

1 - EFEITO FOTOELÉTRICO

Introdução:

Esta experiência tem por objetivo a caracterização do efeito fotoelétrico e a medida da constante de Planck com auxílio de uma célula fotoelétrica.

A emissão de elétrons provocada por ação da luz (ou radiação eletromagnética em geral) é chamada de efeito fotoelétrico. Quando examinadas em detalhe, as características do efeito fotoelétrico contradizem as previsões da teoria puramente ondulatória da radiação eletromagnética. As características principais do efeito fotoelétrico que não podem ser explicadas pela teoria ondulatória clássica são as seguintes:

- A energia cinética máxima dos elétrons emitidos pela superfície de um metal por ação de luz monocromática é independente da intensidade da luz. No entanto a energia dos fotoelétrons depende criticamente da frequência da radiação incidente.
- Existe uma frequência de corte para a radiação eletromagnética, abaixo da qual não ocorre efeito fotoelétrico. A frequência de corte depende do material de que é feita a superfície emissora.
- Não é possível detectar experimentalmente nenhum atraso entre o instante em que a luz começa a incidir sobre a superfície e o início da emissão de fotoelétrons (vide, por exemplo a referência 1 para uma estimativa deste atraso pela teoria clássica).

A teoria de Einstein para o efeito fotoelétrico

Em 1905 Einstein propôs que a radiação eletromagnética é composta de “pacotes” de energia ou “fótons”. A energia E de cada fóton é proporcional à frequência ν da radiação: $E = h\nu$, onde h é a constante de Planck, utilizada originalmente para explicar a radiação do corpo negro. Ao incidir sobre uma superfície metálica, a energia de um fóton pode ser totalmente absorvida por um elétron, o qual pode ser eventualmente ejetado da superfície com energia cinética $E_c = h\nu - \phi$, isto é, igual à energia do fóton menos o trabalho necessário para extrair um elétron do metal: $e\phi$, onde e é a carga do elétron e ϕ é denominada função de trabalho do metal. Isto explica por quê a energia máxima dos elétrons ejetados é independente da intensidade da fonte. Aumentar a intensidade da fonte, por exemplo, significa aumentar o número de fótons que incide sobre a superfície metálica por unidade de tempo. Como consequência, um número proporcionalmente maior de elétrons é emitido pela superfície (aumenta a corrente foto-elétrica), mas a energia máxima de cada elétron continua sendo a mesma. No entanto se a frequência da radiação for tal que a energia dos fótons seja menor do que $e\phi$, nenhum elétron terá energia suficiente para escapar do metal, ou seja, a frequência de corte é $\nu_0 = e\phi/h$. A teoria explica também por quê não há atraso na emissão dos fotoelétrons. Mesmo para intensidades baixas da luz, como a energia de cada fóton é muito pequena, um grande número de fótons incide sobre a superfície, ejetando elétrons imediatamente. A teoria prevê, portanto, uma relação linear entre a energia máxima dos fotoelétrons e a frequência da radiação incidente. Esta relação foi verificada experimentalmente por R. A. Millikan com auxílio de uma célula fotoelétrica em 1914, permitindo uma medida da constante de Planck.

Arranjo experimental típico para estudo do efeito fotoelétrico:

A figura 1 mostra um arranjo contendo uma fotocélula, um pico-amperímetro (A) um voltímetro (V) e uma fonte de tensão variável (consistindo de baterias ligadas a um potenciômetro). A fotocélula consiste de uma ampola de vidro contendo um cátodo (c) (feito de um metal de baixa função de trabalho) e um ânodo (a) (com alta função de trabalho) em vácuo. Uma fonte de luz monocromática é utilizada para iluminar o cátodo. A figura 1 mostra um fóton (f) incidindo sobre o cátodo e a conseqüente emissão de um fotoelétron (e^-).

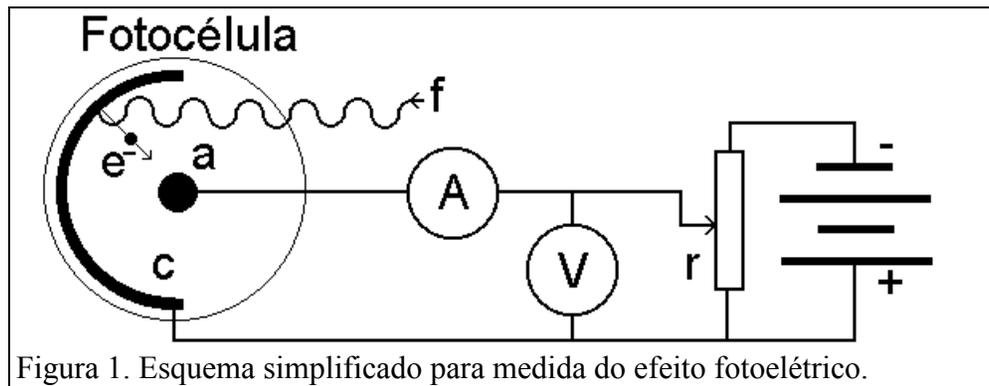


Figura 1. Esquema simplificado para medida do efeito fotoelétrico.

Considerando o circuito fechado formado pela fonte de tensão (V) e a fotocélula, e lembrando que o campo eletrostático é conservativo, podemos deduzir que, entre as superfícies do cátodo e do ânodo, os elétrons são desacelerados pela tensão $V' = V - \phi_c + \phi_a$, onde ϕ_c, ϕ_a são as funções de trabalho do cátodo e ânodo respectivamente, e V é a tensão medida no voltímetro (Fig. 2, onde adotamos tensão positiva para freamento, contrariamente à convenção elétrica usual de cátodo negativo, pois o elétron tem carga negativa: $-e$).

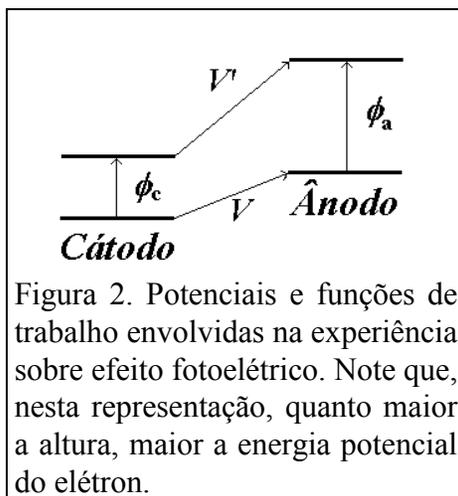


Figura 2. Potenciais e funções de trabalho envolvidas na experiência sobre efeito fotoelétrico. Note que, nesta representação, quanto maior a altura, maior a energia potencial do elétron.

Variando-se a tensão V é possível determinar a tensão (V_0) para a qual se anula a corrente fotoelétrica. Esta tensão corresponde à energia cinética máxima com que são emitidos os fotoelétrons:

$$E_c = h\nu - \phi = eV_0 = e(V_0 - \phi_c + \phi_a), \text{ ou seja:}$$

$$V_0 = \frac{h}{e} \nu - \phi \quad (\text{Eq. 1})$$

Procedimento experimental:

PARTE I:

Caracterização do efeito fotoelétrico

- 1) Alinhe o sistema ótico (lâmpada, rede de difração e lente, caixa com a fotocélula) de forma a obter uma imagem da fenda diretamente sobre a fotocélula. Será necessário ajustar a distância da rede de difração e lente para obter uma boa focalização. Gire o braço contendo a caixa com a fotocélula de forma a fazer incidir luz de um único comprimento de onda λ sobre a fotocélula. Observe que os feixes difratados são mais intensos de um lado do que do outro, isto é, a rede refrata mais favoravelmente para um certo lado. Para as raias amarela e verde, use sempre o filtro de cor correspondente.
- 2) Verifique o circuito montado para a medida da corrente foto-elétrica em função da tensão aplicada entre o cátodo e o ânodo da fotocélula (vide Fig. 3). Faça algumas medições de forma a se familiarizar com o sistema e determinar a polaridade que está sendo aplicada à fotocélula e a direção da corrente. Note que também é possível a ocorrência de efeito fotoelétrico no ânodo devido à luz refletida pelo cátodo.
- 3) Utilizando um anteparo para interromper e reiniciar rapidamente o fluxo de luz verifique se é possível ou não observar algum atraso na emissão de fotoelétrons.
- 4) Meça a curva de tensão versus corrente para diversos comprimentos de onda da luz incidente. Utilize valores positivos e negativos de tensão. Procure atingir as regiões de saturação, se possível.
- 5) Verifique detalhadamente o efeito da variação da intensidade sobre a corrente fotoelétrica para uma raia.

PARTE II:

Medições controladas por computador

Para permitir a realização de medições sistemáticas de maneira eficiente, será usada uma fonte de tensão variável em forma de “rampa”, e um sistema de aquisição que consiste de um conversor analógico-digital (CAD - vide Apêndice 1-I) ligado à interface paralela de um microcomputador PC (figura 3). A fonte “rampa” fornece uma tensão que cresce linearmente com o tempo durante um intervalo de cerca de 40s a partir do instante em que é apertado o botão de disparo, até atingir uma tensão máxima de cerca de 4.5 V. A chave inversora (fig. 3) permite trocar a polaridade da tensão aplicada à fotocélula para a realização da Parte I. Para a Parte II, no entanto serão exclusivamente utilizadas tensões de freamento entre cátodo e ânodo. A caixa contendo a chave inversora serve também para fazer a maior parte das conexões elétricas entre os aparelhos (vide tabela 1), e

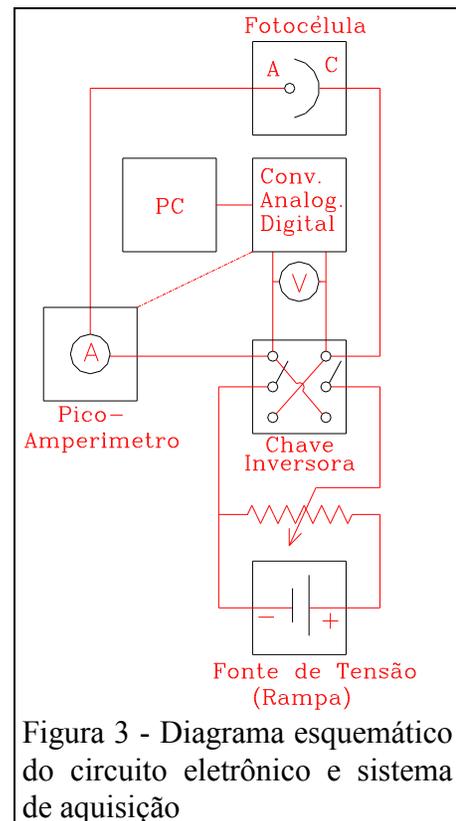


Figura 3 - Diagrama esquemático do circuito eletrônico e sistema de aquisição

ainda possui potenciômetros (“fino” e “grosso”) para redução da tensão. A tensão de freamento deve ser monitorada em um voltímetro em paralelo com o CAD. O CAD converte a tensão V de entrada em um número binário que é enviado ao PC (Apêndices 1-I e II). O pico-amperímetro permite monitorar a corrente foto-elétrica. Além disto, o pico-amperímetro envia um sinal de tensão proporcional à corrente para uma segunda entrada do CAD. O fator de conversão de corrente para tensão enviada ao CAD depende da escala utilizada no pico-amperímetro. O programa de aquisição efetua a leitura do CAD a intervalos de tempo relativamente pequenos e regulares, e constrói uma curva de tensão versus corrente que é exibida na tela e pode ser armazenada em disco para uma análise posterior mais detalhada. Para maiores esclarecimentos consulte o manual do programa de aquisição (Apêndice 1-II).

Tabela 1

Conexões elétricas com a caixa da chave inversora

1	Fotocélula (cabo coaxial)	
2	Não utilizado	
3	Entrada do pico-amperímetro (cabo coaxial)	
4	CAD (+)	} Entrada de 0 a -5V
5	CAD (-)	
6	Fonte de alimentação “rampa” (-)	
7	Fonte de alimentação “rampa” (+)	

Procedimento

- 1) Meça a curva de corrente versus tensão de freamento para cada uma das cinco cores principais fornecidas pela lâmpada de Mercúrio (tabela 2). Determine a tensão de freamento V_0 correspondente à energia cinética máxima dos fotoelétrons. Utilize os dois métodos descritos na referência 2.
- 2) Meça a curva de corrente versus tensão com a lâmpada de Hg apagada ou bloqueada, e a corrente “escura” (com a entrada de luz da caixa da fotocélula tampada).
- 3) Determine a constante de Planck e a função de trabalho do ânodo.

Tabela 2

Principais raios do espectro de Mercúrio

Cor	Compr. de onda (Å)
Ultravioleta	3654.83
Violeta	4046.56
Azul	4358.35
Verde	5460.74
Amarela	5789.69, 5769.60 (Dublete)

Tabela 3

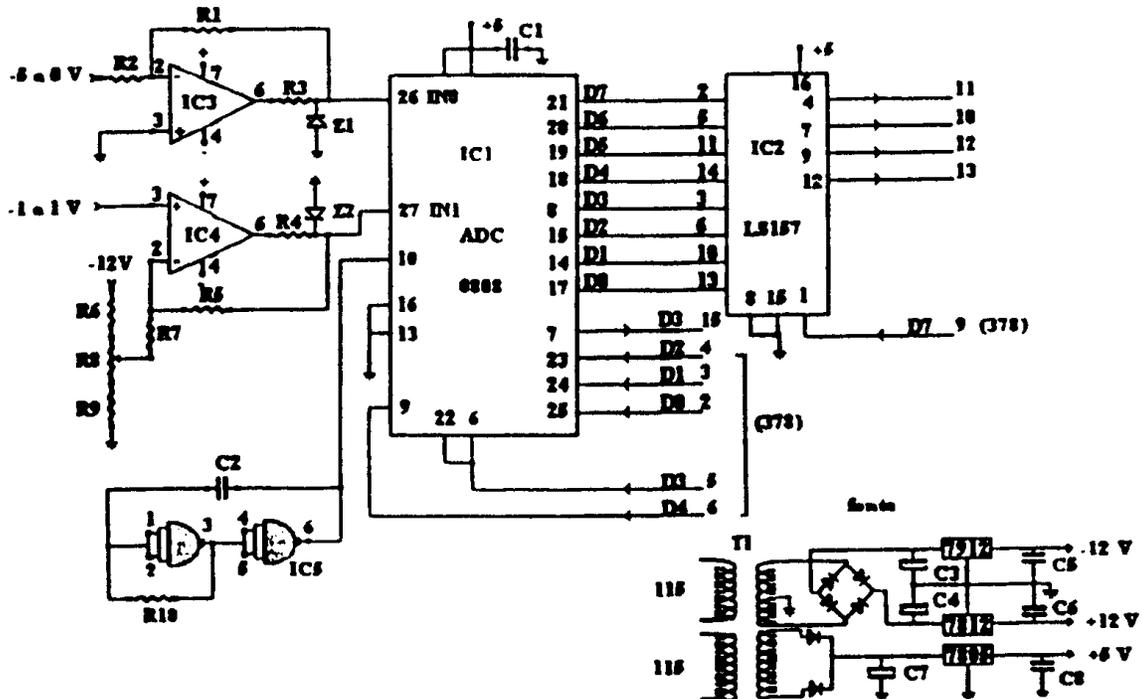
Constantes físicas fundamentais (SI)

Constante de Planck	h	6.6262×10^{-34} Js
Velocidade da luz	c	2.9979×10^8 m/s
Carga do elétron	e	1.6022×10^{-19} C

APÊNDICE 1-I

O sistema de aquisição de dados

O sistema de aquisição de dados utilizado nas experiências de Efeito Fotoelétrico e Franck-Hertz consiste basicamente de um circuito integrado que engloba um Conversor Analógico Digital (CAD), o ADC0808, de 8 bits, com tempo de conversão de 100 ms, e um circuito multiplexador de 8 entradas (vide figura abaixo). Através do multiplexador (uma chave comutadora eletrônica), até 8 sinais elétricos diferentes podem ser medidos pelo CAD. O CAD faz a conversão de tensões de 0 a 5V (nas entradas do multiplexador) em números de 0 a 255, expressos nos 8 dígitos binários (D0, D1,...D7) da saída do CAD. Dois amplificadores operacionais (tipo 741): IC3, e IC4 permitem alterar a faixa de medição. A interface com o microcomputador é feita através da porta paralela, normalmente usada para a impressora. Esta porta só dispõe de 4 bits que podem ser lidos e 8 que podem ser escritos pelo micro. Conseqüentemente a leitura dos 8 bits correspondentes ao resultado da conversão tem que ser feita em duas etapas. Para isso é empregado o deslocador LS157. Quando aparece o sinal lógico 0 (0V) no pino 1 do LS157, os bits D0 a D3 da entrada são transferidos aos 4 pinos de saída (12,9,7,4). Quando aparece o sinal lógico 1 (+5V) no pino 1, os bits D4 a D7 são transferidos. O programa de aquisição e controle da experiência re-agrupa as duas partes. A conversão se inicia ao ser enviado o sinal lógico 1 ao pino 6 do CAD (Início de Conversão). O canal de entrada (no caso IN0 ou IN1) deve ser previamente selecionado através dos pinos 23, 24 e 25. O pino 7 (Fim de Conversão) terá o valor lógico 1 quando a conversão estiver terminada. O tempo de conversão é determinado essencialmente pela freqüência da base de tempo fornecida pelo oscilador IC5.



APÊNDICE 1-II

O Programa de controle e aquisição - Fotoelétrico

Este programa é utilizado para as funções de controle, aquisição e armazenamento dos dados da experiência de Efeito Fotoelétrico. O programa é executado dentro do ambiente WINDOWS 95. Para iniciá-lo basta “clique” no ícone *Fotoelétrico*. O programa pedirá a identificação do grupo de alunos e criará um diretório (ou pasta) específico sob o diretório *c:\usoaluno*, onde serão armazenados os dados do grupo. As demais funções (aquisição, apresentação e armazenamento de dados etc.) são executadas através do pressionamento de “botões” auto-explicativos.

Como mencionado no Apêndice 1-I, os dados da conversão analógico-digital são transferidos para o micro pela interface paralela (LPT1). O resultado da digitalização de um valor de tensão (aplicado ao CAD) é um número binário com 8 “bits”, e é portanto um número inteiro (denominado *canal*) no intervalo de 0 a 255. Para determinar o fator de conversão entre canal e tensão (em Volts), é feita uma calibração durante a inicialização do programa. Deve-se aplicar uma tensão relativamente elevada ($\approx 4V$ ou mais) ao CAD para se obter uma boa calibração.

Para efetuar uma medida da curva de corrente versus tensão da fotocélula deve-se apertar o botão de disparo da rampa de tensão, e logo em seguida, o “botão” de aquisição no micro. Durante o tempo de excursão da rampa (cerca de 40 s) o sistema executa milhares de medições de tensão de freamento e corrente fotoelétrica. As medidas são automaticamente agrupadas em intervalos regulares de $\approx 25mV$ (a “largura” de cada canal). O programa calcula o valor médio e o desvio padrão das medidas de corrente para cada canal de tensão, e apresenta os resultados na tela em forma de gráfico. O aluno poderá gravar os dados em arquivos para análise posterior. Como os dados são gravados em formato de TEXTO, poderão ser facilmente transportados para outros programas de análise.

Bibliografia:

- 1 - Eisberg/Resnick, Quantum Physics (John Wiley & Sons)
- 2 - Melissinos, Experiments in Modern Physics (Academic Press)

2 - ESPECTRO DE HIDROGÊNIO E SÓDIO

Introdução:

Átomos e moléculas, quando excitados, seja pelo efeito de altíssimas temperaturas (como em estrelas) ou da passagem de corrente elétrica (descarga em gases rarefeitos) etc., emitem radiação eletromagnética. O espectro de emissão de átomos apresenta linhas discretas correspondentes a comprimentos de onda bem definidos. Cada elemento atômico tem seu espectro característico. O hidrogênio (H), por exemplo, o mais simples dos elementos, apresenta uma série de linhas com uma regularidade notável. Em 1885, Balmer descobriu uma fórmula empírica que descreve com precisão a sequência de comprimentos de onda das linhas do H:

$$\lambda = 3646 \frac{n^2}{n^2 - 4} [\text{Å}]$$

onde n pode assumir valores inteiros maiores ou iguais a 3. Com esta fórmula foi possível reproduzir os comprimentos de onda das 9 primeiras linhas do H, conhecidas naquela época. Rydberg em 1890, buscando fórmulas que pudessem descrever o espectro de outros elementos, concluiu ser mais conveniente trabalhar com o inverso do comprimento de onda: $\frac{1}{\lambda}$, também chamado “número de onda”. Reescrevendo a fórmula de Balmer temos:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

onde R_H é a chamada constante de Rydberg, $R_H = (10967757.6 \pm 1.2) \text{ m}^{-1}$ (medida experimentalmente). Fórmulas deste tipo (0) podem descrever as 4 séries conhecidas em outras faixas de frequências (além da série de Balmer) do átomo de H. Vide tabela I e figura 1.

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=m+1, m+2, m+3... \quad (0)$$

Tabela I

Nome da série	Faixa de comprimentos de onda	m	n
<i>Lyman</i>	Ultravioleta	1	2,3,4...
<i>Balmer</i>	Visível e UV próximo	2	3,4,5...
<i>Paschen</i>	Infravermelho	3	4,5,6...
<i>Brackett</i>	Infravermelho	4	5,6,7...
<i>Pfund</i>	Infravermelho	5	6,7,8...

Para os metais alcalinos (grupo 1A) encontram-se formulas semelhantes:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{(m-a)^2} - \frac{1}{(n-b)^2} \right), n > m$$

onde a e b são constantes para cada série e elemento, e R cresce ligeiramente com o número atômico (não mais que 0.05%).

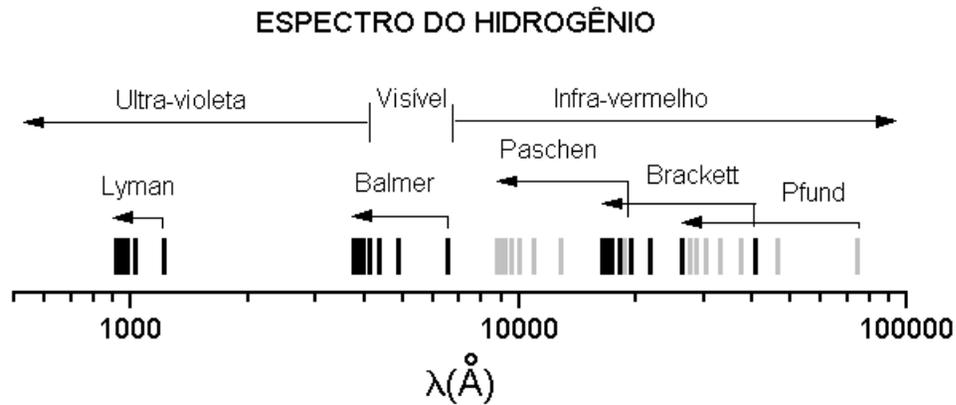


Figura 1

Postulados de Bohr:

Em 1913 Niels Bohr desenvolveu um modelo simples para o átomo de H, a partir do qual é possível deduzir a fórmula de Rydberg e calcular com boa precisão o valor de R_H . O modelo de Bohr está baseado em 4 postulados que, embora não sejam rigorosamente corretos segundo as formulações posteriores da mecânica quântica, levam essencialmente ao mesmo resultado. Os postulados são:

1) O elétron move em uma órbita circular de raio r em torno do núcleo sob influência da atração coulombiana exercida pelo próton, obedecendo as leis da mecânica clássica. Igualando a força de atração coulombiana à força centrípeta temos:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m_e \frac{v^2}{r} \quad (1)$$

2) O elétron só pode se mover em órbitas cujo momento angular (mvr) seja um múltiplo inteiro (n) da constante de Plank dividida por 2π ($\hbar = h/2\pi$).

$$mvr = n\hbar \quad (2)$$

3) O elétron não irradia continuamente e sua energia é constante, contrariamente ao que seria previsto pelas leis do eletromagnetismo. A energia do estado, consistente com o primeiro postulado é dada por:

$$E = \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_p = \frac{1}{2}m_e v^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (3)$$

4) A radiação é emitida subitamente quando o elétron passa de uma órbita de energia mais alta E_i , para outra de energia mais baixa E_f , emitindo um fóton. A frequência da radiação ν é dada por:

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h} \quad (4)$$

como na teoria de Einstein para o efeito fotoelétrico.

A partir das primeiras 3 equações chega-se facilmente à fórmula que relaciona a energia do estado com o “número quântico” n :

$$E_n = - \frac{m_e e^4}{2(4\pi\epsilon_0 \hbar)^2} \left(\frac{1}{n^2} \right) \quad (5)$$

A figura 2 mostra o esquema de níveis do H calculados segundo este modelo:

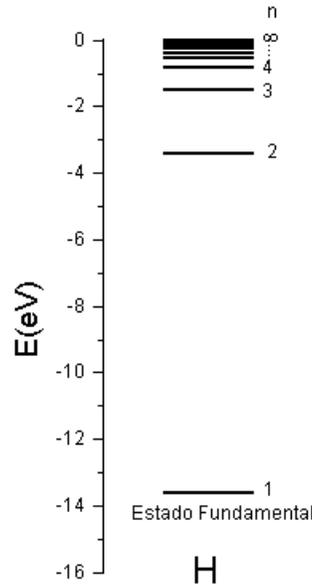


Figura 2.

Aplicando o último postulado para um estado inicial n e um estado final m chega-se a:

$$\nu = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m_e e^4}{4\pi \hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Esta fórmula pode ser reescrita em termos do número de onda ($\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$) e tem a mesma forma da expressão de Rydberg:

$$\frac{1}{\lambda} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m_e e^4}{4\pi \hbar^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R_\infty \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

onde $R_\infty = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m_e e^4}{4\pi \hbar^3 c}$

A correção mais importante deste modelo se faz substituindo a massa do elétron pela massa reduzida do sistema: $\mu = \frac{m_e M}{m_e + M}$, onde M é a massa do próton. Obtém-se, assim:

$$\frac{1}{\lambda} = R_M \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

onde a constante $R_M = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{\mu^4}{4\pi^3 c} = 0968100\text{m}^{-1} \text{m}^{-1}$, um valor muito próximo,

portanto, do valor medido para a constante de Rydberg.

A mecânica quântica, na formulação de Schrödinger (1925), leva aos mesmos resultados do modelo de Bohr. Somente com a descoberta da existência do “spin” do elétron e da interação spin-órbita é que aparecem as próximas correções. A descrição dos átomos com mais de um elétron necessita ainda do princípio de Pauli, que proíbe a ocupação de um mesmo estado (definido através do conjunto completo de seus números quânticos) por mais de um elétron.

O Espectroscópio:

O espectroscópio é um instrumento que permite a observação e medida do comprimento de onda de linhas espectrais. O elemento de dispersão dos diversos comprimentos de onda pode ser um prisma ou uma rede de difração (no presente experimento será utilizada esta última). A figura 3 ilustra um espectroscópio típico. A luz que se deseja analisar entra pela fenda de abertura regulável, do lado esquerdo da figura. A posição da fenda pode ser ajustada de modo a coincidir com o foco da lente acromática do Colimador, obtendo-se assim raios paralelos na região da Mesa, no centro da qual será disposta a rede de difração. Os raios difratados serão focalizados e observados através do Telescópio, cuja posição angular pode ser lida em uma escala graduada, com Vernier. Um retículo no interior do telescópio ajuda a conferir com precisão a posição angular das linhas.

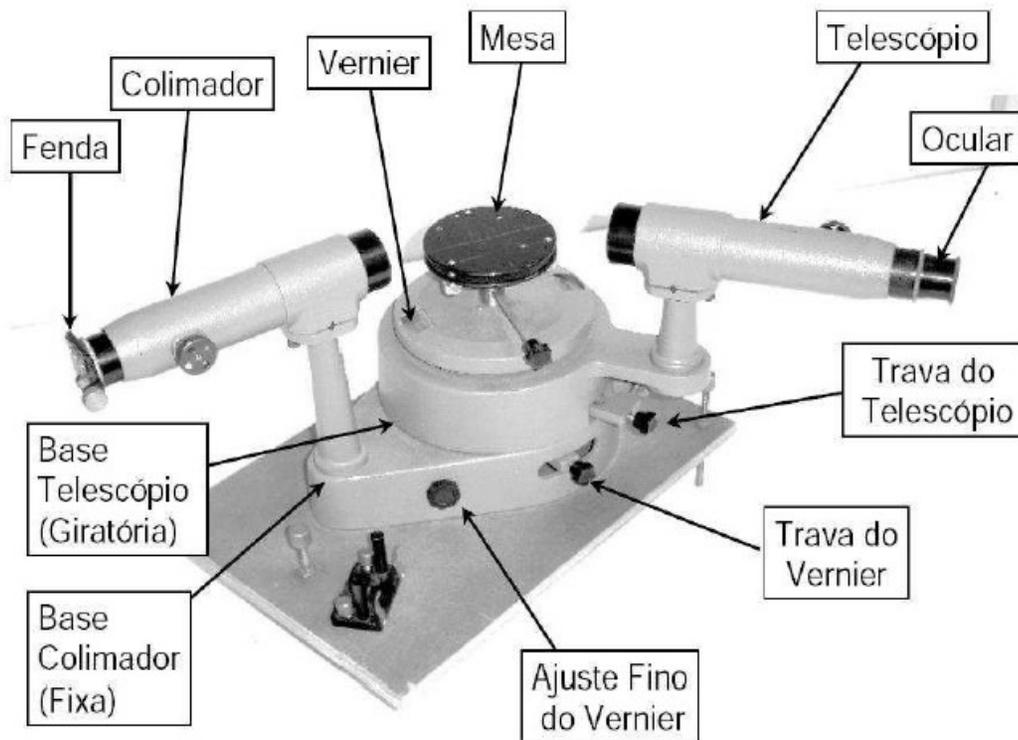


figura 3.

Procedimento Experimental:

- Identifique as peças do espectroscópio: fenda, controle de abertura da fenda, colimador, telescópio, retículo, suporte da rede de difração, controles de foco e ângulo, escala angular graduada, Vernier etc. Localize a rede de difração. CUIDADO ao manusear a rede: não toque nunca a superfície da mesma. Segure somente pelas bordas. Verifique a densidade de linhas da rede. OBS: Equação da rede: $d [\text{sen}(\theta_{inc}) + \text{sen}(\theta_{difr})] = n\lambda$ onde d é a distância entre as linhas da rede, n a ordem da difração, λ é o comprimento de onda, e θ_{inc} , θ_{difr} os ângulos de incidência e difração, respectivamente com relação à normal da superfície da rede.

- Focalize um objeto distante com o telescópio (sem a rede). O retículo deve ser previamente focalizado.

- Alinhe o tubo colimador com o telescópio do espectroscópio e ajuste a distância da fenda de modo a focalizá-la, sem modificar os ajustes do telescópio.

- Insira a rede de difração no suporte perpendicularmente ao eixo óptico. Utilize os parafusos para um ajuste fino do plano da rede.

- Confira os ajustes de alinhamento vertical (fenda, rede, retículo).

- Ajuste a lâmpada de Hg, o ângulo do telescópio, e a abertura da fenda de forma a obter imagens bem definidas das linhas espectrais (Fig. 3a).

- Com o colimador e o telescópio bem alinhados, solte a trava do Vernier e ajuste o zero da escala angular. Trave novamente, e realize o ajuste fino do Vernier.

- Verifique a simetria dos ângulos de difração para os dois lados do eixo óptico, reajustando a posição da rede se necessário.

- Meça os ângulos das linhas espectrais das Lâmpadas de Hg, H, e Na. Meça sempre os raios difratados para os dois lados do eixo óptico, e diferentes ordens (n) de difração.

- Com auxílio da câmara CCD procure medir linhas infravermelhas e ultra-violeta.

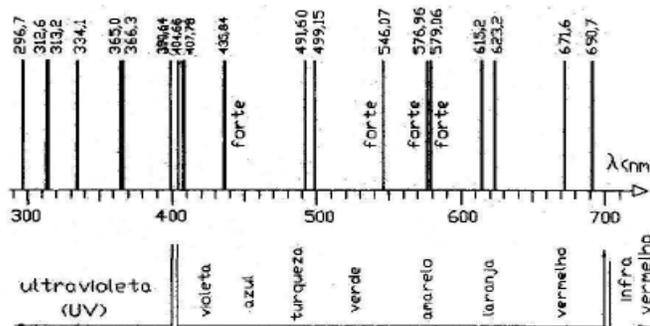


Figura 3a: Trecho do espectro de Mercúrio (Hg).

Análise de dados:

- Identifique as linhas do Hg tabeladas. Identifique as ordens de difração. Faça um ajuste da curva de comprimento de onda (λ) versus o seno do ângulo de difração médio. Confira os dados em comparação com o calculado pela densidade de linhas da rede.

- Determine o comprimento de onda das linhas do H e do Na.

- Identifique as transições da série de Balmer (H) e determine a constante de Rydberg.

- Determine o potencial de ionização do H e construa um diagrama de níveis do H.

- Identifique as transições observadas do Na com auxílio do esquema de níveis do Na (vide www.labdid.if.usp.br). Verifique as regras de seleção para as transições. Determine os defeitos quânticos das séries do Na, quando possível.

Bibliografia suplementar: G. Herzberg - "Atomic spectra and atomic structure"

3 - DETECTORES DE RADIAÇÃO

Introdução:

Os detectores de radiação são instrumentos importantes para o desenvolvimento da física atômica e nuclear. Nesta experiência serão usados dois tipos de detectores de radiação: contadores Geiger-Mueller e cintiladores. Diversos tipos de radiação podem ser detectados com estes instrumentos, tais como partículas α , β , e outras partículas carregadas em geral, nêutrons e radiações eletromagnéticas (raios-X e γ). Para cada tipo de partícula que se deseja detectar existem montagens específicas para otimizar a eficiência de detecção. Nesta experiência serão utilizadas exclusivamente fontes de radiação γ (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na).

Interação da radiação γ com a matéria:

A detecção de raios γ envolve necessariamente uma interação inicial do fóton, que constitui o raio γ , com a matéria do detector através de um dos seguintes processos (fig. 1) (é possível a ocorrência de mais de um destes processos em seqüência):

- 1 - Efeito fotoelétrico - quando toda a energia do fóton é transferida para um elétron do material do detector.
- 2 -Espalhamento Compton - quando parte da energia do fóton ($h\nu$) é transferida para um elétron e o restante é “espalhado” na forma de um outro fóton. A energia do fóton remanescente ($h\nu'$) depende do ângulo de espalhamento (θ):

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

Onde $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$, é a energia correspondente à massa de repouso do elétron.

- 3 - Criação de pares e^+e^- - quando a energia do fóton (superior a 1022 keV) é transformada em um pósitron mais um elétron (com massa total equivalente a 1022 keV, isto é, duas vezes a massa do elétron) e o excesso de energia (além de 1022 keV) em energia cinética do par. Em seguida, o pósitron sofre aniquilação com algum elétron disponível no material, produzindo um par de raios γ de 511 keV.

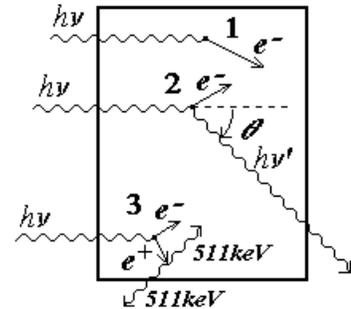


Figura 1.

A probabilidade relativa de ocorrência destes 3 processos depende da energia do γ e do número atômico Z do material absorvedor (fig. 2). O efeito fotoelétrico predomina para raios γ de baixa energia e alto número atômico, a criação de pares predomina para altas energias e também alto Z , e o efeito Compton predomina para energias intermediárias e baixo Z .

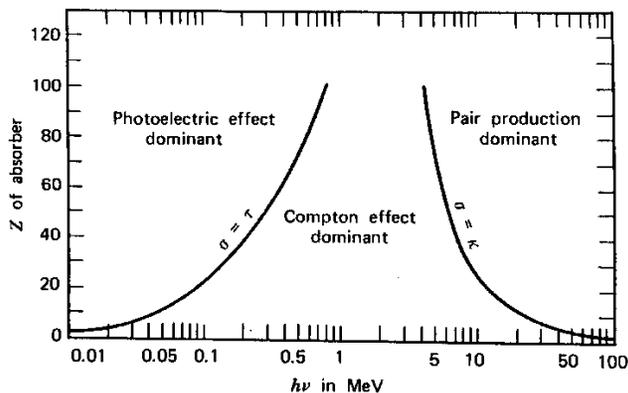


Figura 2. Regiões de predominância das 3 formas de interação da radiação γ . As curvas indicam os valores de Z e $h\nu$ para os quais as probabilidades dos processos vizinhos são iguais. (*The Atomic Nucleus*, R. D. Evans - McGraw-Hill 1955).

O contador Geiger-Mueller:

O contador Geiger (ou Geiger-Mueller) consiste de um capacitor cilíndrico preenchido com uma mistura especial de gases a baixa pressão (fig. 3). Em geral o raio gama interage na parede externa do detector (o cátodo do capacitor) transferindo energia para um elétron. Eventualmente, o elétron penetra no detector e colide com os átomos do gás produzindo íons positivos e elétrons secundários que são acelerados, provocando uma descarga elétrica de avalanche. Se a tensão aplicada ao capacitor for suficientemente alta, a carga total coletada é praticamente independente da energia depositada no processo inicial. Por esta razão, o detector é denominado “contador” uma vez que não traz informação alguma sobre a energia do gama detectado. Durante o processo de avalanche e migração dos íons positivos, o detector é insensível a radiação subsequente que venha a incidir sobre ele. O tempo médio para que o detector se recupere após a detecção de uma partícula, e seja capaz de detectar outra, é denominado “tempo morto” do detector.

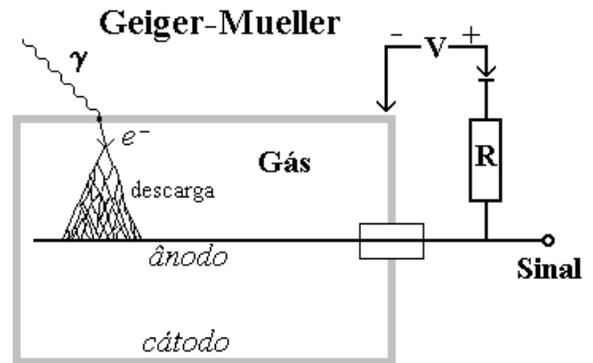


Figura 3.

O cintilador de NaI(Tl):

Os detectores cintiladores são constituídos de materiais que produzem luz quando excitados pela passagem de partículas carregadas. São em geral mais eficientes para radiação γ do que os contadores a gás (devido à maior densidade) e, além disso, podem trazer informação sobre a energia da partícula detectada. Nos cintiladores inorgânicos, como o cristal de NaI(Tl) (Iodeto de Sódio dopado com Tálcio), o elétron da interação primária provoca excitação dos níveis eletrônicos do cristal, que decaem por emissão de fótons na região da luz visível. O número total de fótons produzidos é aproximadamente proporcional à energia da radiação detectada. Para converter esse pulso luminoso em um pulso elétrico é utilizado um tubo fotomultiplicador. O tubo fotomultiplicador (fig. 4) consiste de um cátodo, diversos eletrodos (dinodos) e um ânodo. A luz proveniente do cintilador incide sobre o cátodo produzindo efeito fotoelétrico. Os fotoelétrons são acelerados eletrostaticamente em direção ao primeiro dinodo onde produzem elétrons secundários em maior número, os quais são acelerados até o segundo dinodo e assim por diante até que chegue ao ânodo um grande número de elétrons, proporcional ao número de fotoelétrons inicial. O pulso elétrico assim formado traz

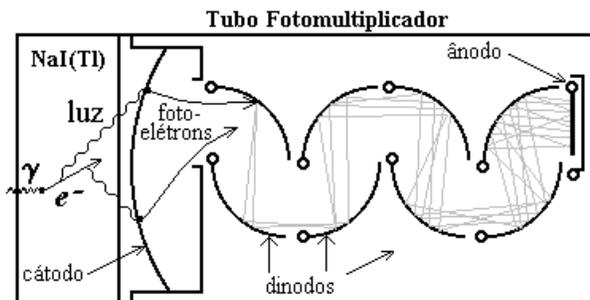


Figura 4. Cintilador de NaI(Tl) acoplado a um tubo fotomultiplicador

informação da energia da radiação depositada sobre o detector. No caso de cintiladores, o tempo morto é muito menor do que para os contadores Geiger, e depende essencialmente do tempo de população e de decaimento dos níveis eletrônicos responsáveis pela cintilação (da ordem de centenas de nano-segundos).

Eletrônica:

A eletrônica para o contador Geiger é bastante simples: Uma fonte de tensão alimenta o detector com cerca de 1000 V. Os pulsos provenientes do detector podem ser ligados diretamente a um escalímetro que conta o número de pulsos durante um intervalo de tempo pré-estabelecido. Para o detector cintilador, é necessário ainda amplificar o sinal do detector com um amplificador espectroscópico linear (pode ser necessário um pré-amplificador). A fim de determinar a altura dos pulsos amplificados, a qual é proporcional à energia depositada pela partícula detectada, será utilizado um conversor analógico-digital acoplado a um microcomputador. A altura do pulso é convertida em um número inteiro, denominado “canal”, no intervalo de 0 a 255. O valor do canal é enviado ao micro pela interface paralela. Durante o intervalo de tempo da aquisição de dados, vai sendo acumulado na memória do microcomputador um histograma do número de contagens versus canal, ou seja, o espectro da radiação detectada. O programa de aquisição e análise (Plexm) permite controlar o tempo de aquisição, a exibição, armazenamento e manipulação dos espectros.

As fontes de radiação γ :

Os núcleos atômicos possuem níveis de energia discretos, análogos aos níveis atômicos. A transição entre estados de energia de um mesmo núcleo é acompanhada da emissão de um quantum de radiação eletromagnética (fóton). No entanto, a força nuclear é muito mais intensa e as distâncias envolvidas são muito menores (da ordem de 10^{-15} m) do que no caso atômico. Em consequência, o comprimento de onda da radiação eletromagnética é muito menor, ou seja, a energia do fóton muito maior (tipicamente de 100 keV a 10 MeV). Os fótons emitidos pelo núcleo atômico são denominados raios γ . Além disso, alguns núcleos, denominados radioativos, podem decair por emissão de partículas carregadas (α , β^- , β^+), sofrendo transmutação. No caso do ^{60}Co , por exemplo, o estado fundamental é instável e decai por emissão de partículas β^- (elétrons) com uma meia-vida ($t_{1/2}$) de 5.27 anos. O núcleo filho (^{60}Ni) é formado em um estado excitado que decai pela emissão sucessiva de dois raios γ (1173 keV e 1332 keV). O ^{137}Cs também decai por emissão β^- com meia-vida de 30.25 anos, populando quase exclusivamente um estado do ^{137}Ba o qual decai diretamente para o estado fundamental, emitindo um raio γ de 662 keV. A radiação β^- , por ser carregada, interage muito mais fortemente com a matéria do que a radiação γ , e é totalmente freada no invólucro plástico das fontes radioativas. Por outro lado, praticamente toda a radiação γ é capaz de escapar das fontes sem sofrer nenhuma interação. Já o núcleo de ^{22}Na decai por emissão β^+ com meia-vida de 2.6 anos em um estado excitado do ^{22}Ne que decai para o estado fundamental emitindo um raio γ de 1275 keV. Devido ao decaimento β^+ , a fonte produz ainda radiação γ de aniquilação elétron-pósitron.

O decaimento radioativo:

O número de átomos radioativos N em uma dada amostra diminui exponencialmente em função do tempo segundo a bem conhecida fórmula do decaimento:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 2^{-t/t_{1/2}}$$

Onde N_0 é o número inicial de átomos, λ é a constante de decaimento e $t_{1/2}$ a meia-vida (logo $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$). A atividade A de uma fonte é definida como sendo a taxa de decaimento (o número de decaimentos por unidade de tempo):

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N(t)$$

em termos da atividade inicial $A_0 = \lambda N_0$:

$$A(t) = A_0 2^{-t/t_{1/2}}$$

No SI a unidade de medida da atividade é o becquerel (Bq) que é definido como sendo uma desintegração por segundo. Por razões históricas ainda é bastante utilizada a unidade de 1 curie (Ci), que corresponde a 3.7×10^{10} Bq.

Absorção da radiação γ pela matéria:

Quando um feixe de radiação γ atravessa um determinado material, podem ocorrer interações através dos 3 processos citados acima. Após uma interação qualquer, um raio γ é perdido (ou é absorvido completamente, ou é desviado da direção inicial do feixe). Quanto maior for a distância atravessada pelo feixe dentro do material, maior será o número de raios γ perdidos e menor será a intensidade do feixe. Como os processos de interação são aleatórios a intensidade do feixe decai exponencialmente em função da distância atravessada segundo a fórmula (análoga à do decaimento radioativo):

$$I(d) = I_0 e^{-\mu d}$$

Onde I_0 é a intensidade do feixe inicial (número de fótons por segundo), $I(d)$ é a intensidade do feixe após atravessada uma distância d , e μ é o coeficiente de absorção total (devido aos 3 processos de interação γ), o qual depende do material absorvedor e da energia do raio γ . O valor do coeficiente de absorção para diversos elementos em função da energia pode ser obtido da literatura. Em geral são apresentados gráficos da espessura semi-redutora vezes a densidade do material em função da energia do raio γ (fig. 5), ou do coeficiente de absorção (fig. 6).

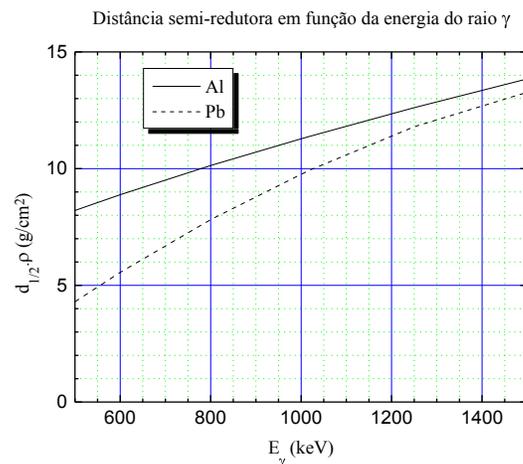


Figura 5. Absorção de fótons em Alumínio e Chumbo

A espessura semi-redutora é definida como sendo a distância $d_{1/2}$ correspondente a uma atenuação de fator 2 da intensidade inicial:

$$I(d_{1/2}) = \frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\mu d_{1/2}}$$

De onde se obtém a relação entre μ e $d_{1/2}$ (análoga à relação entre a constante de decaimento e a meia-vida):

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

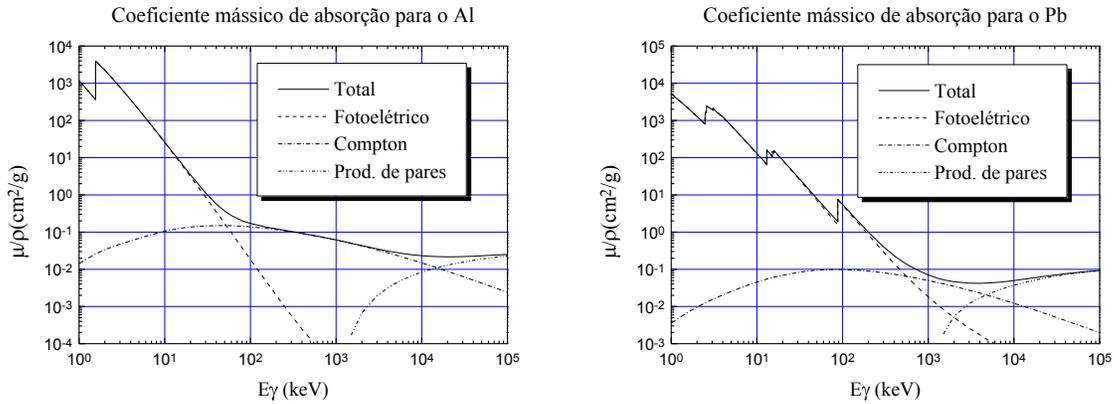


Figura 6. Coeficientes mássicos de absorção de Al e Pb pelos principais processos de interação da radiação γ .

As eficiências de detecção:

Seja n o número de raios γ emitidos por uma fonte em uma unidade de tempo. Um detector colocado a uma certa distância da fonte será capaz de detectar uma parte n' dos n raios γ emitidos. A fração de raios gama detectados é denominada *eficiência absoluta* de detecção ε_a :

$$\varepsilon_a = \frac{n'}{n}$$

A eficiência absoluta depende, além de características do detector, dos parâmetros geométricos da montagem experimental (distância do detector à fonte, área frontal exposta do detector), e eventualmente da presença de materiais absorvedores entre a fonte e o detector. Define-se ainda a *eficiência intrínseca* do detector ε_i que é a fração de raios γ detectados relativa ao número de raios gama que incidem sobre o detector. Supondo-se que uma fonte emita raios gama isotropicamente, somente uma fração $\frac{\Omega}{4\pi}$ (onde Ω é o ângulo sólido compreendido pelo detector) dos raios γ tem “chance” de ser detectados portanto:

$$\varepsilon_a = \frac{n'}{n} = \frac{4\pi}{\Omega} \varepsilon_i$$

A eficiência intrínseca depende fracamente dos parâmetros geométricos da montagem experimental, é basicamente uma característica do detector.

Em um detector como o cintilador de NaI, somente uma fração f dos raios γ detectados é acumulada no fotopico. Define-se, portanto, uma *eficiência intrínseca de fotopico*:

$$\varepsilon_{fp} = \frac{n_p}{n(\frac{\Omega}{4\pi})} = f \varepsilon_t$$

Onde n_p é o número de contagens no fotopico e ε_t é a eficiência intrínseca total. Em geral as eficiências de detecção dependem da energia da radiação.

Procedimento experimental:

Parte I - Geiger-Muller (GM)

- Aplique uma tensão de cerca de 1100V ao GM
- Coloque uma fonte radioativa de ^{60}Co a uma distância de aproximadamente 5cm do detector.
- Meça a distância da fonte e a área do colimador e determine o ângulo sólido de detecção Ω .
- Meça o número de contagens para um tempo de aquisição de 100 s. Repita a medida pelo menos 5 vezes. Calcule a média e o desvio padrão e compare este último com o valor esperado estatisticamente.
- Meça o número de contagens devido à radiação de fundo da sala. Cuide para que as fontes radioativas estejam bem afastadas (>1.5 m), inclusive as de outros grupos.
- Verifique o valor tabelado da intensidade da fonte e determine a eficiência absoluta de detecção e a eficiência intrínseca do detector.

Parte II - Cintilador de NaI(Tl)

II.a) Espectros de raios γ

- Aplique 1000V à fotomultiplicadora.
- Monte o circuito apropriado para medida do espectro γ das fontes radioativas.
- Ajuste o ganho do amplificador com a fonte de ^{60}Co . O pulso de energia mais alta deve ter cerca de 8V de altura.
- Meça o espectro do ^{60}Co . A fonte deve ser colocada a uns **15cm** do detector. Utilize intervalos de tempo suficientes para obter números de contagens suficientes para garantir uma flutuação estatística relativamente pequena. Verifique se a resolução é suficiente para distinguir os picos do ^{60}Co .
- Meça o espectro de fundo com amostragem estatística adequada.
- Determine a eficiência absoluta, e as eficiências intrínsecas de fotopico e total do cintilador, bem como a fração pico/total (f). Note que em cada decaimento são emitidos dois raios γ pela fonte de ^{60}Co .
- Meça o espectro do ^{137}Cs sem mudar o ganho do amplificador (com a fonte a $\approx 15\text{cm}$).

- Determine novamente a eficiência absoluta, e as eficiências intrínsecas de fotopico e total do cintilador e a fração f . Os valores das eficiências intrínsecas podem ser comparados com os cálculos de Miller *et al.* (vide última referência bibliográfica).
- Utilizando os valores conhecidos das energias dos raios gama do ^{60}Co e do ^{137}Cs , faça uma calibração de energia em função do canal correspondente ao centróide dos picos.
- Identifique a borda Compton no espectro de ^{137}Cs e verifique se corresponde à energia máxima esperada para detecção por efeito Compton.
- Meça o espectro do ^{22}Na (também sem mudar o ganho do amplificador). Convém neste caso aproximar bem a fonte ao detector.
- Determine a energia dos raios γ produzidos pela aniquilação e^+e^- .

II.b) Absorção de raios γ

- Coloque a fonte de ^{60}Co a uma distância de cerca de 15 cm do detector.
- Meça o espectro utilizando tempos de aquisição apropriados e determine a taxa de contagens dos picos de 1173 e 1332 keV.
- Meça um espectro de fundo com boa amostragem estatística.
- Meça a espessura de uma placa absorvedora de Pb e coloque-a entre a fonte e o detector.
- Determine novamente a taxa de contagens.
- Continue adicionando placas absorvedoras de Pb e medindo as taxas de contagens até que a taxa seja menor ou aproximadamente igual a 25% da taxa inicial (descontado o fundo). Bastam cerca de 5 medidas. Faça uma estimativa da espessura total necessária de maneira a distribuir bem os pontos experimentais e otimizar o tempo de tomada de dados.
- Faça um gráfico mono-log da taxa de contagens em função da espessura de material absorvedor (em g/cm^2).
- Determine a espessura semi-redutora do Pb e compare com o valor fornecido na figura 5.
- Repita o procedimento com absorvedores de Al.

Bibliografia complementar:

Radiation Detection and Measurement

Glenn F. Knoll

(Segunda edição - John Wiley & Sons - 1989)

Introductory Nuclear Physics

Kenneth S. Krane

(John Wiley & Sons - 1988)

Efficiencies and Photofractions for Sodium-Iodide Crystals

W. F. Miller, J. Reynolds and W. Snow

The Review of Scientific Instruments **28** (1957) 717.

Apêndice 2-I

Manual do Plexm

O programa **Plexm** permite controlar a aquisição de dados em multicanal, a exibição, armazenamento, leitura e análise simples de espectros. Ao iniciar-se o programa **Plexm**, deverá aparecer o sinal de prontidão: >.

Nestas condições o programa aceitará os seguintes comandos:

Comando:	Parâmetro(s):	Ação:
> in	<i>nome.spk[,new]</i>	Abre um arquivo para armazenamento e leitura de espectros. A opção ,new cria um arquivo novo. Exemplo: > in teste.spk,new Para ler um arquivo já existente não deve ser usada a opção ,new pois os dados já gravados serão perdidos. Ex.: > in teste.spk
> run		Inicia a aquisição no multicanal e o cronômetro.
> stop		Interrompe a aquisição no multicanal e o cronômetro.
> z		Zera a memória do multicanal e o cronômetro.
> d	<i>m</i>	Exibe os dados do espectro armazenado no multicanal até o instante da emissão do comando >d <i>m</i> .
> mc		Entra no modo de exibição em tempo real do espectro presentemente em aquisição. Neste modo o programa aceita os seguintes comandos de uma só tecla: Para zerar imediatamente o espectro e o cronômetro: z. Com as setas (←, ↑, ↓ e →) é possível alterar as escalas do gráfico. Para sair do modo, pressionar qualquer outra tecla.
> sv	<i>idn</i>	Grava o último espectro adquirido (na memória do multicanal) no arquivo aberto (com o comando > in), sob o número de identificação <i>idn</i> .
> d	<i>idn</i>	Exibe o espectro gravado de número <i>idn</i> . Ex.: > d 3 Podem ser exibidos simultaneamente até 4 espectros, fornecendo-se vários identificadores. Ex.: > d 3 4 6 10
> dir		Lista os identificadores dos espectros gravados no arquivo presentemente aberto.
> dl	<i>c_inf c_sup</i>	Limites inferior e superior (em canais) do espectro para próxima exibição.
> dmm	<i>min max</i>	Limites inferior e superior (em número de contagens) do espectro para próxima exibição. O comando emitido sem parâmetros (> dmm) determina limites calculados automaticamente pelo programa.
> c		Entra no modo cursor , após a exibição de um espectro. Neste modo o programa aceita os seguintes comandos de uma só tecla: <ul style="list-style-type: none"> • As setas (← e →) - permitem movimentar o cursor em passos grandes e as setas do teclado numérico em passos

- pequenos.
- **?** - exibe o número do canal da posição do cursor e o número de contagens do canal (obs: apertar a tecla *shift* para obter ?).
 - Os colchetes (**[** e **]**) - limitam a região para medida da posição (centróide) e área de um pico.
 - **a** - calcula o centróide e a área do pico limitada pelos colchetes **[]**, subtraindo um fundo linear passando pelos limites.
 - **,** e **.** - definem os limites da região de expansão.
 - **e** - expande a região delimitada.
 - **q** - sai do modo cursor.
- > dx *idn* Exibe a região de expansão (definida no modo **cursor**) do espectro *idn*.
- > lin Escala vertical linear.
- > log Escala vertical logarítmica.
- > cal *a b c* Define a calibração em energia do espectro:
 $E = t + x + x^2$, onde *x* representa o número do canal.
- > list *idn nome.lis* Grava dados em formato texto com o espectro *idn* no arquivo *nome.lis*.
- > del *nsec* Prepara o temporizador para um tempo de aquisição de *nsec* segundos. As aquisições subseqüentes serão interrompidas quando o cronômetro atingir o tempo especificado, desde que o programa esteja no modo de exibição em tempo real (**mc**). Para desativar o temporizador, executar o comando:
 > **del** omitindo o parâmetro *nsec*.
- > h Exibe lista de comandos.
- > end Sai do programa **Plexm**.
- > MESP Entra no módulo de manipulação de espectros. Os espectros são manipulados em dois “buffers”: *buf1* e *buf2*. Neste modo são aceitos os comandos abaixo:
- > in *nome.spk* Abre *nome.spk* para leitura.
- > ou *nome.spk[,new]* Abre *nome.spk* para escrita.
- > nuid *idne* Define o identificador *idne* a ser utilizado na próxima operação de escrita.
- > i1,i2 *idn* Lê o espectro *idn* e armazena no buffer 1 ou 2, respectivamente. Por exemplo, para armazenar o espectro 3 no buffer 1: > **i1 3**.
- > o1,o2 Escreve o conteúdo do buffer 1 ou 2, respectivamente, no arquivo de saída e incrementa o identificador de escrita *idne* de uma unidade.
- > z1,z2 Zera o buffer 1 ou 2, respectivamente.
- > a12 *f* Realiza a operação **buf2=buf2+f×buf1**.
- > ret Retorna ao Plexm.

4 - RAIOS X

4.1. Espectro de Emissão e Difração de Bragg

Introdução:

Os raios X foram descobertos por Röntgen no final do século XIX. Ao estudar a radiação proveniente de tubos de raios catódicos, Röntgen observou a emissão de raios penetrantes de natureza desconhecida. Mais tarde se verificou que os raios X nada mais são do que radiação eletromagnética de comprimentos de onda ao redor de 0.1 a 10Å. Nesta experiência será utilizado um equipamento que permitirá a produção e a medida do espectro de emissão de raios X e o estudo da fluorescência e absorção de raios X por diversos materiais.

Produção de raios X:

A figura 1 mostra o esquema de uma válvula para produção de raios X. Um filamento aquecido pela passagem de uma corrente emite elétrons que são acelerados por uma diferença de potencial de 20 a 30 kV entre o filamento (o cátodo) e um eletrodo de Cobre (o ânodo) em vácuo. Ao atingir o ânodo de cobre os elétrons são freados bruscamente, emitindo radiação e ionizando os átomos de Cobre. O espectro dos raios X produzidos apresenta uma componente contínua correspondente a radiação de freamento dos elétrons, e uma componente discreta correspondente à desexcitação dos níveis eletrônicos dos átomos de Cu.

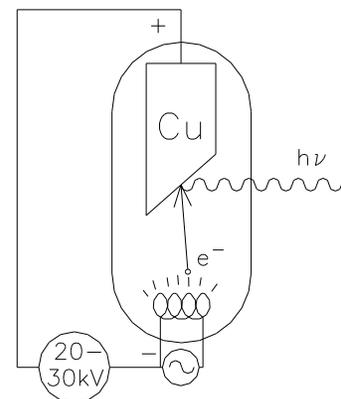


Figura 1. Tubo para produção de raios X

Radiação de freamento:

A radiação de freamento (também chamada “bremsstrahlung”) emitida pelos elétrons que colidem com um material denso (no caso o ânodo de Cu) apresenta um espectro de energia contínuo. A cada colisão com os átomos ou elétrons do material, o elétron incidente perde uma parte da sua energia emitindo um fóton. Após um certo número de colisões, o elétron acaba por perder toda a sua energia tendo emitido fótons de diversas frequências distribuídas aleatoriamente. O espectro de emissão apresenta um valor máximo de energia, correspondente ao caso extremo de colisões em que o elétron perde a totalidade de sua energia de uma só vez, emitindo um único fóton de frequência ν_{max} . A energia máxima do espectro é então: $h\nu_{max} = E_c = eV$, onde E_c é a energia cinética dos elétrons incidentes, a qual por sua vez é igual a carga e do elétron multiplicada pela tensão de aceleração V entre cátodo e ânodo (h é a constante de Planck).

Espectro discreto característico:

Nos processos de colisão, os elétrons incidentes podem arrancar elétrons dos átomos do meio, produzindo íons ou átomos excitados. Durante o processo de recombinação ou desexcitação, ocorre a emissão de fótons característicos do material, correspondentes a transições entre os níveis atômicos. Quando elétron arrancado pertence a uma camada atômica profunda, o fóton emitido por ocasião da re-ocupação da camada se encontra na faixa de energia dos raios X. A figura 2 mostra o espectro resultante da superposição da componente contínua de “Bremsstrahlung” com os picos correspondentes às transições discretas entre as camadas L e K, e M e K (K_{α} e K_{β} , respectivamente - figura 3). Estudos espectroscópicos de alta resolução mostram que estes picos são na verdade compostos de diversas linhas de energias próximas, devido à estrutura fina das camadas atômicas. A tabela 1 mostra as energias das transições características do Cu obtidas da literatura.

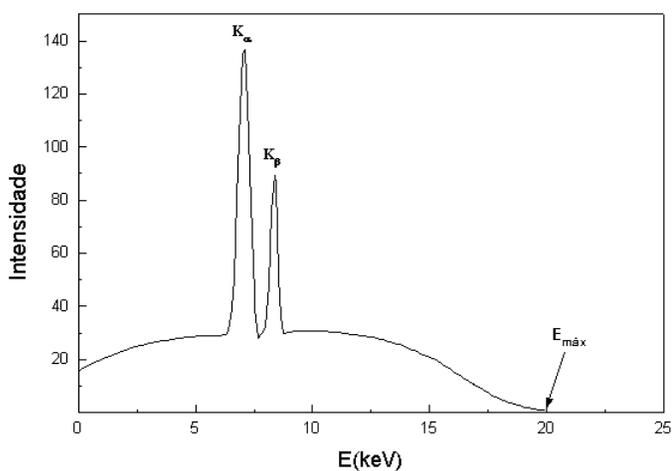


Figura 2. Espectro de emissão de raios X.

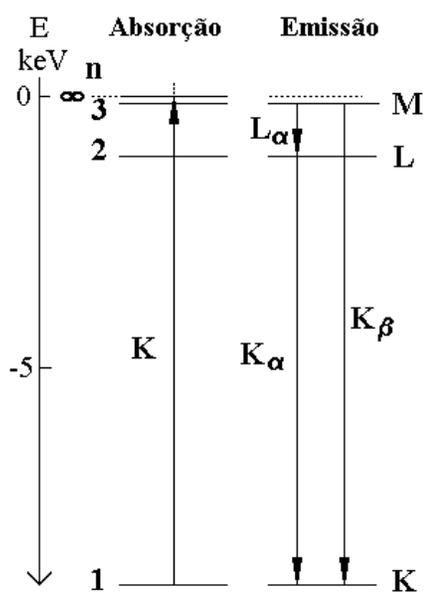


Figura 3. Esquema de níveis e transições atômicas.

Difração de Bragg:

O comprimento de onda de um fóton de 10 keV, por exemplo, é $\lambda = \frac{hc}{E} = 1.24 \text{ \AA}$. Isto mostra que o comprimento de onda típico de raios X é comparável às distâncias interatômicas de um cristal. Assim sendo, quando um feixe de raios X atinge um cristal, ocorrem efeitos de difração. A relação entre o comprimento de onda λ e os ângulos de incidência θ_i e reflexão θ_r , que resultam em interferência construtiva do feixe difratado, é dada pela lei de Bragg:

$$\theta_i = \theta_r = \lambda_n$$

$$2d \sin \theta_n = n\lambda$$

onde d é a distância entre dois planos cristalinos (fig. 4) e n é um número inteiro. A primeira equação mostra que os ângulos de incidência e reflexão são necessariamente iguais, e além disso, devem ser iguais a um dos ângulos de Bragg $\theta = \lambda$, determinados pela segunda equação.

Conhecendo-se o comprimento de onda da radiação, a difração de Bragg permite determinar a distância interplanar do cristal. Por outro lado, conhecendo-se a distância interplanar, pode-se utilizar o cristal como analisador do feixe de raios X. A montagem experimental apropriada para esta finalidade está esquematizada na figura 5. O feixe de raios X atinge o cristal com ângulo de incidência ajustável θ (através da rotação do cristal). Um detector Geiger permite a detecção do feixe refletido. Um goniômetro acopla o movimento do detector à rotação do cristal, de forma que o ângulo de rotação do detector seja sempre o dobro do ângulo de rotação do cristal, de forma a preservar a igualdade entre os ângulos de incidência e reflexão ($\theta_i = \theta_r$).

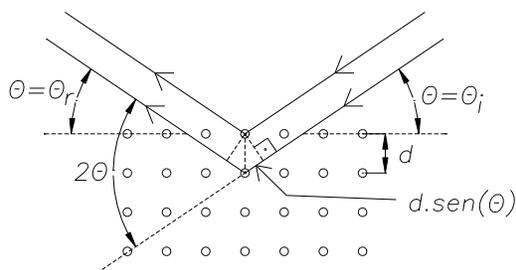


Figura 4. Difração de Bragg.

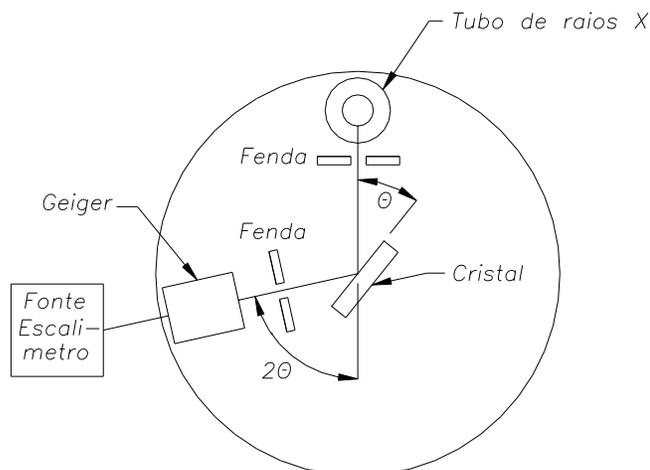


Figura 5. Montagem experimental.

Detector Geiger:

O feixe de raios X interage com a janela de entrada e com o gás do detector Geiger predominantemente através de efeito fotoelétrico (isto é, quando toda a energia do fóton é transferida para um elétron). A energia depositada no detector provoca uma descarga de avalanche e o pulso elétrico produzido é contado num escalímetro. A medida da taxa de contagens em função do ângulo de espalhamento θ permite determinar (por meio da lei de Bragg) o espectro de energia dos raios X incidentes.

Absorção de raios X:

O processo de interação predominante dos raios X com a matéria de um absorvedor, (para energias menores ou iguais a 30 keV, e número atômico $Z > 5$ do absorvedor), é o efeito fotoelétrico. Para que ocorra efeito fotoelétrico, é necessário que a energia do fóton seja superior à energia de ligação do elétron. A energia de ligação depende, é claro, da camada em que se encontra o elétron, assim, por exemplo, para arrancar um elétron da camada K do Cu, é necessária uma energia do fóton de pelo menos 8.98 keV (tabela 1). Além disso, se a energia do fóton for precisamente igual à diferença de energia entre um nível ocupado e um desocupado, pode ocorrer excitação do átomo (sem ejeção do elétron).

Como o processo de absorção é aleatório, a intensidade do feixe é atenuada exponencialmente em função da espessura x do absorvedor:

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

onde μ é o coeficiente de absorção, dependente da energia do fóton e do material absorvedor.

Define-se a absorptância A de uma chapa absorvedora de espessura x como sendo $A = \frac{I_0}{I(x)} = \frac{I_0}{I_T}$, onde I_0 é a intensidade inicial do feixe, e $I(x)$ ou I_T é a intensidade transmitida

pela chapa absorvedora. Em geral, A decresce com o aumento da energia do fóton, mas existem descontinuidades de salto correspondentes ao aumento da absorção quando a energia do fóton ultrapassa a energia de ligação de cada camada eletrônica do elemento absorvedor (borda de absorção).

Fluorescência:

Quando iluminados por um feixe de raios X de energia suficiente, os átomos de um material podem absorver fótons do feixe, e no processo de recombinação ou des-excitação, emitir raios X característicos do material. Este efeito é denominado *fluorescência*. A tabela 1 mostra as energias mínimas para absorção pela camada K (ou seja, a energia de ligação da camada K), e as energias das transições K_α e K_β para cada elemento. Nota-se que as energias crescem gradativamente com o número atômico Z .

Tabela 1. Energias (em keV) das transições K dos elementos de $23 < Z < 30$.

Elem.	Z	K_α	K_β	K_{abs} (borda)
V	23	4.95	5.43	5.47
Cr	24	5.41	5.95	5.99
Mn	25	5.90	6.49	6.54
Fe	26	6.40	7.06	7.11
Co	27	6.93	7.65	7.71
Ni	28	7.48	8.26	8.33
Cu	29	8.05	8.91	8.98
Zn	30	8.64	9.57	9.66

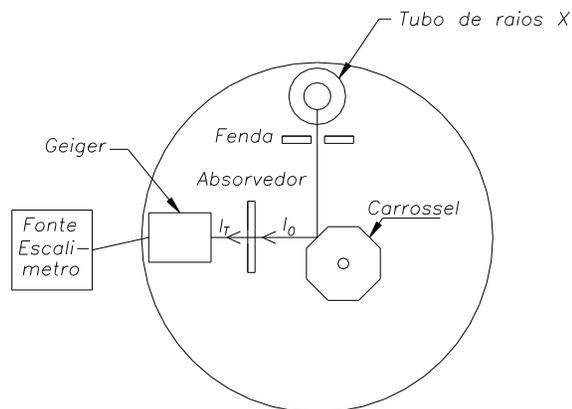


Figura 6. Arranjo para estudo de fluorescência e absorção de raios X por diferentes materiais.

Procedimento experimental:

1) Medida do espectro de emissão do tubo de raios X:

- Coloque um cristal de LiF no centro do aparelho de raios X (fig. 5).
- Coloque uma fenda de 3 mm na frente do detector Geiger.
- Coloque a chave seletora da tensão de aceleração na posição correspondente a 30 kV.
- Ligue o aparelho de raios X.
- Ligue o Geiger ao medidor de taxas e procure um máximo da taxa de contagens variando o ângulo do detector entre o valor mínimo e $2\theta = 50^\circ$. Ligue o detector ao escalímetro e varie a

tensão do Geiger de forma a determinar o patamar de operação. Fixe a tensão do Geiger na faixa intermediária do patamar.

- Ajuste a corrente da válvula para obter uma taxa em torno de 500/s. Não ultrapasse o valor de $80 \mu\text{A}$. Verifique periodicamente a corrente e reajuste se necessário de forma a mantê-la constante durante as medidas.
- Faça a medida da intensidade dos raios X difratados pelo cristal de LiF em função do ângulo do detector em passos de 1 grau, no intervalo entre o valor mínimo e $2\theta = 50^\circ$. Utilize tempos de aquisição de 10 s. Nas vizinhanças dos picos, faça medidas a intervalos angulares de $10'$.
- Repita as medidas da intensidade em função do ângulo para uma tensão de aceleração de 20kV. Reajuste a corrente da válvula se for conveniente (sem ultrapassar $80 \mu\text{A}$).
- Faça medidas em intervalos angulares de $10'$ também para a região de ângulos pequenos, ou seja, correspondente à energia máxima dos raios X. Se a taxa de contagens for muito baixa, suba a corrente da válvula para $80 \mu\text{A}$ para fazer as medidas naquela região. Com auxílio da lei de Bragg, construa o espectro de comprimentos de onda para a região.
- Utilizando o valor do comprimento de onda mínimo do espectro de raios X (tomado com 20kV), determine a constante de Planck h , supondo conhecidas as constantes fundamentais e e c , e o espaçamento interplanar do cristal de LiF $d = 2.015 \text{ \AA}$.
- Grafique os espectros de *energia* dos raios X tomados com 20 e 30kV (use o valor da literatura para a constante de Planck). Identifique e meça a energia dos picos K_α e K_β do Cu. Compare com os valores tabelados.

II) Fluorescência e absorção de raios X.

- Fixe o detector num ângulo de $2\theta = 90^\circ$. Mantenha a corrente da válvula em $80 \mu\text{A}$ (tensão de aceleração: 20kV).
- Coloque o carrossel contendo os elementos com $Z = 23$ a 30 no local apropriado conforme a figura 6.
- Meça, para cada um dos elementos do carrossel, a intensidade da fluorescência I_0 produzida e grafique I_0 em função de Z .
- Coloque uma lâmina absorvedora de Vanádio (V) na frente do detector e meça a intensidade transmitida I_T do feixe de raios X de fluorescência para cada elemento do carrossel, e determine a absorptância pela lâmina de V.
- Repita a operação para cada uma das outras lâminas absorvedoras (Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn).
- Faça um gráfico da absorptância de cada lâmina em função da energia da emissão K_α da fluorescência de cada elemento. Supondo que o feixe de raios X de fluorescência seja devido exclusivamente à emissão K_α , verifique se os saltos de A em função da energia se encontram nas posições esperadas de acordo com os valores tabelados da borda de absorção do elemento absorvedor correspondente.

Bibliografia complementar:

Introduction to Modern Physics

F. K. Richtmyer, E. H. Kennard, T. Lauritsen

4.2 - Lei de Moseley

Introdução:

O comprimento de onda λ dos raios X característicos de cada elemento decresce regularmente com o aumento número atômico Z . Em 1913, Moseley mostrou que os comprimentos de onda medidos para a emissão K_α podiam ser descritos com boa aproximação pela relação:

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = a(Z - b) \quad (1)$$

onde a é uma constante da ordem de grandeza da raiz quadrada da constante de Rydberg e b é uma constante com valor de cerca de 1 a 2. Moseley interpretou este resultado em termos do modelo atômico de Bohr. O modelo de Bohr prevê que, para um único elétron orbitando um núcleo de carga $Z'e$, o inverso do comprimento de onda de uma transição entre as camadas n_i e n_f é dado pela fórmula (vide apostila sobre o espectro de Hidrogênio):

$$\frac{1}{\lambda} = RZ' \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (2)$$

onde $R = 1.09737 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$.

A transição K_α corresponde à transição de um elétron da camada $n_i = 2$ para a camada com uma vacância $n_f = 1$, não em um átomo com um único elétron, mas num átomo neutro. Para Z maior que 1, portanto, há um outro elétron ocupando a camada K ($n = 1$), e o elétron que protagoniza a transição está submetido a uma carga efetiva ($Z - b$) onde b é a carga total dos elétrons com raio inferior ao da camada L ($n = 2$), essencialmente devida ao outro elétron da camada K. Com estas hipóteses a fórmula (2) se reduz à lei de Moseley (1) sendo $a = 0.866\sqrt{R}$ e $Z' = Z - b$. Moseley supôs que somente o outro elétron da camada K estaria localizado internamente à camada L e portanto deveríamos esperar que $b \approx 1$. Na verdade os outros elétrons também tem uma certa probabilidade de serem encontrados naquela região, e b pode chegar a valores próximos de 2. O trabalho de Moseley permitiu determinar inequivocamente o número atômico Z de cada elemento e portanto, sua localização na tabela periódica. Ele previu ainda a existência dos elementos de números atômicos $Z = 43, 61, 72$ e 75 , desconhecidos na época.

Para determinar o comprimento de onda dos raios X emitidos pelos diversos elementos será utilizada a montagem experimental da figura 1. Mede-se a absorvância ($A = \frac{I_0}{I_T}$, vide apostila sobre Raios X) dos raios X de fluorescência por uma lâmina de Al de espessura conhecida. Com auxílio do gráfico da figura 2 para o coeficiente mássico de absorção do Al, determina-se o comprimento de onda correspondente à absorvância medida. O coeficiente mássico de absorção ($\frac{\mu}{\rho}$) pode ser determinado através da fórmula:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{x\rho} \ln(A) \quad (3)$$

onde x é a espessura da lâmina absorvedora e ρ sua densidade. Para o Al, $\rho = 2.70 \text{ g/cm}^3$.

Figura 1. Esquema da montagem experimental para verificação da lei de Moseley.

Figura 2. Coeficientes mássicos de absorção do Al em função do comprimento de onda λ da radiação eletromagnética incidente.Tabela 1: Comprimentos de onda das emissões K dos elementos de $23 \leq Z \leq 30$

Elemento	Z	λ_{K_α} (Å)	λ_{K_β} (Å)
V	23	2.51	2.28
Cr	24	2.29	2.08
Mn	25	2.10	1.91
Fe	26	1.94	1.76
Co	27	1.79	1.62
Ni	28	1.66	1.50
Cu	29	1.54	1.39
Zn	30	1.44	1.30

I - Procedimento experimental:

- 1) Colocar o carrossel com os elementos de $Z = 23$ a 30 no centro do aparelho de raios X, e a fenda de 3 mm adiante do detector Geiger. Reservar espaço para colocar a lâmina absorvedora de Al posteriormente (fig. 1).
- 2) Ligar o aparelho com tensão de aceleração de 20 kV. Ajustar a corrente eletrônica de modo a obter taxas de contagens de cerca de 80/s no máximo, para todos os elementos do carrossel.
- 3) Determinar a intensidade da emissão de fluorescência I_0 para cada elemento do carrossel. Fazer várias medidas com tempo de aquisição de 10 s de forma a totalizar cerca de 3000 contagens para cada elemento. Verificar a corrente eletrônica e efetuar correções se necessário de forma a manter a corrente constante para todas as medidas.
- 4) Colocar a lâmina de Al de 0.022 mm de espessura e medir I_T para cada elemento, sempre totalizando cerca de 3000 contagens. Repetir o procedimento com absorvedor de 0.1 mm de espessura.

II - Análise de dados:

- 1) Determinar a absorptância para cada espessura da lâmina de Al e para cada elemento fluorescente (e respectiva incerteza).
- 2) Determinar o coeficiente mássico de absorção correspondente a cada espessura, e obter o coeficiente mássico médio obtido para as duas espessuras utilizadas (para cada elemento).
- 3) A partir do gráfico do coeficiente mássico do Al (fig. 2) determine o comprimento de onda médio da radiação de fluorescência de cada elemento e sua incerteza. Compare com os valores da tabela 1.
- 4) Faça um gráfico de $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ em função de Z .
- 5) Determinar as constantes de um ajuste linear aos dados do item anterior e a partir delas calcular as constantes a e b da lei de Moseley.

Repetir o procedimento dos dois itens anteriores usando os valores tabelados de $\lambda(K_\alpha)$.

Comparar os resultados e discutir a possível origem das discrepâncias