fonte puntual de raios gama está a uma distância H do centro da janela do detector de raio R , então o ritmo r de fótons incidentes por segundo na janela do detector pode ser mostrado por:

$$r = \frac{D}{2} \left[1 - \left(1 + \frac{R^2}{H^2} \right)^{-1/2} \right]$$

Se $H > R$ a equação pode ser desenvolvida na forma

$$\frac{DR^2}{4H^2} \left[-\frac{3R^2}{4H^2} + \dots \right]$$

No limite, quando H aumenta, r diminui com o inverso do quadrado H, como esperado. Lem-se, então, $r = GD$ onde G é chamada eficiência geométrica do sistema de contagem.

3.3. Finalidades de experiência

Uma delas é a verificação da variação de r utilizando as fontes padrão de intensidades 1 μ Ci, 10 μ Ci e 100 μ Ci.

A outra é a verificação da atividade de fontes desconhecidas, em comparação com fontes conhecidas, usando a lei do inverso do quadrado. Nesta experiência é necessário medir com razoável precisão a distância entre a janela do detector e a fonte, a qual deve variar desde alguns centímetros até um metro.

3.4. Procedimento experimental

- 1 - Determine a radiação de fundo mantendo as fontes atrás de uma blindagem de chumbo.
- 2 - Conte a fonte a várias distâncias do detector, corrigindo cada contagem para a radiação de fundo.
- 3 - Coloque num gráfico a contagem contra $1/H^2$ e verifique que quando esta cresce, a curva se torna uma linha reta de acordo com a equação dada.
- 4 - Repita a experiência para as várias fontes. Desde que o gradiente do gráfico é diretamente proporcional à intensidade da fonte, as três curvas terão inclinações diferentes.
- 5 - Verifique que os gradientes são proporcionais às intensidades das fontes.
- 6 - Repita a experiência com uma fonte desconhecida e coloque os dados obtidos no mesmo gráfico de $1/H^2$ ver-

sus contagem. A inclinação dependerá da intensidade.

- 7 - Determine essa intensidade por comparação com as fontes conhecidas. A precisão desta parte final da experiência depende muito da precisão com que são calibrados os padrões e do quanto as fontes aproximam-se de pontuais.

EXPERIÊNCIA 4 - CALIBRAÇÃO DE UM DETECTOR G.M. E DETERMINAÇÃO DA ATIVIDADE ABSOLUTA DE UMA FONTE RADIOATIVA

4.1. Equipamento necessário

Fonte radioativa.

Detector G.M. com equipamento eletrônico e blindagem de chumbo.

Cronômetro.

4.2. Introdução

Para a determinação da atividade absoluta de uma fonte radioativa, com um detector G.M. de janela de mica, deve-se determinar inicialmente a eficiência total do detector, para efetuar a correção da contagem absorvida.

4.3. Fatores de correção

a) fator de geometria - G - A geometria pode ser fixada através de um definidor com espessura suficiente para blindar a radiação que não deve atingir o detector. Para o caso da fonte poder ser considerada puntual temos:

$$G = \frac{1}{2} (1 + \cos \alpha) \quad \text{onde}$$

α é o ângulo do definidor

Para fonte plana:

$$G = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \alpha \left[1 + \frac{3}{2} \frac{a^2}{H^2} \frac{(\sin 2\alpha)^2}{4} \right] \right]$$

onde a = raio da fonte

H = distância entre a fonte e o definidor

R = raio do definidor

α = ângulo do definidor

b) fator de auto-absorção - f_s - Este fator leva em consideração a espessura finita da fonte. Seja C_o o número de partículas beta que atingem o detector por unidade de tempo, quando é desprezada a auto-absorção. Se a espessura S da fonte for uniforme a contribuição pa-ra o acréscimo de partículas para uma camada fina dx será

$$dC = \frac{C_o}{S} dx$$

Na realidade o que a camada emite à distância x da superfície é

$$dC = C_o e^{-\mu x} dx$$

portanto a contagem aparente será

$$C = \int_0^S dC = \frac{C_o}{\mu S} (1 - e^{-\mu S})$$

e portanto a fração absorvida será

$$f_s = \frac{C}{C_o} = \frac{1}{\mu S} (1 - e^{-\mu S}) \quad \text{onde}$$

μ = coeficiente de absorção de massa (cm^2/g)

S = espessura da fonte (g/cm^2)

c) fator de absorção no ar + janela de mica - f_w - A contagem obtida C é dada em térmos da contagem C_o real por

$$C = C_o e^{-\mu_m d}$$

onde μ_m é o coeficiente de absorção de massa, portan-to o fator de absorção no ar + janela de mica do de-tector é dado por:

$$f_w = e^{-\mu_m d_j} e^{-\mu_m (d_j + d_{ar})} \quad \text{onde}$$

d_j = espessura da janela de mica (mg/cm^2)

d_{ar} = espessura do ar - distância da fonte ao detector (mg/cm^2)

- d) fator de correção para o tempo de resolução do detector - f_T - Para este fator já foi determinada experimentalmente a curva de correção na experiência 2 do capítulo I.
- e) fator de retroespalhamento - f_r - Para este fator também já foi determinada anteriormente a correção (experiência 3, capítulo I).
- f) fator de descarga múltipla - f_m . O fator f_m leva em consideração o aumento do ritmo de contagem provocado pelas descargas múltiplas no tubo Geiger-Müller. Este fator aumenta com a tensão aplicada sendo o principal responsável pela inclinação do patamar. Para detectores novos temos com boa aproximação $f_m = 1$.
- g) fator de eficiência intrínseca para radiação beta - e_β - Este fator leva em conta a probabilidade da partícula ser absorvida dentro do detector. Em geral, para raios beta este fator é da ordem de 0,99.
- De posse de todos esses fatores corretivos a eficiência total pode então ser determinada como sendo:

$$\epsilon = G f_s f_w f_m f_r e_\beta f_T$$

4.4. Determinação da atividade absoluta

A atividade absoluta de uma fonte pode ser determinada agora que é conhecida a eficiência ϵ :

$$A_o = \frac{C_F - B}{\epsilon}$$

onde

- C_F é a contagem obtida
- B a radiação de fundo
- ϵ a eficiência

4.5. Procedimento experimental

- 1 - Meça a radiação de fundo.
- 2 - Meça com um definidor de ângulo conhecido, a fonte (pode ser de ^{198}Au ou qualquer outra fonte).
- 3 - Calcule a eficiência.
- 4 - Calcule a atividade absoluta da fonte em desintegrações por segundo e em Ci.

CAPÍTULO IIIDETECTORES PROPORCIONAIS DE FLUXO

O detector proporcional que opera na região III (vide Capítulo I) apresenta algumas vantagens sobre o detector G.M.. Entre elas pode-se citar:

- a) Não necessidade de auto-extinção
- b) São possíveis contagens de fontes com alta atividade.
- c) As correções para tempo morto são normalmente desprezíveis.
- d) É possível grande estabilidade.
- e) A altura de pulso é proporcional à energia da partícula ou fóton incidente.

Para uma particular geometria dos eletrodos e tipo de gás utilizado, a região proporcional ocorre a uma voltagem inferior a da região Geiger. Entretanto, em geral, não é possível construir detectores que tenham patamares de operação em ambas as regiões e para obter-se um contador proporcional satisfatório é necessário modificar o tipo de gás, geometria dos eletrodos, pressão do gás, de modo que a tensão de operação resultante é usualmente superior à tensão de operação dos detectores Geiger comuns.

Vários gases são utilizados para preencher os detectores proporcionais dependendo da radiação a ser detectada. Para a detecção de partículas alfa o Argônio é geralmente utilizado com uma voltagem relativamente baixa (~ 1000 V) mas para radiação beta, onde uma multiplicação mais alta é necessária, é muitas vezes utilizado o metano à uma tensão de 2000 V. Esses dados citados referem-se à pressão atmosférica em detectores proporcionais tipo fluxo. Tais detectores são uma forma dos detectores proporcionais consistindo de uma câmara fechada com um ânodo axial possuindo uma entrada e saída para o gás, sendo a fonte colocada dentro do detector. Isto

aumenta a eficiência de contagem desde que não há necessidade de janela que sempre absorve parte da radiação.

Os detectores proporcionais do tipo fluxo podem ter uma eficiência ainda maior se a forma da câmara utilizada for aproximadamente esférica permitindo que todas as partículas emitidas pela fonte, que é colocada no centro do detector sejam contadas. Este tipo de detector é o chamado 4π por causa de sua eficiência geométrica.

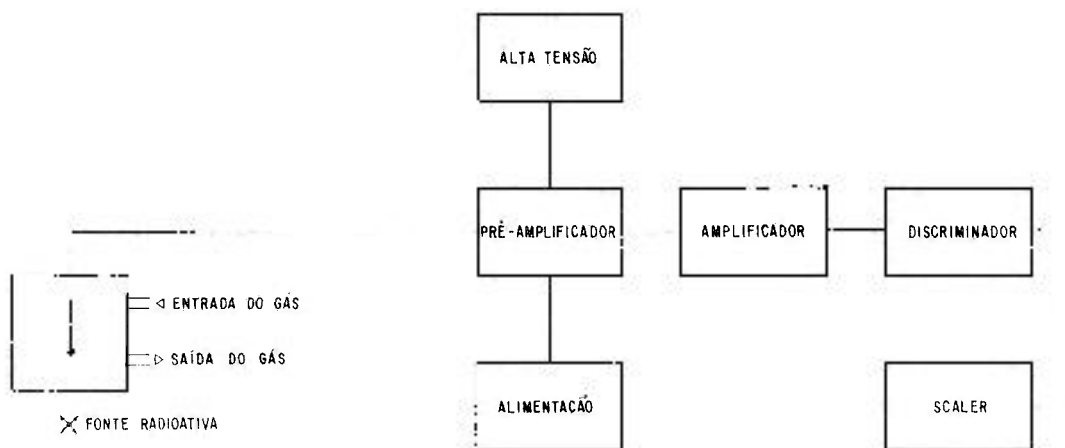
EXPERIÊNCIA 1 - DETERMINAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS DA VOLTAGEM DE UM DETECTOR PROPORCIONAL.

1.1. Equipamento necessário

- Detector proporcional tipo fluxo
- Pré-amplificador.
- Amplificador.
- "Scaler".
- Fonte de alta tensão.
- Gás (pode ser metano ou gás comercial com certas purificações).
- Fonte de radiação beta de baixa energia (ex, ^{35}S)

1.2. Preparação da experiência

Uma vez conectada a parte eletrônica como indica a figura abaixo é necessário ligar o gás e fazer com que ele flua lentamente, isto é, a uma velocidade de 1 cm/h.



Para a realização da experiência, a remoção do fluxo de gás pode ser reduzido para 1 ou 3 bolhas por segundo o que pode ser indicado numa pequena

garrafa cheia de óleo. O ritmo de gás deve ser suficiente para com pensar o ar que possa estar entrando no detector. Devem ser toma- das precauções para evitar pontas no suporte e na própria fonte a fim de evitar pulsos espúrios.

1.3. Procedimento Experimental

- 1 - Coloque o amplificador no máximo ganho, as constantes de tempo de integração e diferenciação em 1 useg, e o controle de base do "scaler" ou discriminador utilizado em 5 volts.
- 2 - Coloque a fonte no detector se a posição dela for in-terna ou na frente da janela se for externa, e aumen- te gradualmente a alta tensão até que sejam registra- das contagens no "scaler".
- 3 - Aumente o potencial de 50 em 50 volts anotando as con- tagens obtidas até que se verifique uma subida rápida no ritmo de contagens.
- 4 - Retire a fonte e repita o procedimento com a radiação de fundo.
- 5 - Faça o gráfico do ritmo de contagens líquido versus alta tensão num papel semilogarítmico e compare a in- clinação da curva com a curva de um G.M..
- 6 - A fim de determinar o valor ótimo da voltagem de ope- ração compute a quantidade.

$$\frac{(\text{contagem da fonte})^2}{\text{radiação de fundo}}$$

e faça o gráfico dessa quantidade versus alta tensão em papel semilogarítmico. A alta tensão corresponden- te ao máximo dessa curva é o valor ótimo para a parti- cular discriminação utilizada.

- 7 - Repita o procedimento para discriminação de 20 V. Será encontrada uma diferença no comportamento do detector na voltagem ótima anterior mostrando que a voltagem ótima é determinada para cada particular discriminação.

EXPERIÊNCIA 2 - MEDIDA DE RAIOS X DE BAIXA ENERGIA USANDO UM DETECTOR PROPORCIONAL.

2.1. Equipamento necessário

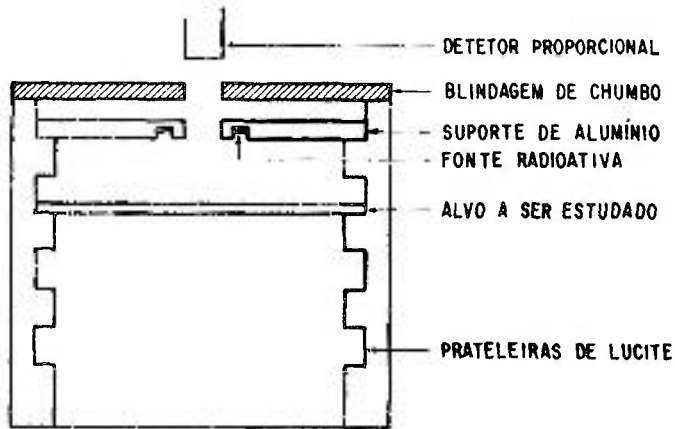
Detector proporcional com janela.
Pré-amplificador.
Amplificador.
Analisador de altura de pulso.
Scaler.
Vários materiais para alvo.
Fonte radioativa para excitar raios X.
Suporte da fonte.

2.2. Descrição da experiência

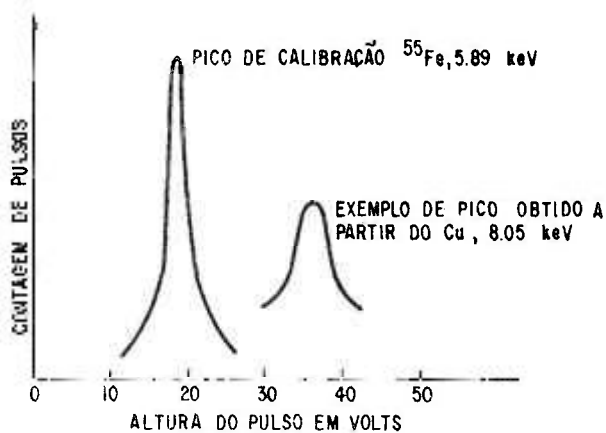
Um detector proporcional é muito útil para a medida de energias de raios X até 100 KeV. Nessa região eles têm melhor resolução do que um detector de cintilação e as fontes usadas podem ter energias muito menores do que aquelas utilizadas em espectrômetro com cristal. A experiência é de particular interesse para a química desde que ilustra os princípios de espectroscopia de fluorescência de raios X. No lugar de um tubo de raios X, é usada uma fonte radioativa para excitar os materiais alvos e os subsequentes espectros de raios X são medidos pelo analisador de altura de pulso junto com o detector proporcional.

Uma vez conectado o detector ao sistema eletrônico determina-se a voltagem ótima de operação conforme experiência 1. Com este valor de alta tensão é necessário inicialmente calibrar o analisador de altura de pulso em termos de energia do raios X e para fazer isto deve ser usada uma fonte de raios X de energia conhecida. Uma fonte apropriada para isso, por exemplo, é o ^{55}Fe que tem meia vida de 2,9 anos e decai por captura K dando o raios X de 5,89 KeV.

A fonte de raio X é colocada num suporte anular feito num suporte de alumínio espesso e em nenhuma blindagem na frente do detector.



Com a janela em Al orientada para o analisador o registra-se para cada altura de pulso as contagens correspondentes.



Com o detector calibrado o analisador para um particular valor de pulso e alta tensão o raio X característico de vários outros materiais como estanho, zinco, cobre, níquel e ferro podem ser examinados.

4.3. Procedimento experimental

- Coloque no sistema previamente calibrado uma fonte de trítio montada no suporte anular de alumínio e faça

de modo que a fonte possa irradiar o material em estudo.

- 2 - Coloque o detector em posição que receba a radiação X excitada e blinde o detector dos efeitos diretos da fonte. Para melhorar a geometria que é pobre coloque o material alvo o mais perto possível do detector.
- 3 - Registre de modo semelhante ao realizado na calibração a variação das contagens com a base do analisador obtendo assim o pico devido ao raio X característico do material em investigação.
- 4 - A partir da calibração em energia feita anteriormente determine a energia desse raio X.

CAPÍTULO IV

CINTILADORES

Introdução

No início do desenvolvimento das técnicas de medida de radiação, as partículas alfa, por exemplo, eram observadas visualmente através dos "flashes" de luz que elas produziam numa tela de sulfeto de zinco. Estas cintilações são produzidas pela radiação em certos materiais cujos átomos ou moléculas são excitados pela radiação e que ao se desexcitarem emitem radiação eletromagnética de comprimento de onda igual ou próximo ao da luz visível. Hoje em dia estas cintilações podem ser detectadas através de uma válvula fotomultiplicadora. Um certo número de elétrons é arrancado por efeito fotoelétrico do cátodo e é acelerado através dos estágios da fotomultiplicadora, (usualmente conhecidos como dinodos), dos quais novos elétrons são arrancados.

Dez ou onze estágios são comumente utilizados em válvulas fotomultiplicadoras comerciais, para produzir uma boa amplificação (da ordem de 10^6 vezes) do pulso inicial de fotoelétrons. Usa-se a seguir um pré-amplificador e um sistema de contagem convencional. O pulso obtido é proporcional ao número de elétrons que chegam ao ânodo e que para uma multiplicação constante é proporcional à quantidade de luz produzida, a qual por sua vez, é proporcional à energia da radiação incidente.

Existem cintiladores do tipo orgânico e inorgânico, podendo ser sólidos, líquidos ou gasosos. Dependendo da radiação a ser detectada, um ou outro tipo de cintilador é mais conveniente.

Para a radiação gama, o que apresenta maior número de qualidades, sendo que por qualidades entende-se a eficiência e o poder de resolver energias diferentes, é o cristal inorgânico de

iodeto de sódio ativado com tálcio NaI(Tl).

Dependendo da finalidade da experiência realizada, ou seja, se existe interesse na medida da energia da radiação, ou simplesmente na contagem da radiação, utiliza-se o equipamento eletrônico associado conveniente.

EXPERIÊNCIA 1 - CURVA CARACTERÍSTICA DE UM SISTEMA CINTILADOR

1.1. Equipamento necessário:

Detector de NaI(Tl).

Equipamento eletrônico constando de fotomultiplicadora, pré-amplificador, amplificador, alta tensão e "scaler".

Cronômetro.

Fontes de radiação gama de energias diferentes.

^{137}Cs , ^{60}Co , ^{134}Cs , ^{51}Cr , ^{203}Hg , ^{24}Na etc.

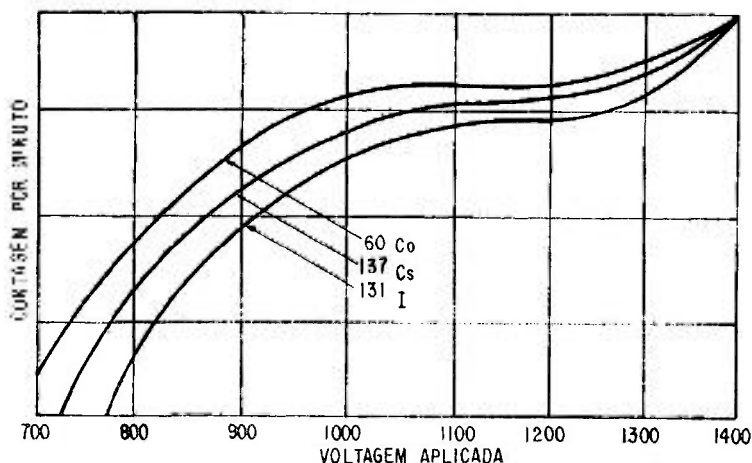
1.2. Introdução

A experiência consiste em verificar a variação do ritmo de contagens com a voltagem aplicada à válvula fotomultiplicadora, isto é, o gráfico de cpm x V com o discriminador em zero ou próximo de zero.

1.3. Curva característica

A forma precisa da curva característica depende obviamente do tipo de equipamento utilizado. Em muitos aspectos assemelha-se à curva característica do detector G.M.. Existe uma voltagem crítica, dependendo da sensibilidade do equipamento, um patamar e uma região de aumento rápido das contagens de acordo com a tensão aplicada à válvula fotomultiplicadora.

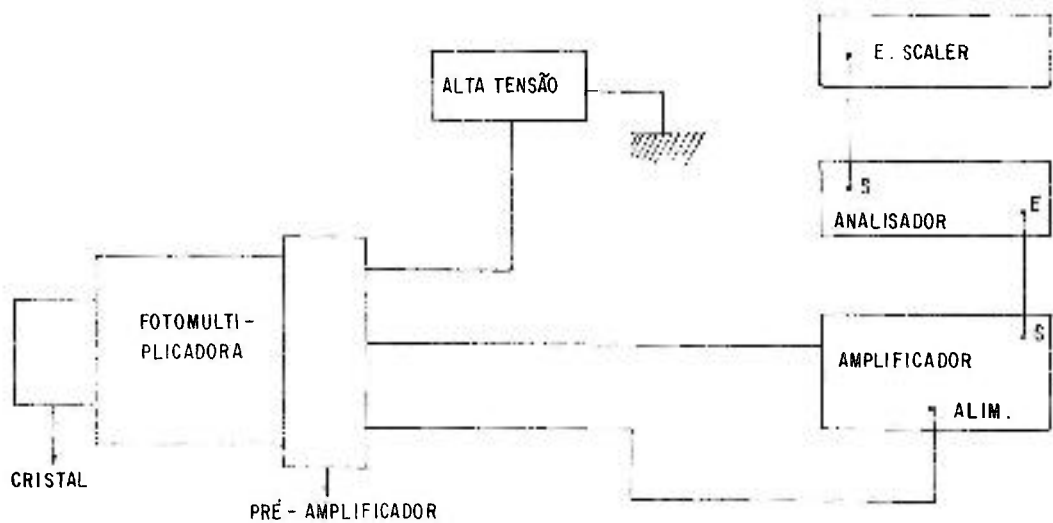
CURVA CARACTERÍSTICA



O patamar é geralmente muito mais inclinado do que o do Geiger, porque o ganho da fotomultiplicadora é muito mais sensível à tensão aplicada do que a correspondente amplificação no Geiger. Conseqüentemente a estabilidade da alta tensão é um problema maior em comparação com um detector G.M.

O diagrama de bloco do sistema de detecção é dado na fig.

2



PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Com o discriminador de nível fixo a variação da tensão é feita em cada posição usando a fonte de ^{60}Co (1,33 e 1,17 MeV).

- 2 - Coloque a alta tensão aproximadamente no meio do patamar.
- 3 - Determine a radiação de fundo.
- 4 - Conte a fonte de ^{60}Co , corrija para o BG (o tempo de resolução do cintilador é desprezível, mas cuidado com o tempo de resolução do sistema eletrônico).
- 5 - Faça a contagem da fonte em várias posições do discriminador.

As contagens devem decrescer com o aumento da discriminação porque o "scaler" contará apenas os raios ga-

ma que conseguem ultrapassar a discriminação.

- 6 - Repita tudo para a fonte de ^{137}Cs (0,661 MeV) por exemplo verifique que o corte de contagens ocorrerá numa discriminação menor em virtude da energia e portanto das alturas de pulso serem menores.

EXPERIÊNCIA 2 - ESPECTROMETRIA GAMA COM DETECTOR DE IODETO DE SÓ- DIO.

2.1. Equipamento necessário

Cristal de NaI(Tl)

Equipamento eletrônico com analisador

Fontes radioativas de energias distintas ^{137}Cs (0,661 MeV), ^{203}Hg (0,279), ^{51}Cr (0,32), ^{134}Cs (0,6 e 0,8 MeV), ^{60}Co (1,17 e 1,33), ^{198}Au (0,411), ^{65}Zn (1,12 MeV) ^{24}Na (1,27 e 2,74) etc.

2.2. Introdução

A energia dos raios gama emitidos por um certo radioisótopo, é característica daquele radioisótopo e tem um ou mais valores distintos.

A intensidade de radiação em cada energia separadamente, pode ser determinada com um espectrômetro gama.

Para isto, todo raio gama é transformado em um pulso de voltagem. Se um detector linear é usado, a altura de pulso é proporcional à energia dos raios gama e a frequência de pulso ("rate") é proporcional à intensidade. O espectro de energias é assim transformado em um espectro de pulsos e o mesmo pode ser obtido, utilizando-se um analisador de altura de pulsos. Desta forma os pulsos são selecionados com respeito à sua altura, e a intensidade numa dada altura de pulso é determinada com o contador de impulsos ... ("scaler").

O equipamento eletrônico todo, com o analisador, mais o cristal é chamado espectrômetro gama.

2.3. Interação dos raios gama com o cristal de cintilação

A absorção da energia da radiação gama e a subsequente ocorrência de cintilações luminosas no cristal, a serem registra-

das pela fotomultiplicadora, podem ocorrer por qualquer, ou por uma combinação dos três seguintes processos:

- a) O efeito fotoelétrico (predominante para energias de raios gama mais baixas que 260 KeV (no caso do NaI(Tl)).
- b) O efeito Compton (predominante para as energias entre 260 KeV e 6,9 MeV).
- c) Produção de pares (predominante para as energias maiores do que 6,9 MeV).

A predominância de um dos processos depende da energia da radiação gama e do material absorvente (cristal). Os valores mencionados são característicos para os cristais de iodeto de sódio.

a) O efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é causado por uma colisão inelástica de um raio gama com um elétron de uma das camadas de um átomo (principalmente a camada K). O raio gama é completamente absorvido e assim o elétron ejetado tem uma energia igual à energia do raio gama, menos a energia de ligação do elétron. O efeito fotoelétrico ocorre somente com um elétron atômico ligado, onde o átomo e o elétron ejetado podem conservar a quantidade de movimento. Desde que um elétron livre não possa sofrer interação com um fóton pelo efeito fotoelétrico, pode-se esperar que a probabilidade de interação aumentará com a energia de ligação do elétron. Por outro lado, a fim de que a interação fotoelétrica possa ter lugar, a energia do fóton deve exceder a energia de ligação do elétron. O elétron, por sua vez, transmite sua energia para centros de luz no cristal, e a luz é emitida através das propriedades fosforescentes do cristal. No cristal de NaI(Tl), a saída de luz é pro

porcional à energia do raio gama com uma eficiência relativamente alta. Se o electrón excitado retorna ao seu estado original, a energia de ligação do electrón é liberada novamente na forma de um quantum de raio-X. Se este quantum de raio-X é absorvido no cristal, o "yield" total de luz corresponde à energia original do raio gama ("foto-pico"). A luz gerada no cristal por influência de um dos eventos, é somada como se eles fossem coincidentes. Isto porque os eventos de interação ocorrem em tempo menor do que a geração e decaimento do pulso de cintilação luminosa. Se, contudo, o quantum de raio-X escapa do cristal, o "yield" de luz corresponde somente à energia cinética do electrón excitado, isto é, corresponde à energia do raio gama menos a energia de ligação do electrón (pico de escape). Se a energia do raio gama é alta, com relação à energia de ligação, o fotopico e o pico de escape praticamente coincidirão.

b) Espalhamento Compton

No espalhamento Compton, uma parte da energia do raio gama é cedida a um electrón e a outra parte é deixada como um raio gama de mais baixa energia, que por sua vez é absorvido através de qualquer um dos três processos mencionados. Todos os electróns da substância podem tomar parte neste processo. A energia do raio gama espalhado é dada pela expressão:

$$\lambda' = \frac{\lambda}{1 + \frac{E}{mc^2} (1 - \cos \theta)}$$

onde

E = energia do gama incidente
 E' = energia do gama espalhado
 θ = ângulo de espalhamento do gama
 mc^2 = energia de repouso do eléctron

Os eléctrons excitados finalmente transferem sua energia aos centros de luz no cristal. A emissão de luz total pode novamente corresponder à energia total do gama incidente (foto-píco). Se um raio gama secundário (da mesma forma terciário, etc) escapa do cristal, a saída de luz para este raio gama será menor e a energia que é finalmente transformada em luz, pode tomar todos os valores entre zero e um certo máximo. Espalhamento no material de blindagem envolvendo o cristal pode dar razão ao chamado píco de "back-scattering" ou retroespalhamento.

c) Produção de Pares

Se a energia do raio gama é maior do que 1,02 MeV o processo de produção de pares pode ocorrer. Um raio gama cria um eléctron e um pósitron no campo de um núcleo.

Juntos eles possuem uma energia cinética, igual à do raio gama menos 1,02 MeV, que é transformada em luz por um número de colisões. O pósitron aniquila-se e produz dois raios γ , cada um com uma energia de 0,51 MeV (radiação de aniquilação), quando sofre a aniquilação em repouso.

Se um ou ambos gama de aniquilação escapam do cristal de iodeto de sódio, a saída de luz é consequentemente diminuída (0,51 MeV para cada gama que escapa). Isto dá razão ao primeiro e segundo "píco de pares".

Se ambos quanta são absorvidos, a energia gama total é

cedida ao cristal (foto-pico).

Resumindo, pode-se dizer que a energia do raio gama é determinada pelo "foto-pico".

Alguns mecanismos dão picos que não podem ser interpretados de modo simples. Maior foto-pico é obtido se a possibilidade de escape for a menor possível, e isto pode ser obtido utilizando-se um cristal grande.

2.4. Resolução intrínseca no detector da cintilação

Se houvesse uma perfeita correlação entre a liberação de uma certa quantidade de energia em um cristal e a conversão desta energia em um número de fótons de luz dando consequentemente um pulso elétrico de altura específica, a resolução do sistema seria ... ideal. Infelizmente, isto não é o caso desde que muitos fatores atuam para variar o tamanho real do pulso produzido. Em primeiro lugar heterogeneidade no cristal, variações na reflexão de luz e dificuldades no acoplamento ótico entre o cristal e fotomultiplicadora podem resultar em um número sensivelmente diferente de fótons quando produzidos ou incidentes na superfície de fotocátodo do tubo. Isto produz pulsos com uma variação de tamanho dependente do lugar no cristal onde as interações do raio gama ocorrem. Em segundo lugar a heterogeneidade da emissão do fotocátodo resulta em diferentes alturas de pulso dependendo da região do fotocátodo atingida pela luz. Finalmente, a amplificação deste pulso por todo circuito eletrônico e pela fotomultiplicadora, apresenta uma distribuição em altura de pulso desde que a amplificação da fotomultiplicadora decorre da emissão secundária nos dinodos a qual é sujeita inerentemente à flutuações associadas à pequenos números.

Este conjunto de processos piora a resolução (poder separador) do espectrômetro. Costuma-se introduzir uma grandeza (Γ) que dá uma idéia da resolução do espectrômetro.

Γ é igual a largura da curva de Gauss na meia altura do va

lor máximo, dividida pela abscissa correspondente a esse máximo.

$F = 100 \frac{\Delta v}{v}$ %. Quanto maior for F pior será o poder se-
parador do espectrômetro ou pior será a resolução.

A abertura da janela (ΔE) do analisador de pulsos, deve ser escolhida de forma que seja bem menor do que a resolução intrínseca do cintilador.

Quando a intensidade da fonte é baixa é necessário aumentar o tamanho da janela, isto contudo piora a resolução do aparelho. Existe pois, um compromisso entre intensidade da fonte e resolução do sistema.

Na tabela que segue, são dados os valores característicos de resolução em função da energia dos raios gama.

2.5. Procedimento experimental

1 - Coloque a alta tensão aproximadamente no meio do patamar já determinado experimentalmente e o amplificador no ganho mínimo. Com o analisador em integral coloque a base ou selecionador de altura de pulsos na sua posição máxima, e faça uma contagem da fonte para verificar se as alturas dos pulsos estão caindo fora do intervalo de análise do analisador. Se isto ocorrer, diminua a alta tensão até que as alturas de pulsos estejam dentro do intervalo no qual é possível fazer-se a análise dos pulsos, mas sem sair da região de tensão previamente determinada.

Se os pulsos, estiverem dentro do intervalo de análise, verifique se não estão muito baixos (o que causará uma confusão com os sinais de ruído intrínsecos à instrumentação eletrônica). Se isto ocorrer, aumente um pouco o ganho do amplificador, ou a alta tensão.

2 - Coloque o analisador em diferencial e escolha uma ja

nela, levando em consideração que com uma janela muito fina as contagens são baixas e o erro estatístico grande, e com uma janela larga o espectro será um histograma grosseiro.

- 3 - Faça o espectro de várias fontes desenhando em papel milimetrado cpm versus base ou altura dos pulsos.

Lembre-se de verificar, para cada fonte, quais as condições de contagem (alta tensão e ganho), pois a curva de calibração do espectrômetro dependerá dessas condições

TABELA COM AS ENERGIAS E RESOLUÇÃO, PARA CRISTAL DE NaI(Tl) DE 2" x 2"

Isótopo	Energia gama (KeV)	Resolução (%)
¹³⁶ Eu	41	16,19
¹⁷⁷ Lu	113	13,5
¹³³ Te	159	11,5
¹⁷⁷ Lu	208	10,9
²⁰³ Hg	279	10,14
⁵¹ Cr	320	9,89
¹⁹⁸ Au	411	9,21
⁷ Be	478	9,22
¹³⁷ Cs	662	7,7
⁵⁴ Mn	835	7,26
²⁰⁷ Pb	1067	6,56
⁶⁵ Zn	1114	6,29
²² Na	1277	6,07
⁸⁸ Y	1850	5,45

EXPERIÊNCIA 3 - CURVA DE CALIBRAÇÃO DE UM ESPECTRÔMETRO GAMA

3.1. Equipamento necessário

Espectrômetro gama com cristal NaI(Tl)

Três fontes de energias diferentes conhecidas.

Uma fonte de energia desconhecida.

3.2. Introdução

Como o detector que está sendo utilizado é linear, pode-se determinar a reta de calibração para o espectrômetro, determinando-se as alturas de pulso correspondentes aos fotopicos para os raios gama de várias energias. Colocando-se esses valores num gráfico para as energias correspondentes, tem-se uma reta que permite agora, dada a altura de um pulso, dizer a que energia corresponde ou seja qual a energia da fonte.

3.3. Determinação das condições do espectrômetro

Normalmente os analisadores analisam pulsos desde zero.. até 100 volts. Devemos pois fazer com que os pulsos a serem analisados caiam dentro do intervalo de análise do instrumento utilizado.

As alturas dos pulsos a serem analisados podem ser variadas através da alta tensão aplicada à fotomultiplicadora, ou através do ganho do amplificador.

Estabelecendo-se o limite superior de energia de raios gama e serem analisados, procede-se da seguinte maneira:

- a) coloca-se próximo ao cristal de cintilação uma fonte que emite esta energia máxima.
- b) ajusta-se o analisador em posição "integral", ou seja, para contar todos os pulsos acima de uma certa base.
- c) Coloca-se o potenciômetro que varia o valor de base em -98 Volts.

- d) ajusta-se o ganho do amplificador para um ganho mínimo.
- e) varia-se aos poucos a alta tensão, até que no "Scaler" comecem a aparecer alguns pulsos

Se com o valor de ganho mínimo for necessário aumentar a alta tensão, além dos limites estabelecidos pela curva característica, aumenta-se o ganho do amplificador.

Com o valor da alta tensão assim determinado, consegue-se analisar energias desde E_{\max} , até energias mais baixas.

Para as energias baixas podem usar-se valores de ganho maior, deslocando-se desta forma todo o espectro para uma região de base mais alta. Deve-se notar porém que, para cada ganho do amplificador, ou valor de alta tensão, existe uma reta de calibração distinta.

Escolhendo-se agora um valor de largura de janela mínimo compatível com a intensidade da fonte, varia-se a base e registra-se o número de pulsos por unidade de tempo, que caem dentro dela. Variando-se a base de zero a 100 volts, obtém-se espectro de pulsos da fonte de raios gama, e com a reta de calibração pode-se identificar as energias dos raios gama e consequentemente a fonte radioativa.

3.4. Procedimento experimental

- 1 - Determine o espectro de três fontes radioativas.
- 2 - Em cada espectro determine a posição do foto-pico, ou seja, a base onde a contagem é mais elevada.
- 3 - Trace a reta de energia versus a posição do pico (altura de pulso) obtendo a reta de calibração.
- 4 - Analise uma fonte de raios gama de energia desconhecida e determine a energia dos raios gama emitidos pela fonte.

EXPERIÊNCIA 4 - DETERMINAÇÃO DA ATIVIDADE DE UMA FONTE DE RADIAÇÃO GAMA

4.1. Equipamento necessário

Espectrômetro gama de cristal plano

Fonte de radiação gama, puntual, de vida razoavelmente longa ^{137}Cs .

Régua.

Cronômetro.

4.2. Introdução

A medida da atividade absoluta de uma fonte de raios gama pode ser feita através do uso de um espectrômetro de um canal. Não serão introduzidas correções para o decaimento radioativo, nem para a porcentagem de decaimento.

4.3. Correção para eficiência

A fim de que se tenha um espectro que possa ser comparado com os espectros teóricos, a fonte deve ser colocada suficientemente longe do cristal, a fim de poder ser considerada puntual, e evitar espalhamento na blindagem.

A atividade absoluta é obtida através da interação das contagens sob o fotopico, que pode ser considerado como uma curva ... gaussiana.

A eficiência total é dada por:

$$K(E) = p(E) G(1 - e^{-\mu(E)L}),$$

onde

$1 - e^{-\mu(E)L}$ é a eficiência intrínseca do cristal.

$p(E)$ é a fotofração, isto é, a razão entre o número de pulsos provocados pela absorção total de fótons de energia E e o número total de pulsos devidos aos fó

tons de energia \bar{E} .

G é a eficiência geométrica

O fotopico pode ser representado pela gaussiana

$$y = y_0 \exp \left[- (x - x_0)^2 / b \right]$$

onde y são as contagens e x as energias ou posições da base e x_0 , y_0 são as coordenadas do pico.

Tomando-se os logarítmos:

$$\log y = \log y_0 - \frac{(x - x_0)^2}{b}$$

Pondo $\log y_0 = A'$ e $-1/b = B'$ obter-se-á

$$\log y = A' + B' (x - x_0)^2$$

Os parâmetros A' e B' podem ser determinados pelo método dos mínimos quadrados.

A área sob, a gaussiana, N_p pode ser obtida através de sua integração de $-\infty$ a $+\infty$.

$$N_p = e^{A'} \sqrt{-\frac{\pi}{B'}}$$

onde, B' é negativo

portanto a atividade da fonte será dada por:

$$A_0 = \frac{N_p}{K(E)}$$

4.4. Procedimento experimental

1. Determine cuidadosamente o fotopico da fonte e desenhe em papel milimetrado a fim de obter as coordenadas do

pico $x_0 y_0$.

2. Num papel semilogarítmico, trace a reta $\log y$ versus $(x - x_0)^2$.
3. Pelo método dos mínimos quadrados determine a inclinação e a intersecção com o eixo y determinando assim a área da gaussiana tomada como fotopico.
4. Procure em tabelas, para a energia da fonte e a distância em que foi medida, os fatores de eficiência. Calcule a atividade da fonte gama.

EXPERIÊNCIA 5 - DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA VÁRIOS MATERIAIS

5.1. Equipamento necessário

Fonte gama de γ ImC ^{60}Co .

Sistema de contagem para os raios gama.

Cronômetro.

Colimadores de chumbo.

Blindagem para o cristal.

Absorvedores de chumbo, alumínio, ferro, etc.

5.2. Introdução

Como se sabe, a radiação gama, dada sua natureza eletromagnética, sofre interação com a matéria principalmente por processos em que entram em jogo os elétrons orbitais dos átomos e o campo coulombiano. São os efeitos fotoelétrico, espalhamento Compton e produção de pares. Existem outros processos que se dão com muito menor frequência, motivo porque são aqui desprezados.

5.3. Coefficiente de absorção

a) Coefficiente de absorção linear

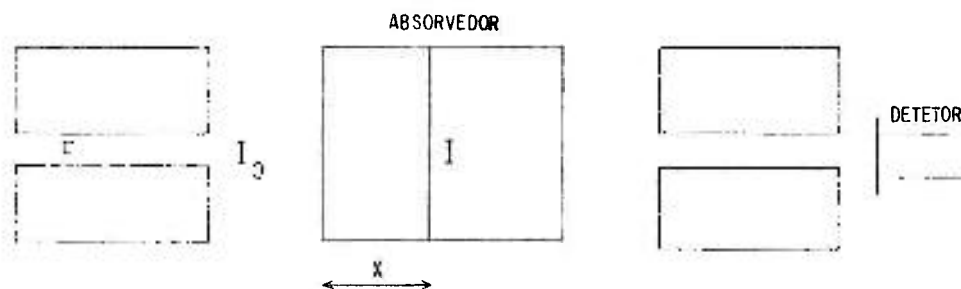
A absorção dos raios gama por processos nucleares pode ser desprezada até energias de alguns MeV para o fóton incidente, exceção feita à excitação nuclear, em alguns elementos e algumas reações fotonucleares.

Assim, para quase todos os absorvedores e até energias de alguns MeV, os processos de absorção podem ser considerados como sendo os três primeiros citados.

Suponha-se um feixe de radiação gama, cuidadosamente colimado e monoenergético, e, um arranjo experimental con

venientemente blindado para que, os fótons que sofrem efeito Compton e se desviam do feixe não sejam detectados.

Seja I a intensidade da radiação após atravessar uma espessura x do absorvedor



e seja dI a variação da intensidade, provocada pela camada dx do absorvedor.

A variação $-dI$ será proporcional à intensidade I e à espessura dx . Seja μ o fator de proporcionalidade chamado coeficiente de absorção linear.

Então:

$$-dI = \mu I dx. \text{ Integrando: } I = I_0 e^{-\mu x}$$

Vê-se que a absorção de raios gama é exponencial e μ tem dimensão do inverso de um comprimento.

Tomando-se os logarítmos dessa equação

$$\ln I = \ln I_0 - \mu x$$

Colocando-se os logarítmos das intensidades versus as espessuras x , num gráfico, obtém-se uma reta, sendo μ o coeficiente angular.

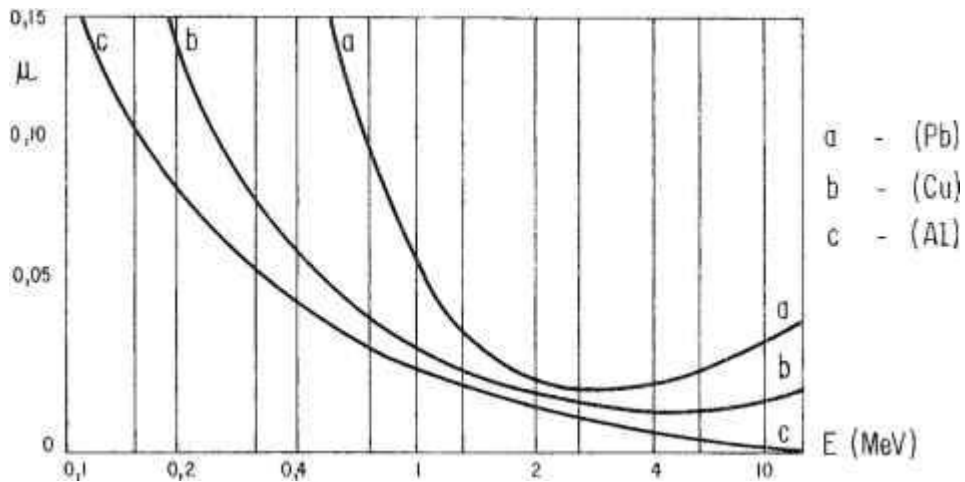
b) Coefficiente de absorção de massa

É frequentemente útil medir a densidade superficial do absorvedor em vez da espessura x . Se ρ é a densidade, então $d_m = \rho x$ e temos

$$I = I_0 \exp - \left(\frac{\mu}{\rho} d_m \right)$$

$\frac{\mu}{\rho}$ é chamado coeficiente de absorção de massa, dado em cm^2/g .

Na literatura costuma-se chamar-se indistintamente μ o coeficiente de absorção μ e μ/ρ de espessura absorvedor.



c) Coeficiente de absorção

Lembrando que a absorção de raios gama ocorre através dos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares, define-se um coeficiente de absorção para cada um dos processos, e tem-se:

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p \quad \text{onde,}$$

μ_c = coeficiente de absorção linear para o efeito Compton.

μ_f = coeficiente de absorção linear para o efeito fotoelétrico.

μ_p = coeficiente de absorção linear para a produção de pares.

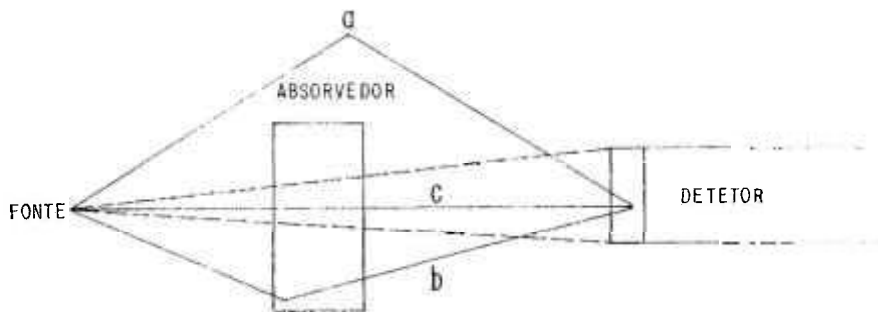
μ = coeficiente de absorção global.

De maneira análoga

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_f}{\rho} + \frac{\mu_p}{\rho} + \frac{\mu_s}{\rho}$$

5.4. Espalhamento de radiação gama

Como já foi visto a equação que rege a absorção de radiação gama é $I = I_0 \exp - (\frac{\mu}{\rho} d)$. Essa lei é válida quando a radiação detetada é de energia igual a da radiação incidente após atravessar a espessura x do absorvedor. Qualquer radiação que sofra o efeito Compton e atinja o detector determinará um aumento da intensidade I com conseqüente diminuição do coeficiente de absorção μ em relação ao seu valor verdadeiro. A radiação que sofre o efeito Compton e atinge o detector, pode resultar de três situações conforme a figura abaixo.



Seja uma breve análise do que ocorre nas três situações:

- a) Radiação que sofre espalhamento nos objetos próximos do arranjo experimental e atinge o detector.
- b) Radiação que sofre espalhamento no próprio absorvente desviando-se para o detector e que não o atingiria se o absorvente não se estendesse até o ponto em que se dá

o espalhamento.

- c) Radiação emitida no cone determinado pelo conjunto fonte detector e que por sofrer espalhamento no absorvedor não deveria ser contada

Com estes três efeitos a leitura no contador fica mascarada.

A fim de atenuar esses efeitos do espalhamento podem ser tomadas as seguintes providências em cada um dos casos:

- a) Afastar o arranjo experimental o máximo possível de qualquer objeto vizinho. Convém usar um suporte o mais fino e leve possível para a fonte, o absorvedor e o detector.
- b) Reduzir o tamanho do absorvedor de modo que ele intercepte só o feixe direto. O absorvedor deve estar a uma certa distância da fonte.
- c) Reduzir o ângulo sólido subtendido pelo contador no absorvedor.

Considerando b e c vê-se que o absorvedor deve ser colocado aproximadamente no meio da distância entre a fonte e o detector.

É conveniente blindar a fonte e o contador com bloco de chumbo e colimar o feixe de radiação do longo de sua extensão por meio de placas de Pb de espessura adequada.

5.5. Boas Geometrias - Más Geometrias (fator de "build up")

Denominam-se boas geometrias as que conseguem eliminar a influência do espalhamento e más geometrias aquelas em que essa influência é observada.

A equação que rege a absorção da radiação gama no caso da má geometria não será mais a lei exponencial, e o gráfico do logaritmo da intensidade versus a espessura do absorvedor não será ... mais uma reta.

É conveniente descrever a diferença entre experiência com boa e má geometria, por meio do fator de "build up".

Um fator de "build up" sempre se refere a alguma propriedade mensurável do feixe de fótons (intensidade, dose etc) e é definido como a razão de ionização observada para a ionização esperada, não levando em consideração espalhamento múltiplo.

Então

$$I = I_0 \exp - (\mu x) \quad - \text{intensidade esperada}$$

$$I_{\text{real}} \quad - \text{intensidade observada}$$

$$\frac{I_{\text{real}}}{I} = B \quad - \text{fator de "build up"}$$

$$I_{\text{real}} = B I_0 \exp - (\mu x) \quad \text{com } B \geq 1$$

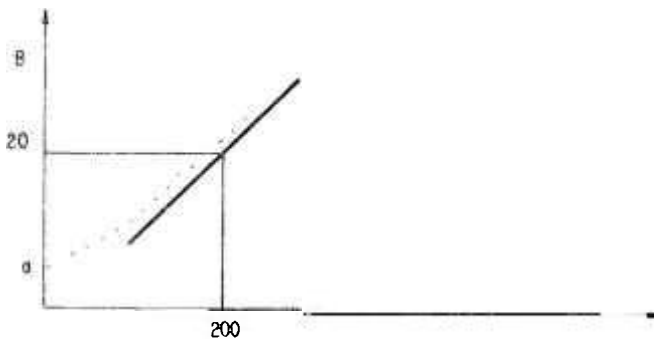
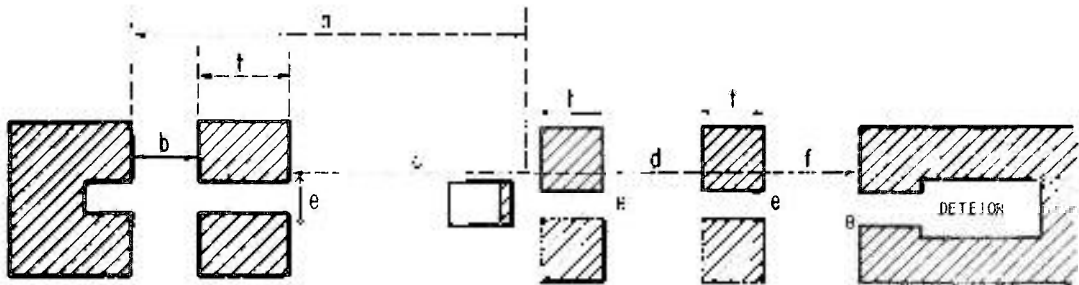


Fig. 5.6. Logaritmo do fator de "build up" com a distância no caso da água.

5.6. Procedimento experimental

- 1 - Monte o arranjo experimental de boa geometria segundo o esquema abaixo



3.2.3. Procedimento

1. Medir a intensidade I_0 sem absorvedor.
2. Medir a intensidade I com absorvedor, até a espessura x para reduzir a intensidade de $1/10$ do seu valor sem absorvedor.
3. Fazer medidas com as espessuras intermediárias.

- Negar o "background."
- Medir a intensidade sem absorvedor
- Medir com absorvedor, até a espessura x para reduzir a intensidade de $1/10$ do seu valor sem absorvedor.
- Fazer medidas com as espessuras intermediárias.

3.2.4. Cálculos e gráficos

- Coloque em gráfico o $\log I$ versus a espessura do absorvedor, em g/cm^2 , o que deve resultar uma reta.
- Determine a camada semi-redutora $d_{1/2}$ (espessura necessária para que a intensidade inicial se reduza à metade).
- Com o valor de $d_{1/2}$ determine μ/ρ .
- Verifique num gráfico de μ/ρ em função da energia, qual a energia correspondente.

Observação: Para facilitar uma estimativa da energia no apêndice são dadas tabelas de coeficientes de absorção, em função da energia da radiação incidente para o chumbo, o alumínio e o ferro.

APÊNDICE

TABELA I - Alumínio

Energia dos fótons (MeV)	μ / ρ (cm ² /g)
0,01	0,59
0,15	0,138
0,20	0,127
0,30	0,104
0,40	0,0927
0,50	0,0844
0,60	0,0771
0,80	0,0677
1,00	0,0614
1,5	0,0500
2,5	0,0432
4,0	0,0353
5,0	0,0310
6,0	0,0283
8,0	0,0265
10,0	0,0242
15,0	0,0230

TABELA II -- Chumbo

Energia dos fótons (MeV)	Coefficiente de atenuação μ / ρ (cm ² /g)
0,01	5,73
0,02	2,01
0,03	0,983
0,04	0,391
0,1	0,231
0,2	0,159
0,3	0,124
0,4	0,0881
0,5	0,0704
0,6	0,0521
0,8	0,0457
1,0	0,0419
1,5	0,0473
2,0	0,0433
3,0	0,0458
4,0	0,0487

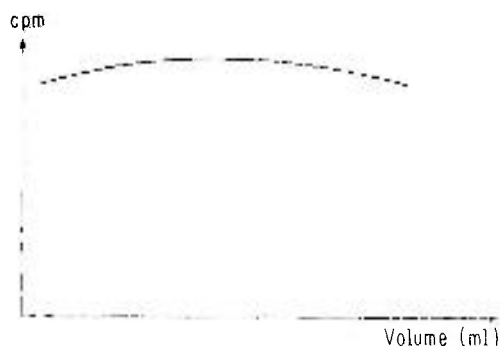
TABELA III - Ferro

Energia dos fótons (MeV)	Coefficiente de absorção μ / ρ (cm ² /g)
0,1	0,370
0,15	0,196
0,2	0,146
0,3	0,110
0,4	0,0939
0,5	0,0840
0,6	0,0769
0,8	0,0668
1	0,0598
1,5	0,0484
2	0,0422
3	0,0359
4	0,0330
5	0,0314
6	0,0305
8	0,0298
2,0	0,0300

Isto ocorre porque a partir de uma certa altura a radiação do material radioativo que se acrescenta escapa pela parte superior do cristal de p \hat{o} ço.

6.4. Variação do volume da amostra com a variação da atividade específica

Tomando-se agora 1 ml, por exemplo, de uma solução radioativa e diluindo a atividade específica, nota-se que as contagens não permanecem constantes. Inicialmente haverá um ligeiro aumento porque a atividade total é a mesma, ou seja, aumentando-se o volume da amostra aproveita-se melhor o cristal de p \hat{o} ço utilizado, pois a área de contato com ele é maior. A partir de um certo volume começam a haver perdas de radiação pela parte superior do cristal e também as contagens diminuem.



Logo, as contagens não são diretamente proporcionais ao volume da amostra, dependendo do tamanho do cristal de p \hat{o} ço utilizado.

6.5. Procedimento Experimental

1. Tome a série de amostras radioativas de volumes diferentes e mesma atividade específica e faça contagens no cristal de p \hat{o} ço
2. Faça um gráfico dos dados obtidos em papel milimetrado e determine, para o cristal, qual o melhor volume para fazer medidas.

3. Tome a série de amostras radioativas de volumes variáveis e a atividade total constante e faça as contagens no cristal de p^oço.
4. Faça um gráfico dos dados obtidos em papel milimetrado e determine o volume para o qual começa a haver perdas.

EXPERIÊNCIA 7 - SEPARAÇÃO DE DOIS ISÓTOPOS NUMA MISTURA

7.1. Equipamento necessário

Sistema de contagem de radiação gama com cristal de p \hat{o} ço, com e sem analisador.

Duas fontes de energias bem distintas.

Uma fonte feita com a mistura das outras duas.

Cronômetro.

7.2. Introdução

Muitas vezes, em diferentes situações de aplicações médicas, é conveniente e até mesmo necessário empregar, simultaneamente, mais de um radioisótopo. Isto pode ocorrer, por exemplo, porque são necessárias duas informações que só podem ser obtidas através do emprego de dois radioisótopos diferentes, ou porque após realizado um certo teste há necessidade urgente de se fazer outro, não havendo tempo para eliminação completa do 1 $^{\circ}$ material radioativo empregado.

O problema se resume então no seguinte: uma amostra que será chamada de mistura M, contendo uma quantidade X de um radioisótopo R e X' de um radioisótopo R' e dois padrões contendo somente R e R' aproximadamente nas quantidades ministradas ao paciente. Precisamos então determinar quanto há de R e quanto de R' em M. Existem para isso vários métodos, dos quais serão adotados dois.

7.3. Uso do analisador monocanal

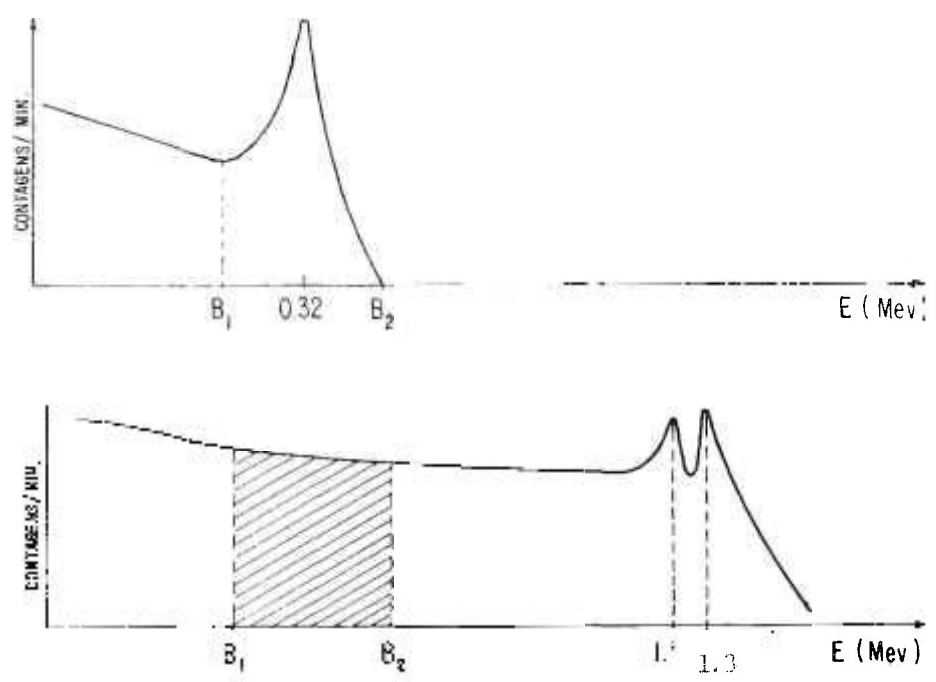
Esse método só é facilmente utilizável quando as energias não são muito próximas. Como se sabe, nos espectrômetros obtêm-se alturas de pulsos diferentes para energias diferentes. Portanto é possível separar essas energias. Além disso, como já foi dito, o espectro de um certo radioisótopo é característico dele.

Um exemplo que aparece na prática, é uma mistura de

- $E_{\gamma} = 0,32 \text{ MeV}$
- $E_{\gamma} = 1,10 \text{ MeV e } 1,30 \text{ MeV}$

Observando os dois espectros verifica-se que o isotopo ^{59}Fe se encontra numa região onde existe Compton do ^{59}Fe . Entretanto, na região do pico do ^{59}Fe não existe qualquer contagem do ^{51}Cr .

Portanto, numa mistura N, ao fazer-se uma contagem no canal de ^{51}Cr conta-se também o Compton do ^{59}Fe , mas ao efetuar esta contagem no isotopo de ^{59}Fe conta-se somente ^{59}Fe .



Uso do atenuador

Como nem sempre existe à disposição um analisador monoenergético, é possível, as vezes, dependendo da separação entre as fontes, utilizar um simples atenuador.

Enquanto o discriminador tem a propriedade de cortar os sinais de uma certa altura, o atenuador permite ao conta-

dor eletrônico receber pulsos iguais ou maiores do que um nível pré-fixado (discriminação intrínseca do "scaler").

7.5. Procedimento Experimental

7.5.A. Experiência A

1. Tome o padrão do ^{51}Cr e faça o espectro determinando assim o fotopico.
2. Estabeleça duas posições da base: B_1 no início e B_2 no fim do fotopico do ^{51}Cr .
3. Faça a seguir, duas contagens com a amostra padrão de ^{59}Fe . Uma com base B_1 janela aberta até B_2 , ou seja, na região onde estaria o fotopico do ^{51}Cr e outra com base B_2 integral, ou seja, acima da região onde se encontra o ^{51}Cr .
4. Com isto, determine para o ^{59}Fe um fator K que dá a contribuição do Compton do ^{59}Fe na região do fotopico do ^{51}Cr . Para um determinado radioisótopo colocado numa certa geometria este fator k é constante e para um detector fixo independe de sua atividade.
5. Coloque a seguir a mistura e faça duas contagens nas posições determinadas anteriormente: base B_1 janela até B_2 e Base B_2 integral.

Obtêm-se:

$$N_1 = N_{\text{Cr}} + kN_{\text{Fe}}$$

$$N_2 = N_{\text{Fe}}$$

e uma vez que k já foi determinado temos as contagens devidas exclusivamente ao ^{59}Fe e ao ^{51}Cr .

Os fatores que determinam a precisão do método são:

- a) Precisão na determinação do k
- b) Estabilidade do equipamento eletrônico
- c) Precisão estatística das medidas.

7 5. B. Experiência B

1. Coloque no sistema de contagens a amostra de ^{51}Cr pura e atenuie até que a contagem obtida no "scaler" seja a radiação de fundo.
2. Coloque o ^{59}Fe puro e conte com a atenuação determinada em 1. Como a energia é maior os pulsos serão mais altos e ultrapassam o nível de discriminação fixo sendo portanto contados. A seguir conte sem qualquer atenuação.
3. Calcule então o fator k que dá a fração dos pulsos da amostra de ^{59}Fe que são cortados quando se atenua o suficiente para cortar o ^{51}Cr .
4. Coloque a mistura e faça duas contagens: sem qualquer atenuação e com atenuação suficiente para cortar o ^{51}Cr (determinado em 1).

Obtém-se:
$$N_1 = N_{\text{Cr}} + N_{\text{Fe}}$$

$$N_2 = kN_{\text{Fe}}$$

N_2 é somente uma fração das contagens do ^{59}Fe , pois uma parte foi discriminada ao cortarmos o ^{51}Cr .

EXPERIÊNCIA 8 - DETERMINAÇÃO DA INTENSIDADE DE UMA FONTE PELA TÉCNICA DE ESPECTRÔMETROS DE CINTILAÇÃO EM COINCIDÊNCIA.

8.1. Equipamento necessário

2 espectrômetros de NaI(Tl) constando de pré-amplificador, amplificador, alta tensão e analisador.

3 scalers

1 unidade de coincidência

1 fonte de ^{60}Co

1 outra fonte gama

8.2. Introdução

Um contador de coincidência é essencialmente um equipamento eletrônico que somente permite a saída de um pulso quando os pulsos de entrada de dois ou mais detectores chegam ao circuito dentro de um curto intervalo de tempo conhecido como tempo de resolução do circuito de coincidência. O pulso de saída é contado num .. scaler da maneira usual.

Tal arranjo experimental pode ser muito útil na detecção de emissão coincidente de duas radiações de um átomo. Num sistema de coincidência de dois cintiladores um dos detectores detecta radiação de uma certa energia e tipo, enquanto o outro detecta radiação de outra energia e talvez outro tipo.

A fonte radioativa é colocada entre os dois detectores a fim de apresentar o maior ângulo sólido possível a cada um deles. Se é considerada uma fonte radioativa puntual de intensidade N_A , apresentando ângulos sólidos ω_1 e ω_2 aos dois detectores, cujas eficiências de detecção para as respectivas radiações são ξ_1 e ξ_2 , os ritmos de contagem em cada detector serão dados por:

$$N_{1D} = N_A \omega_1 \xi_1 \quad (1)$$

$$N_{2D} = N_A \omega_2 \xi_2 \quad (2)$$

enquanto que o ritmo de contagens em coincidência será

$$N_{12D} = N_A \omega_1 \xi_1 \omega_2 \xi_2 \quad (3)$$

Entretanto, existirá possibilidade de contagens em coincidência .. proveniente da desintegração de dois núcleos vizinhos. Se o primeiro contador dá um pulso, então o circuito de coincidência é ativado por um período $N_{1D}T$ em cada segundo, tempo durante o qual $N_{2D} \times N_{1D}T$ contagens chegam ao segundo contador e são interpretadas erroneamente como coincidências. Se de uma maneira similar após a chegada de um pulso do segundo contador o circuito é ativado por um tempo $N_{2D}T$ em cada segundo, e nesse tempo $N_{1D} \times N_{2D}T$ pulsos do primeiro contador serão interpretados como coincidências. Assim as coincidências ao acaso são dadas por

$$N_c = 2 T N_{1D} N_{2D} = \quad (4)$$

$$= 2 T N_A^2 \omega_1 \xi_1 \omega_2 \xi_2 \quad (5)$$

A razão de coincidências verdadeiras para coincidências espúrias é dada por

$$\frac{N_{12D}}{N_c} = \frac{1}{2TN_A} \quad (6)$$

Assim para manter essa razão tão grande quanto possível o tempo de resolução do circuito e a intensidade de fonte devem ser mantidos tão pequenos quanto possível.

O tempo de resolução do circuito de coincidência pode ser determinado simplesmente assegurando-se que os dois detectores detectam raios gama de fontes diferentes entre os quais não existem verdadeiras coincidências. Assim N_{1D} , N_{2D} e N_c podem ser medidos dando o valor de T.

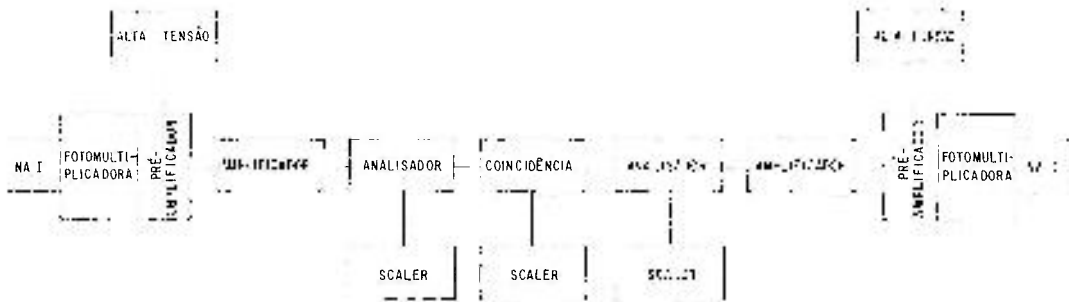
A intensidade absoluta de uma fonte emitindo radiações em

coincidência pode ser determinada das equações (1), (2), (3) tendo a fórmula abaixo:

$$K_A = \frac{N_{1D} N_{2D}}{N_{12D}}$$

Procedimento Experimental

Monte o arranjo experimental como está na figura abaixo e ajuste as altas tensões.



1. Monte os dois detectores de modo que, colocando duas fontes gama, cada espectrômetro é irradiado pelos raios gama de uma só fonte. As coincidências medidas serão ao acaso.
3. Determine N_{1D} , N_{2D} e N_c nos três scalers e calcule T .
4. Varie as distâncias das fontes aos detectores variando assim N_{1D} , N_{2D} e N_c verificando que a equação (4) é válida para esses vários valores.
5. Coloque a fonte de ^{60}Co entre os detectores e meça N_{1D} , N_{2D} e N_{12D} nos três scalers calculando a seguir N_A . A fonte de ^{60}Co é apropriada para esta experiência porque emite dois raios gama em cascata com energias 1,17 MeV e 1,33 MeV.

APLICAÇÃO DA UTILIZAÇÃO DE UM CRISTAL ORGÂNICO DE CINTILAÇÃO ANTRACENO

Equipamento necessário

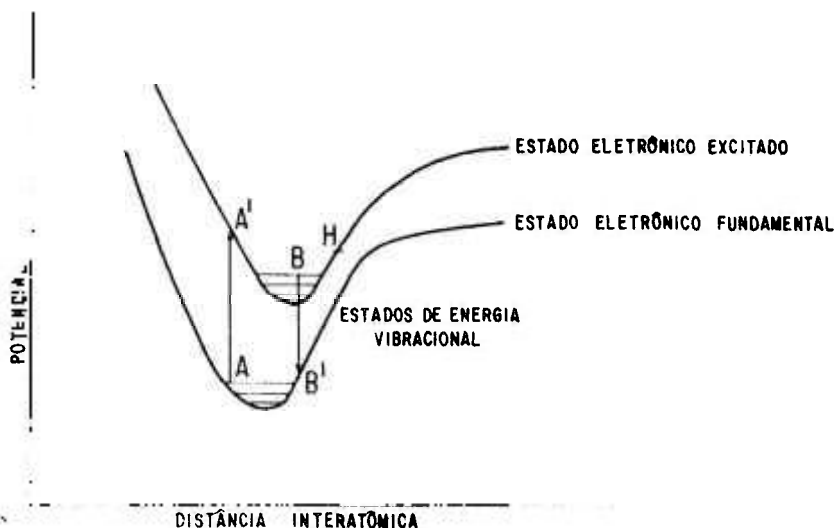
Espectrômetro com cristal de antraceno.

Fontes radioativas ^{60}Co , ^{137}Cs etc.

9.2. Introdução

Os cristais cintiladores orgânicos são na maioria das vezes hidrocarbonetos aromáticos cujas moléculas contêm estrutura de anéis de benzeno com várias substituições aromáticas.

O processo luminescente em materiais orgânicos é um processo molecular e pode ser melhor discutido em termos de um diagrama de energia potencial para a molécula.



As duas curvas representam a energia potencial correspondente à distância interatômica no caso de todos os elétrons no estado fundamental e no caso em que a molécula contém um elétron no estado excitado.

Em cada estado existem modos normais de vibração permitidos, sendo sua energia representada pelas linhas horizontais.

A passagem da radiação nuclear através do cintilador resulta na transferência das moléculas de um estado eletrônico fundamental para um estado eletrônico excitado. A linha AA' representa essa transferência, a qual tem lugar num espaçamento atômico fixo. O ponto A' representa um estado vibracional altamente excitado. Essa energia extra é rapidamente dissipada como calor das vibrações da rede sendo talvez alcançado o nível B.

Se a molécula no estado eletrônico excitado é suficientemente estável para outros processos, através dos quais a energia pode ser liberada, poderá voltar ao estado fundamental ao longo do caminho BB' pela emissão fluorescente.

A vida média desse processo da ordem de 10^{-8} seg é longa comparada com o tempo requerido para vibrações moleculares.

9.3. Comparação dos detectores de antraceno e NaI(Tl)

O antraceno não é higroscópico não sendo portanto necessárias capas protetoras apresentando maior facilidade na detecção de partículas carregadas embora não apresente uma resposta variando linearmente com a energia.

O iodeto de sódio é mais denso e isso somado ao fato de seus constituintes possuírem números atômicos maiores apresenta .. maior eficiência de detecção.

A eficiência de conversão de energia nuclear em energia luminosa é menor no antraceno que no NaI(Tl).

O antraceno decai do estado excitado mais rapidamente que o iodeto de sódio apresentando portanto pulsos mais rápidos.

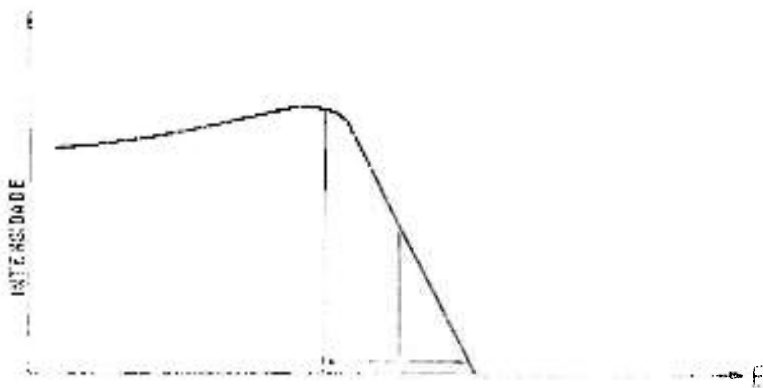
9.4. Procedimento Experimental

1. Faça o espectro de 3 fontes diferentes ^{60}Co , ^{137}Cs e ^{22}Na , por exemplo e verifique que no cristal de antraceno há predominância de efeito Compton sendo os efeitos fotoelétrico e produção de pares quase imperceptíveis.

2. Faça a curva de calibração para o espectrômetro.
3. Observações: com resolução ótima o espectro dos elétrons terá a forma



havendo uma relação entre E_{max} e E_{γ} . Porém se a resolução for ruim, o cando Compton ("Compton edge") não aparece tão nítido e obtém-se



EXPERIÊNCIA 10 - ESPECTROMETRIA ALFA COM DETECTOR DE ZnS(Ag)

10.1. Equipamento necessário

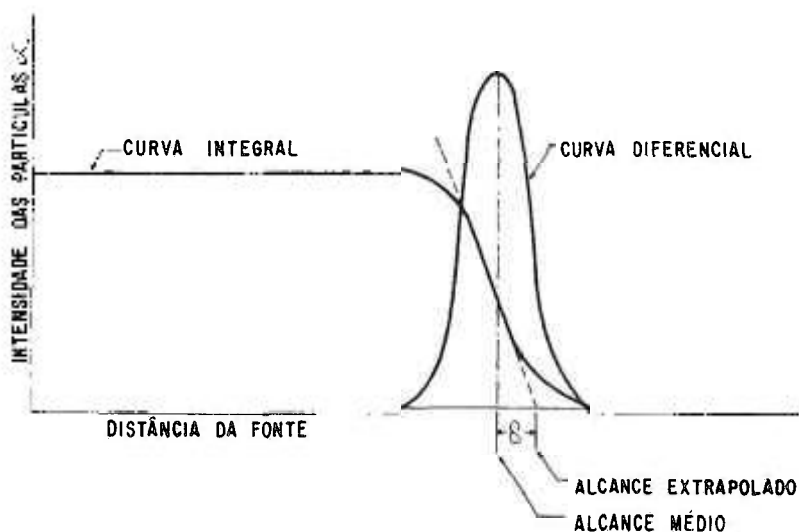
Espectrômetro com cintilador ZnS(Ag)

Fonte de ^{210}Po .

10.2. Introdução

As partículas alfa sendo monoenergéticas têm num determinado meio o mesmo alcance. Entretanto por causa da natureza estatística dos processos pelos quais as partículas alfa perdem energia existe uma ligeira variação nesse alcance conhecida por dispersão ("straggling").

O estudo experimental do alcance de partículas alfa pode ser feito utilizando-se um feixe colimado de partículas de uma fonte fina de radiação. Por fonte fina entende-se aquela em que a perda de energia das partículas na própria fonte é desprezível. Evidentemente se o feixe não for colimado deve-se fazer correção para o ângulo sólido que varia proporcionalmente ao inverso do quadrado da distância ou, outras palavras do número de partículas que atingem uma certa distância. A distância resultante na figura abaixo



A curva diferencial obtida é uma distribuição normal.

Pode-se fazer as seguintes definições:

- a) alcance médio - alcance para que a intensidade das partículas alfa caia pela metade (R_0).
- b) alcance extrapolado - alcance que se obtém extrapolando linearmente a curva na região de queda da intensidade (R_{ex}).
- c) dispersão - diferença entre o alcance extrapolado e o alcance médio.

$$\delta = R_{ex} - R_0$$

Medindo-se o número de contagens para a fonte a várias distâncias do detector pode-se determinar os alcances e a dispersão.

Fazendo-se espectros com a fonte a duas distâncias diferentes nota-se que a energia das partículas alfa diminui quando aumenta-se a distância fonte-detector. Supondo-se que para $r = 0$ a perda de energia é nula e portando a energia é a da fonte pode-se fazer uma reta de calibração do espectrômetro.

10.3. Procedimento Experimental

- 1 - Com a base fixa numa certa posição (1 V) faça contagens da fonte alfa variando a distância fonte-detector para ar, mica e níquel. Tome cuidado para que esses materiais sejam uniformes a fim de não introduzirem dispersão adicional.
- 2 - Faça os gráficos e determine os alcances e dispersões.
- 3 - Faça o espectro da fonte a duas distâncias diferentes do detector (15 mm e 25 mm) variando a base e registrando as contagens.
- 4 - Determine a reta de calibração.

CAPÍTULO V

LEI DO DECAIMENTO RADIOATIVO

O decaimento radioativo é um processo estatístico no qual a probabilidade p de que um dado átomo decaia num tempo dt é independente da vida anterior desse átomo e não é afetada pelo decaimento dos átomos vizinhos.

Em outras palavras

$$p = \lambda dt$$

onde λ é uma constante de proporcionalidade conhecida como constante de decaimento, que depende somente da natureza do radioelemento. Assim se num tempo t existem presentes N_A átomos na substância radioativa, o número dN_A que decai é dado por $dN_A = -N_A \lambda dt$ (o sinal - provém do decréscimo de N_A quando t aumenta).

Integrando a equação obtém-se

$$N_A = N_0 \exp(-\lambda t)$$

onde N_0 é o número original de átomos presentes no tempo $t = 0$.

Conseqüentemente, o decaimento de um radioelemento puro é exponencial e é conveniente introduzir a meia vida $T_{1/2}$ que é o tempo necessário para que o número de átomos decaia para metade de seu valor original

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2})$$

portanto tomando os logarítmos

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

Quando as radiações do radioelemento são detectadas, por qualquer método, a atividade registrada na forma de ritmo de contagem é proporcional ao ritmo de desintegração da fonte.

Esse ritmo de desintegração, pela equação anterior é proporcional a N_A

$$r = - K \frac{dN_A}{dt} = K \lambda N_A$$

onde K é uma constante de proporcionalidade dependente da geometria e eficiência do detector. Assim, da equação anterior obtemos:

$$\ln r = \ln r_0 - \lambda t$$

Em princípio, portanto, a meia-vida $T_{1/2}$ pode ser determinada pela medida de r fazendo o gráfico correspondente à reta da equação acima, o que conduz à determinação de λ a partir do seu coeficiente angular e portanto ao cálculo de $T_{1/2}$.

No caso dos radioelementos naturais, entretanto, o procedimento é complicado pela presença do produto de decaimento, que por sua vez é radioativo e decai com uma meia-vida diferente, para produzir novos radioelementos e assim por diante.

Algumas vezes é possível isolar um membro das séries radioativas resultantes, como será visto em algumas experiências. A fim de dar uma ilustração adequada das técnicas envolvidas, pode-se usar radioisótopos artificiais apropriados, que decaem para elementos estáveis.

EXPERIÊNCIA 1 - MÉTODOS DE PRODUÇÃO DE ELEMENTOS DE VIDA CURTA PARA SEREM UTILIZADOS EM LABORATÓRIO.

Técnicas para obtenção de isótopo de vida curta para serem utilizados em laboratório (ambas idealizadas pelo Prof. Alcídio Abrão).

(Técnica A - Produção de ^{208}Tl)

1.1. Equipamento necessário

Duas colunas de resina iônica de 0,5 cm de diâmetro por aproximadamente 3 cm de altura.

HCl 1N

HCl 0,1N

Bismutiol

100 ml de cloreto de tório

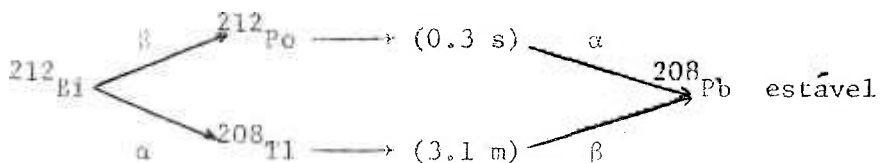
Tubos de contagem de plástico

1.2. Introdução

Dada a necessidade de obter-se um radioisótopo cuja meia vida seja compatível com o tempo disponível para a realização da experiência será empregada a técnica de A. Abrão que permite a obtenção de ^{208}Tl de modo simples e rápido.

Este método consiste em separar o ^{208}Tl do ^{232}Th , radioquimicamente através de troca iônica.

Na família natural do tório, o ^{208}Tl é descendente do ... ^{212}Bi por emissão alfa e decai por emissão beta com meia vida de 3,1 minutos, transformando-se no isótopo estável ^{208}Pb .



A técnica de produção do ^{203}Tl se baseia no fato de o radiobismuto ^{212}Bi , livre de carregador, ser fixado numa resina aniônica na forma de seu complexo aniônico (cloreto), sendo seu descendente o ^{203}Tl eluído da coluna por uma simples lavagem ácida.

1.3. Procedimento experimental

- 1 - Monte uma coluna com resina iônica condicionada com 10 ml de HCl 1N.
- 2 - Percole 100 ml de cloreto de tório.
- 3 - Lave com 10 ml de HCl 1N, 10 ml de HCl 0,01N e 3 ml de bismutiol.
- 4 - Transfira agora a resina sobre outra coluna livre contendo 0,5 de 1 ml de resina aniônica condicionada, com 5 ml de HCl 1N, 5 ml de HCl 0,01N e 2 ml de bismutiol.
- 5 - Elua com 3 ml de HCl diretamente para um tubo de contagem.

(Técnica B - Produção de ^{234m}Pa e ^{234}Pa)

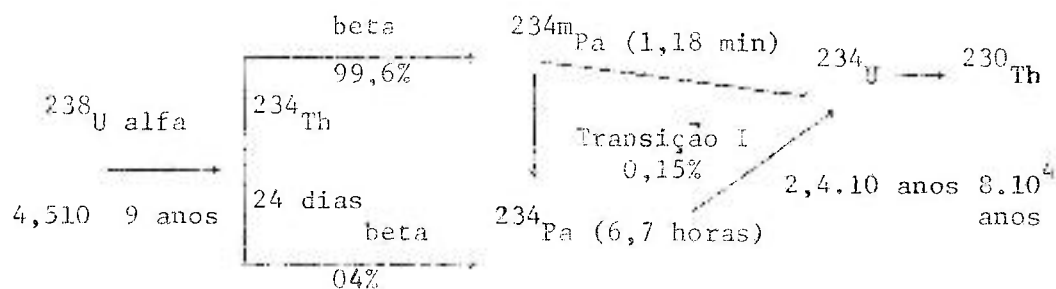
(Apresentada no IV Simposium Brasileiro de Cromatografia, Curitiba, Paraná, setembro de 1968).

1.1. Equipamento necessário

Uma coluna de Al_2O_3 (~ 2 ml)
100 ml de nitrato de uranila 0,34 em HF
HF 0,2 M
Tubos de contagem de plástico

2. Introdução

O Protactínio 234m e o Protactínio 234 estão geneticamente ligados ao ^{234}Th como pode ser visto pela cadeia abaixo:



O $^{234\text{m}}\text{Pa}$ (1,18 min) em decorrência de sua vida curta apresenta grande interesse para laboratórios didáticos, pois seus métodos de separação e preparação devem ser rápidos e simples.

O método abaixo descrito permite preparar um conveniente gerador $^{234\text{m}}\text{Pa}$ e ^{234}Pa .

1.3. Descrição do método

A alumina, Al_2O_3 , pode ser usada para separar o tório do urânio. O tório é completamente retido numa coluna de alumina utilizando-se uma mistura de HNO_3 3% e éter. Uma vez fixado o ^{234}Th na coluna de alumina o protactínio forma um complexo aniônico bastante estável com o íon fluoreto (Pa F_7^-) de modo que os radioisótopos $^{234\text{m}}\text{Pa}$ e ^{234}Pa podem ser eluídos da coluna com ácido fluorídrico diluído sendo que este eluente não remove o tório.

1.4. Procedimento experimental

- 1 - Passe uma solução (~160 ml) nitrato (cloreto ou sulfato) de uranila 0,3M em HF numa coluna de 2 ml de Al_2O_3 fixando o ^{234}Th .
- 2 - Espere algumas horas e será aumentado o protactínio de vida mais longa e evidentemente também o de vida curta.
- 3 - Elua com 10 a 15 ml HF 0,2M removendo a mistura de $^{234\text{m}}\text{Pa}$ e ^{234}Pa que foi formada se a coluna esteve em repouso por algumas horas. Esta amostra será usada para determinação da meia vida composta.

110 .

4 - Após um repouso de 1 a 5 minutos retire o ^{234m}Pa regenerado que está predominantemente presente não tendo havido tempo suficiente para o acúmulo do ^{234}Pa .

EXPERIÊNCIA 2 - DETERMINAÇÃO DA MEIA VIDA DE UM RADIONUCLÍDEO

2.1. Equipamento necessário

Radioisótopo conveniente de vida curta.

Cintilador de poço.

Equipamento eletrônico associado com "scaler".

Cronômetro

2.2. Introdução

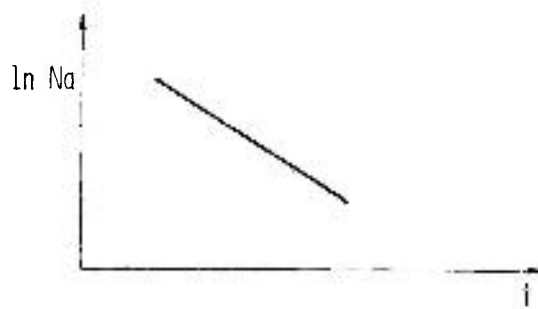
Como foi visto, a radioatividade das substâncias decresce exponencialmente com o tempo segundo uma lei bem determinada:

$$N_A = N_0 e^{-\lambda t},$$

onde λ é a constante de decaimento, isto é, a probabilidade de decaimento na unidade de tempo.

Sua relação com a meia vida $T_{1/2}$ é $\lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}}$, sendo a meia vida o tempo necessário para que a metade dos átomos de uma substância radioativa se desintegre.

A meia vida e a constante de desintegração são em geral determinadas graficamente, colocando-se num gráfico $\ln N_A$ versus t , o que dá uma reta.



2.3. Procedimento experimental

1 - Conte a radiação de fundo.

- 2 - Coloque o tubo de contagem com o material radioativo no cintilador de p^oço e conte durante 10 segundos (ou menos) e espere 10 segundos. Repita a operação até que tenham decorrido aproximadamente 10 meias vidas.
- 3 - Faça o gráfico das contagens obtidas versus tempo, em papel semilogarítmico.
- 4 - Determine a meia vida e a constante de desintegração.

3.1.3 - MEDIDOR DE TAXA DE CONTAGENS ("RATE-METER")

3.1. Equipamento necessário

Medidor de taxa de contagens associado a um registrador, cronômetro.

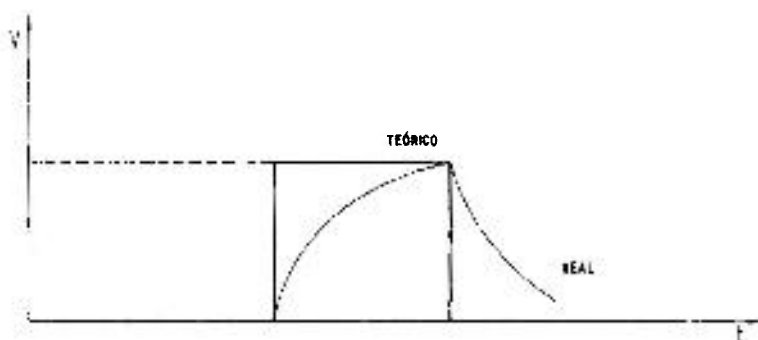
3.2. Introdução

Um dos instrumentos importantes no campo da medida da deintegração radioativa e que dá diretamente a indicação do ritmo de contagem é o medidor de ritmo.

O medidor de ritmo é um instrumento que difere do "Rate-Meter" ou contador de impulsos porque não mede diretamente o número de pulsos mas transforma a frequência de chegada desses pulsos numa diferença de tensão ou corrente contínua. Esta diferença de tensão é lida num ponteiro de um mostrador graduado que se encontra previamente calibrado em contagens por segundo ou contagens por minuto, tornando a leitura direta. Esta operação é efetuada através de um sistema resistência condensador chamado RC ou constante de tempo do sistema.

3.3. Resposta do medidor de taxa de contagens

A resposta que se espera obter para a chegada de um número N de pulsos durante um tempo t é um sinal instantâneo. Entretanto, o sistema não responde instantaneamente, mas através de uma curva de saturação exponencial.



Assim, tendo-se n pulsos por segundo e sendo Q a carga de cada um

$$nQ = \text{carga total/seg}$$

$$\text{carga/seg} = \text{corrente}$$

Multiplicando-se por R tem-se a diferença de potencial .. $V = nRQ$. Num certo instante t devido ao efeito do RC $V(t)$ terá o valor abaixo:

Quando $t \approx 6 RC$, $V(t) = V_{\infty} \left[1 - e^{-\frac{6RC}{RC}} \right]$ a exponencial é portanto desprezível e $V(t) \approx V(\infty)$.

Assim, dependendo do RC escolhido levará mais ou menos tempo até ser atingido o valor correto da tensão (ou das contagens) . Em geral as escalas das medidas de ritmo vão até 30.000 ou 100.000 cpm e o RC de 0,50 a 80 seg.

Quando as contagens que se está medindo sofrem grandes variações (como é o caso da medida de um decaimento radioativo) pode-se usar o medidor de ritmo logarítmico.

3.4. Erro porcentual cometido numa medida com medidor de ritmo

A precisão de uma contagem no medidor de ritmo pode ser demonstrada ter a expressão:

$$\epsilon \% = \frac{1}{\sqrt{2nT}} 100$$

onde $T = RC$ e n o número de pulsos por segundo; logo, quanto maior o número de impulsos, ou seja, quanto mais atividade tiver a amostra, menor erro estatístico cometido e quanto maior o RC, também menor o erro cometido. Quando se tem contagens baixas procura-se compensar usando grande RC e quando as contagens forem altas pode-se usar RC mais baixo.

É preciso tomar muito cuidado pois usando-se um RC muito alto, o instrumento pode não responder suficientemente rápido para

que o fenômeno em estudo seja captado.

3.5. Correção devido ao RC

Uma correção devido a influência do RC pode ser feita pela fórmula

$$V_c = V_i + \Delta V \frac{RC}{\Delta t}$$

onde

V_c = voltagem corrigida

V_i = voltagem obtida

ΔV = incremento obtido no intervalo de tempo escolhido

RC = constante de tempo utilizada

Divide-se o eixo dos x (correspondente ao tempo) em intervalos igualmente espaçados (por exemplo 0,1 seg) e toma-se em cada caso o V_i correspondente do gráfico obtido. Faz-se a seguinte tabela:

	V_i	ΔV	$\frac{RC}{\Delta t}$	$\Delta V \frac{RC}{\Delta t}$
1				
2				
3				
4				
5				
6				
7				
8				
9				
10				
11				
12				
13				

Coloca-se em seguida num gráfico t versus V_o .

3.6. Procedimento experimental

- 1 - Para simplificar, use o medidor de ritmo em calibração.
- 2 - Deixe o medidor de ritmo marcando zero e o papel do registrador correndo a fim de marcar a linha do zero.
- 3 - Ligue simultaneamente o cronômetro e o medidor de ritmo.

mo, desligando depois de algum tempo (3 minutos aproximadamente).

- 4 - Espere até decair a zero (o tempo de decaimento dependerá do RC utilizado).
- 5 - Repita a experiência com todos os RC.
- 6 - Verifique a independência das áreas com o RC por exemplo recortando e pesando os vários gráficos obtidos.
- 7 - Para uma das medidas feitas faça a correção devida ao

RC.

EXPERIÊNCIA 4 DETERMINAÇÃO DA MEIA VIDA ATRAVÉS DO MEDIDOR DE RÍTMO 41

4.1. Equipamento necessário.

Sistema de contagem Geiger conectado a um medidor de ritmo.

Cronômetro.

Fonte radioativa apropriada.

4.2. Introdução

Esta experiência irá ser desenvolvida para permitir a determinação rápida da meia vida simples.

Utilizando-se um radioisótopo de vida curta a experiência poderá ser repetida um maior número de vezes, permitindo uma melhor precisão.

É óbvio, também, que se for necessária a familiarização com o medidor de ritmo, de modo que se possa seleccionar os intervalos de medida e os tempos de integração conveniente para o particular isótopo em estudo.

4.3. Procedimento experimental.

- 1 - Coloque o detector Geiger Müller no ponto de operação e determine a radiação de fundo.
- 2 - Introduza a fonte radioativa no castelo de chumbo e leia as contagens no medidor de ritmo em intervalos de tempo frequentes. Para meias vidas de dois ou três minutos, esses intervalos devem ser de 5 segundos inicialmente, podendo ser aumentados mais adiante.
- 3 - Faça observações pelo menos durante três meias vidas, ou até que o ritmo de contagens se aproxime da radiação de fundo, caso em que a fonte é particularmente fraca.

- 4 - Corrija então as contagens para a radiação de fundo e o tempo de resolução do Geiger.
- 5 - Faça o gráfico de contagens versus tempo em papel semilogarítmico e determine a meia vida e a constante de desintegração. Se a meia vida for curta repita toda a operação um certo número de vezes, de preferência usando diferentes fundos de escala e diferentes tempos de integração, para observar seus efeitos nos resultados. Isto conduzirá a várias determinações de meia vida , cada uma com seu erro padrão associado.
- 6 - Calcule a meia vida média juntamente com seu erro.

EXPERIÊNCIA 5 - ANÁLISE DE CURVAS DE DECAIMENTO MAIS COMPLEXAS -
DECAIMENTO DA PRATA OU RÓDIO

5.1. Equipamento necessário

Sistema de contagem Geiger com "scaler"

Fôlhas de ródio ou prata para irradiação com fonte de nêutrons.

Cronômetro.

5.2. Introdução

Nas experiências anteriores foi dada atenção à medida de meias vidas simples. Entretanto a análise de curvas de decaimento complexas pode também ser realizada. Essas curvas provêm de um certo número de meias vidas presentes ao mesmo tempo, o que ocorre no caso de isomerismo nuclear como no caso do ródio ou quando ocorrem reações nucleares simultaneamente como no caso da prata.

Assim como existem isótopos que tem propriedades químicas e números atômicos idênticos, mas pêsos atômicos diferentes, existem também isômeros que têm números atômicos e pêsos atômicos idênticos, mas diferentes propriedades físicas. São elementos radioativos e suas propriedades físicas diferem no sentido de terem meias vidas e energias diferentes.

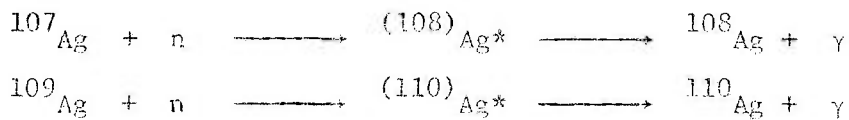
O que se encontra com mais frequência são pares de isômeros. Um deles representa o núcleo no estado fundamental enquanto o outro é o mesmo núcleo num estado excitado de maior energia.

Usualmente a transição de um nível nuclear de energia mais alto para um mais baixo leva menos de 10^{-13} seg. Mas no caso de um isômero excitado, o nível de energia mais alto se torna metaestável e tem, portanto, meia vida apreciável.

O ^{103}Rh encontra-se nesse caso produzindo quando irradiado por nêutrons térmicos o ^{104}Rh que é um par isomérico possuindo as meias vidas de 42 seg e 4,4 minutos.

A captura de um nêutron por um núcleo de massa A leva inicialmente a formação do núcleo composto de massa A + 1 num estado altamente excitado. Este estado excitado existe num período de tempo curto (10^{-20} a 10^{-12} seg) até que seja emitida uma partícula ou raios gama.

A prata natural é constituída de 51,82% de ^{107}Ag e 48,18% de ^{109}Ag . Quando irradiada por nêutrons surgem duas reações:



sendo ^{108}Ag e ^{110}Ag radioativos com meias vidas de 2,4 min. e 24 seg.

5.3. Análise de uma curva complexa de decaimento

A equação de decaimento é dada por:

$$N = N_A \exp(-\lambda t) + N'_A \exp(-\lambda' t)$$

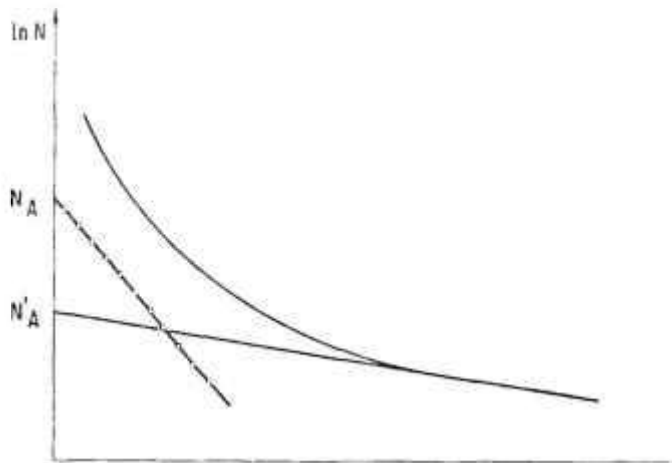
onde N_A e N'_A são os ritmos iniciais e λ e λ' as duas constantes de decaimento envolvidas.

Colocando-se em papel semilogarítmico, obtém-se uma curva. Se λ' for muito menor do que λ e t for grande, a equação se reduz a

$$N = N'_A \exp(-\lambda' t)$$

Fazendo o gráfico de N_A versus t em papel semilogarítmico, o gráfico resultante será uma reta.

Extrapolando para t nulo, obtém-se $\ln N'_A$. Se essa reta for então extrapolada para pequenos valores de t e descontada da parte curva obtém-se uma segunda reta que dará λ através de sua inclinação e N_A através de sua extrapolação para t = 0. Logo podem ser obtidas as duas meias vidas,



3. Procedimento Experimental

- 1 - Determine a radiação de fundo.
Irradie alguns centímetros quadrados de fôlha de ^{226}Ra ou uma fôlha de prata e a seguir coloque no castiçole de chumbo.
- 2 - Escolha o tempo de irradiação suficiente para que o ritmo de contagens inicial seja no mínimo 2000 por minuto.
- 3 - Faça contagens de 5 em 5 segundos até que a contagem se aproxime da radiação de fundo.
- 4 - Corrija as contagens observadas para a radiação de fundo e o tempo de resolução do detector.
- 5 - Faça o gráfico em papel semilogarítmico e pela parte reta determine a meia vida mais longa.
- 6 - Extrapole a reta até o tempo zero e subtraia ponto a ponto da curva experimental, verificando que outra reta é obtida.
- 7 - Calcule a meia vida mais curta.

CAPÍTULO VIDETECCÃO DE NÊUTRONSIntrodução

A detecção de nêutrons tornou-se de grande importância com o desenvolvimento dos reatores nucleares de pesquisa e de potência. Os nêutrons produzidos num reator ou emitidos por fontes de rádio-berílio, antimônio-berílio etc, são sempre acompanhados de radiação gama relativamente intensa. Além disso os nêutrons rápidos são moderados por colisão com átomos de qualquer material moderador presente, de modo que o espectro de energia dos nêutrons está sempre envolvido. Conseqüentemente, o processo de contagem deve ser capaz de distinguir entre nêutrons e radiação gama e também, numa certa extensão, entre nêutrons de várias energias. Particularmente, existe frequentemente interêsse na medida do fluxo de nêutrons que foi moderado até a energia térmica (0,025 eV).

A detecção de radiação está ligada à interação de radiação com o detector. Para partículas carregadas, os processos são de ionização e excitação, enquanto que os fótons, através dos efeitos fotoelétrico, Compton e Pares, produzem ionização e excitação indiretamente.

Os nêutrons não sendo ionizantes são detectados através das partículas carregadas produzidas nos mecanismos de sua interação com o detector.

Esses mecanismos são os seguintes:

- a. Reação induzida por nêutrons nas quais a radiação resultante torna possível a detecção.
- b. Reação na qual o núcleo resultante é radioativo. O subsequente decaimento do núcleo radioativo dá informação sobre os nêutrons que induziram a radioatividade.
- c. Espalhamento de nêutrons, no qual a partícula que re-cua é carregada e portanto passível de ser detectada.

O exemplo mais importante disso é o espalhamento elástico de um nêutron por um próton.

Portanto, os sistemas detectores de nêutrons consistem de um material que evidencie um dos processos acima, associado a um sistema de contagens convencional.

Pertencente ao grupo de ativação, pode-se citar o método das folhas de índio ou de ouro. O índio 115, por exemplo, embora tenha uma seção de choque de captura de nêutrons térmicos apreciável, tem também um pico de ressonância de 26.400 barns para nêutrons epitérmicos de 1,44 eV.

Por outro lado, o cádmio é transparente para nêutrons de 1,44 eV embora seja um grande absorvedor de nêutrons térmicos. Assim, se uma folha de índio for encapsulada numa caixa de cádmio e sobre ela incidir um fluxo de nêutrons, a atividade induzida na folha de índio será provocada somente pelos nêutrons de 1,44 eV. Essa atividade, que é forma de radiação beta com meia vida de 54 min é facilmente observável removendo a cobertura de cádmio e fazendo contagens de folha num detector G.M. comum. Se não for observada qualquer atividade induzida, então o fluxo deve ser todo composto de nêutrons térmicos que são absorvidos pela capa de cádmio.

Assim o fluxo térmico pode ser medido irradiando-se folhas com e sem capa de cádmio. Assume-se que a diferença entre essas duas atividades seja provocada somente pelos nêutrons térmicos.

O processo permite também a discriminação entre nêutrons e raios gama, uma vez que estes últimos não afetam a folha. Essa técnica tem outras vantagens. Geralmente as folhas podem ser suficientemente pequenas para medir variação no fluxo a certa distância, sem causar nele depressão significativa. Além disso, variando a direção da irradiação e o tamanho da folha, pode ser medido um grande intervalo de níveis de fluxo. As folhas podem ser usadas para medidas de integração quando o fluxo varia com o tempo. Não há necessidade de equipamento adicional, além das folhas, capas de cádmio.

mio e um equipamento de contagem acoplado a um Geiger simples.

Entretanto, para medidas de baixo fluxo, a precisão de uma simples contagem é muito limitada. Além disso, cada medida individual leva um tempo relativamente longo, quando comparada com outra técnica de contagem de nêutrons, como a do detector proporcional de BF_3 (trifluoreto de boro).

Esta é a segunda técnica importante de laboratório. Se o ^{10}B , que constitui 18% do boro natural, absorve um nêutron, ele se desintegra no lítio 7 com a emissão de uma partícula alfa e um raio gama de 2,8 MeV. A partícula alfa e o núcleo de lítio que recua são capazes de produzir ionização num detector proporcional. Uma vez que ambos têm um certo alcance é conveniente utilizar um composto gasoso de boro, como o trifluoreto, para preencher o contador. O pulso de saída, embora aumentado pela multiplicação do gás, é ainda proporcional à ionização inicial, que por sua vez depende do tipo de ionização, energia e caminho percorrido dentro do detector.

As partículas alfa produzem ionização muito maior do que os raios gama. Consequentemente os nêutrons podem ser detectados na presença de radiação gama fazendo-se uma discriminação conveniente dos pulsos.

Usando-se o detector com e sem capa de cádmio os nêutrons térmicos podem ser detectados na presença de outras energias.

A eficiência do detector BF_3 pode ser aumentada através de um enriquecimento com ^{10}B ; na prática são comuns concentrações até 96%. A eficiência é alta quando comparada à das folhas de índio. Entretanto, o tubo detector é muito maior do que as folhas de índio e tem uma seção de choque de captura grande, produzindo portanto uma maior depressão no fluxo.

É necessário, também, associar ao BF_3 um equipamento eletrônico mais complicado. Os pulsos requerem amplificação da ordem de 10^4 vezes. É necessário um bom pré-amplificador linear, juntamente com um amplificador se for utilizado um cabo de mais de 1 metro

e meio. Deve ser utilizado também um discriminador para selecionar a radiação gama.

EXPERIÊNCIA I - DETERMINAÇÃO DA CURVA CARACTERÍSTICA DE UM DETECTOR BF_3

1.1. Equipamento necessário

Detector BF_3 com equipamento eletrônico associado (pré-amplificador, amplificador, discriminador, "scaler", alta tensão).

Cronômetro.

Fonte de nêutrons (Ra-Be, Pu-Be, Am-Be, etc).

Fonte de radiação gama (Ra).

1.2. Introdução

A reação $^{10}\text{B} (n,\alpha)$ é muito utilizada para detecção de nêutrons térmicos. A seção de choque é elevada e a dependência com a energia é simples num grande intervalo de energia. É uma reação fácil de ser detectada, mesmo na presença de alto fluxo de radiação gama, dado o alto poder ionizante e a alta energia das partículas alfa liberadas.

O ^{10}B encontra-se disponível em sua forma isotópica e suas propriedades químicas são tais que pode ser facilmente incorporado ao detector.

A reação $^{10}\text{B} (n,\alpha)$ é exotérmica, havendo liberação de 2,78 MeV. O ^7Li pode ser formado diretamente no estado fundamental e a energia é distribuída entre o ^7Li e a partícula alfa, ou pode ser formado num estado excitado emitindo um raio gama de 0,48 MeV ao se desexcitar.

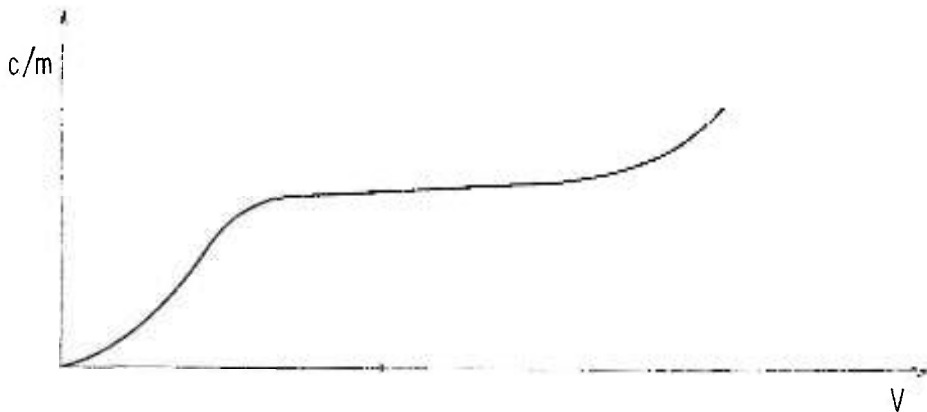
A reação $^{10}\text{B} (n,\alpha)$ é empregada em vários sistemas de detecção: câmaras de ionização, detectores proporcionais, cintiladores e emulsões nucleares.

Embora o detector BF_3 seja produzido em várias formas, a mais comumente encontrada é a cilíndrica.

Um detector típico tem, em geral, pressão de 12 cm Hg com 96% de BF_3 enriquecido.

1.3. Procedimento experimental

- 1 - Verifique qual a variação das contagens com a tensão aplicada. Deve obter-se um patamar indicando que todas as reações dentro do tubo estão sendo contadas.



- 2 - Escolha a tensão de operação dentro do patamar.
- 3 - Determine com uma fonte de radiação gama qual a discriminação que deve ser utilizada a fim de eliminar a influência dessa radiação.
- 4 - Verifique se não foram cortados também os pulsos provocados pelos nêutrons. Se isso ocorrer é necessário ajustar as condições de equipamento para obter uma maior diferença entre as alturas de pulsos provenientes dos nêutrons e raios gama. Se isto não for possível o equipamento não está em condições de funcionamento.

EXPERIÊNCIA 2 - MEDIDAS DE FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS POR ATIVAÇÃO

2.1. Equipamento necessário

Sistema de contagem G.M.

Fôlhas de ouro ou índio.

Capas de cádmio.

Cronômetro.

Fonte de nêutrons termalizados ou reator.

2.2. Introdução

Ocorre, frequentemente, que as transmutações induzidas por nêutrons levam a produtos radioativos. A medida da atividade absoluta desse radioisótopo pode ser utilizada para a medida de fluxo de nêutrons que induziram a radioatividade.

Este método de medida de fluxo consiste na exposição de uma fôlha de material estável a um fluxo de nêutrons durante um certo tempo. Após a irradiação mede-se a atividade absoluta da fôlha por um método qualquer e calcula-se o fluxo de nêutrons.

As vantagens deste método se referem à possibilidade de escolha de matérias de seção de choque maior ou menor, tornando possível realizar medidas de fluxos de intensidades variáveis, possibilidade de se utilizar fôlhas de metal ou pastilhas de pequeno tamanho evitando-se problemas de absorção de nêutrons no próprio detector, facilidade experimental, pois o fluxo é determinado independentemente das irradiações.

2.3. Relação entre a atividade absoluta e o fluxo de nêutrons

Seja ϕ o fluxo de nêutrons e Σ a seção de choque macroscópica para um determinado processo

$$\Sigma = N_c \sigma = \frac{N_0 \rho \sigma}{A} \quad (1)$$

- N_c nº de átomos por cm^3
 ρ é a densidade em g/cm^3
 A o número de massa
 N_0 número de Avogadro
 σ seção de choque microscópica em cm^2
 $\Sigma \phi$ é o número de nêutrons absorvidos por cm^2 .

Se a fôlha a ser irradiada tem $V_A \text{ cm}^3$ então o ritmo de absorção é $\Sigma \phi V_A$. Como cada nêutron absorvido resulta na produção de um núcleo radioativo, o número de nêutrons absorvidos por segundo é o ritmo de formação dos núcleos radioativos. Então formam-se $\Sigma \phi V_A$ núcleos/seg. Enquanto o núcleo radioativo vai sendo formado ele vai também decaindo. Se λ é a constante de desintegração, o ritmo médio de aumento da espécie radioativa num certo instante é dado por

$$\frac{dN}{dt} = V_A \Sigma \phi - \lambda N \quad (2)$$

onde N é o número de átomos ativos presentes depois de t segundos de exposição da fôlha ao fluxo ϕ . Resolvendo a equação linear e lembrando que quando $t = 0$ temos $N = 0$ vem

$$N = \frac{V_A \Sigma \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (3)$$

A atividade A_i da fôlha medida num detector, ou seja o ritmo de emissão de partículas carregadas é dado por $N \lambda$, então

$$A_i = V_A \Sigma \phi (1 - e^{-\lambda t}) \quad (4)$$

Se o tempo de exposição for muito grande $e^{-\lambda t}$ é desprezível e tem-se $A_\infty = V_A \Sigma \phi$ onde A_∞ é chamada a atividade saturada. Como a fôlha utilizada continua a decair depois de cessada a irradiação deve ser feita uma correção para o tempo de espera t_e entre a retirada da fôlha do fluxo de nêutrons e a determinação de sua atividade.

Então

$$A = V_A \Sigma (1 - e^{-\lambda t_e}) e^{-\lambda t_e} \quad (5)$$

Da expressão (5) pode-se tirar o fluxo

$$\phi = \frac{A}{V_A \Sigma (1 - e^{-\lambda t_e}) e^{-\lambda t_e}} = \frac{A}{N_t \sigma (1 - e^{-\lambda t_e}) e^{-\lambda t_e}} \quad (6)$$

onde N_t é o número total de átomos da amostra.

2.4. Medida do Fluxo Térmico e Epitérmico

Para separar o fluxo térmico do fluxo epitérmico pode-se utilizar um filtro de cádmio. A seção de choque de absorção do cádmio varia de um modo tal que absorve a maioria dos nêutrons inferiores a 0,4 eV deixando passar os nêutrons epitérmicos, assim:

$$\begin{aligned} A_n &= A_t + A_e \\ A_{Cd} &= A_e \end{aligned} \quad (7)$$

onde,

A_n = atividade da amostra nua

A_{Cd} = atividade da amostra revestida de cádmio

A_t = atividade devida aos nêutrons térmicos

A_e = atividade devida aos nêutrons epitérmicos

O fluxo térmico será dado por

$$\phi_t = \frac{A_n - A_{Cd}}{N_t \sigma (1 - e^{-\lambda t_e}) e^{-\lambda t_e}} \quad (8)$$

Fluxo epitérmico:

$$\phi_e = \frac{A_{Cd}}{N_t \sigma (1 - e^{-\lambda t_e}) e^{-\lambda t_e}} \quad (9)$$

Define-se a razão de cádmio como sendo

$$R_{Cd} = \frac{A_n}{A_{Cd}} \quad (10)$$

Das expressões (8), (9), (10), obtém-se:

$$\frac{A_n - A_{Cd}}{A_{Cd}} = \frac{A_n}{A_{Cd}} - 1 = R_{Cd} - 1 \quad (11)$$

As atividades absolutas A_n e A_{Cd} podem ser medidas por qualquer método de medida; entre eles o do detector G.M. com geometria definida (capítulo 2, exp. 4).

O número total de núcleos alvo N é calculado pela expressão:

$$N_t = \frac{m N_o f F}{A} \quad (12)$$

onde:

- m = massa da amostra (gramas)
- N_o = número de Avogadro = $6,025 \times 10^{23}$ moléculas (ou átomos) por mol
- A = massa atômica ou molecular (gramas por mol)
- f = fração isotópica
- F = número de núcleos alvo por molécula (=1 para elemento).

2.5. Procedimento experimental

- 1 - Irradie duas folhas de ouro ou índio sendo uma envolvida em cádmio.
- 2 - Meça as atividades utilizando um detector Geiger com definidor de geometria.
- 3 - Faça as correções necessárias para obter a atividade absoluta das folhas.
- 4 - Calcule o fluxo térmico fazendo a correção para os nêutrons epitérmicos.
- 5 - Não esqueça de anotar o tempo de irradiação e o tempo de espera entre o final da irradiação e o instante de determinação da atividade.

EXPERIÊNCIA 3 - MEDIDA DE FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS UTILIZANDO DE TECTORES LIMIARES

3.1. Equipamento necessário

Sistema de contagem G.M.

Elementos que apresentam limiar para reação com nêutrons

Cronômetro.

Fonte de nêutrons ou reator

3.2. Introdução

Algumas reações nucleares induzidas por nêutrons e resultando em núcleos radioativos são endoérgicas e portanto possíveis somente para nêutron tendo energia acima de um certo limiar.

Reações do tipo (n,p) (n,α) $(n,2n)$ tem em geral limiares acima de 1 MeV sendo portanto convenientes para a medida do fluxo de nêutrons rápidos do reator ou de uma fonte.

O material a ser ativado é nesse caso chamado de detector limiar.

Esses detectores apresentar algumas vantagens como pequeno tamanho, determinação das atividades separadamente das irradiações, medida do fluxo de menor intensidade como nos "beam holes", desde que a reação utilizada no caso tenha alta seção de choque.

Utilizando então uma série conveniente de detectores limiares, podemos medir o espectro rápido do reator. Entre as propriedades que devem possuir os detectores limiares pode-se citar:

- a) deve ser material puro com alta seção de choque de ativação
- b) é conveniente que haja uma única espécie radioativa no produto ou, se houver duas ou mais, que as meias vidas sejam bem diferentes, de modo a ser possível separá-las com precisão.

3.3. Cálculo do fluxo

Embora os cálculos sejam os mesmos feitos no caso de nêutrons térmicos, precisam ser tomados alguns cuidados.

Define-se como energia limiar, E_T , aquela abaixo da qual não existe reação. Define-se como energia efetiva E_{ef} uma energia um pouco acima de E_T na qual pode se fazer a hipótese de que nenhum nêutron abaixo é capaz de causar reação e todos nêutrons acima contribuem com a penetrabilidade de barreira unitária.

$$E_{ef} = \sigma_s \int_{E_T}^{\infty} f(E) dE = \sigma_s \phi_{ef}$$

onde σ_s é o valor de saturação da seção de choque, $f(E)$ é o fluxo diferencial e

$$\phi_{ef} = \frac{A_i}{N_t \sigma_s (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_e}}$$

onde ϕ_{ef} é o fluxo efetivo ou seja, o fluxo total de nêutrons rápidos acima de E_f , N_t é o número de átomos do elemento irradiado.

t o tempo de irradiação

A a atividade absoluta medida no instante t e

t_e o tempo de espera após a irradiação

A seção de choque é calculada em função do espectro de nêutrons. No caso de um reator a seção de choque será baseada no espectro de nêutrons de fissão.

Abaixo é apresentada uma tabela com dados referentes a algumas reações limiars.

<u>Reação</u>	<u>E_{ef} (MeV)</u>	<u>σ_s (barn)</u>	<u>Meia Vida</u>
$^{115}\text{In} (n,n') ^{115m}\text{In}$	0,85	0,230	4,5 h
$^{31}\text{P} (n,p) ^{31}\text{Si}$	2,4	0,075	2,62 h

<u>Reação</u>	<u>E_{ef} (MeV)</u>	<u>σ_s (barn)</u>	<u>Meia Vida</u>
^{47}Ti (n,p) ^{47}Sc	2,4	0,085	3,43 d
^{58}Ni (n,p) ^{58}Co	2,55	0,226	72 d
^{32}S (n,p) ^{32}P	2,9	0,300	14,3 d
^{35}Cl (n,p) ^{32}P	4,1	0,178	14,3 d
^{27}Al (n, α) ^{27}Mg	4,6	0,039	9,8 min
^{54}Fe (n,p) ^{54}Mn	5,1	1,160	300 d
^{28}Si (n,p) ^{28}Al	5,5	0,080	2,3 min
^{24}Mg (n,p) ^{24}Na	6,3	0,048	15,1 h
^{27}Al (n,p) ^{24}Na	8,1	0,111	15,1 h
^{127}I (n,2n) ^{126}I	10,7	1,280	13,3 d

3.4. Procedimento experimental

- 1 - Irradie um dos elementos indicados.
- 2 - Meça a atividade absoluta com o sistema Geiger-Müller pelo método já conhecido (exp. 4, capítulo II).
- 3 - Calcule o fluxo de nêutrons rápidos.

EXPERIÊNCIA 4 - DETERMINAÇÃO DA MEIA VIDA DE NÊUTRONS ATRASADOS4.1. Equipamento necessário

Sistema de contagem com detector BF_3 colocado na saída do sistema pneumático de irradiação do reator.

Algumas gramas de urânio.

Cronômetro.

"Scaler" múltiplo.

4.2. Introdução

Os nêutrons emitidos no processo de fissão podem ser divididos em duas categorias: nêutrons prontos e nêutrons atrasados. Aproximadamente 99% dos nêutrons são prontos, sendo emitidos num intervalo muito curto (10^{-14} seg). Os nêutrons atrasados são emitidos com intensidades decrescentes com o tempo por um período de minutos. Esses nêutrons se distribuem em 6 grupos e seu ritmo de decaimento é de natureza exponencial como num decaimento radioativo.

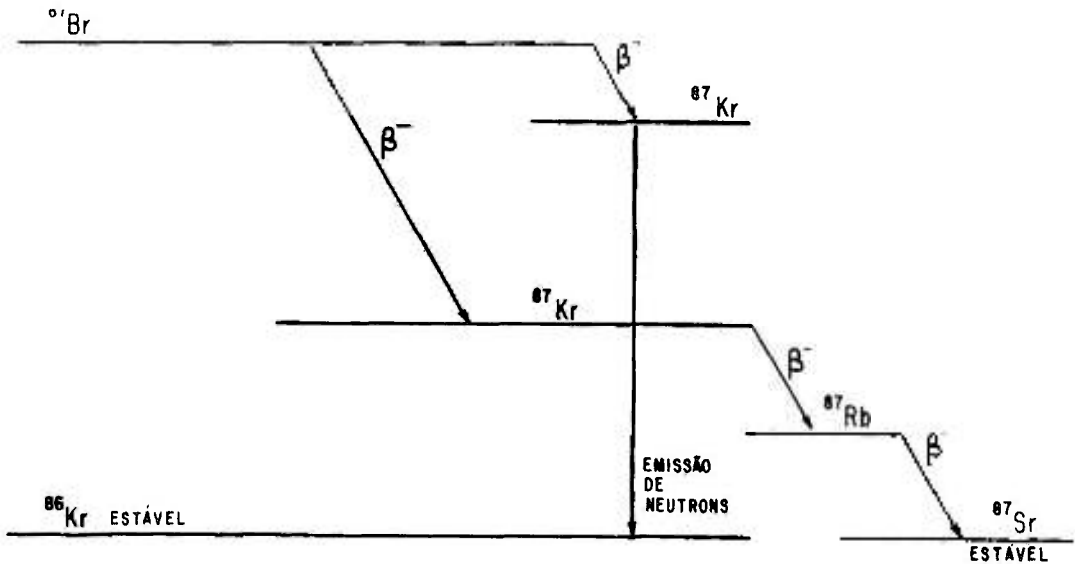
Através da observação do decaimento dos nêutrons atrasados depois de cessada a fissão foi possível associar uma meia vida a cada grupo.

Esses nêutrons foram associados a produtos de fissão que são chamados precursores.

4.3. Origem dos Nêutrons Atrasados

Ocorre em certos casos que o decaimento de um fragmento de fissão por emissão beta deixa seu descendente num estado excitado, o suficiente para emitir nêutrons. Esta emissão de nêutrons compete então com a radiação gama que estabiliza o núcleo ao ser emitida. Como a constante de desintegração para gama ou nêutrons é muito maior, do que para a emissão beta, a emissão de nêutrons segue a emissão da radiação beta quase instantaneamente e as meias vidas dos nêutrons são então aproximadamente as do emissor beta.

Exemplo



No caso de urânio 235 os nêutrons tem energia média 0,5 MeV; a porcentagem total é 0,78% do número total de nêutrons e as meias vidas variam um pouco dependendo da referência.

De acordo com Lamarsh tem-se:

- 54 seg
- 22 seg
- 5,6 seg
- 2,12 seg
- 0,45 seg
- 0,15 seg

4.4. Importância dos nêutrons atrasados no controle do reator

Os nêutrons prontos são emitidos num intervalo de tempo muito curto. Os nêutrons atrasados enquanto isto não foram ainda emitidos e não estão portanto disponíveis para a multiplicação.

Isto significa, do ponto de vista da reação em cadeia, que nem todos os nêutrons de fissão estão ao mesmo tempo aptos para a multiplicação.

Portanto, o aumento de população total de nêutrons é mui

to mais lento do que seria se todos os nêutrons fôsem emitidos no mesmo instante. Do mesmo modo o decréscimo da população de nêutrons também é mais lento. Os nêutrons atrasados, embora em pequeno número, têm papel muito importante na determinação do tempo médio de geração.

O número n de nêutrons depois de um tempo t é dado por $n = n_0 e^{+(Kex/\ell)t}$, onde

n_0 é o número inicial de nêutrons

$Kex = k - 1$, sendo k a constante de multiplicação

ℓ = a vida média dos nêutrons

Considerando-se somente os nêutrons prontos tem-se $\ell = 10^{-3}$ seg.

Supondo $k = 1,005$ resulta $Kex = 5 \cdot 10^{-3}$

Depois de 1 seg o aumento será e^5 .

Levando em consideração os nêutrons atrasados a vida média será $\ell = 10^{-1}$ seg. e então o aumento de população será $e^{0,05}$.

4.5. Procedimento Experimental

1 - Utilize um sistema de detecção de nêutrons constante de detector BF_3 envolto em parafina, pré-amplificador, amplificador, discriminador e "multiscaler".

2 - A necessidade de utilização do "multiscaler" vem do fato de as meias vidas serem curtas para serem determinadas num sistema de "scaler" comum.

3 - O "multiscaler" permite corresponder a cada canal um tempo t (em geral vai desde mseg até seg) que é escolhido dependendo das meias vidas que se procura determinar.

4 - Irradie da ordem de 1 g de urânio natural com fonte de nêutrons ou no reator. Determine a curva de decaimento que será a composição de 6 exponenciais.

Faça o gráfico em papel semilogarítmico e faça a decomposição determinando as várias meias vidas.

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Rui Ribeiro Franco, Chefe da Divisão de Ensino e Formação do I.E.A., meu profundo reconhecimento por seu interesse, incentivo e sugestões.

Desejo expressar ainda muita gratidão ao Dr. Silvio Bruni Herdade pelas úteis discussões e ao Sr. Casimiro Martins de Macedo pela revisão da parte bibliográfica.

Agradeço também à Srta. Deize Therezinha Nicolucci pelos trabalhos de datilografia e montagem do manual e ao Sr. Marcello Tavares di Franco pela confecção dos desenhos.

BIBLIOGRAFIA

Capítulos I e II (De 1 a 14)

1. Price, William J. - Nuclear Radiation Detection - McGraw Hill Book Company, Inc., New York - London - Toronto - 1958.
2. Chase, Grafton D. - Principles of Radioisotope Methodology . Burgess Publishing Company - Minnesota - 1959.
3. Overman, R.T. - Clark, H.M. - Radioisotope Techniques - McGraw Hill Book Company, Inc. New York - Toronto - London - 1960.
4. Snell, Arthur H. (editor) - Nuclear Instruments and Their Uses. John Wiley and Sons, Inc., New York - London - 1962.
5. Washtell, C.C.H. - An Introduction to Radiation Counters and Detectors. George Newnes Limited. London - 1958.
6. Korff, Serge A. - Electron and Nuclear Counters. Second Edition.

- D. Van Nostrand Company, Inc. - Toronto - New York - London - 1946.
7. Duquesne, M. - Grégoire, R. - Travaux Pratiques de Physique Nucléaires et du Radiochimie. Masson et Cie Editeurs. Paris-1960.
 8. Piraux, H. - Les radio-isotopes et leurs applications industrielles. Bibliotheque Technique Philips, 1962.
 9. Choppin, Gregory, R. - Experimental Nuclear Chemistry - Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N.J. - 1961.
 10. Veall, N. - Vetter, H. - Radioisotope Techniques in Clinical Research and Diagnosis. Butterworth and Co. (Publisher) Ltd. 1958.
 11. Bleuler, Ernst - Goldsmith, George, J. - Experimental Nucleonics. Rinehart and Company, Inc., New York - 1957.
 12. Blanc, Daniel - Detecteurs de particules (Compteurs et Scintillateurs) - Mécanisme et Realisation. Masson et Cie Editeurs. Paris, 1959.
 13. Taylor, Denis - The measurement of radioisotopes. Second Edition. Methuen and Co. Ltd. London. John Wiley and Sons; Inc. New York - 1957.
 14. Sharpe, J. - Nuclear Radiation Detectors. Methuen and Co. Ltd. London. John Wiley and Sons, Inc. - New York - 1955.
- Capítulo III (De 15 a 19)
15. O'Kelley, G.D. - NAS-NS-3105 - Detection and Measurement of Nuclear Radiation. USAEC - 1962.

16. Shafroth, Stephen M. - Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation. Volume 1. Gordon and Breach Science Publishers . London - New York - Paris - 1967.
17. Duivenstijn, A.J., Venverko, L.A.J. - Practical Gamma Spectrometry. Charles C. Thomas Publisher. Springfield - Illinois - 1963.
18. Currau, S.C. - Luminescence and the Scintillation Counter. Butterworths Scientific Publications - London - 1953.
19. Chase, Robert L. - Nuclear Pulse Spectrometry - McGraw-Hill Book Company, Inc. New York - Toronto - London - 1961.

Capítulo IV (20, 21)

20. Journal of Chemical Education - 1965 - 42 - 600 e 602.
21. Bleuler, Ernst - Goldsmith, George, J. - Experimental Nucleonics. Rinehart and Company, Inc., New York - 1957.

Capítulo V (De 22 a 27)

22. Glasstone, Samuel - Principles of Nuclear Reactor Engineering. D. Van Nostrand Company, Inc. Toronto - New York - London - 1955.
23. Hughes, D.J. - Pile Neutron Research. Addison - Wesley Publishing Company, Inc. Massachussets - 1953.
24. Price, William J. - Nuclear Radiation Detection - McGraw Hill Book Company, Inc. New York - London - Toronto - 1958.
25. Lamarsh, J.R. - Introduction to Nuclear Reactor Theory. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., New York - 1966

26. Weinberg, Alvin, M. and Wigner, E.P. - The Physical Theory of Neutron Chain Reactors - The University of Chicago Press - 1958.
27. Isbin, Herbert S. - Introductory Nuclear Reactor Theory . Reinhold Publishing Corporation - New York, Chapman and Hall Ltda, London - 1963.