



Universidade Estadual de Maringá

Centro de Ciências Exatas

Departamento de Física

Trabalho de Conclusão de Curso

## **Estudo de Detectores de Radiação**

Acadêmico: Arthur Ernandes Torres da Silva

Orientador: Dr. Mauricio Antonio Custódio de Melo

Maringá, 23 de fevereiro de 2016



Universidade Estadual de Maringá

Centro de Ciências Exatas

Departamento de Física

Trabalho de Conclusão de Curso

## **Estudo de Detectores de Radiação**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Departamento de Física da Universidade Estadual de Maringá, sob orientação do professor Dr. Mauricio Antonio Custódio de Melo, como parte dos requisitos para obtenção do título de bacharel em Física.

Acadêmico: Arthur Ernandes Torres da Silva

Orientador: Dr. Mauricio Antonio Custódio de Melo

Maringá, 23 de fevereiro de 2016

# Sumário

Agradecimentos . . . . .	3
Resumo . . . . .	4
Introdução . . . . .	5
<b>1 Radiação</b>	
1.1 Fundamentação Teórica . . . . .	6
1.2 Decaimento Radioativo . . . . .	6
1.2.1 Exemplo Cobalto-60 . . . . .	7
1.3 Radiação Ionizante . . . . .	8
1.3.1 Radiação Alfa . . . . .	8
1.3.2 Radiação Beta . . . . .	9
1.3.3 Radiação Gama . . . . .	10
1.4 Interação da Radiação com a Matéria . . . . .	12
1.4.1 Efeito Fotoelétrico . . . . .	12
1.4.2 Efeito Compton . . . . .	13
1.4.3 Produção de Pares . . . . .	13
1.5 Produção de Raios X . . . . .	14
1.5.1 Raios X de freamento . . . . .	15
1.5.2 Raios X característicos . . . . .	16
<b>2 Detectores de Radiação</b>	
2.1 Detectores à gás . . . . .	20
2.1.1 Câmara de Ionização . . . . .	21
2.1.2 Contador Proporcional . . . . .	22
2.1.3 Contador Geiger-Müller . . . . .	23
2.2 Detector de Cintilação . . . . .	24
2.2.1 Detector de Cintilação Orgânico . . . . .	26
2.2.2 Detector de Cintilação Inorgânico . . . . .	27
2.3 Detector Semicondutor . . . . .	28
2.3.1 Material semicondutor . . . . .	28
2.3.2 Semicondutor tipo n . . . . .	29
2.3.3 Semicondutor tipo p . . . . .	29
2.3.4 Junção p-n . . . . .	30
<b>3 Detector Pin Diodo</b>	
3.1 Experimento com Pin Diodo . . . . .	33
Conclusões . . . . .	36
<b>A Decaimento do Amerício</b>	

<b>B</b>	<b>Esquema elétrico de ligação do sensor X100 75MD e sistema de amplificação</b>	
<b>C</b>	<b>Unidades de controle de radiação ionizante</b>	
	C.0.1 Fatores de correção . . . . .	39
	C.0.2 Fatores de peso da radiação $W_r$ . . . . .	39
<b>D</b>	<b>Programa Arduino de controle do detector</b>	
	Referências Bibliográficas . . . . .	45

## Agradecimentos

Agradeço à Deus, ao professor doutor Mauricio Antonio Custódio de Melo pela sua dedicação e colaboração com esse projeto, aos meus colegas de graduação pelo apoio e a minha família pela motivação.

## Resumo

O estudo da radiação ionizante é de extrema importância, visto que é utilizada para fins experimentais na ciência como também na medicina, indústrias e aplicações no dia-a-dia. A radiação ionizante é vasta por possuir inúmeras fontes naturais ou artificiais. Desse modo, para que haja sua aplicação, são necessários alguns instrumentos sensíveis a radiação, estes detectarão sua presença e determinarão seu grau energético. Os detectores de radiação tem como função primordial transformar a energia da radiação em pulsos de sinais elétricos, térmicos ou com base na deterioração do material. Dessa forma, neste trabalho faremos uma classificação dos detectores utilizados: os detectores à gás, detectores cintiladores e, por último, os semicondutores. Além do estudo teórico, será usado um detector de semicondutor para detectar experimentalmente o decaimento radioativo de uma fonte de Amerício.

**Palavras chave:** radiação ionizante, detectores de radiação, decaimento radioativo, fontes de radiação, energia.

# Introdução

A radioatividade natural geralmente provém de isótopos como [1]:  $U^{235}$ ,  $Cs^{137}$ ,  $Co^{60}$ ,  $Th^{232}$ , que são naturalmente instáveis e radioativos, possuindo uma constante e lenta de-integração. Tal fato fora descoberto em 1896, por Henri Becquerel, durante experiências com sais de urânio, no entanto, o fenômeno de emissão de radiação foi devidamente compreendido pelo casal Pierre e Marie Curie [2]. Já o outro tipo de radiação, que é chamada de artificialmente induzida, pelo fato de ser produzida em laboratórios, foi estudada mais tarde, em 1934, por Irène Joliot-Curie, filha de Pierre e Marie Curie. Esta última classe de radiação, hoje, é a que tem mais utilidade para fins industriais e medicinais [3].

As partículas alfa foram identificadas como o núcleo de Hélio, já a beta, como elétrons ou pósitrons, criados nos núcleos atômicos, e a gama, como sendo uma onda eletromagnética. O presente estudo tem como meta fazer uma análise voltada à radiação ionizante, que é caracterizada por possuir energia suficientemente alta para quebrar ligações químicas ou expelir elétrons dos átomos após colisões. Para o estudo das aplicações da radiação ionizante serão usados detectores de radiação que são instrumentos fundamentais, pois além de detectarem a presença da radiação, conseguem determinar o grau energético. Sendo assim, abordaremos os detectores primordiais, esses são: detectores à gás, de cintilação e semicondutores.

Detectores à gás apresentam um capacitor de placas paralelas ou, cilíndrico, formando uma câmara fechada possuindo um gás no seu interior. Quando a radiação ionizante interage com as moléculas de gás cria par de elétrons-íons, os quais serão atraídos pelos seus respectivos eletrodos devido à uma diferença de potencial imposta neles. O valor da tensão entre as placas determina o tipo de detector em questão, podendo ser uma câmara de ionização, contador proporcional ou contador Geiger Müller [2].

Uma outra classe de detectores que está vinculada com a propriedade de cintilar quando interagem com a radiação ionizante, são os detectores de cintilação. Estes, são basicamente um tubo revestido de material refletor e impermeável a luz. Além disso, por serem mais sensíveis, os detectores de cintilação detectam a radiação ionizante com maior precisão. Por último, destacaremos o detector semiconductor que, em relação aos outros, utiliza um material sólido como meio de detecção da radiação ionizante. Quando um semiconductor é dopado com impurezas, estes podem ficar positivamente ou negativamente carregados. A união dos dois tipos forma a junção p-n, onde acontece o processo de detecção quando entra em contato com a radiação ionizante [4].

# Capítulo 1

## Radiação

### 1.1 Fundamentação Teórica

Alguns elementos químicos têm a propriedade de se decompor, transformando-se em outros elementos. Assim, durante essa transição, é liberada certa quantidade de energia, que é emitida em forma de ondas eletromagnéticas ou partículas. Esses elementos são classificados como radioativos e a energia liberada como radiação [2]. A descoberta da radiação foi extremamente importante para definir que o átomo não era a menor parte da matéria e que existiam partículas ainda menores, que estavam no meio de processos nucleares, como será abordado posteriormente, de forma mais detalhada.

A radiação por si só é vasta, uma vez que possui inúmeras fontes naturais ou artificiais. Contudo, os decaimentos Alfa, Beta e Gama são os que regem a maioria dos processos de decaimento radioativo, sendo os mais conhecidos. Nas duas primeiras classes de radiação pôde-se observar a existência de deflexões na presença dos campos magnéticos, o que implica na averiguação de que estas eram formadas por partículas carregadas. A partícula alfa foi identificada como o núcleo de Hélio, já a Beta como elétrons ou pósitrons, criados nos núcleos atômicos. A radiação gama é uma onda eletromagnética, e portanto não é observada a deflexão em campos magnéticos. Os tipos de radiação serão discutidos posteriormente [2].

Os radionuclídeos ou radioisótopos são nuclídeos radioativos. Todo núcleo é caracterizado pelo número atômico e o número de massa. Um dado nuclídeo é representado pelo símbolo  $X_Z^A$ , em que A é o número de massa e Z, o número atômico. Isso pode ser materializado ao verificarmos que os isótopos são derivados do elemento mais simples: hidrogênio, no qual somente o núcleo é constituído por um próton  $H_1^1$ , deutério, com um próton e um nêutron no núcleo  $H_1^2$ , trítio  $X_1^3$  formando o núcleo 2 nêutrons e um próton. No hidrogênio, somente o trítio é instável [1]. Tal instabilidade deve-se a competição entre as forças elétricas de repulsão entre prótons e a de atração proveniente da força nuclear forte.

### 1.2 Decaimento Radioativo

Suponhamos uma desintegração nuclear de um radionuclídeo no interior de uma amostra composta por um número elevado de núcleos, da ordem do número de Avogrado. Admitindo também que todos os  $N$  núcleos tenham a chance igual de decair em um dado tempo  $t$ . Assim, a quantidade de núcleos que decaem em um posterior tempo  $t + dt$  deve ser linearmente proporcional a  $N$  [2]:

$$-dN(t) = \lambda N dt \quad (1.1)$$

$$-dN(t) = \lambda N dt \quad (1.2)$$

Observe que o diferencial de  $N$  é negativo devido à perda do número de núcleos com o tempo. Além disso, a igualdade somente é verdadeira quando existe uma constante de proporcionalidade. Essa constante  $\lambda$  é a constante de decaimento que apresenta um valor variado para cada processo. Reagrupando os termos temos:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (1.3)$$

Integrando de 0 à  $t$  :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.4)$$

Dessa forma, fica evidente que todo processo de decaimento radioativo depende exclusivamente da constante de decaimento  $\lambda$ . A radioatividade pode ser descrita também por outras entidades, como, por exemplo, o tempo de meia vida. Essa grandeza é definida como o tempo necessário para uma amostra de material radioativo reduzir a metade do seu valor inicial. Na equação (1.4), substituímos  $N(t) = \frac{N_0}{2}$  :

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \quad (1.5)$$

Portanto:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (1.6)$$

Outra grandeza muito utilizada é o tempo de vida média  $\tau$ , definido como:

$$\tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \quad (1.7)$$

### 1.2.1 Exemplo Cobalto-60

O Cobalto é um elemento químico de número atômico 27 e massa atômica 59. Este elemento possui diversos isótopos, que são átomos de um elemento químico que tem o mesmo número atômico  $Z$ , mas diferente número de massa. O mais estável é o Cobalto 55, cujo tempo de meia vida é aproximadamente 17,53 horas, e o mais instável, Cobalto 62, aborda um tempo de meia vida de aproximadamente 13,9 minutos. Dentre esses, o Cobalto-60 é um dos radioisótopos mais utilizados na área de radioterapia por ser uma fonte de radiação gama [5]. O decaimento dessa substância em um elemento estável, Níquel-60, se dá por dois caminhos distintos. Um deles é a emissão de partículas beta com energia de 1,486 Mev e um fóton de energia 1,173 Mev. Todavia, normalmente, primeiro ocorre a emissão de partículas beta com uma energia menor de 0,313 Mev e posteriormente, de dois decaimentos gama, como ilustra a figura abaixo.

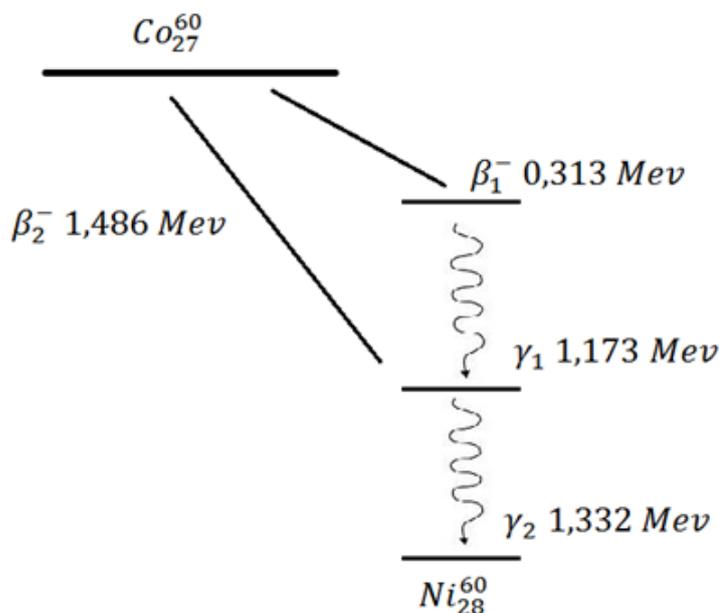


Figura 1.1: Decaimento do elemento instável cobalto-60 em Níquel-60 estável [5].

### 1.3 Radiação Ionizante

As radiações eletromagnéticas mais conhecidas são a luz visível, as microondas, os raios X e a radiação gama. Já as radiações sob forma de partículas com massa, carga elétrica e magnética são feixes de elétrons, prótons, radiação alfa e pósitrons. Em longo prazo, os efeitos da radiação podem ser curtos ou permanentes, apresentando risco a genética posterior. A história da evolução do homem é marcada por grandes acidentes nucleares como o de Chernobyl (1986) ou o bombardeio de Hiroshima e Nagasaki (1945). A agência Internacional de Energia Atômica desenvolveu em 1990, a International Nuclear Events Scale (INES), com o objetivo de classificar acidentes e eventos radioativos em escalas, assim como ocorre com os terremotos. No entanto, a radioatividade pode apresentar benefícios ao homem. Seu uso é considerado imprescindível na medicina, para o tratamento de tumores cancerígenos; nas indústrias termonucleares, para a obtenção de energia e na agricultura, com a conservação de alimentos e uso de fertilizantes [3].

#### 1.3.1 Radiação Alfa

Alguns núcleos de elementos radioativos que possuem alta massa atômica como:  $Ra^{226}$ ,  $U^{238}$ ,  $Pu^{239}$  decaem emitindo radiação, especificamente partículas. Essa radiação é formada por dois nêutrons e dois prótons, em outras palavras, tais núclídeos emitem um núcleo de Hélio  $X_2^4$ . O processo pode ser genericamente representado pela reação nuclear [1]:

$$X_Z^A = Y_{Z-2}^{A-4} + H_2^4 \quad (1.8)$$

A radiação alfa somente é emitida por núclídeos que possuem um número atômico superior à 83. Durante a sua emissão ocorre o desaparecimento gradual do elemento original e o surgimento de um novo elemento com massa atômica subtraída por 4 unidades

e o número atômico em 2 unidades. Um exemplo a ser mencionado é como o Urânio de número atômico 238 se transforma em Tório 234 emitindo uma partícula Alfa :



A radiação alfa, formada por um nuclídeo de Hélio (logo possui carga positiva, uma vez que é um íon de carga 2), pode ionizar o espaço por onde passa. Só que mesmo sendo uma radiação ionizante, o seu poder de penetração é baixo comparado ao da partícula  $\beta$ , com os raios  $\gamma$  e raios X [4]. Apenas uma folha de papel ou alguns centímetros de uma parede de ar são suficientes para blindar essa radiação. Para o ser humano, a camada de células mortas na pele consegue bloquear a radiação  $\alpha$ , podendo causar, no máximo, pequenas queimaduras. As partículas Alfa possuem energias bem definidas, dessa maneira é possível caracterizar o núcleo de onde foram emitidas.

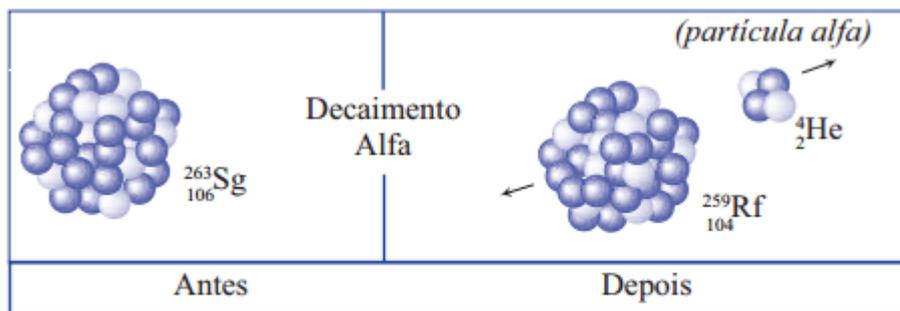


Figura 1.2: Representa um exemplo de decaimento Alfa, no qual o Seabórgio decai em Rutefórdio. Do lado direito do decaimento, fica clara a presença do nuclídeo de Hélio. [1].)

### 1.3.2 Radiação Beta

Quando um nêutron transforma-se em um próton ou o contrário, um elétron ( $\beta_-$ ) ou um pósitron ( $\beta_+$ ) é emitido pelo núcleo junto com uma partícula neutra de massa tão pequena que é desprezível, o neutrino. Os raios beta são, na realidade, elétrons em alta velocidade expelidos por determinados radionúcleos. Dessa forma, quando um átomo emite uma radiação beta, seu número de massa permanece constante, porém seu número atômico aumenta uma unidade [3].

Esse fenômeno acontece dessa forma de radiação ocorrer no núcleo atômico, no momento em que um nêutron transforma-se em próton mais um elétron e junto com um neutrino, somente os dois últimos são lançados para fora do núcleo e o próton permanece lá. Assim o número atômico  $Z$  aumenta uma unidade, esse é o decaimento  $\beta_-$  [4]. A razão pela qual um nêutron decai em um próton seguido de mais 2 partículas, é que o nêutron possui uma unidade de massa a mais que o próton. No entanto, o oposto também ocorre: quando um núcleo atômico recebe uma certa quantidade de energia, um próton decai em um nêutron mais um pósitron e um neutrino, esse é o decaimento  $\beta_+$ . De maneira genérica, os respectivos decaimentos são escritos como [1]:

Decaimento  $\beta_-$  :

$$X_Z^A = \beta_{-1}^0 + Y_{Z+1}^A \quad (1.10)$$

Decaimento  $\beta_+$  :

$$X_Z^A = \beta_{+1}^0 + Y_{Z-1}^A \quad (1.11)$$

A hipótese do neutrino surgiu em 1930, com Wolfgang Pauli, quando o cientista tentava explicar o decaimento beta (proveniente da força nuclear fraca). Até aquela época, só era tido que um nêutron decaía em próton emitindo um elétron. Todavia, havia alguns problemas como a não conservação da energia e a não conservação do momento linear das partículas quando decaídas. Para não violar tais leis físicas, Pauli propôs o neutrino, uma pequena partícula de massa minúscula e carga neutra que estaria presente em todo decaimento beta [6].

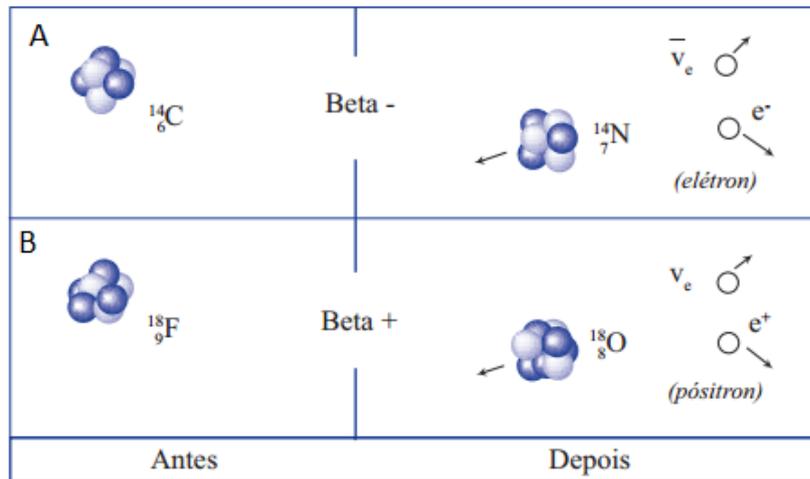


Figura 1.3: A: Decaimento do Carbono 14 em Nitrogênio 14 mais um elétron junto com o antineutrino do elétron. B: Flúor 18 decai em Oxigênio 18 junto com um pósitron mais um neutrino do elétron. Observe que no decaimento ( $\beta_-$ ) o número atômico aumenta uma unidade, enquanto no decaimento ( $\beta_+$ ) o número atômico diminui uma unidade [1].

O poder de penetração desta radiação é pequeno e depende de sua energia. Tratando-se de fins biológicos, a radiação beta atravessa o tecido humano podendo ser utilizada em procedimentos médicos. A velocidade da radiação beta é muito próxima a da luz, aproximadamente  $\frac{9}{10}c$ . São grandes fontes de decaimento beta  $K^{40}, C^{14}, I^{132}$  e  $Ba^{126}$ . Essa radiação pode ser blindada com uma chapa de alumínio ou com uma barreira de madeira.

### 1.3.3 Radiação Gama

Quando um núcleo atômico emite radiação alfa ou beta e mesmo assim ainda possui uma energia maior do que a do seu estado fundamental, o nuclídeo emite energia em forma de ondas eletromagnéticas, que são os raios gama. Por ser uma onda eletromagnética, a radiação  $\gamma$  viaja a velocidade da luz e pode ser emitida tanto de isótopos instáveis como pode ser proveniente do espaço, através dos raios cósmicos [4].

Os raios gama possuem um comprimento de onda curto, ou seja, altíssima frequência, o que os torna bastante energéticos, apresentando um alto poder de penetração. Essa

radiação é muito semelhante ao raio X, porém, de todas as ondas eletromagnéticas, apenas os raios gama são emitidos pelos núcleos atômicos instáveis.

A radiação gama é uma das mais perigosas para o ser humano, podendo, quando penetrar o corpo humano, alterar a estrutura do DNA. No entanto, os raios gama podem ser úteis na esterilização de equipamentos médicos ou mesmo para eliminar microorganismos patogênicos responsáveis por apodrecer os alimentos, podendo, de certa forma, elevar a vida do alimento, assim como uma quantidade modulada.

No momento em que um feixe de radiação gama atravessa um determinado material, podem acontecer aleatoriamente qualquer um dos seguintes fenômenos: efeito fotoelétrico, efeito compton ou produção de pares. No entanto, quando o feixe incide no material nem toda energia é absorvida, parte se reflete ou sofre algum tipo de desvio. Assim quanto mais o feixe percorrer no interior do material mais intensidade vai se dissipando, logo, a intensidade do feixe decai exponencialmente em função da distância [7]:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.12)$$

A equação acima é a lei de Beer-Lambert, onde  $I(x)$  é a intensidade do feixe após atravessar uma distância  $x$  na amostra,  $I_0$  é a intensidade inicial do feixe, e  $\mu$  é o coeficiente de atenuação linear. Esta última grandeza física, permite quantificar o número de fótons que interagem com o material por unidade de comprimento do mesmo, em outras palavras é um parâmetro que descreve a probabilidade por unidade de comprimento que um fóton sofra interação com o material [3]. Como a radiação gama é uma onda eletromagnética, ou seja, não possui carga e nem massa, quando emitida, não altera o número atômico e nem o número da massa. Para blindar a radiação gama é necessária uma barreira grossa de chumbo ou de argamassa baritada.

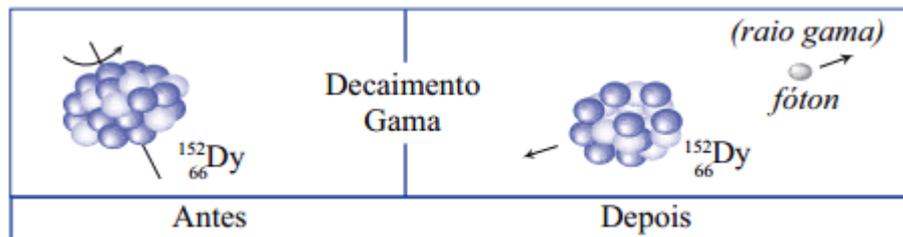


Figura 1.4: Emissão de radiação  $\gamma$  proveniente do Disprósio [1].

Resumindo, as três radiações, alfa, beta e gama são as mais conhecidas no estudo da física nuclear, justamente por estar presente na grande maioria dos fenômenos de decaimento radioativo. O cuidado com essas radiações é crucial, principalmente tratando-se da última. A figura abaixo ilustra a diferença do poder de penetração de cada uma. As diferenças relacionam-se com o modo de interação com a matéria, que serão discutidas no próximo capítulo.

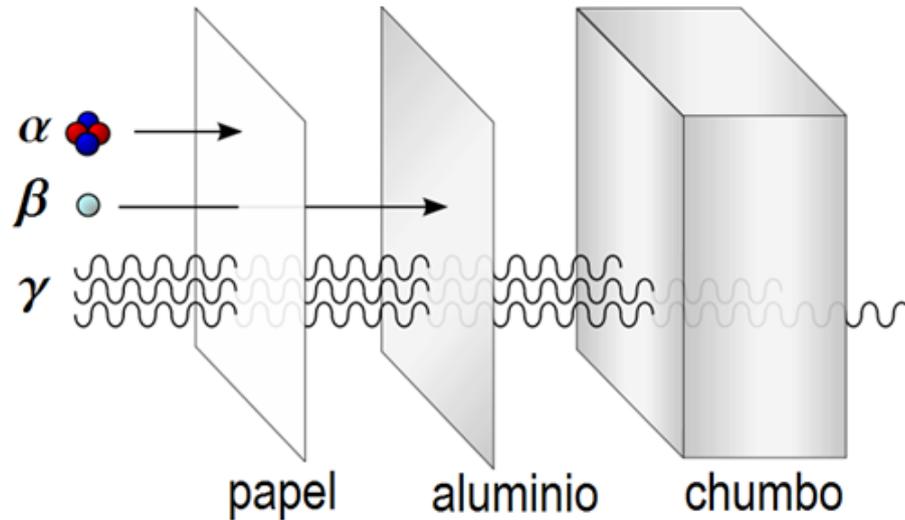


Figura 1.5: Uma comparação com o poder de penetração das radiações  $\alpha, \beta$  e  $\gamma$ .

## 1.4 Interação da Radiação com a Matéria

A interação da radiação com a matéria não é uniforme e nem constante. Ela depende de alguns efeitos que possuem chance de ionizar o material e que, quando ionizam, pode haver uma maior ou menor quantidade de energia trocada. Tratando-se de radiação ionizante, existem diversas formas de interação, contudo, as mais relevantes são o efeito fotoelétrico, efeito compton e produção de pares [3].

### 1.4.1 Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico surge quando uma placa metálica é exposta à uma radiação eletromagnética com uma frequência específica. A primeira observação do fenômeno foi feita em 1887, por Heinrich Hertz, que notou a criação de faíscas elétricas quando o eletrodo era iluminado com luz ultravioleta.

Inicialmente, a física clássica explicava o fenômeno sem explicitar certas características, como por exemplo, o porquê que somente para determinadas frequências o efeito fotoelétrico ocorria e a corrente elétrica, quando produzida, não era proporcional à intensidade do feixe luminoso. Contudo, foi somente em 1905, que o célebre cientista Albert Einstein propôs que a luz poderia ser descrita como pacotes de energia discretos quantificados, os fótons. Cada um com energia  $h\nu$ , onde  $h$  é a constante de Planck e  $\nu$  a frequência da radiação eletromagnética. [6].

$$E = h\nu \quad (1.13)$$

Sendo assim, para cada fóton, um elétron era ejetado da placa. O aumento da intensidade do feixe apenas causaria o aumento do número de fótons e, conseqüentemente, de elétrons retirados da placa. Para que o fenômeno ocorresse, a frequência do feixe luminoso deveria ter um valor acima da frequência de corte  $\phi$ , denominada função trabalho, ou conter uma energia mínima para remover um elétron de sua ligação atômica [6].

$$\phi = h\nu_0 \quad (1.14)$$

Onde  $\nu_0$  é a frequência mínima para o efeito fotoelétrico ocorrer. Essa descoberta revolucionou a física quântica e deu a Einstein o Prêmio Nobel em 1921.

### 1.4.2 Efeito Compton

O efeito Compton ocorre com a diminuição da energia de um fóton ao interagir com a matéria. Ou seja, quando uma parcela da energia do fóton é transferida para o elétron do material que constitui o anteparo e o restante é espalhado na forma de outro fóton.

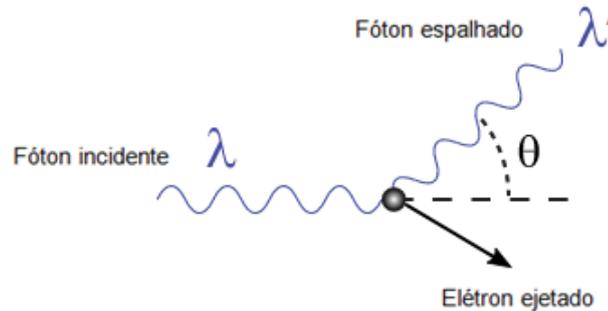


Figura 1.6: Ilustração do Efeito Compton [8].

Esse fenômeno foi descoberto por Arthur Holly Compton, em 1922, ao perceber que um feixe de raios-x sofria um espalhamento após incidir sobre um alvo de carbono. Sendo assim, foi possível interpretar o espalhamento da radiação eletromagnética como resultado da interação de um fóton afetando um único elétron livre. Este efeito proporciona uma variação no comprimento de onda devido à variação da energia do fóton. Matematicamente, o efeito compton é descrito como [6]:

$$\lambda_f - \lambda_0 = \left(\frac{h}{m_0c}\right)(1 - \cos\theta) \quad (1.15)$$

Sendo:

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0c} \quad (1.16)$$

Onde o termo do lado esquerdo da igualdade é o deslocamento Compton,  $m_0$  é a massa de repouso do elétron e o primeiro termo do lado direito é conhecido como comprimento de onda de compton  $\lambda_c$  (aproximadamente  $\lambda_c = 2,4310^{12}m$ ). Já o  $\theta$  é ângulo pelo qual a direção do fóton muda.

### 1.4.3 Produção de Pares

A produção de pares consiste na interação de um fóton incidente com o núcleo atômico, resultando na produção de duas partículas. O efeito foi descoberto experimentalmente em 1932 junto com a descoberta do pósitron por Carl David Anderson durante a observação de raios cósmicos em uma câmara de bolhas [3]. Quando um fóton se aproxima do núcleo atômico, este passa a interagir com o campo nuclear ocorrendo uma mudança da energia do fóton em massa ( $E = mc^2$ ). Assim o fóton desaparece e no seu lugar surge um par de elétron-pósitron. Para isso, o fóton incidente deve ter uma energia maior ou igual à 1022

Kv, em razão da massa do elétron e do pósitron vale 511 Kv . Quanto maior for a energia do fóton ou do número atômico, maior a chance da produção de pares ocorrer.

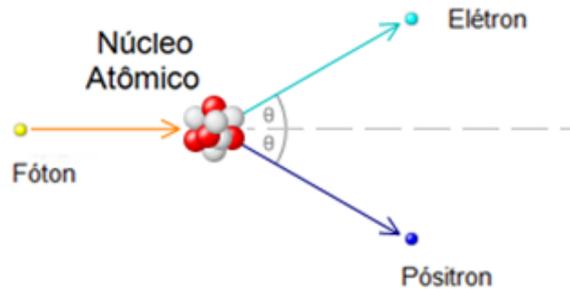


Figura 1.7: Produção de pares [9].

Portanto, nenhum fóton incidente com energia menor do que 1022 Kv ( $h\nu < 2mc^2$ ) produzirá pares e, caso a energia seja maior do que o valor necessário, o excesso será cedido a energia cinética das partículas produzidas.

## 1.5 Produção de Raios X

A geração desta energia eletromagnética provém da desaceleração de partículas carregadas como também da transição de elétrons no átomo. A descoberta do Raio X foi feita no ano de 1895, pelo cientista alemão Wilhelm Rontgen, quando o pesquisador estudava o comportamento de raios catódicos num tubo de Crookes. O raio X é uma radiação “artificial”, visto que no instante em que o aparelho que a produz é desligado, há um cessar da produção dessa radiação. O raio X é formado em um aparelho denominado tubo de Coolidge, semelhante ao de Crookes. No seu interior, que é praticamente vácuo, há um cátodo e um ânodo, como ilustra a figura 1.8. O alvo que será bombardeado por elétrons deve ser composto por um material de alto ponto de fusão, como tungstênio ou molibdênio, dado que a energia dissipada dos elétrons nas inúmeras colisões gera uma grande quantidade de calor [4].

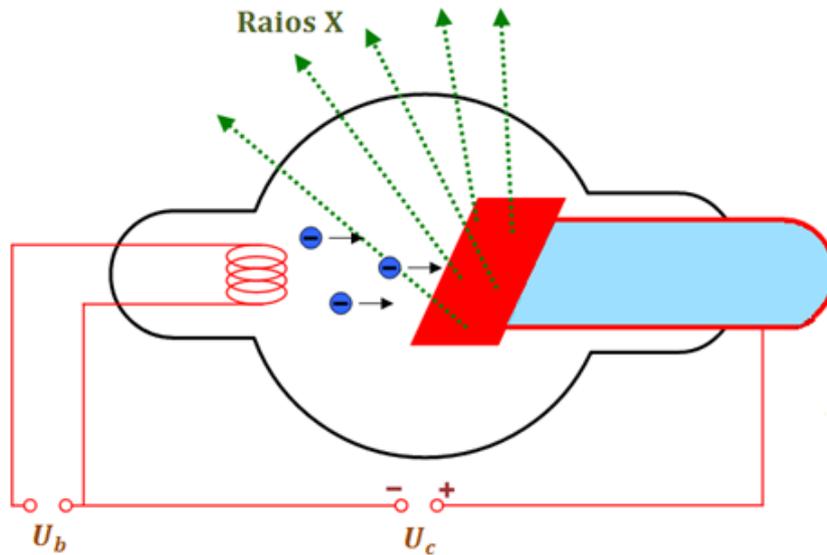


Figura 1.8: Ilustração do funcionamento básico de um tubo de Coolidge.[10]

Inicialmente, os elétrons são energizados no cátodo e, conseqüentemente, atraídos pelo ânodo. Por terem altíssima energia, os elétrons provenientes do cátodo chocam-se nos elétrons que compõem os átomos do ânodo, transferindo essa energia. Destarte, esses elétrons são acelerados e, quando uma partícula subatômica é acelerada, emite ondas eletromagnéticas que, nesse caso, são os raios x. O choque do feixe de elétrons no ânodo produz dois tipos de raio X, o raios X de freamento e raios X característico [3].

### 1.5.1 Raios X de freamento

Como o próprio nome sugere, esses tipos de raios X se devem ao fato de que quando os elétrons incidentes no alvo aproximam-se do núcleo atômico do material, esses elétrons perdem uma quantidade de sua energia, posto que sofrem uma desaceleração devido a atração proveniente do campo coulombiano do núcleo. Assim, os raios são gerados e denominados raios X de freamento, podendo possuir qualquer energia, por isso o espectro dos raios X de freamento é contínuo [3].

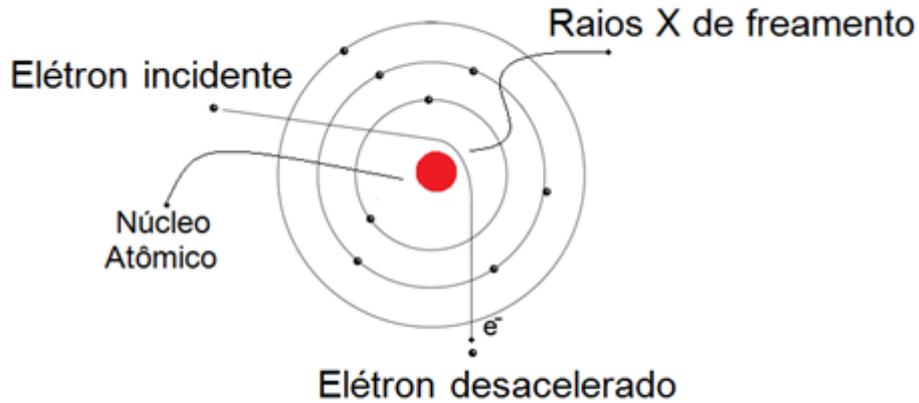


Figura 1.9: Produção de raios X de freamento [11]

Como o espectro é contínuo, os fótons de raios X podem ter valores mínimos, quase nulos, até um valor máximo  $E_{mx}$ . Esse valor máximo de energia ou o comprimento de onda mínimo independe do material de que é feito o anteparo, dependendo somente da diferença de potencial  $V$  [3].

$$E_{mx} = h\nu_{mx} = \frac{hc}{\lambda_{mn}} \quad (1.17)$$

Sendo  $\nu_{mx}$  a frequência máxima e  $\lambda_{mn}$  o comprimento de onda mínimo.

### 1.5.2 Raios X característicos

Diferente dos raios X de freamento, os raios X característicos dependem do material que é constituído o anteparo e possuem um espectro de energia discreto. Quando o fóton incidente tem no mínimo o mesmo valor de energia que liga o elétron em sua respectiva camada, o fóton energético remove o elétron e deixa um espaço vazio que será preenchido por outros elétrons de camadas mais externas. Isso pode ser materializado ao averiguarmos um elétron da camada K que, ao ser removido, provoca o surgimento de um “buraco”, ao qual é rapidamente preenchido por outro elétron da camada mais externa, por exemplo, da camada L, que por sua vez é preenchido por um elétron da camada exterior e assim sucessivamente. O excesso de energia proveniente do deslocamento do elétron da camada L para a camada K é liberado em forma de um fóton, cuja energia é igual a diferença de energia entre as duas camadas [3].

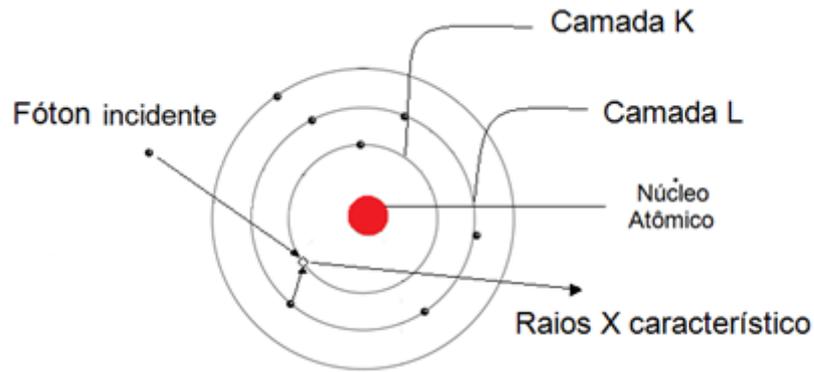


Figura 1.10: Produção dos raios X característicos [11]

Por ser uma onda eletromagnética e ter um alto poder de absorção, o uso do raio X é constante na medicina. A descoberta feita por Rontgen afirma que essa radiação penetra em materiais de baixa densidade, como no tecido humano e nos músculos. Já nos ossos, materiais de densidade elevada, os raios X são absorvidos, graças a isso, é possível o uso dessa radiação para fins médicos. A exemplo disso podemos citar as análises de fraturas e os diagnósticos de doenças. Para a blindagem do raio X e também para a proteção dos equipamentos médicos, os tubos de raio X são revestidos com alumínio. Tendo em vista a ampla quantidade de radiação que o homem utiliza em laboratórios e que, muitas vezes, é modulada pra fins benéficos, é necessária a construção e o aperfeiçoamento de diversos equipamentos com o intuito de detectarem a radiação. Sendo assim, o próximo capítulo abordará essa temática, enfatizando os pontos principais de alguns detectores e seus funcionamentos.

## Capítulo 2

# Detectores de Radiação

As aplicações da radiação ionizante sempre requerem o uso de um detector de radiação, ou seja, um equipamento que tenha sensibilidade de detectar a presença da radiação para quantificá-la e determinar seu grau energético. Dessa forma, indubitavelmente, esses instrumentos são de extrema importância para os procedimentos radiológicos da medicina como para a proteção radiológica, posto que o corpo humano não detecta de forma alguma a radiação [12]. O detector de radiação tem como princípio básico transformar a energia da radiação detectada em um tipo de sinal, seja elétrico, térmico ou com base na deterioração de um material. Sendo assim, faremos uma classificação dos detectores primordiais. O primeiro grupo que abordaremos será aquele que compõe os detectores à gás. Logo após, mencionaremos os detectores que funcionam da energia captada de feixes luminosos e, por fim, os detectores semicondutores. De início duas características importantes devem ser ressaltadas nos detectores: sua eficiência e resolução em energia [4].

Em geral os detectores possuem uma sensibilidade, ou seja, uma capacidade de produzir um sinal significativo. Tal sensibilidade depende de muitos fatores como: o tamanho do aparelho, do material o qual é feito e da sequência de colisões no interior do detector que gera a ionização, mas é necessário salientar que nem sempre um detector é sensível a todo tipo de radiação. A eficiência de cada detector está relacionada com a probabilidade da incidência de partículas sem que haja absorção e que tais partículas sejam capazes de interagir e produzir um sinal.

Definimos dois tipos de eficiência, a abstrata e a intrínseca [4]:

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{pc}}{N_{pef}} \quad (2.1)$$

$$\epsilon_{int} = \frac{N_{pc}}{N_{pid}} \quad (2.2)$$

Sendo:  $N_{pc}$  é o número de pulsos contados,  $N_{pef}$  corresponde ao número de partículas emitidas pela fonte e  $N_{pid}$  ao número de partículas incidentes no detector. Ambas as eficiências dependem da constituição do material, no entanto somente a eficiência abstrata depende da geometria do detector

Uma das características mais importantes de um detector é a resolução em energia, determinada pela capacidade de definir a distribuição de energia como resposta da radiação ionizante no aparelho, em outras palavras é a eficácia do detector em distinguir dois valores de energia próximos. Por definição, essa grandeza é calculada em relação à medida da largura do pico na metade da altura máxima (também conhecida como FWHM: Full Width at Half Maximum) como mostra a figura abaixo.

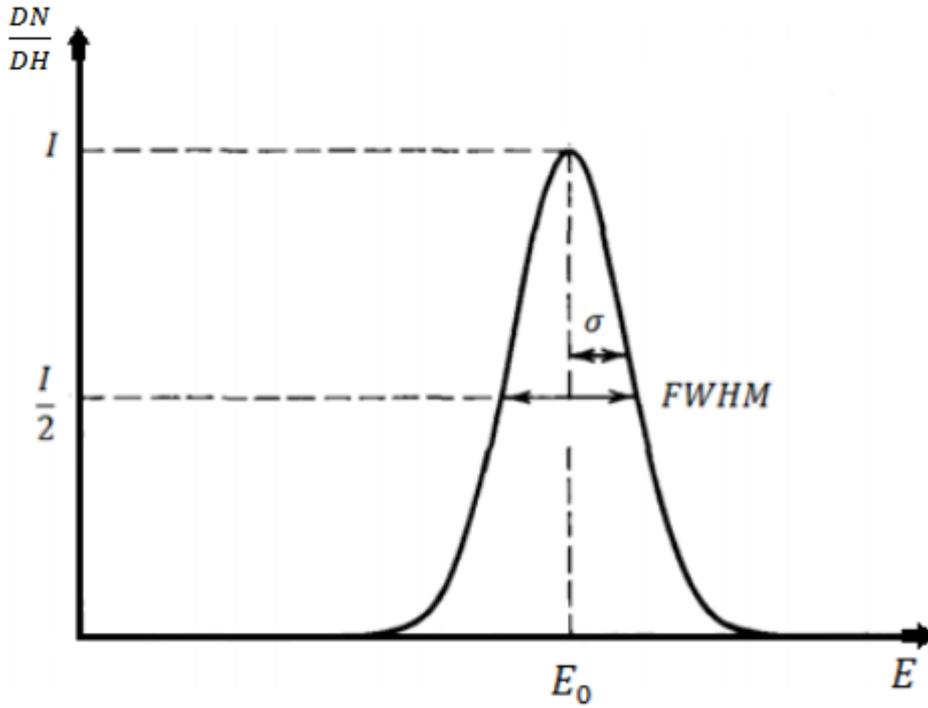


Figura 2.1: Resolução em energia de um detector [4].

Matematicamente [4] :

$$R = \frac{FWHM}{E_0} \quad (2.3)$$

Onde  $R$  é a resolução em energia,  $\sigma$  é o desvio padrão do pico do pulso,  $FWHM$  é a medida do pico na metade da altura máxima e  $E_0$ , sendo esta a energia do pico. Quanto menor for o  $R$  melhor a resolução do detector, de tal maneira que os valores de energia próximos podem ser separados. A resolução em detectores é consequência das flutuações estatísticas nos vários processos de produção de carga, como por exemplo ruídos. Para determinar a quantidade de carga produzida levando em consideração essas flutuações, é feita a distribuição de Poisson. Se forem produzidos  $N$  portadores de carga, consequentemente o desvio padrão será igual à  $\sqrt{N}$ , logo a função resposta deve ter uma forma Gaussiana e o detector mede uma energia  $E$  com probabilidade dada por :

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.4)$$

Como a resolução de energia é relacionada com  $FWHM$  e a maioria das respostas dos detectores é linear, temos  $E_0 = KN$ , onde  $K$  é a constante de proporcionalidade que depende do ganho do amplificador. O desvio padrão da altura do pico do pulso é  $\sigma = K\sqrt{N}$  e  $FWHM = 2,35\sigma$ , assim podemos calcular a resolução mínima considerando somente os parâmetros de flutuações estatísticas no número de portadores de carga [13]:

$$R_{mn} = \frac{FWHM}{E_0} = \frac{2,35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2,35}{N} \quad (2.5)$$

O valor observado experimentalmente dessas flutuações na resolução de detectores é menor do que o previsto estatisticamente. Desse modo, a razão entre as flutuações

observadas e a prevista pela distribuição de Poisson é conhecida como fator de Fato [13].

$$F = \frac{\sigma_{observado}^2}{\sigma_{poisson}^2} \quad (2.6)$$

A medida da largura total do pico na metade da altura máxima pode ser calculada como :

$$(FWHM)^2 = (FWHM)_{Est}^2 + (FWHM)_R^2 + (FWHM)_{Drift}^2 \quad (2.7)$$

Sendo:  $FWHM_{Est}$  as flutuações estatísticas no número de portadores de cargas produzidas no detector;  $FWHM_R$  a contribuição do ruído eletrônico;  $FWHM_{Drift}$  a contribuição devido a coleta incompleta de carga.

## 2.1 Detectores à gás

Os detectores à gás são constituídos basicamente por um capacitor de placas paralelas ou cilindro preenchido por um gás à baixa pressão, como hélio, argônio ou neônio. No caso do detector cilíndrico, as paredes do aparelho funcionam como o cátodo (-), enquanto o fio metálico que passa no centro do tubo como ânodo (+). A radiação incide sobre o capacitor e ioniza o gás em seu interior. Entre as placas do capacitor existe uma diferença de potencial com a finalidade de separar os íons formados. Quanto maior a tensão V aplicada maior é a velocidade com que esses íons são atraídos pelos seus respectivos eletrodos. A vista disso, é notável que a diferença de potencial determina o trabalho efetuado pelo detector [2].

A figura 2.2 ilustra uma situação em que um detector à gás é submetido à uma diferença de potencial. Conforme essa ddp aumenta, o detector produz um sinal diferente. Cada região da figura corresponde à um tipo de detector, à princípio, na primeira região, o valor da tensão V é baixo. Dessa forma, quando a radiação interage com o gás e cria pares de íons, estes podem recombinar-se, visto que o potencial não foi suficiente para separá-los. Como consequência, o sinal emitido pelo detector é pequeno. Na maioria dos casos, a média da tensão é menor que 50V.

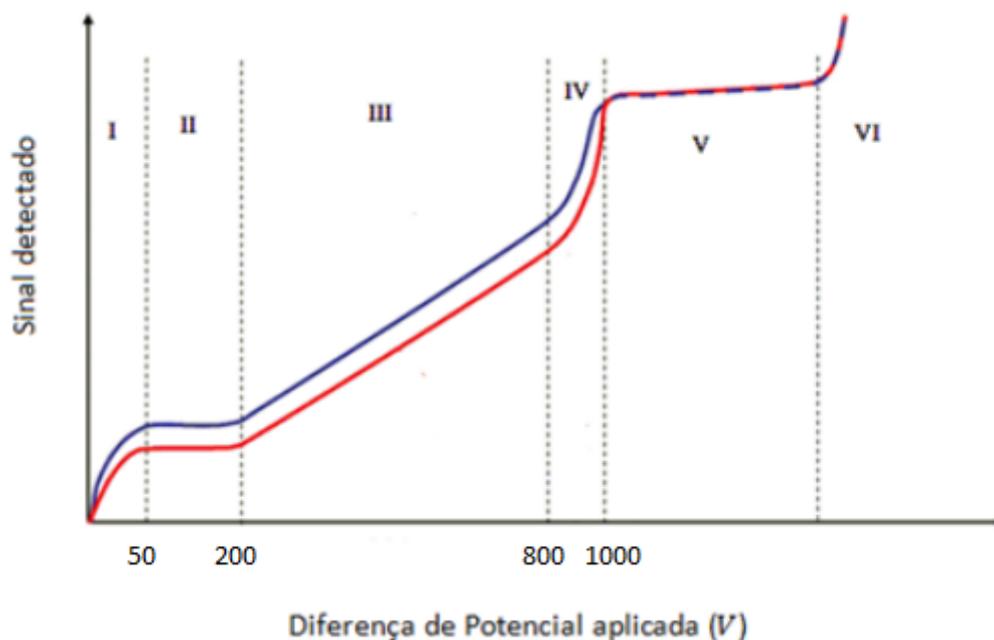


Figura 2.2: Variação da intensidade do sinal de um detector à gás conforme a diferença de potencial aumenta [14].

### 2.1.1 Câmara de Ionização

Ao aumentarmos o valor da tensão  $V$  severamente (entre 50 e 200) na figura 2.2, o capacitor que compõe a câmara fica carregado e, no momento em que a radiação ionizante interage com as moléculas de gás, criando par de íons, devido à existência de um campo elétrico entre as placas, começa a separação dos elétrons e cátions. Ambos vão em direção a um determinado eletrodo. Dessa forma, um sinal é produzido pelo circuito ligado ao capacitor, o qual é proporcional à quantidade de partículas que atinge os eletrodos [3].

Sendo assim, na região II da figura 2.2, a câmara de ionização serve como um monitor de radiação, o aparelho passa a detectar o tipo de radiação pela energia proveniente da mesma. Os detetores que operam nessa faixa de tensão são chamados de Câmara de Ionização, conforme mostrado na figura 2.3.

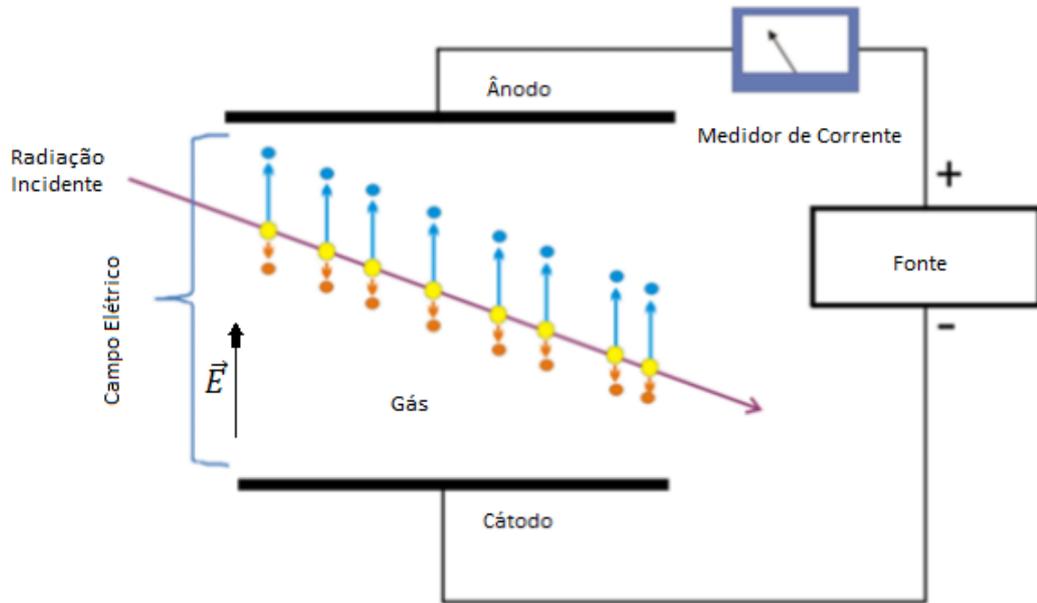


Figura 2.3: Câmara de Ionização: A radiação ionizante interage com as moléculas de gás na câmara, que é submetida a uma diferença de potencial que separa os íons [15].

### 2.1.2 Contador Proporcional

Elevando ainda mais a tensão no interior da câmara bruscamente, entre 200V e 800V, íons produzidos são coletados e os elétrons são acelerados em direção ao cátodo. No caminho, chocam-se com outras moléculas do gás, gerando assim, novas ionizações. Essas cascatas de novos íons são conhecidas como avalanche de Townsend. Este fenômeno de ionização secundária torna o instrumento mais sensível do que a câmara de ionização e também dá um sinal mais sutil a qualquer pequena variação de tensão. Detectores que trabalham nessa região (III) da figura 2.2 são denominados Contadores proporcionais [16].

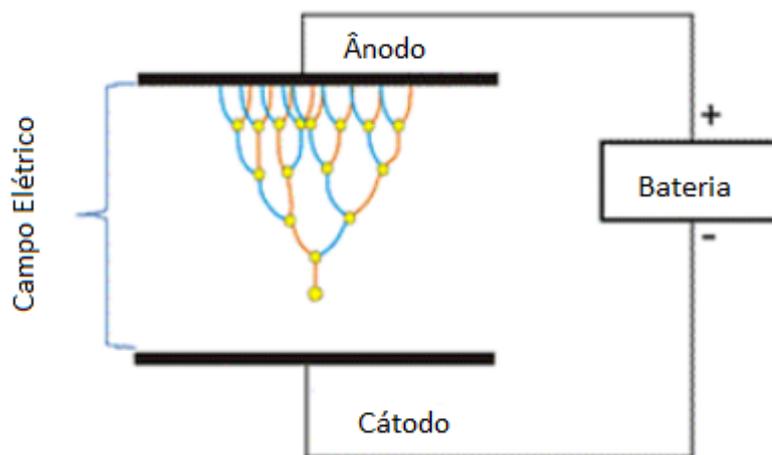


Figura 2.4: Ilustração da avalanche de íons no interior do capacitor. Veja que cada choque gera novos elétrons e estes aumentam ainda mais o número de choques. [14]

Conforme a tensão vai se elevando, passa a existir na câmara uma proporcionalidade limitada entre o sinal detectado e a perturbação que causa a ionização (região IV) da figura 2.2 Em outras palavras, é uma região definida parcialmente pela cascata de elétrons provenientes do contador proporcional e parcialmente pela avalanche gerada na região de Geiger, como veremos adiante.

### 2.1.3 Contador Geiger-Müller

Aumentando ainda mais a tensão do capacitor ( entre 800V e 1000V) e deixando o mesmo completamente carregado, quando a radiação ionizante interage com as moléculas de gás na câmara e cria um par de elétrons-cátions, estes são acelerados em direção aos eletrodos mais intensamente do que nas regiões passadas. Durante o percurso, devido à alta energia cinética, um elétron, proveniente da ionização, colide com outras moléculas de gás, gerando novos pares de íons e fótons ultra violeta, que fazem o mesmo trabalho, como ilustra a figura 2.5.

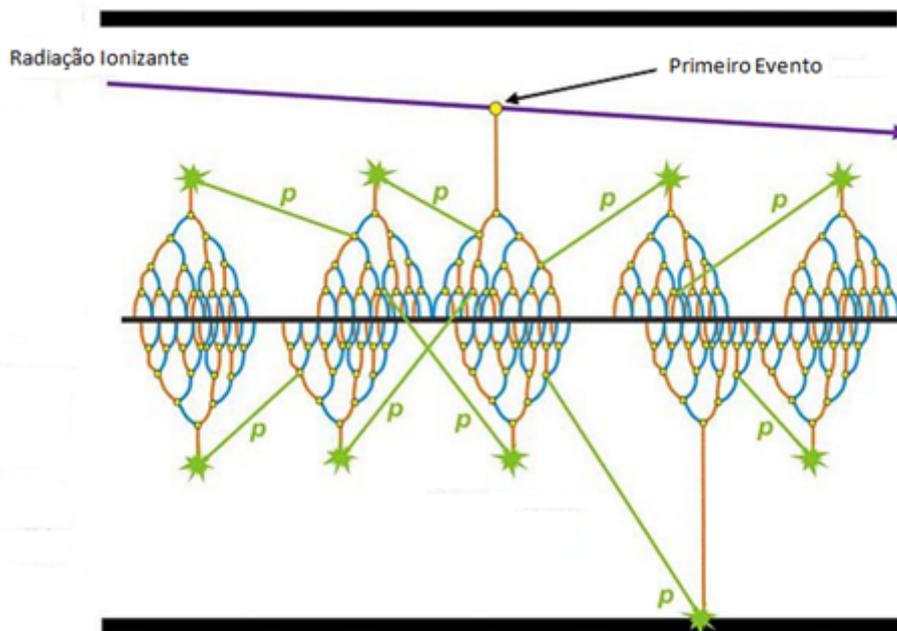


Figura 2.5: A figura mostra que é necessário apenas um elétron para desencadear uma avalanche de partículas. O trajeto entre as avalanches é o caminho do fóton ultravioleta que também desencadeia novas reações de choque. [14]

Quando as partículas produzidas nas avalanches vão chegando no eletrodo, o capacitor vai descarregando até ficar um campo nulo entre as placas e cessar o processo de avalanche. Durante o pico máximo das avalanches, até o capacitor descarregar totalmente, há um tempo, chamado de tempo morto do detector. Se outro fenômeno acontecer durante o tempo morto, este não será detectado, ou seja, o tempo morto corresponde ao tempo necessário para que o aparelho possa detectar dois eventos distintos emitindo pulsos separadamente [3]. No entanto, após descarregado, o capacitor tende a se recuperar (carregar novamente). Até atingir seu pico máximo de tensão, qualquer evento pode ser detectado. O esquema abaixo, na figura 2.6, mostra como funciona o tempo morto de um detector e a existência de novos eventos no tempo de recuperação.

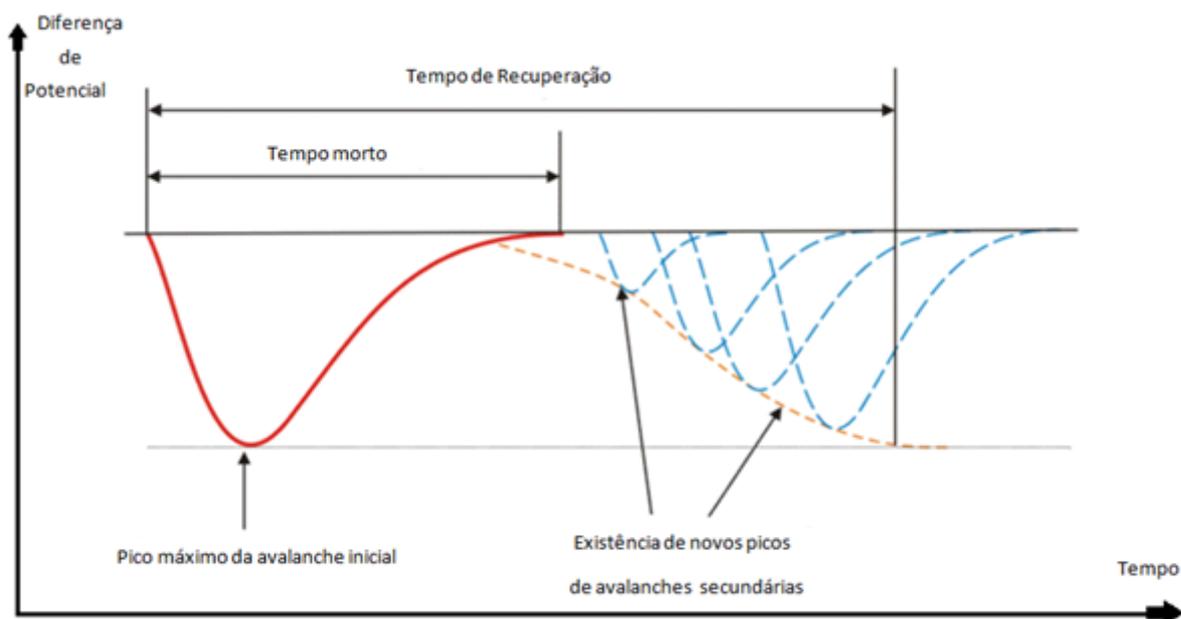


Figura 2.6: Durante o tempo morto nada é detectado, no entanto durante o carregamento do capacitor, outro evento pode ser detectado. [14]

À medida que a tensão trabalho aumenta, mais tempo dura a avalanche e mais ele demora para se recuperar. Em média, o tempo morto varia entre 50 à 100  $\mu\text{s}$ . Mesmo que os novos eventos detectados pelo Geiger possuam um pico de avalanche menor, isso não influenciará em sua leitura, dado que este aparelho não tem o intuito de mensurar a energia da radiação ionizante, mas apenas é intencionado à detectar a presença da radiação. Aumentando ainda mais a tensão, à ponto de ultrapassar a região de Geiger, o aparelho entra em uma região de descarga contínua e a rigidez dielétrica do gás é rompida gerando descargas mesmo sem a presença da radiação. A câmara deixa de ser sensível a qualquer detector de radiação [3]. Desse modo, o equipamento não é mais preciso nas medidas, essa é a VI região da figura 2.2. Explorando todos os possíveis usos da câmara de ionização quando submetida a diferentes tensões, concluímos que elas tem como objetivo primordial distinguir a energia de cada radiação e, como consequência, caracterizar as radiações. O contador proporcional procura desenhar o perfil do pulso e determinar a energia e a radiação a que se trata. Por último, o Geiger-Müller é uma câmara de gás que funciona a uma elevada tensão e tem como principal função ser um detector de radiação simples. Dentre as classes de detectores que usam gás, o Geiger é o mais utilizado principalmente no uso de proteção radiológica.

## 2.2 Detector de Cintilação

Os detectores de cintilação estão vinculados com a propriedade de cintilar, que algumas substâncias possuem, quando interagem com a radiação ionizante. Os elétrons que compõe a rede cristalina do material ganham energia quando a radiação ionizante incide, subindo de nível de energia. Quando voltam ao estado fundamental, estes emitem luz visível. Tal processo de emissão de luz é chamado de luminescência. Além disso, vale ressaltar ainda que cada cintilação que ocorre no cristal corresponde à um conjunto de desexcitações

por fluorescência. O detector de cintilação é basicamente um tubo revestido de material refletor e impermeável a luz, em uma das extremidades existe um cintilador e, dentro dele, um material cristalino que, na maioria dos casos, é Iodeto de Sódio dopado com Tálcio  $Na(Tl)$ . Ao passo que a radiação chega ao cintilador, ela colide com o material cintilador, excita as moléculas da rede cristalina e causa a produção de luz. Já na entrada de uma câmara acoplada ao tubo, existe um fotocátodo que tem a função de transformar os feixes luminosos em feixes de elétrons proporcionais à energia de ionização [17].

Esse fóton-elétron é direcionado à um dispositivo focal que é acelerado devido à um gradiente de potencial no interior do tubo. Quando ele passa pelo focalizador, o fóton-elétron é jogado na direção de um eletrodo. No momento em que essa partícula chega nesse anteparo, que é chamado de dínodo, o choque produz a ejeção de novos elétrons presentes no material que forma o dínodo. Este novo feixe de elétron, que possui maior quantidade de partículas do que o primeiro, vai em direção à um segundo dinodo, que repete o mesmo processo porém, expelle mais elétrons no feixe. O processo transcorre sucessivamente durante uma cadeia de dinodos até o feixe multiplicado atingir o ânodo. Todo esse conjunto de eletrodos forma o tubo fotomultiplicador (PMT), como ilustra a figura 2.7 [16].

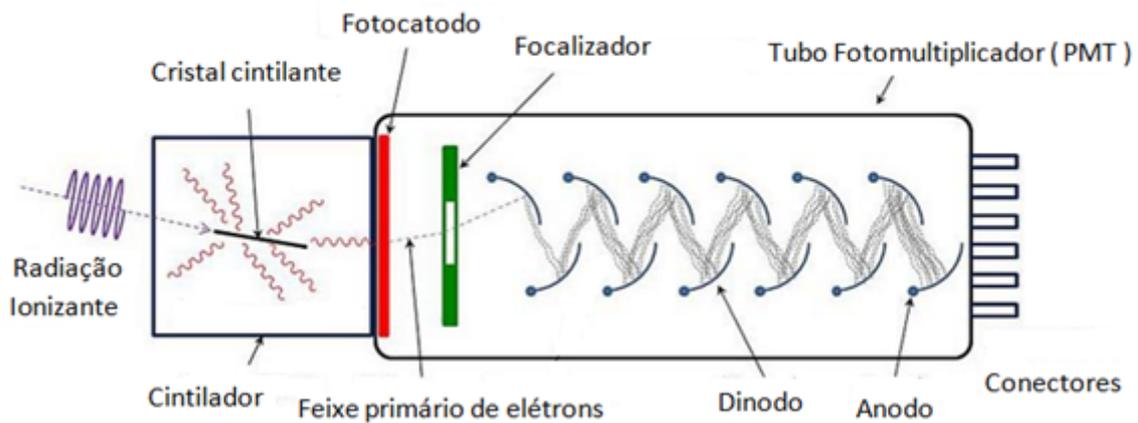


Figura 2.7: Ilustra o funcionamento de um detector de cintilação.[18]

O detector cintilador opera mais rapidamente do que os detectores à gás, uma vez que nessa classe de detetores, não é preciso levar um certo tempo para ionizar um determinado gás, somente a energização de um cristal. Além disso, a resposta do sinal viaja a velocidade da luz. A ilustração 2.8 mostra um diagrama de como a radiação ionizante produz elétrons responsáveis por gerar pulsos elétricos no circuito acoplado ao detector.

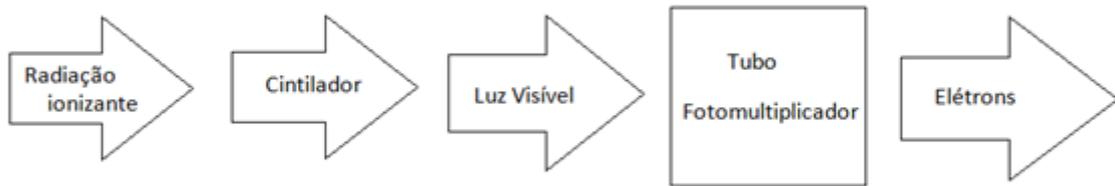


Figura 2.8: Procedimento realizado pelo detector de cintilação

Essa classe de detector é dividida em Detector de Cintilação Orgânico e Inorgânico. A diferença entre esses dois é de como ocorre a excitação e desexcitação dos elétrons no interior do material.

### 2.2.1 Detector de Cintilação Orgânico

No cintilador Orgânico os elétrons encontram-se inicialmente no estado inicial  $S_0$ . Quando a radiação ionizante excita os elétrons, estes passam do estado inicial e vão para um de maior energia, como por exemplo, o estado  $S_2$ , ilustrado na figura 2.9.

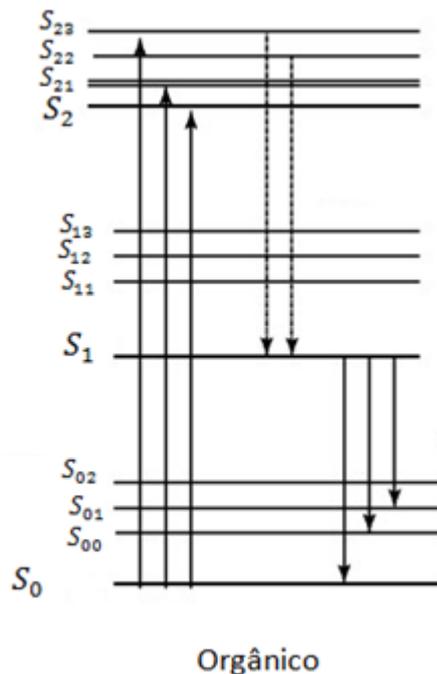


Figura 2.9: Cintilador Orgânico, a figura mostra os níveis de energia que o elétron excitado pode alcançar dependendo da energia proveniente da radiação ionizante [4] .

Devido a instabilidade do elétron, o mesmo tende a retornar ao estado fundamental e, para isso, é liberado um fóton com energia proporcional à diferença de energia entre o estado fundamental e o final atingido pelo elétron. Todavia, esse processo não é o mesmo para os materiais cristalinos, dado que dependem da sua estrutura cristalina para que

ocorra o processo de cintilação [2]. Os materiais que são ditos cintiladores orgânicos são pouco densos, como plástico, mais especificamente o antraceno e o estilbeno. O custo, não muito elevado, do cintilador orgânico, em comparação aos outros materiais, faz com que ele seja muito utilizado. Seu uso está voltado principalmente para a detecção de radiações com baixo valor de penetração, como por exemplo, a radiação  $\beta$ .

Exemplos de cintiladores orgânico são: p-terfenilo ( $C_{18}H_{14}$ ), *PBD* ( $C_{20}H_{14}N_{20}$ ), butil *NPD* ( $C_{24}H_{22}N_{20}$ ), *PPO* ( $C_{15}H_{11}NO$ ). Os solventes mais utilizados são o tolueno, xileno e benzeno. Cintiladores líquidos são facilmente carregados com outros aditivos, tais como deslocadores do comprimento de onda para coincidir com o intervalo de sensibilidade espectral de um determinado PMT. O termo cintilador plástico refere-se a um cintilador orgânico (citados acima) suspenso em uma matriz polimérica. O PEN (polyethylene naphthalate) é uma matriz polimérica que não tem necessidade de aditivos.

## 2.2.2 Detector de Cintilação Inorgânico

Os detectores de cintilação inorgânicos são na maioria das vezes constituídos por materiais cristalinos. Então, os elétrons migram no interior do material, quando submetido a um aumento de energia, passando por uma estrutura diferente do cintilador orgânico. Inicialmente, os elétrons encontram-se na banda de valência, a qual tem menor energia. Quando a radiação ionizante se choca com os elétrons dessa região, estes ganham energia e saltam para a banda de condução, que possui maior energia. No momento em que esses elétrons estão na banda de condução, formam-se “buracos” na banda de valência e, os elétrons tendem a retornar para a primeira região de menor energia. Durante o caminho de volta, esses elétrons emitem fótons com energia proporcional à diferença entre a banda de valência e condução. Como, neste caso, o elétron tem uma energia alta, este ainda é energético o suficiente para excitar outro elétron da banda de valência e reiniciar o processo [16].

Para solucionar este problema cíclico de elétrons migrando entre as banda de energia, é adicionado pequenas quantidades de impurezas com a finalidade de acrescentar níveis de energia intermediários entre as bandas de energia. Deste modo, o elétron energético chega a banda de valência com menos energia e é incapaz de iniciar um novo evento com outro elétron. Vale ressaltar ainda que, geralmente, a substância adicionada é o Tálcio (Tl). A figura a 2.10 mostra como acontece o processo de excitação de elétrons em materiais inorgânicos [4].

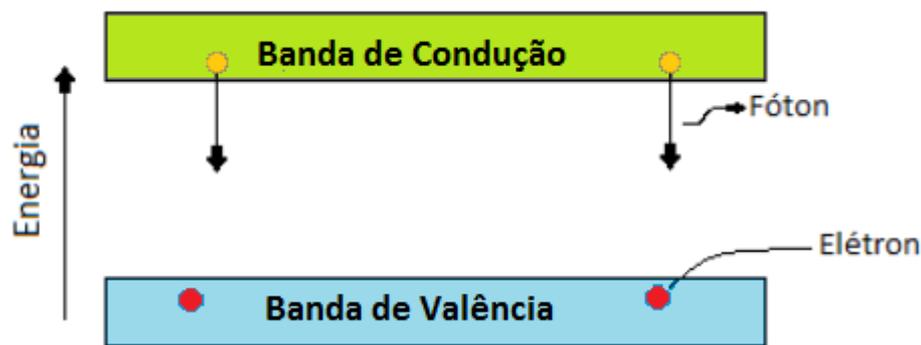


Figura 2.10: A diferença de energia entre a banda de valência e de condução obriga o elétron excitado retornar à primeira região energeticamente, liberando um fóton no caminho.

O cintilador inorgânico é mais vantajoso em razão deste ser mais denso do que o orgânico, isto é, ele apresenta um maior número atômico que acarreta em uma maior absorção em pequenos volumes do cintilador. Destarte, na maioria das vezes, o cintilador inorgânico aborda uma maior capacidade de converter radiação em luz. O cintilador inorgânico mais amplamente utilizado é NaI (Tl) (iodeto de sódio dopado com tálio). Outros cristais utilizados são os CsI (dopados com Ti, Na ou puro), CsF, KI (Tl), BaF<sub>2</sub>, CaF<sub>2</sub> (Eu), ZnS (Ag), YAG (Ce), GSO e LSO.

## 2.3 Detector Semicondutor

Os detectores semicondutores são os detectores que utilizam um meio sólido para absorver a radiação e converter essa energia em corrente elétrica. De início, vamos definir o que é um material semicondutor.

### 2.3.1 Material semicondutor

Em materiais cristalinos, os elétrons comportam-se da mesma forma como foi dita nos materiais que compõe o cintilador inorgânico. Os elétrons ora estão situados na banda de valência, região de menor energia, ora estão situados na banda de condução, região de maior energia [19]. O tipo de material, isolante, semicondutor ou condutor será feito com base no espaçamento entre essas bandas de energia, essa largura entre as regiões é a banda proibida mostrada na figura 2.11. Supondo inicialmente que o material encontra-se neutro, ou seja, elétrons preenchendo a banda de valência, quando a largura entre a primeira banda e a banda de condução é muito grande e o elétron tem uma chance muito pequena de atravessar, então, nesse caso, o material oferece uma certa dificuldade à transição de elétrons, isso caracteriza um material isolante. No entanto, se a distância entre as bandas de energia for muito pequena, de maneira que até a agitação térmica proveniente do meio onde encontra-se o material for capaz de fornecer ao elétron energia e este conseguir saltar da banda de valência à banda de condução, então esse material é condutor [20].

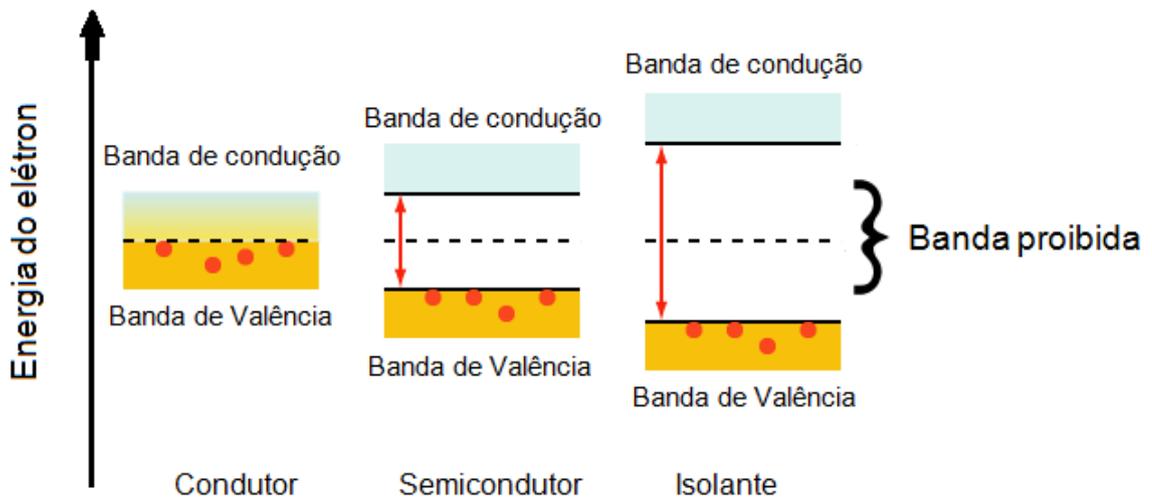


Figura 2.11: Diferença entre condutor, semicondutor e isolante observando o gap de energia. [21]

Porém, quando a diferença de energia entre as bandas não é muito grande a ponto do material ser isolante, e nem muito pequena para ser condutor, e o elétron conseguir chegar a banda de condução, então esse material é caracterizado como semicondutor.

O que faz o material semicondutor ser muito útil é a sua capacidade de variar substancialmente a condutividade elétrica através da dopagem, uma substância adicionada capaz de alterar a composição química ou sua rede cristalina. Em geral os semicondutores são constituídos por átomos tetravalentes, ou seja, átomos que possuem 4 elétrons na camada de valência, como por exemplo, o Germânio (Ge) e o Silício (Si). Os detectores semicondutores são formados pela junção de dois semicondutores diferentes: semicondutor do tipo p e semicondutor do tipo n, cujo o nome é junção p-n [17].

### 2.3.2 Semicondutor tipo n

Quando na estrutura do semicondutor é adicionado uma impureza que possui átomos com excesso de elétrons de valência comparados ao semicondutor natural, então, é formado um semicondutor tipo n e a impureza é de natureza doadora. Um exemplo clássico é quando átomos de fósforo (com 5 elétrons na última camada) são introduzidos na estrutura cristalina do silício, desse modo a condutividade é devido a predominância de elétrons [22].

### 2.3.3 Semicondutor tipo p

Por outro lado, se a substância impura for formada por átomos com deficiência de elétrons de valência, então, o semicondutor dopado terá condutividade de natureza positiva, devido à existência de lacunas que são os “buracos”, onde falta elétrons ocupando. Isso pode ser materializado quando o átomo de índio, que possui apenas 3 elétrons na última camada é adicionado no germânio, o semicondutor dopado terá predominância de lacunas, esse fato caracteriza um semicondutor do tipo p [22].

### 2.3.4 Junção p-n

No instante em que é unido uma extremidade de um semiconductor tipo p com um semiconductor tipo n, alguns elétrons livres migram do material do tipo n em direção ao do tipo p, como consequência, as lacunas mais externas, que formam o semiconductor do tipo p, difundem em direção ao material do tipo n. Nesse processo de troca de cargas, existe também a recombinação de um elétron com uma lacuna na região de junção. Por esse motivo, na extremidade unida do semiconductor tipo n haverá uma falta de elétron e essa região se tornará positiva, por outro lado, na extremidade ligada do semiconductor tipo-p terá uma escassez de lacunas, fazendo esta região torna-se negativa [17].

Desse modo instantaneamente após a junção uma diferença de potencial é gerada. Essa nova região da união dos semicondutores é denominada região de depleção e é nesse local onde o detector de radiação se encaixa. Analogamente aos detectores à gás onde a radiação ionizante produz um par de elétron-íon, neste caso produzirá um par de elétron-lacuna. Essa região de depleção é onde a atividade da radiação ionizante é fundamental, já que interage com as cargas na junção e estas são coletadas devido à uma diferença de potencial no interior do detector. A figura 2.12 ilustra o comportamento dos pares de elétrons-buracos na junção p-n, mostrando o sentido do campo elétrico e da diferença de potencial. A grande diferença entre esse detector de radiação dos demais é que a energia necessária para produzir um par de elétron-lacuna é em média 10 vezes menor do que a utilizada para produzir um par de elétron-íons em um detector à gás. Assim, o detector semiconductor possui uma melhor resolução em energia, além de ser mais compacto e possuírem um tempo de resposta rápido.

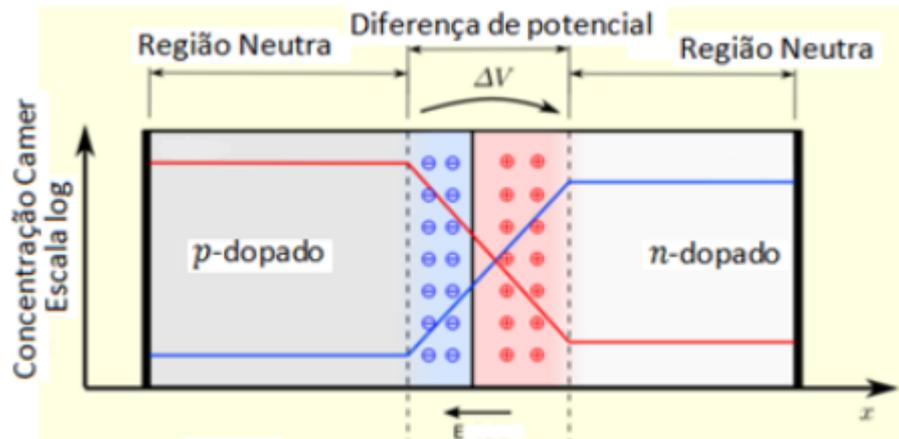


Figura 2.12: Mostra o sentido do campo elétrico que é imposto no material semiconductor e da diferença de potencial [17].

## Capítulo 3

### Detector Pin Diodo

Os detectores de estado sólido proporcionam uma solução confiável e compacta para o monitoramento da radiação ionizante. Geralmente, os detectores de estado sólido podem ser divididos em dois grupos: com cintilador ou de absorção direta. Detectores de radiação de estado sólido usam a conversão da radiação nuclear em luz visível por luminescência de um cristal de cintilação como o CSI, LYSO ou BGO. A característica luminescência azul ou verde (luz visível), é então detectada por um fotodiodo muito sensível. Tal detector requer um cristal sofisticado para refletir toda a luminescência na área sensível do fotodiodo. A vantagem resultante é uma elevada probabilidade de absorção de energia, mesmo em alta radiação devido à uma grande espessura de cristal (ver figura 3.1), ou seja, o detector semicondutor já possui a característica de ser sensível. Quando acoplado um cintilador a sensibilidade do aparelho aumenta significativamente. No entanto, os cristais também resultam em custos mais elevados [23].

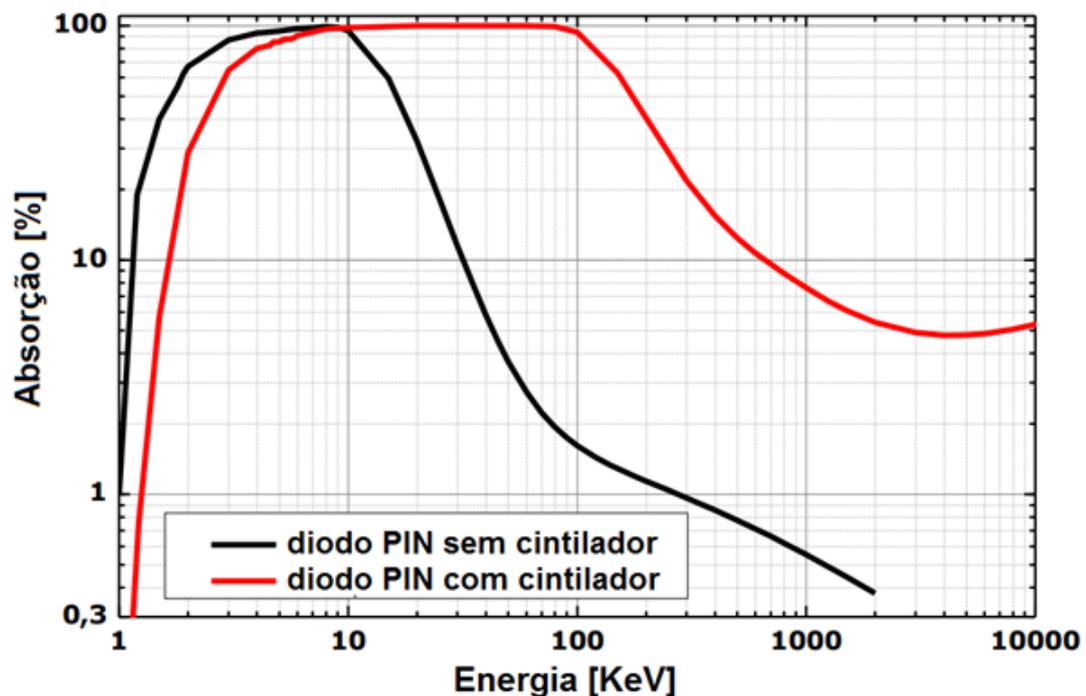


Figura 3.1: Espectro de absorção de um diodo PIN sem e com cintilador. [24]

Entretanto, aplicações de alto volume para dispositivos de detecção de radiação exigem

soluções baratas e mais eficientes. Medidores de radiação nuclear com base na absorção direta de silício fornecem uma alternativa confiável e de custo menor. Existem vários processos físicos envolvidos na atenuação gama fóton em um detector de radiação de estado sólido de absorção direta. Efeito Compton, Rayleigh e absorção fotoelétrica são dominantes na região de energia gama de interesses entre 100 keV e 1 MeV. A probabilidade de absorção diminui com o aumento da energia, que já está bem abaixo de 5% à 100 keV em detectores de silício. Contudo, ao mesmo tempo, a quantidade de portadores de carga libertada após a absorção de fótons aumenta linearmente com a energia gama a uma taxa de cerca de 1 par por 3,7 eV. Isso significa que, se um fóton de alta energia é absorvido, um sinal detectável de cerca de 105 electrons é gerado. Isto é, esta dependência da energia dos fótons permite uma discriminação da energia da radiação característica e, portanto a fonte.

A empresa First Sensor AG desenvolveu o diodo PIN X100-7 de detecção direta de área de 10x10 mm. Enquanto isto, a organização Radiation-Watch desenvolveu um amplificador para este diodo, cujo sinal de saída pode ser lido por uma placa Arduino. Este circuito com o diodo PIN será utilizado neste trabalho. O diodo PIN é mostrado na figura 3.2 e a descrição é dada na Tabela 3.1

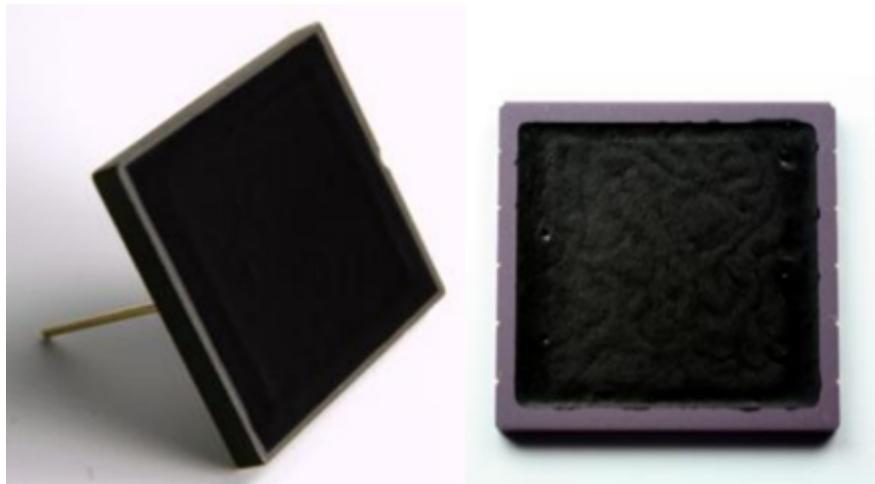


Figura 3.2: Diodo Pin sem amplificador [25]

Fabricante	Detector: First Sensor AG, Berlin, Alemanha
	Amplificador: Radiation Watch, Japan
Descrição	Diodo PIN, com área ativa de detecção quadrada, com encapsulamento contra luz, alta sensibilidade. Sinal pode ser tratado com uma placa Arduino.
Entradas	Voltagem 3-9V
Saídas	SIG=sinal-pulso e NS=ruido
Aplicações	Detecção de radiação ionizante
	Equipamentos médicos, dosimetria
Área Ativa de detecção	10x10 mm
Intervalo de Energia de Detecção	5-100 KeV (conforme figura YYY)
Temperatura de operação	-20 até 70 graus celsius

Tabela 3.1: Tabela de dados do detector diodo PIN

### 3.1 Experimento com Pin Diodo

Para testar o funcionamento do detector PIN Diodo foi realizado um experimento mudando a distância  $d$  do detector em relação à fonte radioativa. Para uma fonte pontual emitindo radiação isotropicamente, a intensidade deve cair com  $\frac{1}{d^2}$ . O arranjo foi realizado em uma montagem provisória e portanto o alinhamento fonte detector nem sempre foi obtido. Para medidas de distância, usamos uma régua habitual de plástico com erro de 0,05 cm. A fonte utilizada foi de amerício  $Am_{95}^{241}$  protegida com um recipiente cilíndrico de chumbo, o diâmetro da abertura foi de 3,2 cm e a profundidade de 7,2 cm.

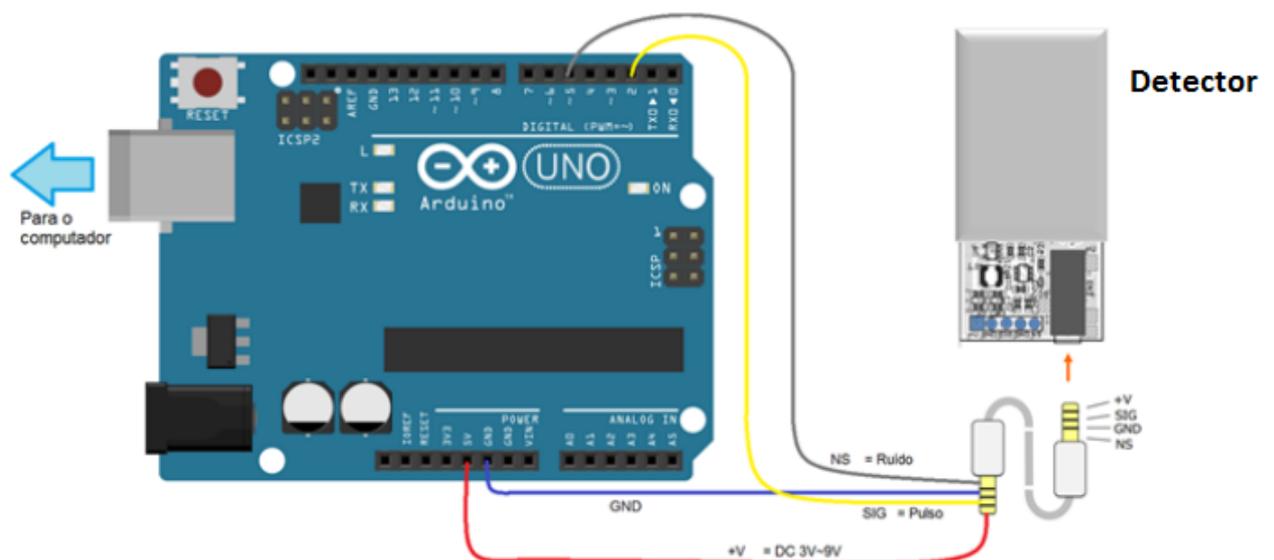


Figura 3.3: Esquema de ligações do detector, com a placa Arduino e com o computador. [26]

O esquema de ligação do detector esta ilustrado na figura 3.3. O diodo PIN foi ligado a uma placa Arduino UNO. A placa Arduino UNO foi alimentada com um programa modificado do original para o diodo PIN (listagem do programa no Apêndice D). Este programa faz a leitura do sinal, a média temporal do mesmo, converte para  $\mu\text{Sv}$ , calcula o erro correspondente e envia estas informações para o computador. As medidas de contagem/ minuto e  $\mu\text{Sv/h}$  são mostradas diretamente na tela do computador a cada 0,6 segundos. Em todas as medidas esperou-se o tempo mínimo de 2 minutos de contagem, e foi realizado a média das medidas no tempo de cerca de 5 segundos (9 medidas). Os dados experimentais estão apresentados na tabela 3.2 O maior erro calculado nas nove medidas foi de 0,09. Depois de cada medida a fonte foi afastada para medir a linha de base, que ficou sempre por volta de 2 contagens /minuto. Os resultados experimentais estão apresentados na figura 3.4.

<b>Contagens por minuto (cpm)</b>	<b>Distância(cm)</b>	<b>Erro</b>
50	2	0,043887
30,288	5,5	0,051514
16,328	8,5	0,68302
14,52	10,5	0,047443
11,931	12,5	0,027962
8,303	15,1	0,016948
5,868	17	0,011157

Tabela 3.2: Dados obtidos no experimento. A média das contagens por minuto para cada distância estabelecida.

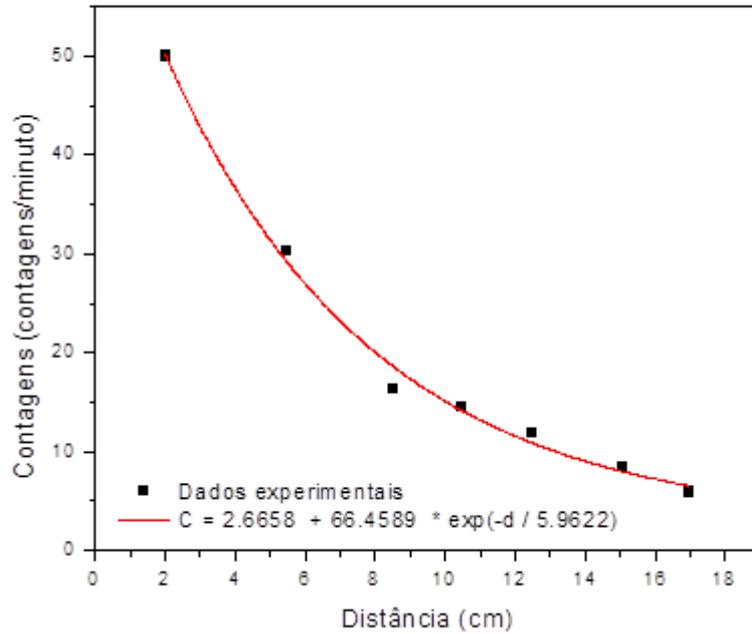


Figura 3.4: Resultado da dependência da contagem por minuto em função da distância da fonte radioativa de Americio  $Am_{95}^{241}$ .

Para uma fonte radioativa pontual esperava-se um comportamento  $\frac{1}{d^2}$ , o que não foi observado. Isto se deve ao fato que a fonte radioativa tinha as dimensões 0,5 cm por 1,5 cm. Para uma fonte não pontual, um comportamento exponencial pode ajustar os dados experimentais.

## Conclusões

O uso da radiação é um tema delicado, mesmo entre a comunidade científica. Experimentos que envolvem a radiação ionizante requerem proteção, uso intenso de aparelhos e cautela no manuseio da fonte em questão. Sendo assim, o presente trabalho permitiu esclarecer alguns tópicos como: a diferença entre as radiações alfa, beta, gama e raios X. Além disso, tivemos a possibilidade de apresentar a utilidade fundamental dos detectores de radiação, os quais são de grande e essencial importância nas indústrias e para fins medicinais.

Conclui-se, portanto, que é imprescindível entendermos como a radiação ionizante interage com a matéria. À vista disso, a temática abordada neste trabalho voltou-se para o estudo mais sistêmico dos detectores, explicitando suas principais características e condições mais apropriadas para serem utilizados. Os detectores a gás ainda são os mais baratos, assim mais utilizados na detecção de radiação ionizante, principalmente os contadores Geiger-Muller. Diferentemente do contador Geiger-Muller, os contadores proporcionais podem distinguir a energia da radiação ionizante. Os detectores a gás necessitam de fontes de alta tensão para poderem ser operados, o que encarece e complica estes sistemas de detecção. Detectores de cintilação com fotomultiplicador são mais caros, contudo apresentam uma eletrônica sofisticada que possibilita distinguir a energia da radiação ionizante com uma largura de linha FWHM menor que a medida por um contador proporcional. Os novos detectores de semicondutor possuem as características ideais, baixo custo e eletrônica de detecção simples (diferentemente dos detectores a gás e a fotomultiplicadora, que não necessitam de alta tensão). Eles também têm tempo de resposta mais rápido e uma largura de linha FWHM menor que os outros detectores. Eles funcionam bem para baixas energias, o que impede a utilização em uma grande faixa de energia. Acoplando um cintilador aos detectores de semicondutor, há um aumento da faixa de energia que pode ser detectada, o que acarreta em um aumento do custo destes detectores. Resultados preliminares de experimento com o um detector semicondutor Diodo PIN são apresentados, mostrando simplicidade e boa eficiência para o uso de detectores de radiação.

# Apêndice A

## Decaimento do Amerício

O amerício 241 ( $Am_{95}^{241}$ ) tem uma meia vida de 432,2 anos.  $Am_{95}^{241}$  decai para  $X^{237}$ , emitindo partículas alfa ( $\alpha$ ) principalmente com energia de 5,486 Mev (85,2%) e 5,443 Mev (12,8%). Além disso, outras 3 diferentes energias com menos intensidade são observadas, conforme a figura abaixo. Também é observada, a emissão de raios gama ( $\gamma$ ), que ocorre devido a estados metaestáveis com valores discretos de 26,3 entre 158,5 Kev. Portanto, o  $Am_{95}^{241}$  tem meia vida longa e decai emitindo alfa e radiação gama.

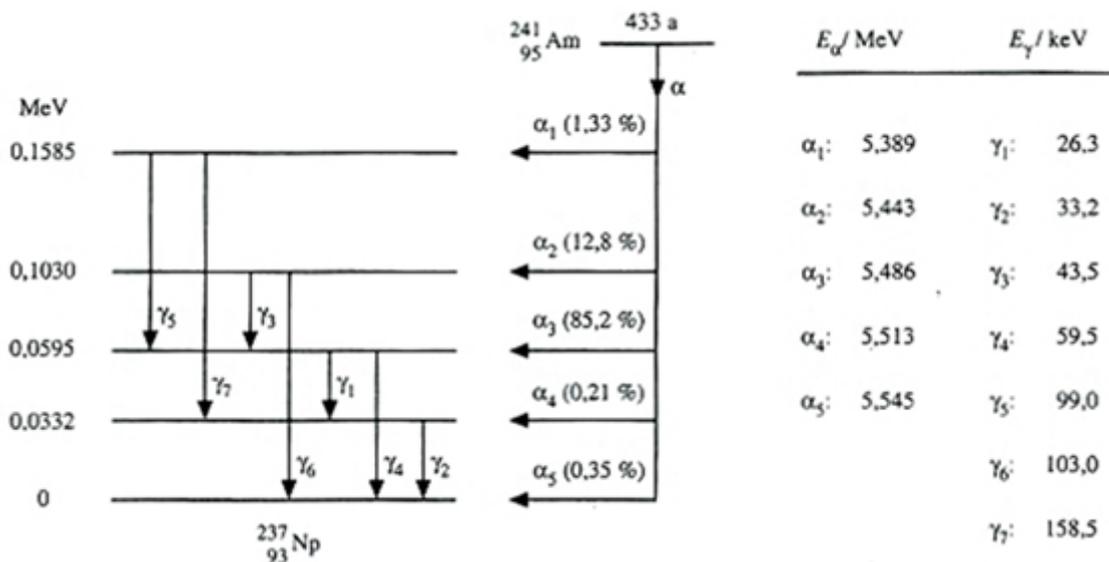


Figura A.1: Decaimento do  $Am_{95}^{241}$  emitindo partículas alfa e radiação gama

# Apêndice B

## Esquema elétrico de ligação do sensor X100 75MD e sistema de amplificação

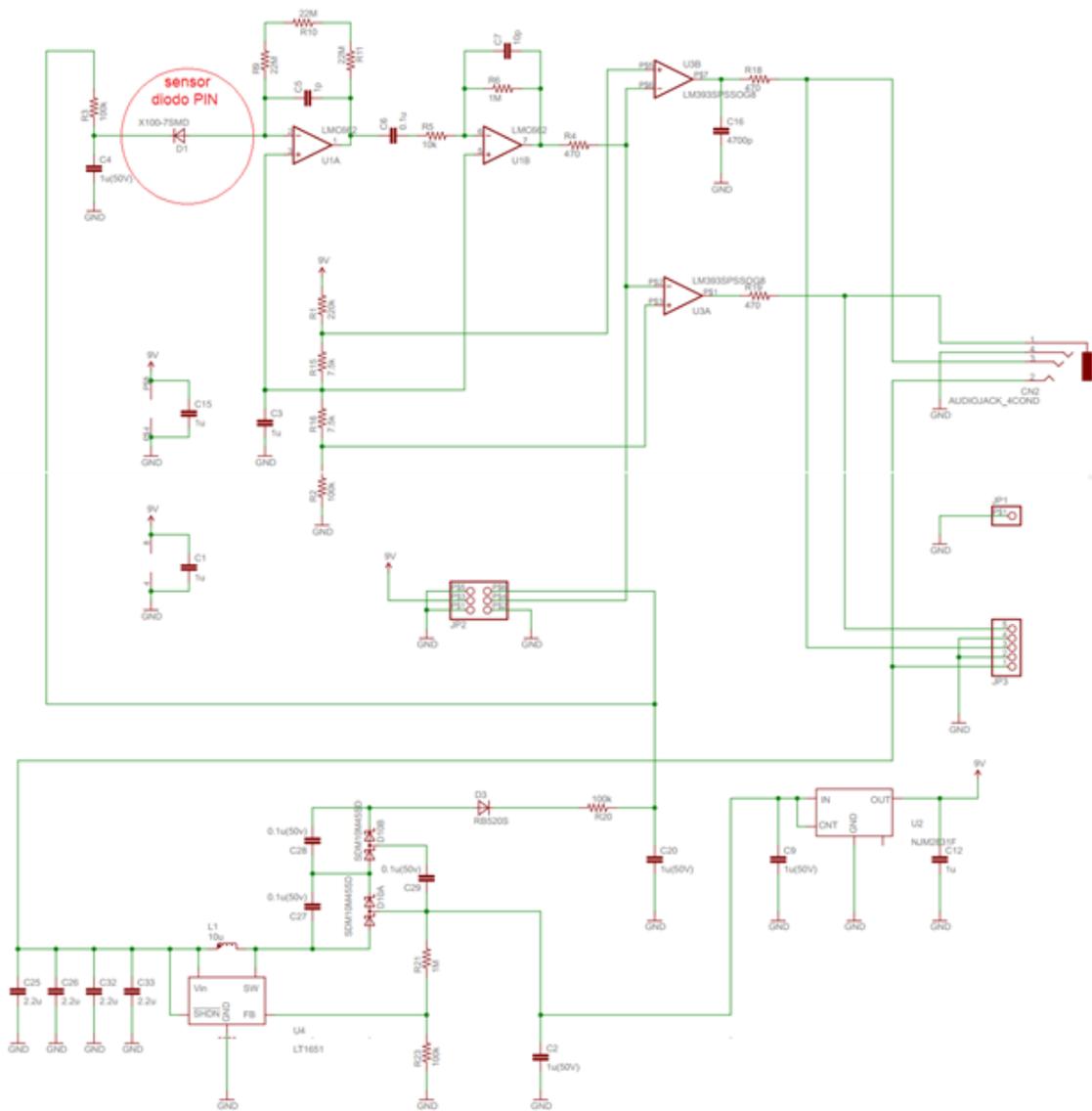


Figura B.1

# Apêndice C

## Unidades de controle de radiação ionizante

Somente saber quanta energia é absorvida pelo seu organismo não é suficiente para fazer estimativas significativas dos efeitos da radiação. Os raios-x e gama são menos prejudiciais aos tecidos do que nêutrons ou partículas alfa. Dessa forma, alguns fatores de conversão/peso são utilizadas para traduzir o rad ou gray para outras unidades, como rem (Radiation Equivalent Man) ou sievert, que são usados para expressar a impacto biológico.

Assim, as unidades de controle de radiação ionizante podem ser divididas em:

- unidades que descrevem a radiação emitida por um material radioativo (medido em unidades como curie e bequerel);
- unidades concebidas de modo a refletir as diferentes quantidades de energia de radiação absorvida por uma massa de material (medido em rad ou gray);
- unidades que medem o dano biológico relativo no corpo humano, que depende do tipo de radiação (utilizando rem e sieverts).

### C.0.1 Fatores de correção

$$1 \text{ gray } (Gy) = 100 \text{ rad}$$

$$1 \text{ rad} = 10 \text{ milligray } (mGy)$$

$$1 \text{ sievert } (Sv) = 1,000 \text{ millisieverts } (mSv) = 1,000,000 \text{ microsieverts } (\mu Sv)$$

$$1 \text{ sievert} = 100 \text{ rem}$$

$$1 \text{ becquerel } (Bq) = 1 \text{ contagem por segundo } (cps)$$

$$1 \text{ curie} = 37,000,000,000 \text{ becquerel} = 37 \text{ Gigabecquerels } (GBq)$$

### C.0.2 Fatores de peso da radiação $W_r$

Fótons, todas as energias	1
Elétrons e muons, todas as energias	1
Nêutrons energia < 10 keV	5
10 keV a 100 keV	10
100 KeV à 2Mev	20
2 Mev à 20 Mev	10
20 MeV	5
Prótons, exceto os de recuo, energia > 2 Mev	5
Partículas, fragmentos de fissão, nucleos pesados	20

Figura C.1: POSIÇÃO REGULATÓRIA 3.01/002 : 2011 – *CNEN*

Além do fator de peso dos diferentes tipos de radiações, existe também um peso  $w_R$  para cada tecido/órgão do corpo humano. O peso mais alto é para as Gônadas (órgãos onde produzem as células sexuais necessárias para a reprodução) e o pesos mais baixos são para a pele e ossos.

Fontes de Amerício-241 com atividade menor que  $1 \times 10^4$  Bq (1 Bq corresponde à um cps) são isentas de requisitos de proteção radiológica (POSIÇÃO REGULATÓRIA - 3.01/001 : 2011 – *CNEN*)

# Apêndice D

## Progama Arduino de controle do detector

```
1 ////////////////////////////////////////////////////////////////////
2 // Radiation-Watch.org
3 // URL http://www.radiation-watch.org/
4 ////////////////////////////////////////////////////////////////////
5
6 ///Digital I/O PIN Settings///
7 int signPin = 2; //Radiation Pulse (Yellow)
8 int noisePin = 5; //Vibration Noise Pulse (White)
9 //VCC 5V (Red)
10 //GND (Blue)
11 ////////////////////////////////////////////////////////////////////
12
13 const double alpha=53.032; // cpm = uSv x alpha
14
15 int index=0; //Number of loops
16 char msg[256]=""; //Message buffer for serial output
17
18 int signCount=0; //Counter for Radiation Pulse
19 int noiseCount=0; //Counter for Noise Pulse
20
21 int sON=0; //Lock flag for Radiation Pulse
22 int nON=0; //Lock flag for Noise Puls
23
24 double cpm = 0; //Count rate [cpm] of current
25 double cpmHistory[200]; //History of count rates
26 int cpmIndex=0; //Position of current count rate on cpmHistory[]
27 int cpmIndexPrev=0; //Flag to prevent duplicative counting
28
29 //Timing Settings for Loop Interval
30 int prevTime=0;
31 int currTime=0;
32
33 int totalSec=0; //Elapsed time of measurement [sec]
```

```

34 int totalHour=0; //Elapsed time of measurement [hour]
35
36 //Time settings for CPM calcuaration
37 int cpmTimeMSec=0;
38 int cpmTimeSec=0;
39 int cpmTimeMin=0;
40
41 //String buffers of float values for serial output
42 char cpmBuff[20];
43 char uSvBuff[20];
44 char uSvdBuff[20];
45
46 void setup()
47 {
48     //Serial setup
49     //9600bps
50     Serial.begin(9600);
51
52     //PIN setting for Radiation Pulse
53     pinMode(signPin,INPUT);
54     digitalWrite(signPin,HIGH);
55
56     //PIN setting for Noise Pulse
57     pinMode(noisePin,INPUT);
58     digitalWrite(noisePin,HIGH);
59
60     //CSV-formatting for serial output (substitute , for _)
61     Serial.println("hour[h]_sec[s]_count_cpm_uSv/h_uSv/hError");
62
63     //Initialize cpmHistory[]
64     for(int i=0; i<200;i++ )
65     {
66         cpmHistory[i]=0;
67     }
68
69     //Get start time of a loop
70     prevTime = millis();
71 }
72
73 void loop()
74 {
75     // Raw data of Radiation Pulse: Not-detected -> High, Detected -> Low
76     int sign = digitalRead(signPin);
77
78     // Raw data of Noise Pulse: Not-detected -> Low, Detected -> High
79     int noise = digitalRead(noisePin);
80
81     //Radiation Pulse normally keeps low for about 100[usec]

```

```

82  if(sign==0 && sON==0)
83  { //Deactivate Radiation Pulse counting for a while
84      sON = 1;
85      signCount++;
86  }else if(sign==1 && sON==1){
87      sON = 0;
88  }
89
90  //Noise Pulse normally keeps high for about 100[usec]
91  if(noise==1 && nON==0)
92  { //Deactivate Noise Pulse counting for a while
93      nON = 1;
94      noiseCount++;
95  }else if(noise==0 && nON==1){
96      nON = 0;
97  }
98
99  //Output readings to serial port, after 10000 loops
100 if(index==10000) //About 160-170 msec in Arduino Nano(ATmega328)
101 {
102     //Get current time
103     currTime = millis();
104
105     //No noise detected in 10000 loops
106     if(noiseCount == 0)
107     {
108         //Shift an array for counting log for each 6 sec.
109         if( totalSec % 6 == 0 && cpmIndexPrev != totalSec)
110         {
111             cpmIndexPrev = totalSec;
112             cpmIndex++;
113
114             if(cpmIndex >= 200)
115             {
116                 cpmIndex = 0;
117             }
118
119             if(cpmHistory[cpmIndex] > 0)
120             {
121                 cpm -= cpmHistory[cpmIndex];
122             }
123             cpmHistory[cpmIndex]=0;
124         }
125
126         //Store count log
127         cpmHistory[cpmIndex] += signCount;
128         //Add number of counts
129         cpm += signCount;

```

```

130
131 //Get ready time for 10000 loops
132 cpmTimeMSec += abs(currTime - prevTime);
133 //Transform from msec. to sec. (to prevent overflow)
134 if(cpmTimeMSec >= 1000)
135 {
136     cpmTimeMSec -= 1000;
137     //Add measurement time to calculate cpm readings (max=20min.)
138     if( cpmTimeSec >= 20*60 )
139     {
140         cpmTimeSec = 20*60;
141     }else{
142         cpmTimeSec++;
143     }
144
145     //Total measurement time
146     totalSec++;
147     //Transform from sec. to hour. (to prevent overflow)
148     if(totalSec >= 3600)
149     {
150         totalSec -= 3600;
151         totalHour++;
152     }
153 }
154
155 //Elapsed time of measurement (max=20min.)
156 double min = cpmTimeSec / 60.0;
157 if(min!=0)
158 {
159     //Calculate cpm, uSv/h and error of uSv/h
160     dtostrf(cpm / min, -1, 3, cpmBuff);
161     dtostrf(cpm / min / alpha, -1, 3, uSvBuff);
162     dtostrf(sqrt(cpm) / min / alpha, -1, 3, uSvdBuff);
163 }else{
164     //Devison by zero
165     dtostrf(0, -1, 3, cpmBuff);
166     dtostrf(0, -1, 3, uSvBuff);
167     dtostrf(0, -1, 3, uSvdBuff);
168 }
169
170 //Create message for serial port
171 sprintf(msg, "%d,%d.%03d,%d,%s,%s,%s",
172 totalHour,totalSec,
173 cpmTimeMSec,
174 signCount,
175 cpmBuff,
176 uSvBuff,
177 uSvdBuff

```

```
178         );
179
180         //Send message to serial port
181         Serial.println(msg);
182
183     }
184
185     //Initialization for next 10000 loops
186     prevTime = currTime;
187     signCount=0;
188     noiseCount=0;
189     index=0;
190 }
191 index++;
192 }
```

# Referências Bibliográficas

- [1] Sidney dos Santos Avancini e José Ricardo Marinelli. *Tópicos de Física Nuclear e Partículas Elementares*. 2009.
- [2] KC Chung. *Introdução à física nuclear*. EdUERJ, 2001.
- [3] Elisabeth Mateus Okuno, Emico e Yoshimura. *Física das radiações*. Oficina de Textos, 2010.
- [4] Glenn F Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [5] Wilson Aparecido Parejo Calvo. Desenvolvimento do sistema de irradiação em irradiador multipropósito de colbato-60 tipo compacto. 2005.
- [6] Paul Allen Tipler. *Física moderna*. Reverté, 1994.
- [7] Niberto H. Medina Roberto V. Ribas Alvimar F. Souza José R. B. Oliveira, Nemi-tala Added. Efeito compton. 2000.
- [8] Wikipedia, compton scattering. Disponível em: <[https://en.wikipedia.org/wiki/Compton\\_scattering](https://en.wikipedia.org/wiki/Compton_scattering)> Acessado em 20 de fevereiro de 2016.
- [9] Wikipedia, parinmuodostus (fysiikka). Disponível em: <[https://fi.wikipedia.org/wiki/Parinmuodostus\\_\(fysiikka\)](https://fi.wikipedia.org/wiki/Parinmuodostus_(fysiikka))> Acessado em 20 de fevereiro de 2016.
- [10] Wikipedia, raios x. Disponível em: <[https://pt.wikipedia.org/wiki/Raios\\_X](https://pt.wikipedia.org/wiki/Raios_X)> Acessado em 20 de dezembro de 2015.
- [11] Técnico em adialogia, interações no anodo: Bremsstrahlung e radiação característica. Disponível em: <<http://rle.dainf.ct.utfpr.edu.br/hipermidia/index.php/radiologia-convencional/tecnologia-e-funcionamento-dos-equipamentosrx/tubo-de-raios-x/interacoes-no-anodo>> Acessado em 20 de fevereiro de 2016.
- [12] Detectores de radiação. Disponível em: <[http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/45/073/45073471.pdf](http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/45/073/45073471.pdf)> Acessado em 20 de fevereiro de 2016.
- [13] Detectores. Disponível em: <[http://www.if.ufrj.br/~mms/lab4/detectores\\_a\\_Cap%C3%ADtulo%2012.pdf](http://www.if.ufrj.br/~mms/lab4/detectores_a_Cap%C3%ADtulo%2012.pdf)> Acessado em 20 de fevereiro de 2016.
- [14] Wikipedia, geiger-müller tube. Disponível em: <[https://en.wikipedia.org/wiki/Geiger%E2%80%93M%C3%BCller\\_tube](https://en.wikipedia.org/wiki/Geiger%E2%80%93M%C3%BCller_tube)> Acessado em 20 de dezembro de 2015.

- [15] Wikipedia, ionization chamber. Disponível em: <[https://en.wikipedia.org/wiki/Ionization\\_chamber](https://en.wikipedia.org/wiki/Ionization_chamber)> Acessado em 20 de fevereiro de 2016.
- [16] WE Burcham. *Física nuclear*. Reverté, 1974.
- [17] Detectores de radiação, nuno santos. Disponível em: <[http://web.ist.utl.pt/ist155746/monografia\\_ist\\_frad.pdf](http://web.ist.utl.pt/ist155746/monografia_ist_frad.pdf),>.
- [18] Wikipedia, detector a cintilação. Disponível em: <[https://pt.wikipedia.org/wiki/Detector\\_a\\_cintila%C3%A7%C3%A3o](https://pt.wikipedia.org/wiki/Detector_a_cintila%C3%A7%C3%A3o)> Acessado em 20 de dezembro de 2015.
- [19] Wikipedia, detectores continuação iii. Disponível em: <[http://www.if.ufrj.br/~mms/lab4/detectores\\_d\\_Cap%C3%ADtulo%2012.pdf](http://www.if.ufrj.br/~mms/lab4/detectores_d_Cap%C3%ADtulo%2012.pdf)> Acessado em 20 de dezembro de 2015.
- [20] Wikipedia, semicondutores e gap de energia. Disponível em: <[http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/45/073/45073471.pdf](http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/45/073/45073471.pdf)> Acessado em 20 de dezembro de 2015.
- [21] Wikipedia, semicondutor. Disponível em: <<https://pt.wikipedia.org/wiki/Semicondutor>> Acessado em 20 de dezembro de 2015.
- [22] Victor L. B. de Jesus Ivan S. Oliveira. *Introdução à Física do Estado Sólido*. 2005.
- [23] H Kitaguchi, H Miyai, S Izumi, and A Kaihara. Silicon semiconductor detectors for various nuclear radiations. In *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record, 1995., 1995 IEEE*, volume 2, pages 828–832. IEEE, 1995.
- [24] First sensor. Disponível em: <[https://http://http://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/X100-7\\_THD\\_501400.pdf](https://http://http://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/X100-7_THD_501400.pdf)> Acessado em 2 de fevereiro de 2016.
- [25] Silicon photodiodes for gamma ray detection. Disponível em: <<https://http://http://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/gamma-ray-detection.pdf>> Acessado em 2 de fevereiro de 2016.
- [26] Pocketgeiger type5 interface specification. Disponível em: <<https://http://www.radiation-watch.co.uk/uploads/5t.pdf>> Acessado em 2 de fevereiro de 2016.