



Universidade do Estado do Rio de Janeiro
Instituto de Física
Departamento de Física Nuclear e Altas Energias

Estrutura da Matéria I

Roteiro das Experiências

1^o semestre de 2008

Versão 1.1

Andre Sznajder, Carley Martins, Jorge Molina, Hélio Nogima,
Marcia Begalli, Vitor Oguri, Wagner Carvalho, Wanda Prado

Aluno: _____

Prática nº 1

Interferência e Difração de Luz

1.1 Introdução

A teoria quântica atribui para qualquer partícula aspectos ondulatórios e para qualquer forma de radiação aspectos corpusculares. Nas atividades práticas do laboratório de Estrutura da Matéria, utilizaremos radiação eletromagnética na faixa visível (luz) em arranjos experimentais simples para estudar a dualidade onda-partícula.

Durante séculos a natureza da luz foi objeto de muita polêmica. Uma corrente de cientistas liderados por Isaac Newton (1642-1727), defendia firmemente a teoria corpuscular. Baseado na idéia de que um raio de luz era composto por partículas microscópicas de massa finita que viajavam em velocidade extremamente altas, Newton desenvolveu uma teoria para explicar os fenômenos de reflexão e refração. Apesar desta teoria prever erroneamente que ao passar de um meio menos denso para um meio mais denso a velocidade da luz aumenta, o peso do nome de Newton fez com que tivesse larga aceitação. Outra corrente liderada por Christian Huygens (1629-1695) e Robert Hooke (1635-1702), entretanto, defendia ardorosamente a teoria ondulatória e explicava os fenômenos de reflexão e refração. Conforme veremos no decorrer do curso de Estrutura da Matéria a luz apresenta uma natureza dual, isto é, ora se comporta como partícula ora como onda.

Em 1801 Thomas Young (1773-1829), comprovou de maneira inequívoca o caráter ondulatório da luz, realizando uma experiência na qual duas fontes coerentes de luz são produzidas iluminando um conjunto de fendas duplas produzindo assim um padrão de interferência. A primeira parte desta prática reproduz a experiência de Young da interferência em fendas duplas e na segunda parte o fenômeno da difração estudado.

1.2 O Fenômeno da Interferência

A interferência é um fenômeno característico de movimentos ondulatórios e ocorre quando duas ou mais frentes de onda se superpoem. Em particular quando as frentes de onda possuem uma diferença de fase constante, isto é são coerentes, e possuem a mesma frequência, a amplitude da onda resultante é independente do tempo, o que permite a observação dos padrões de interferência em laboratório. No caso

particular em que as frentes de onda possuem igual amplitude, haverá pontos no espaço em que a amplitude resultante será o dobro da amplitude individual da onda e outros nos quais a amplitude será nula. Nos pontos de amplitude nula, as ondas estão defasadas, sendo a diferença de fase de 180° e diz-se que ocorre uma interferência destrutiva; nos pontos de amplitude máxima, as ondas estão em fase e a diferença de fase é zero ou um múltiplo inteiro de 360° . A diferença de fase entre duas ou mais ondas coerentes, em um certo ponto do espaço em geral é produzida pela diferença de caminho percorrido.

Os complicados padrões de cores que se observa em uma mancha de óleo sobre o asfalto são e na superfície de uma bolha de sabão, é o resultado de uma das manifestações mais comuns do fenômeno de interferência.

Interferência de Ondas Produzidas por Duas Fontes Síncronas

A luz é um fenômeno vetorial dado que os campos elétrico e magnético são vetores. Isto é fundamental para o entendimento intuitivo da óptica. Não é necessário dizer que existem muitas situações nas quais o sistema óptico está configurado de tal maneira que a natureza vetorial da luz demonstra ter pouco significado prático, porém esses são casos particulares de um fenômeno mais geral. Portanto, deduziremos as equações básicas que descrevem o fenômeno de interferência no contexto vetorial.

A luz é uma onda eletromagnética. Seus campos elétrico e magnético são interdependentes, sendo esta dependência descrita pelas equações de Maxwell. Então podemos descrever a luz, de forma completa, descrevendo apenas as oscilações de seu campo elétrico.

Vamos considerar duas fontes pontuais de luz, S_1 e S_2 , como mostra a Fig.1.1, as quais oscilam em fase com a mesma frequência angular ω e com amplitudes E_{01} e E_{02} , gerando as ondas esféricas:

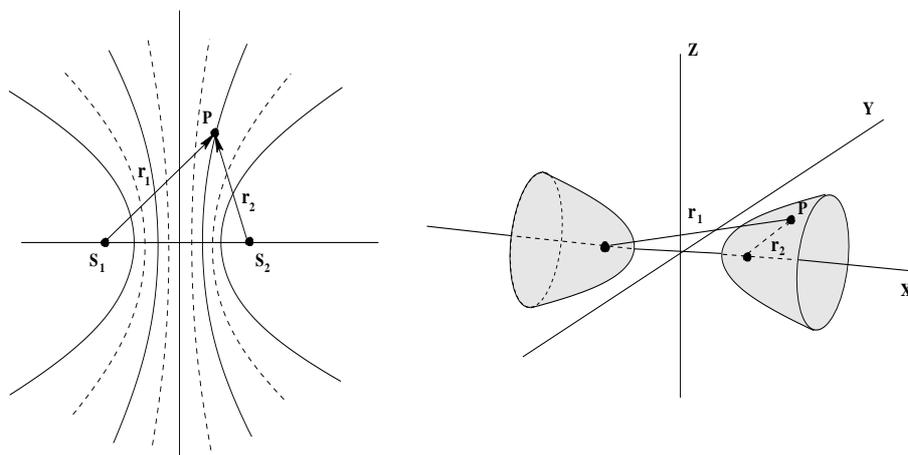


Figura 1.1: Interferência de ondas produzidas por duas fontes pontuais.

$$E_1 = E_{01} \text{sen}(\omega t - kr_1) \quad (1.1)$$

$$E_2 = E_{02} \text{sen}(\omega t - kr_2) \quad (1.2)$$

onde r_1 e r_2 são as distâncias de um ponto P às fontes S_1 e S_2 respectivamente, e $k = \omega/c$ é chamado de

número de onda.

Embora as duas fontes sejam idênticas, se r_1 e r_2 não forem iguais, a diferença de caminhos ópticos ($r_1 - r_2$) acarreta a diferença de fase

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$$

Usando-se o método de fasores¹ para somar os vetores oscilantes do campo elétrico de cada onda de luz, como indicado na Fig.1.2, vemos que a amplitude da perturbação resultante no ponto P é dada por:

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta$$

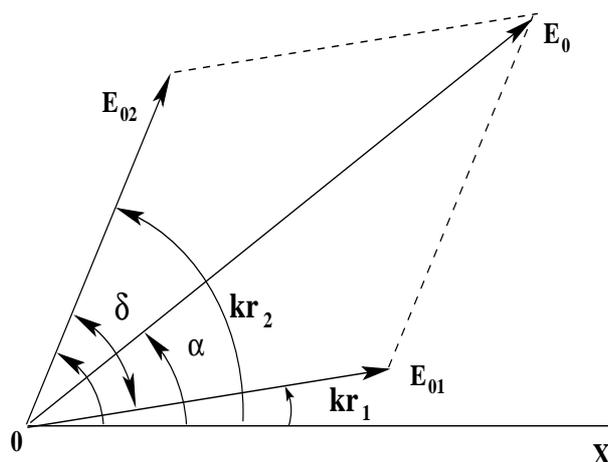


Figura 1.2: O método de fasores.

Vemos que a amplitude resultante está compreendida entre a soma e a diferença das amplitudes componentes, sendo que nos casos extremos:

$$\cos \delta = +1 \quad \text{ou} \quad -1 \quad \text{para} \quad \delta = 2n\pi \quad \text{ou} \quad (2n + 1)\pi,$$

onde n é um número inteiro. Pode ocorrer então:

$$\delta = 2n\pi \quad \text{interferência construtiva,}$$

$$\delta = (2n + 1)\pi \quad \text{interferência destrutiva,}$$

Deste modo temos:

$$r_1 - r_2 = n \lambda \quad \text{interferência construtiva,}$$

$$r_1 - r_2 = \left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda \quad \text{interferência destrutiva.}$$

Como $r_1 - r_2 = \text{constante}$ define superfícies hiperbólicas de revolução, concluímos que nas superfícies tais que $r_1 - r_2 = \pm\lambda, \pm 2\lambda \dots$ os dois movimentos ondulatórios interferem construtivamente. Chamamos estas superfícies de *superfícies ventrais*. De modo similar, as chamadas *superfícies nodais* são caracterizadas por $r_1 - r_2 = \pm\frac{1}{2}\lambda, \pm\frac{3}{2}\lambda \dots$

¹Para maiores detalhes sobre o método de fasores, veja o livro-texto (Halliday & Resnick).

Devemos lembrar que em nosso laboratório, é impossível medir as oscilações do campo elétrico para a luz, já que as mesmas ocorrem aproximadamente no intervalo de $4,3 \times 10^{14}$ a $7,5 \times 10^{14}$ Hz. No entanto, podemos observar o fenômeno da interferência em um experimento similar àquele montado por Young.

No arranjo usado por Young para produzir o fenômeno de interferência, um anteparo é colocado à distância D paralelamente às fendas. Se a separação d das fontes S_1 e S_2 é pequena comparada com a distância D , podemos desprezar a pequena diferença entre r_1 e r_2 e tomar as amplitudes E_{01} e E_{02} como sendo praticamente iguais. Neste caso podemos re-escrever a forma da amplitude da onda resultante no ponto P como:

$$E^2 = 2E_{01}^2(1 + \cos \delta) \quad \text{ou} \quad E = 2E_{01} \cos\left(\frac{1}{2}\delta\right).$$

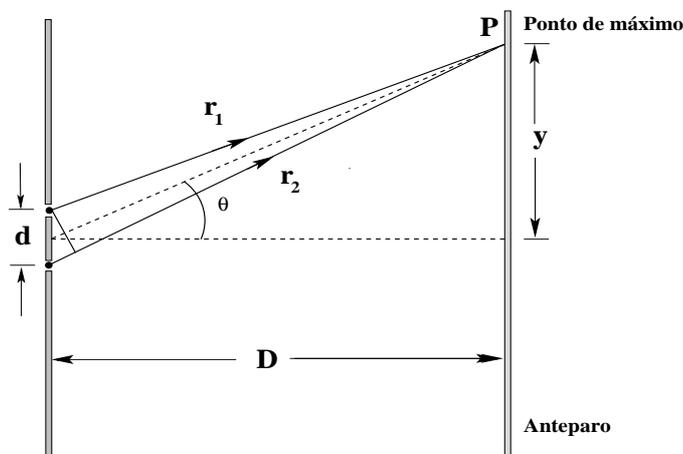


Figura 1.3: Determinação do comprimento de onda usando a interferência de luz.

Da geometria da Fig.1.3, considerando que θ é **um ângulo pequeno** de tal forma que² $\sin \theta \approx \tan \theta = y/D$, temos que $r_1 - r_2 = d \sin \theta \approx dy/D$, e daí

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2) = \frac{2\pi}{\lambda}d \sin \theta \approx \frac{2\pi dy}{D\lambda}.$$

A intensidade do movimento resultante sobre pontos da tela é proporcional a E^2 . Portanto

$$I = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}\right) \approx I_0 \cos^2\left(\frac{\pi dy}{D\lambda}\right),$$

onde I_0 é a intensidade para $\theta = 0$. Esta distribuição de intensidade é tal que os pontos de máxima intensidade correspondem a

$$\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda} = n\pi \quad \text{ou} \quad d \sin \theta = n\lambda \tag{1.3}$$

onde n é um inteiro. Se tomamos $y \ll D$, temos que

$$\frac{\pi dy}{D\lambda} = n\pi \quad \text{ou} \quad y = \frac{nD}{d}\lambda \quad (\theta \text{ pequeno!}).$$

²A aproximação implícita pelo sinal \approx corresponde à hipótese de que $y \ll D$, que pode ou não ser verdadeira em laboratório. Note que d é sempre muito menor do que D , ou mesmo y .

Neste caso, a separação Δy entre duas franjas brilhantes sucessivas é dada por

$$\Delta y = \frac{D\lambda}{d} \quad (\theta \text{ pequeno!}). \quad (1.4)$$

Portanto, medindo-se Δy , D e d , pode-se obter o comprimento de onda λ . Este é, na realidade, um dos métodos padrão para a medida de comprimentos de onda. Deve-se contudo ter o cuidado de não a eq. (1.4) quando a condição $y \ll D$ não for satisfeita, o que geralmente ocorre quando usamos as redes de difração. Nestes casos, devemos substituir a expressão

$$\text{sen } \theta_n = \frac{y_n}{\sqrt{D^2 + y_n^2}}$$

na eq. (1.3), obtendo λ a partir da medida da posição y_n do máximo de ordem n .

1.3 O Fenômeno da Difração

A difração é um caso especial do fenômeno de interferência. Este fenômeno ocorre quando uma onda é deformada por um obstáculo cujas dimensões são pequenas do ponto de vista macroscópico, mas ainda assim grandes quando comparadas com o comprimento de onda. O obstáculo pode ser um anteparo com uma pequena abertura, ou fenda, que permite a passagem de somente uma pequena fração da frente de onda ou pode ser um pequeno objeto, tal como um fio ou um pequeno disco, que bloqueia a passagem de parte da frente de onda. A borda da fenda ou obstáculo perturba a onda incidente de modo que a porção da onda que passa sem ser perturbada interfere posteriormente com a porção que sofreu a perturbação.

Vamos considerar uma fenda estreita e comprida o suficiente para que as deformações causadas pelas bordas superior e inferior possam ser desprezadas. Vamos supor que as ondas incidentes são perpendiculares à fenda. Quando a onda incidente chega à fenda, todos os pontos de seu plano tornam-se fontes de ondas secundárias síncronas, emitindo novas ondas (chamadas, neste caso, de ondas difratadas). Podemos então considerar cada uma das bordas laterais da fenda como uma fonte pontual e a onda que passa pelo centro da fenda, e que não sofreu nenhuma alteração, como sendo uma terceira fonte pontual. Para obtermos a figura de difração, somamos a onda deformada por uma das laterais à onda intacta que passa pelo centro da fenda, levando em conta que a distância entre elas é de $a/2$. Para que haja uma composição destrutiva entre elas, devemos ter uma diferença de fase, ou diferença de percurso, igual a meio comprimento de onda. Observando a figura 1.4 vemos então que a relação para os mínimos será:

$$a/2 \text{ sen } \theta = m\lambda/2. \quad (1.5)$$

Desta forma temos as seguintes relações de máximos e mínimos para a figura de difração a ser observada no anteparo:

$$a \text{ sen } \theta = n\lambda \quad (\text{mínimos}) \quad (1.6)$$

$$a \text{ sen } \theta = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (\text{máximos}) \quad (1.7)$$

onde n é um inteiro positivo ou negativo, diferente de zero, a é a largura da fenda, λ o comprimento de onda da onda incidente e θ o ângulo entre a direção perpendicular à fenda e o ponto onde estamos observando a luz.

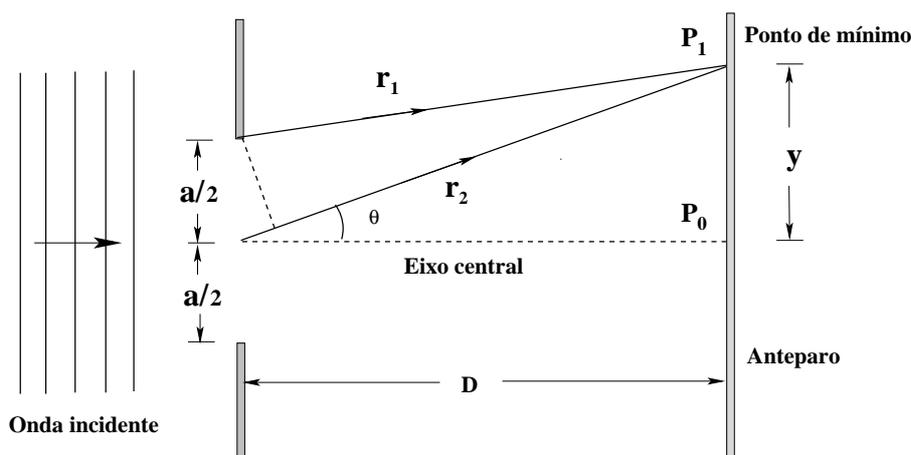


Figura 1.4: Esquema da passagem de uma onda de luz através de uma fenda estreita.

A soma dos vetores campo elétrico de cada onda gerada pelas fontes consideradas pontuais, fornece a intensidade da luz que será observada nas diferentes direções. Este cálculo é similar ao que fizemos para a interferência, sendo porém um pouco mais trabalhoso. Detalhes deste, bem como explicações mais detalhadas sobre a teoria do fenômeno de difração, podem ser vistos na bibliografia relativa a esta prática. O resultado obtido é:

$$I = I_m \left(\frac{\text{sen } \alpha}{\alpha} \right)^2, \quad (1.8)$$

onde I_m é a intensidade máxima e α é relacionado com θ através de

$$\alpha = \left(\frac{\pi a}{\lambda} \right) \text{sen } \theta. \quad (1.9)$$

Veja que a intensidade é proporcional ao seno do ângulo de observação θ . Como na interferência, temos pontos iluminados (máximos) e pontos onde nenhuma luz é observada (mínimos).

Vamos agora considerar duas fendas, cada uma com largura a e separadas por uma distância d . Para uma direção dada pelo ângulo θ , temos dois conjuntos de ondas difratadas. Em outras palavras, combinamos processos de difração e de interferência, e o resultado é uma figura de máximos e mínimos onde os máximos de interferência, são modulados pela figura de difração. A intensidade dos pontos observados é descrita pelo gráfico da Fig. 1.5.

Observe que o *máximo* da figura de *interferência* ocorre para

$$\text{sen } \theta = n(\lambda/d), \quad (1.10)$$

enquanto que os **mínimos** (ou zeros) da figura de *difração* são dados por

$$\text{sen } \theta = m(\lambda/a). \quad (1.11)$$

Aqui, n e m são inteiros não nulos. Note que os mínimos de difração são muito mais espaçados, já que $a < d$. Portanto, quando existem duas fendas, as franjas brilhantes são muito mais estreitas e menos espaçadas do que as produzidas por uma única fenda.³

³A **interferência** depende unicamente da distância d entre as fendas, enquanto que o **difração** depende unicamente da largura a da fenda.

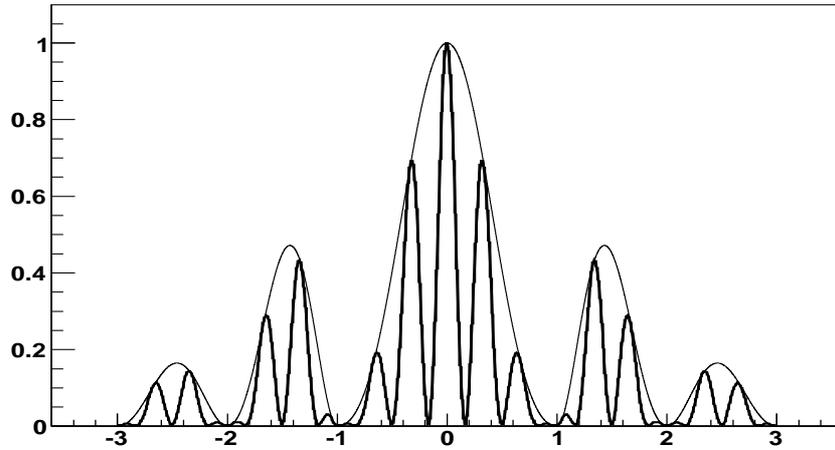


Figura 1.5: Distribuição de intensidade (ao longo de um plano colocado perpendicularmente à luz incidente) resultante de duas fendas estreitas compridas e paralelas.

A relação $\sin \theta = m(\lambda/a)$ é exatamente a mesma que tínhamos para o caso da luz ser difratada por uma única fenda. Isto ocorre porque podemos dividir a fenda única pela metade; dividir cada metade em duas partes; e assim por diante. Assim teremos a seguinte relação para os mínimos de difração:

$$\frac{a}{2m} \sin \theta = \lambda/2. \quad (1.12)$$

Isto ocorre porque a distância entre as fendas não implica em modificações no fenômeno da difração, continuaremos a ter a mesma relação para os mínimos da figura observada, independentemente do número de fendas que utilizamos. É necessário somente levarmos em conta a largura de **cada** fenda.

Note bem, quando estudamos a difração por fendas múltiplas é necessário que cada fenda que compõe a fenda múltipla tenha a mesma largura. Se tivermos uma composição de fendas com larguras diferentes, precisaremos utilizar um formalismo matemático mais sofisticado do que as relações geométricas apresentadas aqui.

1.4 Objetivos

Estudar a natureza ondulatória da luz, através dos fenômenos de interferência e difração.

Estimar o comprimento de onda de uma fonte LASER.

Estimar a largura de fendas estreitas em um dispositivo.

1.5 Material Utilizado

- fonte LASER
- fonte incandescente de luz
- fendas duplas
- suportes
- anteparo (folha branca)
- régua
- trena
- fendas para difração
- rede de difração
- fio de cabelo
- banco óptico

1.6 Procedimentos

CUIDADO:

Não exponha os olhos ao feixe de LASER.

Mantenha o nível dos olhos sempre acima do plano horizontal do feixe.

1. Interferência em fendas duplas

Determinação do comprimento de onda da fonte LASER.

- Monte o equipamento para a estimar o comprimento de onda da fonte LASER utilizando o dispositivo de fendas duplas;
- Observe o padrão de interferência que se forma no anteparo. Ajuste as distâncias de modo a tornar conveniente a medida da separação Δy entre franjas consecutivas e a distância entre a fenda dupla e o anteparo;
- Registre o padrão de interferência em uma folha branca colada ao anteparo, e obtenha a separação Δy .

- Repita a medida para os outros conjuntos de fenda dupla disponíveis;
A folha com o registro dos padrões de interferência deverá ser preservada e anexada ao relatório!

- Utilizando os dados coletados para cada fenda dupla, determine o comprimento de onda λ_i e a incerteza associada a partir das expressões desenvolvidas na introdução teórica desta prática.

- Use as 4 medidas para estimar o comprimento de onda λ do feixe de LASER. Estime o erro associado σ_λ , não se esquecendo de que as medidas λ_i , assim como as incertezas σ_i , para cada um

dos conjuntos de fendas duplas, são independentes.

- Analise a compatibilidade entre o resultado obtido e o valor de referência $\lambda_{ref} = 632,8 \text{ nm}$.

2. Estudo do fenômeno de difração

• Determinação da largura de uma fenda estreita

- Substitua o dispositivo de fendas duplas por aquele de fenda única. Ajuste a montagem de forma que a luz do LASER incida perpendicularmente às fendas e observe a figura de difração que se forma sobre um anteparo (use uma nova folha branca colada ao anteparo).
- Ajuste as distâncias de modo a tornar conveniente a medida da separação Δy entre mínimos de difração consecutivos.
- Repita a medida para as demais fendas disponíveis.
- Determine a largura a das fendas, considerando o comprimento de onda da fonte LASER, $632,8 \text{ nm}$.
- Analise a compatibilidade entre os resultados obtidos e os valores de referência $a_A = 0,02 \text{ mm}$, $a_B = 0,04 \text{ mm}$, $a_C = 0,08 \text{ mm}$, $a_D = 0,16 \text{ mm}$.

• Difração em um fio fino.

- Monte sobre o banco, o dispositivo que contém o fio de cabelo.
- Ajuste o sistema, como no caso anterior, e determine a espessura do fio a partir da figura de difração formada.

• Difração produzida por orifícios circulares

- Coloque o dispositivo com os orifícios circulares no caminho do feixe LASER, e observe as figuras de difração formadas.
Escolha aquele que forma a figura mais nítida para determinar o raio do orifício circular. Note que neste caso a equação adequada para o primeiro mínimo é dada por: $d \sin \theta = 1,22\lambda$. A eq. (1.7) não pode ser usada para orifícios circulares!
- Anote o valor do diâmetro do orifício fornecido pelo fabricante do equipamento considerando o erro associado desprezível. Analise a compatibilidade entre o resultado obtido e o valor de referência.

• Estudo da difração em um dispositivo de fendas múltiplas.

- Posicione sobre o banco o dispositivo de fendas múltiplas.
- Começando pelo conjunto de fendas duplas, faça os ajustes como no primeiro item. Observe com atenção a figura de difração formada no anteparo.
- Mantendo a distância D constante, posicione então o conjunto de fendas triplas na direção do feixe, observando com atenção as variações ocorridas na figura de difração.
- Proceda de forma similar para os conjuntos de quatro e cinco fendas.

- Troque o dispositivo de fendas múltiplas pela rede de difração.
 - Analise as diferenças observadas nas figuras formadas, verificando se as mesmas são compatíveis com as previsões teóricas estabelecidas.
- **Determinação aproximada dos comprimentos de onda de diferentes cores.**
 - Troque a fonte LASER pela fonte de luz incandescente.
 - Use dispositivos de abertura vertical para **colimar** o feixe de luz.
 - Verifique o espectro que é formado no anteparo após a passagem da luz pela rede de difração. Registre as posições correspondentes às diversas cores observadas.
 - Meça a distância entre o anteparo e a rede de difração.
 - Use os dados coletados para estimar os comprimentos de onda das diversas cores observadas e compare os valores obtidos com aqueles fornecidos na tabela abaixo.

Cor	λ (nm)
Violeta	390 - 455
Azul	455 - 492
Verde	492 - 577
Amarelo	577 - 597
Laranja	597 - 622
Vermelho	622 - 780

Table 1. Intervalos de comprimentos de onda das cores que compõem o espectro visível.

1.7 Considerações Finais

- Verifique se este experimento poderia ser feito se a luz fosse composta de partículas ao invés de ondas eletromagnéticas.
- Identifique situações cotidianas em que se observa o fenômeno de difração.
- No caso das fendas múltiplas, procure entender se os efeitos observados são compatíveis com as previsões teóricas.
- Nas figuras de difração por múltiplas fendas, explique porque a intensidade de alguns **máximos principais** são maiores do que a de outros. Explique o aparecimento, nestas figuras, de **máximos secundários**.
- Qual a vantagem de utilizarmos as redes de difração?

Prática nº 2

Espectroscopia

2.1 Introdução

Os átomos de um gás podem absorver ou emitir pacotes de radiação eletromagnética em quantidades discretas de energia de acordo com a sua estrutura atômica. Ao aplicar uma diferença de potencial aos terminais de uma ampôla preenchida com um gás monoatômico, a energia fornecida, é absorvida pelos elétrons mais fracamente ligados aos átomos, deixando-os em estado excitado. Ao retornar ao estado fundamental, a diferença de energia entre os estados fundamental e excitado, é emitida em parte sob a forma de luz visível. Uma vez que a estrutura atômica é única para cada gás utilizado, o efeito macroscópico observado também o será. O gás neon, por exemplo, emite luz vermelho-alaranjada, o mercúrio emite luz azul-esverdeada e o hidrogênio, azul-violeta. É possível obter informações a respeito da estrutura quântica de cada elemento em particular, fazendo a luz proveniente do tubo contendo o gás passar através de um prisma ou uma rede de difração de modo que os comprimentos de onda contidos na radiação emitida venham a ser separados. Neste processo observa-se um espectro de linhas cujo padrão é característico do respectivo elemento característico apenas do elemento que a produz. Estudos realizados com diferentes elementos, isto é, diferentes tipos de átomos, mostra que cada um tem o seu espectro característico, constituído por muitas linhas e em geral muito complexo. Sendo o hidrogênio o elemento mais simples disponível, constituído unicamente por um próton e um elétron, possui um espectro bastante simples, distribuído em séries.

As linhas do espectro do hidrogênio são mostradas na Fig. 2.1.

A natureza discreta dos espectros discretos analisados por uma rede de difração é um fato que não pode ser explicado pela Física Clássica. Esse foi, na verdade, um dos resultados experimentais que levaram a mudanças radicais nos conceitos da Física no final do século passado e início deste, e que culminaram com o nascimento da Mecânica Quântica. Os detalhes dessa teoria, que explica com sucesso os fenômenos da estrutura microscópica da matéria, serão abordados nas aulas teóricas de Estrutura da Matéria e aprofundados na disciplina Mecânica Quântica. Aqui apresentaremos muito resumidamente apenas os resultados pertinentes. Na bibliografia relacionamos alguns textos introdutórios sobre o assunto.

A primeira explicação bem sucedida para o espectro do hidrogênio foi obtida por Bohr em 1913. O modelo de Bohr explica não apenas porque o espectro é descontínuo, mas também fornece os respectivos

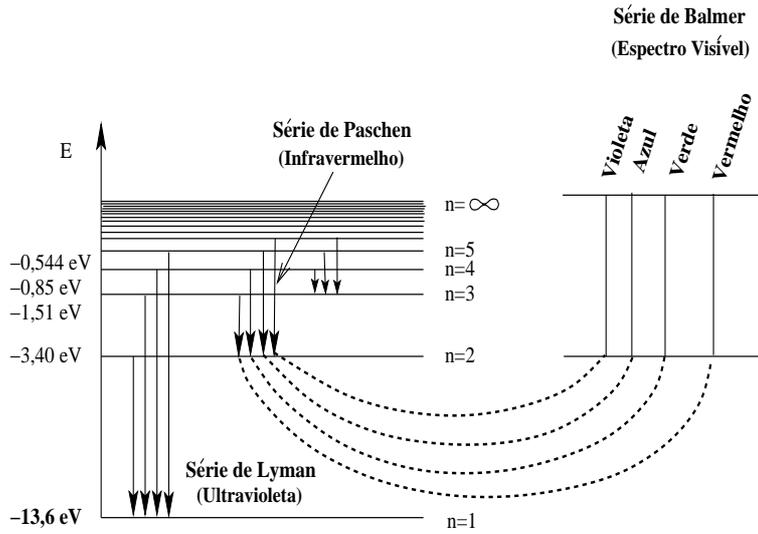


Figura 2.1: Níveis de energia do átomo de hidrogênio.

comprimentos de onda. Entretanto, para átomos mais pesados esse modelo falha dramaticamente. Para esses átomos resultados satisfatórios só podem ser obtidos por uma teoria mais complexa e, ainda assim, na forma de soluções aproximadas.

A discretização dos espectros atômicos de emissão é consequência da *quantização* da energia, isto é, o elétron ligado pode assumir somente determinados valores de energia. Ao mudar sua energia (isto é, fazer uma transição de nível) ele absorve (ou emite) um fóton se o nível final for mais (ou menos) energético que o nível inicial. O fóton absorvido (ou emitido) tem energia igual à diferença de energia entre os níveis em questão.

Em 1885 Balmer identificou 35 linhas do espectro de emissão do hidrogênio nas regiões visível e ultravioleta próximo (Fig. 2.1). As medidas de Balmer mostraram que os comprimentos de onda das linhas espectrais do hidrogênio no vácuo obedecem a uma relação empírica dada por

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (2.1)$$

onde n é o número quântico principal, que pode assumir os valores 3, 4, 5, ... ∞ e caracteriza os níveis de energia. R é um parâmetro chamado constante de Rydberg, cujo valor previsto pelo modelo de Bohr é

$$R = 2\pi^2 \frac{\mu e^4}{ch^3}. \quad (2.2)$$

Aqui, e é a carga do elétron, c é a velocidade da luz, h é a constante de Planck e μ é a massa reduzida do sistema elétron-próton definida como

$$\mu = \frac{m_e m_p}{m_p + m_e}, \quad (2.3)$$

onde m_e é a massa do elétron e m_p é a massa do próton.

Em 1906 Lyman descobriu outra série do átomo de hidrogênio análoga à de Balmer na região do ultravioleta. Paschen descobriu uma terceira em 1909. Essas séries espectrais aparecem na Fig. ???. É

Cor de referência	Intensidade Relativa	Comprimento de Onda λ (Å)
violeta	fraca	3889
violeta	fraca	3965
violeta	fraca	4026
azul-violeta	fraca	4388
azul-escura	forte	4471
azul	média	4713
azul-esverdeada	média	4922
verde	forte	5015
amarela	forte	5876
vermelha	forte	6678
vermelha	fraca	7065

Tabela 2.1: Comprimentos de onda para algumas raias espectrais do hélio. Algumas raias não são visíveis a olho nu.

Cor de referência	Intensidade Relativa	Comprimento de Onda λ (Å)
violeta	média	4046,6
violeta	fraca	4077,8
azul-violeta	forte	4358,3
turqueza	fraca	4916,0
verde	forte	5460,7
amarela	forte	5769,6
amarela	forte	5790,7

Tabela 2.2: Comprimentos de onda para algumas raias espectrais do Mercúrio. Algumas raias não são visíveis a olho nu.

possível representá-las todas através de uma generalização da fórmula de Balmer (2.1) como

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), \quad (2.4)$$

onde n_f permite os valores 1, 2, 3, ..., ∞ e $n_i = n_f + 1, n_f + 2, \dots, \infty$. A constante de Rydberg pode ser determinada experimentalmente. O melhor valor experimental disponível hoje é $R = 1,097373155 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, com incerteza de 0,30 partes por milhão, para o átomo de hidrogênio.

Nas tabelas 2.1 e 2.2 fornecemos alguns comprimentos de onda dos espectros do hélio e do mercúrio. Estes dados serão usados para calibrar o espectroscópio usado para determinar a constante de Rydberg através da observação do espectro do hidrogênio. **Note que as cores que constam nas tabelas 2.1 e 2.2 dependem da percepção de cada observador, sendo portanto apenas uma referência para auxiliar a identificação das raias.**

2.2 Objetivos

Estudar o funcionamento de um espectroscópio, calibrá-lo e utilizá-lo para determinar a constante de Rydberg.

2.3 Material Utilizado

- Espectroscópio
- Rede de difração
- Lâmpadas a vapor (Hg, He, H₂)
- Lanterna

O espectroscópio (ver esquema na figura 2.2) é um aparelho composto de um telescópio, um colimador e uma base giratória com escala graduada (vernier) onde se coloca o elemento analisador de luz no caso, uma rede de difração.

Atenção:

As redes de difração são muito delicadas e suas superfícies não podem ser tocadas em nenhuma hipótese. Da mesma forma, manipule com muito cuidado as lâmpadas. Elas são tubos de descarga muito frágeis, e operam em altas voltagens.

2.4 Procedimento Experimental

1. Monte o experimento conforme sugerido pela figura 2.2
2. Coloque a lâmpada de mercúrio e a rede de difração nos suportes adequados.
3. Ajuste a posição do suporte da rede de difração para que a mesma fique perpendicular ao colimador.
4. Posicione o telescópio alinhado com o colimador. Ligue a fonte de tensão e ajuste a largura da fenda até obter uma imagem estreita e vertical. Posicione um dos fios capilares na vertical sobre a imagem da fenda (use o parafuso de ajuste fino).
5. Ajuste a largura da fenda até obter uma imagem estreita e vertical. A fenda deve ser estreita o suficiente para evitar erros de leitura.
6. Ajuste o foco do colimador, intervindo na lente da objetiva de forma que os fios capilares e a fenda luminosa possam ser vistos com nitidez.
7. Faça o alinhamento da rede de difração conforme as instruções a seguir. Este alinhamento é muito importante para assegurar a qualidade das suas medidas.



Figura 2.2: Espectroscópio preparado para medida.

- O espectroscópio faz medidas relativas dos ângulos de difração. Portanto, antes de começar as medidas estabeleça um ponto de referência (a imagem direta da fenda, chamado máximo central) na escala vernier.
- Anote o ângulo em que se encontra o máximo central.
- Escolha uma raia (cor) qualquer de um lado do máximo central e anote o ângulo correspondente. Meça o ângulo da mesma raia do outro lado do máximo central.
- Calcule o ângulo de cada raia acima com relação ao máximo central. Seja θ_e o ângulo da raia esquerda com relação ao máximo central e θ_d o da raia da direita. A rede de difração é considerada alinhada se a diferença entre esses dois ângulos for menor do que 0.2 graus, ou seja,

$$\Delta_\theta = |\theta_e - \theta_d| \leq 0,2.$$

- Se Δ_θ for maior do que 0,2 coloque o telescópio de volta na posição do máximo central, fixando-o nesta posição.
 - Solte o parafuso que prende o suporte da rede de difração e gire-o Δ_θ graus na direção do ângulo maior, ou seja, se o ângulo maior for o da direita (θ_d), gire no sentido anti-horário uma quantidade igual a Δ_θ .
 - Anote o novo valor do ângulo do máximo central e repita o procedimento a fim de verificar se a rede está alinhada.
8. Variando a posição angular do telescópio, encontre as raiais do espectro do hélio relacionadas na ?? e faça a leitura de seus respectivos ângulos de difração. As informações contidas nesta tabela sobre as in-

tensidades relativas são fundamentais para a correta associação entre as raias observadas e as tabeladas.

9. Substitua a lâmpada de hélio pela de mercúrio e meça os ângulos de difração das raias espectrais, de forma análoga ao item anterior. Use a ?? de modo análogo ao procedimento seguido no item anterior.
10. Finalmente substitua a lâmpada de hélio pela de hidrogênio e faça a leitura dos ângulos associados às raias espectrais.
11. Usando os dados obtidos para o hélio e o mercúrio faça um ajuste dos dados, afim de obter a reta de calibração do espectroscópio.
12. Utilizando o resultado da calibração e os dados coletados com a lâmpada de hidrogênio, determine a constante de Rydberg e o respectivo erro experimental. Analise os resultados obtidos.

2.5 Considerações finais

- Existiria alguma diferença, em termos de precisão, se na determinação dos comprimentos de onda do hidrogênio usássemos os espectros de diferentes ordens (primeira ou segunda)?

Prática nº 3

Determinação da Relação Carga-Massa do Elétron

3.1 Introdução

Nesta prática a relação carga-massa do elétron é estimada, através de um método similar aquele utilizado por J. J. Thomson em 1897. Um feixe de elétrons é acelerado pela ação de uma potencial elétrico conhecido, deste modo a velocidade dos elétrons é conhecida. Em seguida o feixe penetra em uma região preenchida com gás de He, onde existe um campo magnético criado por um par de bobinas de Helmholtz. O campo magnético causa deflexão no feixe de elétrons. Medindo-se o potencial de aceleração do feixe de elétrons, V , a corrente I fornecida às bobinas de Helmholtz, que geram o campo magnético e o raio r da órbita circular do feixe, pode-se determinar facilmente a relação entre a carga e a massa do elétron. como veremos a seguir.

A força magnética \vec{F}_m sobre uma partícula carregada com carga q que se move com velocidade \vec{v} em um campo magnético \vec{B} é dada por:

$$\vec{F}_m = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (3.1)$$

No presente experimento considera-se um feixe de elétrons se deslocando perpendicularmente ao campo magnético, portanto a eq.(3.1) pode ser reescrita na forma escalar como segue:

$$F_m = -evB, \quad (3.2)$$

onde $-e$ é a carga do elétron.

Sendo a força resultante perpendicular à velocidade dos elétrons, estes descrevem trajetórias circulares cuja aceleração centrípeta é dada por:

$$a = v^2/r. \quad (3.3)$$

Sendo m a massa do elétron, v o módulo de sua velocidade, e r o raio de sua trajetória, usando a segunda lei de Newton $F_m = mv^2/r$ e, da eq.(3.2) decorre $evB = mv^2/r$ ou:

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{Br}. \quad (3.4)$$

A eq.(3.4) mostra que para determinar a relação e/m , é necessário conhecer apenas a velocidade do elétron, o campo magnético produzido pela bobina e o raio do feixe de elétrons.

Nesta experiência os elétrons são acelerados pelo potencial V , logo a sua energia potencial U , por definição é dada por $U = eV$. Por conservação de energia mecânica, temos que $eV = \frac{1}{2}mv^2$, portanto a velocidade do elétron é

$$v = \left(\frac{e}{m}2V\right)^{1/2}. \quad (3.5)$$

O campo magnético produzido pelas bobinas de Helmholtz é uniforme na região central próxima ao eixo das bobinas, e sua intensidade é dada por:

$$B = \frac{[N\mu_0]IR^2}{[R^2 + (A/2)^2]^{3/2}}, \quad (3.6)$$

onde R é o raio médio das bobinas, e A é a distância de separação entre elas. No equipamento utilizado em nossa prática, temos que $A = R$, e portanto o valor do campo magnético B no ponto médio entre as bobinas é dado por:

$$B = \frac{[N\mu_0]I}{(5/4)^{3/2}R}. \quad (3.7)$$

Substituindo as eqs. (3.5) e (3.7) na eq. (3.4) chegamos à relação procurada entre a carga e a massa do elétron:

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{Br} = \frac{125VR^2}{32(N\mu_0Ir)^2} \quad (3.8)$$

onde:

R ,raio médio das bobinas de Helmholtz=15cm,

N , número de espiras em cada uma das bobinas=130,

μ_0 , constante de permeabilidade magnética do vácuo = $1,26 \times 10^{-6}H/m$ é a e

I é a corrente que circula nas espiras.

3.2 Objetivos

Estimar a relação carga-massa (e/m) do elétron.

3.3 Material Utilizado

- aparato e/m
- fonte de alta tensão
- fonte de baixa tensão
- amperímetro para correntes de até 2 A
- voltímetro para tensões de até 300 V
- cabos diversos

O aparato e/m é composto basicamente por uma unidade na qual o tubo de elétrons é acoplado e as saídas das tensões de alimentação são identificadas e disponibilizadas. O esquema ilustrativo do aparato é mostrado na Fig. 3.1.

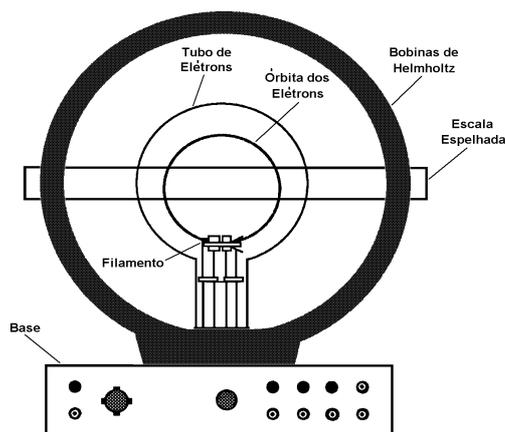


Figura 3.1: Esquema ilustrativo do aparato e/m .

3.4 Procedimentos

Atenção

A tensão aplicada no filamento nunca deverá exceder 6 V, pois tensões maiores poderão queimar o filamento, inutilizando o canhão de elétrons. A corrente através das bobinas de Helmholtz também não deverá exceder 2 A.

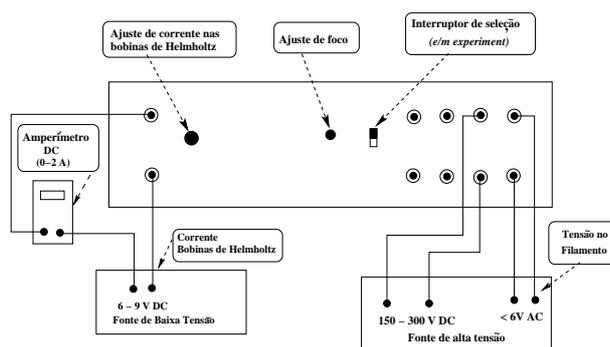


Figura 3.2: Esquema de montagem do equipamento

1. Cobre o tubo do equipamento com a capa escura afim de facilitar a visualização e as medidas a serem efetuadas.

2. Certifique-se que o interruptor frontal está na posição adequada para a medida da relação carga-massa do elétron (*e/m experiment*). Certifique-se também que o seletor de ajuste da corrente nas bobinas de Helmholtz está totalmente girado para a esquerda, bloqueando assim a passagem de corrente.
3. Conecte o terminal de alimentação do filamento na fonte de alta tensão e **use a saída de tensão alternada** ajuste o valor para aproximadamente 6 Volts. **Observe que a tensão no filamento não pode exceder 6 Volts..**
4. Conecte a fonte de alta tensão ao eletrodo de aceleração de elétrons. Ajuste a tensão para um valor compreendido entre 150 e 300 Volts, respeitando este limite superior. Neste ponto, você deve ser capaz de observar o feixe de elétrons produzido.
5. Conecte os terminais da bobina de Helmholtz, à fonte de alimentação de baixa tensão, interpondo o multímetro para medir a corrente fornecida. Ajuste lentamente o valor da corrente, monitorando-a através do multímetro. Para fazer o ajuste, é necessário usar os seletores que liberam a passagem de corrente e tensão. **Este procedimento deve ser feito com atenção liberando simultaneamente a passagem de corrente e tensão. Observe que a tensão fornecida não pode exceder 9 V e a corrente não pode exceder 2A.**
6. Ajuste a posição de saída do feixe de elétrons a fim de obter o melhor círculo possível. Este procedimento é realizado girando o soquete da base do tubo de elétrons cuidadosamente.
7. Ajustar os valores das tensões e corrente fornecidas, para obter um valor do raio da trajetória do elétron de modo que a régua espelhada esteja posicionada no centro do círculo que representa a trajetória dos elétrons.
8. Efetuar no mínimo 5 medidas das tensões e corrente, observando que o raio deve ser aproximadamente constante.
9. Estimar o valor da relação e/m e o erro associado.

Use o valor de referência $e/m = 1,75881962 \pm 0,00000053) \times 10^8$ Coulomb/g.

Prática nº 4

O Efeito Fotoelétrico

4.1 Objetivos

- Estudar as características do efeito fotoelétrico, em particular a dependência da energia dos elétrons emitidos com a frequência da luz;
- Determinar a constante de Planck.

4.2 Introdução

O fenômeno do efeito fotoelétrico consiste na emissão de elétrons pela superfície de um metal iluminado, em consequência da absorção da energia proveniente da luz incidente. Este fenômeno foi observado pela primeira vez em 1887, por H. Hertz, e extensivamente estudado por R. Millikan em 1916. Através de um arranjo experimental, cujo esquema é mostrado na figura 4.1, pode-se estabelecer suas principais características.

Neste circuito, o fotocátodo, ao ser iluminado por um feixe de luz monocromático, libera elétrons que são então coletados pelo anodo, resultando no surgimento de uma corrente elétrica no circuito. Esta corrente pode ser anulada variando-se a tensão V aplicada ao circuito. O valor limite V_C da tensão a partir do qual a corrente no circuito cessa é chamado de tensão crítica.

As principais observações com relação ao comportamento da tensão crítica V_C são que seu valor:

- independe da intensidade da luz incidente;
- varia linearmente com a frequência da luz incidente.

Esses fatos foram devidamente explicados por Einstein em 1905, utilizando o conceito de quantização da energia de Planck (1900). Segundo Einstein, a energia de uma onda eletromagnética de frequência ν estaria distribuída discretamente por corpúsculos (*quanta*), denominados por ele de **fótons**, com energia $E = h\nu$, em que h é a constante de Planck.

De acordo com Einstein, ao incidir na superfície do metal cada fóton interage com um único elétron, transmitindo-lhe toda a sua energia. Entretanto, para que um elétron possa se libertar da superfície

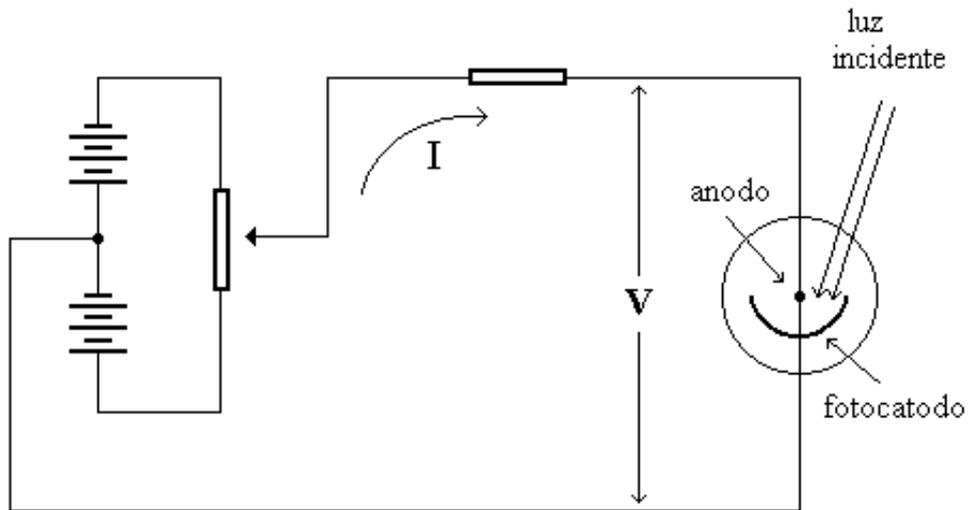


Figura 4.1: Esquema de um circuito para observação do efeito fotoelétrico.

do metal é necessário que ele adquira uma certa quantidade mínima de energia Φ , denominada *função trabalho*. Admitindo-se como pouco provável a absorção de dois ou mais fótons por um único elétron, os elétrons só conseguem se libertar do metal se $h\nu > \Phi$. Portanto, aqueles que escapam emergem com energia cinética máxima E_c dada por

$$E_c = h\nu - \Phi .$$

Tal equação expressa o fato de que ao aumentar a intensidade da luz, aumentando o número de fótons incidentes, aumenta-se também o número de elétrons emitidos mas não a energia cinética máxima que cada elétron pode adquirir.

Desse modo, o potencial crítico V_C necessário para interromper o fluxo de elétrons no circuito é determinado pela condição de que a energia potencial eV deve ser igual à energia cinética máxima dos elétrons ejetados,

$$eV = h\nu - \Phi .$$

O argumento utilizado para obter-se a equação de Einstein foi baseado na suposição de que a energia é distribuída apenas entre o elétron e o fóton. Entretanto, para haver um balanço do momentum linear é necessário um terceiro corpo. Esse terceiro corpo é a rede cristalina do metal que absorve uma parte do momentum. Uma vez que a rede é muito mais pesada que o elétron pode-se supor também que ela recua com energia desprezível. Assim, uma característica do efeito fotoelétrico é ser ele um processo que evidencia a transferência praticamente total da energia de um fóton a um elétron ligado da rede cristalina.

Outro mecanismo importante de interação entre fótons e elétrons é o efeito Compton, que prevalece para fótons de energias mais altas, isto é, radiações eletromagnéticas de frequências maiores do que a da luz, como os raios-X. No efeito Compton apenas uma parte da energia é transferida para o elétron. Devido

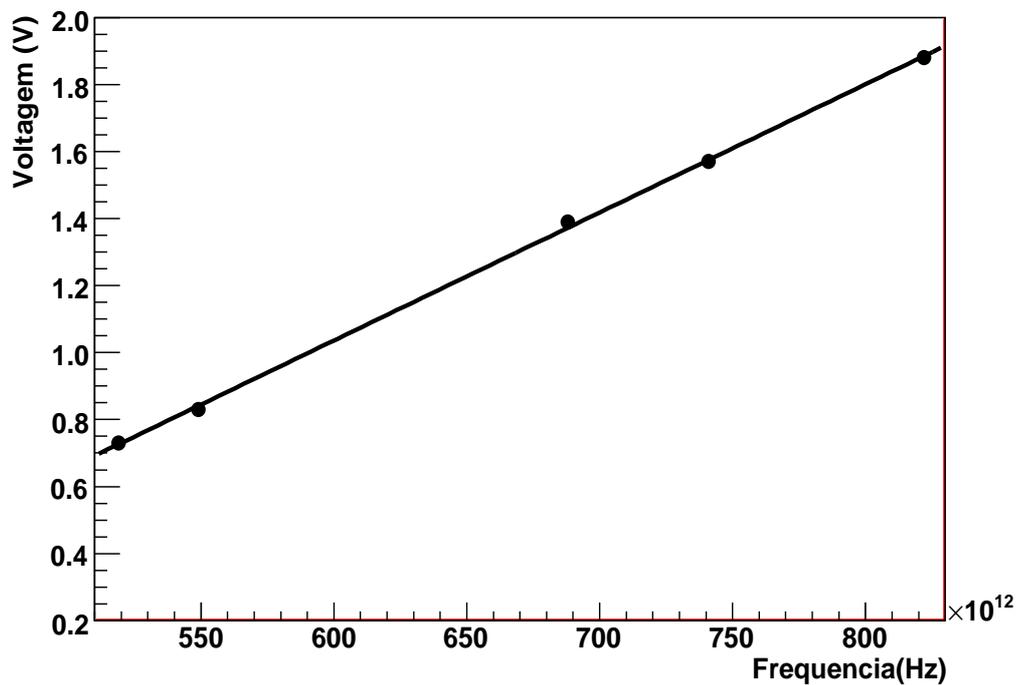


Figura 4.2: Gráfico exemplo da dependência do potencial anulador V com a frequência ν da luz incidente num fotocátodo.

à enorme energia do fóton em relação à energia de ligação dos elétrons na rede, estes se comportam como elétrons praticamente livres.

4.3 Material Utilizado

- 1 fonte de luz de vapor de mercúrio - OS9286
- 1 rede de difração
- 1 multímetro
- 2 filtros (amarelo e verde)
- 1 filtro de transmissão variável
- 1 fotodiodo - AP9368

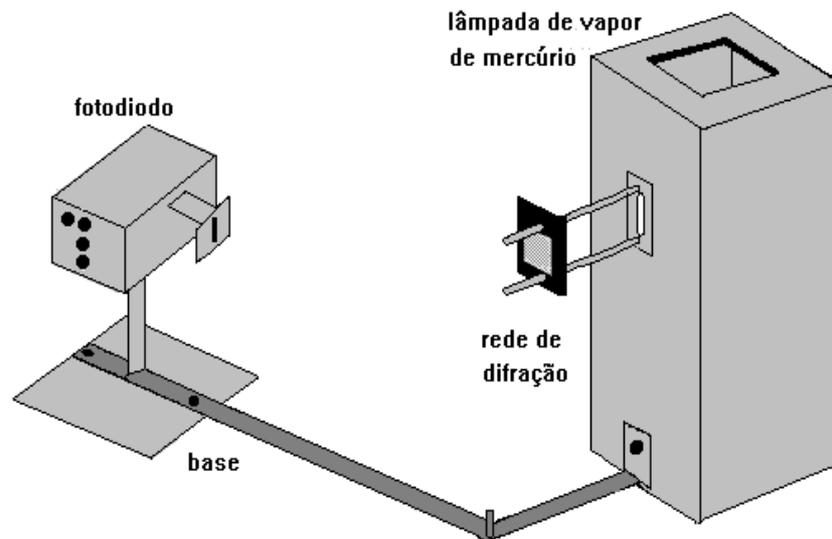


Figura 4.3: Esquema de montagem do experimento para estudo do efeito fotoelétrico.

4.4 Procedimentos

1. Monte o esquema mostrado na figura 4.3.
2. O equipamento trabalha com duas baterias de 9 Volts. Antes de iniciar as medidas verifique a voltagem de saída conectando um multímetro nos bornes identificados como terminais de teste que se encontram na parte frontal do equipamento. A voltagem mínima necessária para assegurar o funcionamento correto é de 12 Volts.
3. Ligue o multímetro aos terminais de medida de tensão, identificados na parte central do equipamento.
4. Gire a peça cilíndrica que cobre a janela de saída do fotocátodo, de modo que o mesmo fique diretamente exposto à luz. Posicione a janela do fotocátodo de modo que a luz incida normalmente sobre ele.
5. Ajuste então, a posição da rede difração até obter um valor máximo para a tensão. Reposicione a peça que cobre a saída do fotocátodo; o valor da tensão não deve sofrer alteração significativa. Note também que a caixa de suporte do fotocátodo é articulada em torno de um eixo. Variando a posição em torno do eixo, busque a posição que fornece o maior valor de tensão, fixando esta posição para todas as medidas.
6. Meça o potencial V correspondente à incidência das cinco cores, lembrando de colocar o filtro amarelo para medir a cor amarela e o verde para medir a cor verde do espectro. Para cada valor de frequência da tabela 4.1, anote o valor da tensão correspondente.
7. Através de um ajuste linear, pelo método dos mínimos quadrados, determine a constante de Planck em $eV.s$.

Frequência (10^{14}Hz)	Potencial (V)
5.19	
5.49	
6.88	
7.41	
8.22	

Tabela 4.1: Potencial anulador em função da frequência da luz incidente.

8. Com o filtro de transmissão variável, varie a intensidade da luz incidente de uma determinada cor, meça o potencial V correspondente e o tempo para estabelecê-lo e complete a tabela 4.2. Use o botão “reset” no fotocatodo para zerar o potencial e meça o tempo necessário para que este volte ao valor medido anteriormente. Use um cronômetro ou mesmo o seu relógio.

Intensidade (%)	Potencial (V)	Tempo (s)
100		
80		
60		
40		
20		

Tabela 4.2: Tempo necessário para obtenção do potencial anulador em função da intensidade da luz incidente.

4.5 Considerações finais

- Descreva o efeito que diversas intensidades de luz de mesma frequência têm sobre o potencial anulador e, portanto, sobre a energia dos elétrons ejetados, bem como do tempo necessário para estabelecer o potencial anulador.
- Observe que há uma pequena queda do potencial anulador quando a intensidade da luz decresce. Para entender o motivo consulte o apêndice A.
- Explique o que ocorre com o tempo quando diminuimos a intensidade da luz.
- Justifique porque podemos afirmar que este experimento contradiz a predição baseada no modelo ondulatório da luz.

Bibliografia Complementar

1. J. H. Vuolo, *Fundamentos da Teoria de Erros*, Editora Edgard Bulücher Ltda (1996).
2. A. Santoro, J. R. Mahon, J. U. C. L. de Oliveira, L. M. Mundim Filho, V. Oguri & W. L. Prado da Silva, *Estimativas e Erros em Experimentos de Físicas*, Editora da Universidade do Estado do Rio de Janeiro (2005).
3. P. R. Bevington e D. K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, Inc (1992).
4. F. Caruso e V. Oguri, *Física Moderna - Origens Clássicas e Fundamentos Quânticos*, Elsevier Editora Ltda (2006).
5. M. Alonso e E. J. Finn, *Física um curso universitário, Vol.II*, Editora Edgard Blucher Ltda, 1972.
6. R. Eisberg e R. Resnick, *Física Quântica - Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas*, Elsevier Editora Ltda (1979).
7. <http://www.nist.gov>
8. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>