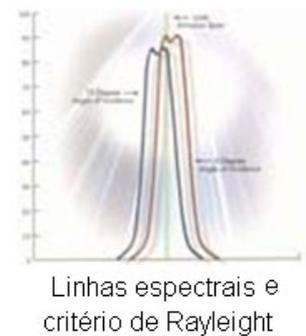
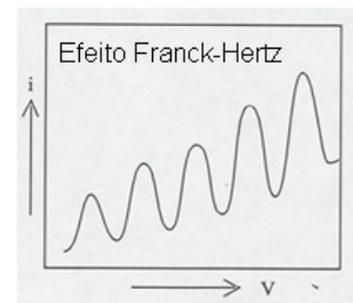
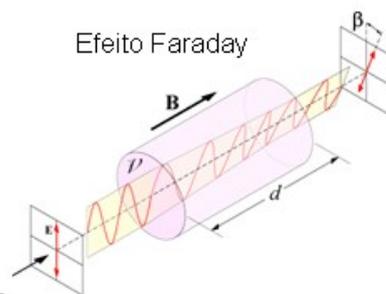
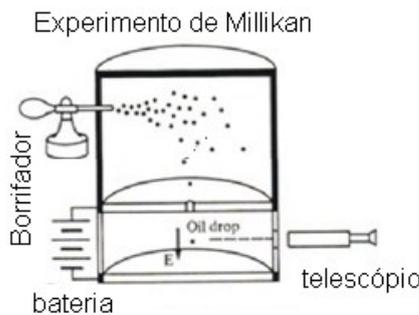
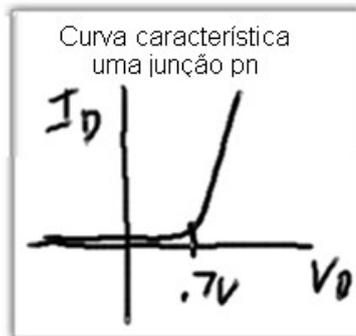
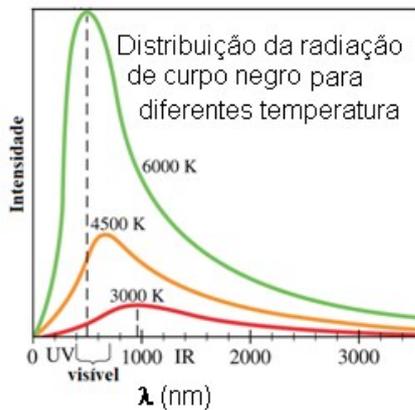


# Roteiro de Experimentos

## Laboratório de ensino

# Física Moderna



---

---

## *APRESENTAÇÃO*

Prezado aluno, este guia de laboratório representa um recurso que busca contribuir para um melhor andamento das aulas experimentais da disciplina Laboratório de Física Moderna. Os experimentos propostos foram selecionados visando fornecer a oportunidade de vivência da relação entre os resultados teóricos e experimentais. As atividades no Laboratório de Ensino de Física Moderna envolvem análises qualitativas e quantitativas, tendo como objetivo proporcionar o amadurecimento dos conceitos relacionados com o tema. No término do curso, espera-se que o aluno tenha ampliado, bem como consolidado, seus conhecimentos.

Teresina-PI, 1º de agosto de 2011.

Prof. Célio A. M. Borges

---

Organização

Prof. Franklin de Oliveira Crúzio  
Prof. Ivan Helmuth Bechtold

Modificações posteriores  
Prof. Célio A. M. Borges

Fonte: Phylwe

---

---

## RELATÓRIO

Um relatório nada mais é do que uma dissertação sobre o que foi feito. A elaboração do relatório exige uso de suas capacidades de coordenação ideias, linguagem, memória, objetividade, clareza e precisão de comunicação. Durante a elaboração ocorre uma série de processos de acomodação de conhecimento, pois é nesse momento que se organiza o pensamento a cerca das ideias de modo coerente.

### ESTRUTURA DO RELATÓRIO CIENTÍFICO

Um relatório científico, que pode ser uma monografia na forma de uma dissertação, tese ou artigo, comumente é composto de sete tópicos apresentados a seguir.

- **TÍTULO:** Frase sucinta que indica o principal objetivo da experiência.
- **RESUMO:** Texto sucinto que responde a três questões. O que foi feito? Explicitando o objetivo do experimento. Como foi feito e o que obteve? i.e., que(ais) resultados obteve.
- **INTRODUÇÃO:** Apresenta o “estado da arte” e a fundamentação teórica.
- **PARTE EXPERIMENTAL:** Descrever brevemente o procedimento experimental, apresentando e descrevendo a maneira como os materiais e equipamentos foram utilizados.
- **RESULTADOS E DISCUSSÃO:** Apresentar os resultados preferencialmente na forma de gráficos de modo a comunicar melhor a mensagem, seguido de discussão baseado na teoria exposta comparando os resultados com dados literatura.
- **CONCLUSÃO:** Síntese sobre as conclusões alcançadas com o seu trabalho, explicitando os resultados mais significativos do trabalho.
- **REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS:** Livros e artigos usados para escrever o relatório. Devem ser indicados cada vez que forem utilizados.

☞ A critério do professor, os relatórios poderão ser escrito manuscritos.

---

## ESTRUTURA DO RELATÓRIO

### TÍTULO DO EXPERIMENTO

Nome da instituição, Disciplina

Nome do estudante, e-mail

Data de entrega

**Resumo:** Esta seção deve ser escrita após o término do relatório e deve conter **BREVEMENTE** o que fez (objetivo), como fez e o que obteve (resultados) em aproximadamente 10 linhas.

**Palavras-chave:** 3 palavras.

### 1. Introdução

Nesta seção, além de conter um breve relato histórico (de 1 a 2 parágrafo) do experimento, também deve conter a fundamentos teóricos (deduções de equações que irá utilizar).

### 2. Procedimento

Apresentar o procedimento e o material utilizado no formato dissertativo.

### 3. Resultados

A fig.1. mostra uma ilustração sobre como a seção resultado deve ser apresentada. Atente para que cada resultado (Gráfico) deve ser apresentado, descrito e discutido em uma sequência mnemônica **ADD**, conforme sugere o exemplo a seguir.

A figura 1 mostra a dependência da intensidade luminosa com o comprimento de onda da luz emitida por um LED de semicondutor de germânio (apresentação). A intensidade aumenta a partir de 400nm até alcançar um valor máximo em torno de 550 nm, decaindo até 700 nm. A potência total de 5 mW foi avaliada pela área sob o curva.



Figura 1. Dependência da intensidade com o comprimento de onda para o LED de germânio que emite luz na cor azul

### 4. Conclusões (10 linhas)

### 5. Bibliografia

[1] De acordo com a ABNT.

[2] ...

[3] ...

---

## Sumário

<b>CONSTANTE DE RYDBERG .....</b>	<b>3</b>
<b>ANÁLISE DA ESTRUTURA FINA (ÁTOMO DE SÓDIO) .....</b>	<b>10</b>
<b>SISTEMA DE DOIS ELÉTRONS .....</b>	<b>18</b>
<b>RADIAÇÃO TÉRMICA .....</b>	<b>26</b>
<b>INTERFERÔMETRO DE MICHELSON .....</b>	<b>36</b>
<b>EXPERIMENTO DE MILLIKAN .....</b>	<b>40</b>
<b>CONSTANTE DE PLANCK .....</b>	<b>47</b>
<b>EFEITO FARADAY .....</b>	<b>53</b>
<b>MULTÍMETRO.....</b>	<b>58</b>

---

## CONSTANTE DE RYDBERG

A constante Rydberg  $R_H$  é determinada neste experimento utilizando o espectro de emissão visível do átomo de hidrogênio, denominado série de Balmer, com o auxílio de uma rede de difração<sup>[1]</sup>

### FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

#### O Espectro do Átomo de Hidrogênio<sup>[2]</sup>

Em um tubo de descarga elétrica o átomo de hidrogênio emite radiação. Com o auxílio de uma rede de difração, uma série de linhas (topo da Figura 2) pode ser avaliada. A linha  $H_\alpha$  visível (vermelha) com comprimento de onda de valor mais elevado ou menor frequência. A linha seguinte, chamada de  $H_\beta$ , está na região entre o azul e o verde, e assim por diante.

O professor suíço Johann Balmer (1885) obteve a equação (1) que determina a dependência do comprimento de onda de cada linhas na região do visível (hoje conhecidas como série de Balmer) em termos de um número inteiro  $n$ .

$$\lambda = 3646 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (\text{Angstroms}) \quad n = 3,4,5,\dots \quad (1)$$

Posteriormente, Lyman, Paschen, Brackett e Pfund obtiveram equações semelhantes para linhas de emissão em regiões fora do visível, conforme ilustrado na Figura 1.

A equação de Balmer (1) foi reescrita por Rydberg (1890) em termos do número de onda  $N = \lambda^{-1}$ , generalizando-se para toda a região espectral, sendo expressa por

$$N = R_H \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad m = 1,2,3,\dots \text{ e } n = 3,4,5,\dots \quad (2)$$

onde  $R_H$  é a constante de Rydberg<sup>3</sup>, determinada experimentalmente.

A Tabela 1 mostra outras séries para o átomo de H determinadas pela eq. (2).

**Tabela 1. Nome das séries e faixas de comprimento de onda onde elas ocorrem.**

Nome	Faixa de $\lambda$	$m$	$N$
Lyman	Ultravioleta	1	2,3,4,...
Balmer	Vis-UV próx.	2	3,4,5,...
Paschen	Infravermelho	3	4,5,6,...
Brackett	Infravermelho	4	5,6,7,...
Pfund	Infravermelho	5	6,7,8,...

<sup>1</sup> “Nenhuma ferramenta contribuiu mais para o desenvolvimento da física moderna que grades de difração”. (G.R. Harison. The production of diffraction gratings. J. Opt. Soc. Am. 29, 413-426, 1949)

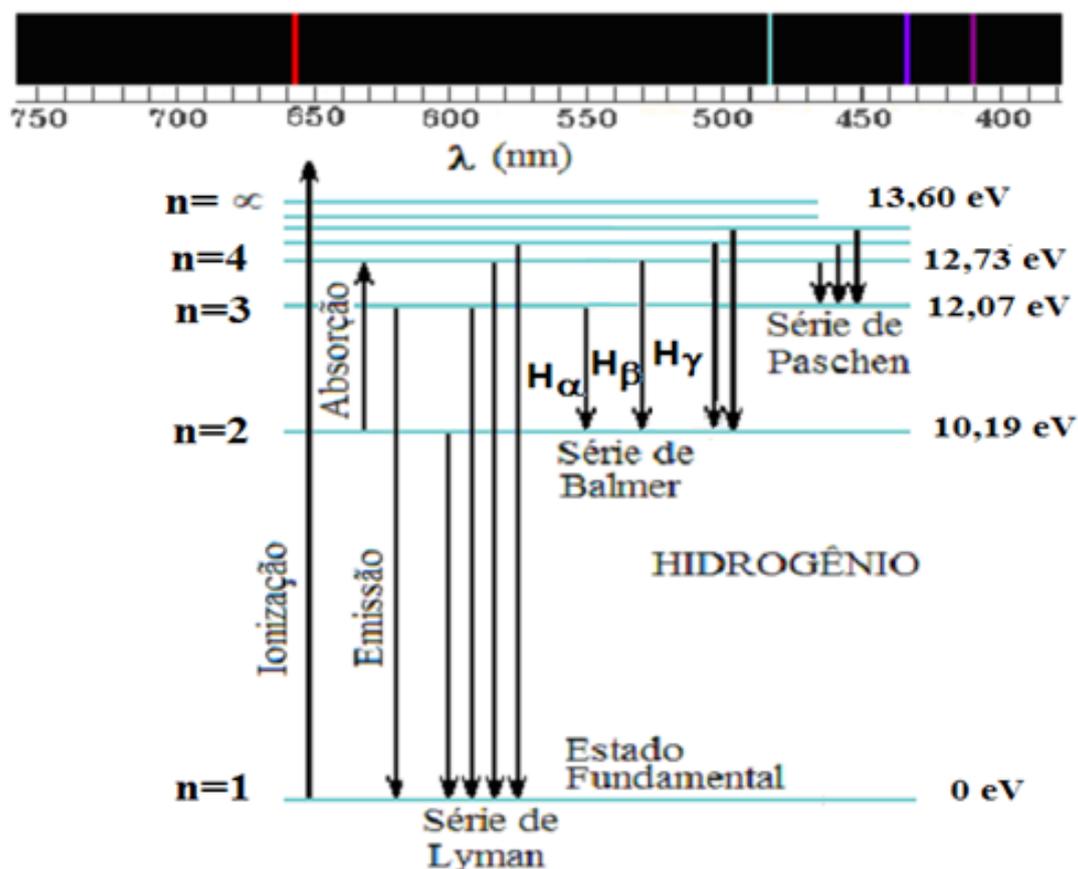
<sup>2</sup> Detalhe completo ver referência bibliográfica, em especial a ref. [1]

<sup>3</sup> O valor obtido por Bohr  $R_\infty = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ , em acordo com o valor experimental

Neste experimento, utilizaremos a **série de Balmer** pelo fato dela envolver **comprimentos de onda dentro da faixa de luz visível**.

A Figura 2 das transições para o átomo de hidrogênio mostra como as linhas estão agrupadas nas chamadas série de Lyman, Balmer Paschen. A série de *Balmer* pode ser reescrita da forma

$$N = R_H \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (3)$$



**Figura 2.** Linhas espectrais do hidrogênio (no topo: vermelho, verde, azul e violeta) e diagrama de Níveis de Energia do hidrogênio identificando-se as transições eletrônicas.

## MODELO ATÔMICA DE BOHR

A partir de um modelo simples de átomo, **Bohr** obteve teoricamente em *1913* a expressão de *Rydberg* (3) e calculou  $R_H$  com boa precisão, sendo a primeira confirmação da validade de sua teoria – o **modelo atômico de Bohr**<sup>[4]</sup>.

Neste modelo, a energia das **órbitas permitidas** para o elétron é dada por<sup>5</sup>

<sup>4</sup>Nussenzveig, H. M. *Curso de Física. Vol.4.p.260–270. Edgard Blucher, 1998. Halliday, R. Física 4. Vol.4. p.196, 2004*  
<sup>5</sup> $e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ,  $m_e = 9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ,  $\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-34} \text{ As/Vm}$ ,  $c = 2,99795 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ .

$$E_n = -\frac{1}{8} \frac{e^4 m_e}{\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots (\text{números quânticos}) \quad (4)$$

onde  $n$  o número quântico principal,  $e$  e  $m_e$  são a carga e a massa de repouso do elétron, respectivamente,  $h$  é a constante de Planck e  $\epsilon_0$  é a constante dielétrica do vácuo.

Da eq. (4) pode-se reescrever (3) em termos do número de onda  $N$ . Obtendo-se a constante de *Rydberg* expressa por

$$R_\infty = \frac{1}{8} \frac{e^4 m_e}{\epsilon_0^2 h^3 c}. \quad (5)$$

## PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O arranjo experimental deve ser montado conforme ilustra a Figura 3. A luz emitida pelo tubo espectral é observada através da rede de difração. A luz da sala deve ser minimizada para não atrapalhar o experimento, a *rede de difração* deve estar aproximadamente a  $100 \text{ cm}$  à frente da lâmpada e a fonte de alimentação ajustada em  $6 \text{ kV}$ .



Figura 3. Arranjo do experimento para a análise dos espectros atômicos

Visualize através da rede de difração as três principais linhas espectrais do Hg e determine a constante da rede de difração ( $d$ ).

O caráter quântico (discreto) dos níveis de energia atômicos é revelado a partir da descontinuidade das linhas de emissão e a medição dos comprimentos de onda podem identificar as correspondentes transições atômicas com o auxílio do diagrama de energia apresentado na fig.5

### PARTE I: Determinação da constante da rede de difração

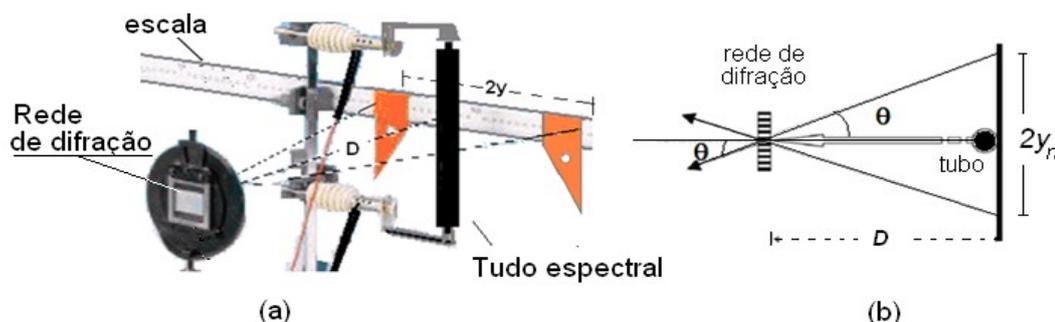
Rede de difração é um dispositivo de considerável importância em espectroscopia<sup>(6)</sup>, devido à sua capacidade de separar (dispersar) a luz policromática em seus constituintes monocromáticos. Quando uma luz monocromática (de comprimento de onda  $\lambda$ ) incidir sobre uma rede de difração, ela é difratada em direções  $\theta_m$  cuja relação com  $\lambda$  é determinada pela *equação da rede de difração* (6)

$$d \cdot \text{sen} \theta_m = m \lambda, \quad (66)$$

onde  $d$  é a constante da rede de difração (distância entre as fendas adjacentes),  $m = 1, 2, 3, \dots$ , representa a ordem da franja e  $\lambda$  é o comprimento de onda da onda incidente.

Você pode obter o fator<sup>(7)</sup>  $\text{sen} \theta_m$  da eq.(6) a partir da geometria do experimento conforme ilustra a Figura 4.

$$\text{sen} \theta_m = \frac{y_m}{\sqrt{D^2 + y_m^2}} \quad (7)$$



**Figura 4. (a) Arranjo experimental e (b) ilustração do esquema de medida do ângulo de espalhamento.**

Com o tubo de vapor de  $Hg$ , visualize as três linhas espectrais para determinar a constante da rede  $d$  de acordo com a eq. (6) e comparar com o valor nominal<sup>8</sup>.

Construa um gráfico a partir da relação  $\text{sen}(\theta) \times \lambda$ , conforme sugere a eq.(6) e determine o valor da constante de rede de difração ( $d$ ) com o auxílio dos resultados obtidos na Tabela 1).

**Tabela 1. Determinação do desvio ângulo de 1ª ordem ( $m=1$ ) em função de  $\lambda$  da luz emitida pelo átomo de  $Hg$ .**

Cor	$\lambda$ (nm)	$2y$ (mm)	$y$ (mm)	$\text{sen}(\theta)$
Amarelo	578,0			
Verde	546,1			
Azul	434,8			

<sup>6</sup> Estudo dos espectros eletromagnéticos.

<sup>7</sup> Medir a distância entre duas linhas espectrais de mesma ordem,  $2y_m$ , ( $m$  à direita e  $m$  à esquerda).  $D$  é a distância entre a rede de difração e a escala (e não o tubo espectral).

<sup>8</sup>  $d=1,666 \mu\text{m}$  corresponde a redes de difração de 600 linhas/mm;  $d=1,754 \mu\text{m}$  corresponde a redes difração 570 linhas/mm,

**PARTE II: Determinação dos comprimentos de onda das linhas de emissão do hidrogênio**

Determine os comprimentos de onda do espectro de emissão do átomo de H repetindo o procedimento anterior.

Com o auxílio da rede de difração, medir  $2y_m$  confirme ilustra a figura 4 e utilize (6) para determinar  $\lambda$  das linhas de emissão do átomo de hidrogênio. Deste resultado, obtenha o valor médio da constante de Rydberg  $R_H$  **Sugestão:** utilize os dados da Tabela 2 e a eq.(3).

**Tabela 2. Resultados das medições do espectro de emissão do hidrogênio H.**

Linhas do hidrogênio	n	2y	$\lambda$ (nm)	$\lambda_{\text{liter}}$ (nm)	$R_H$ exper ( $\text{m}^{-1}$ )
$H_\alpha$	3			656,28	
$H_\beta$	4			486,13	
$H_\gamma$	5			434,05	

**PARTE III – Avaliação das transições e energia do átomo de He**

Com base nas observações experimentais para o tubo de He, preencher a Tabela 3. As transições (ultima coluna) podem ser encontradas a partir do diagrama de níveis de energia.

**Tabela 3. Resultados das medições do espectro de emissão do He.**

Cor	2y (mm)	$\lambda$ (nm)	Transições do He	Energia da transição (eV) do He

Do experimento com o tubo de **Hg**, identifique (Tabela 4) as transições responsáveis pela luz emitida pelo átomo de **Hg** a partir do conhecimento de cada comprimento de onda  $\lambda$  com o auxílio da Figura 5.

**Tabela 4. Resultados das medições do espectro de emissão do Hg**

Cor	2y (mm)	$\lambda$ (nm)	Transições do Hg	Energia da Transição (eV) do Hg

QUESTÕES: Responda as questões **ímpares**.

1. Qual o significado físico do raio de *Bohr* e qual o seu valor?
-

2. O que difere a série de *Balmer* das demais séries?
3. Deduza a expressão para a const. de *Rydberg* (7) e compare com o valor experimento.
4. Explique o processo de emissão em uma lâmpada espectral usada neste experimento.
5. Calcule os três maiores comprimentos de onda da série de *Balmer*
6. Calcule o menor comprimento de onda da série de *Lyman* e o da série de *Pashen*.
7. Usando o modelo de Bohr, calcule a energia necessária para remover o elétron restante em um átomo de He ionizado.
8. Usando o modelo de Bohr para o átomo de hidrogênio está em seu estado fundamental ( $n=1$ ), calcule: a) o raio da órbita, b) o momento linear do elétron, c) o momento angular do elétron, d) a energia cinética, e) a energia potencial, f) a energia total.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] H. Moysés Nussenzveig. Curso de Física. Vol.4. p. 260–262, Ed. Edgard Blucher , 1998
  - [2] Melissinos, A.C. Experiments in Modern Physics. Academic Press, 1981.
  - [3] Halliday, D. Resnick, R. Krane, K. S. Física 4. 5ª ed. Ed. LTC. p. 135, 2004.
  - [4] Paul, A. Tipler. Física Moderna. Ed. 3ª, Editora LTC.
  - [5] Eisberg, R; Resnick, R. Física Quântica. Ed. Campus, RJ, 1979.
  - [6] Sérgio M. Resende. A Física dos Materiais e Dispositivos Elétricos, Recife, 1996.
  - [7] Hecht, Eugene. Óptica. 2ª Ed. 2002
-

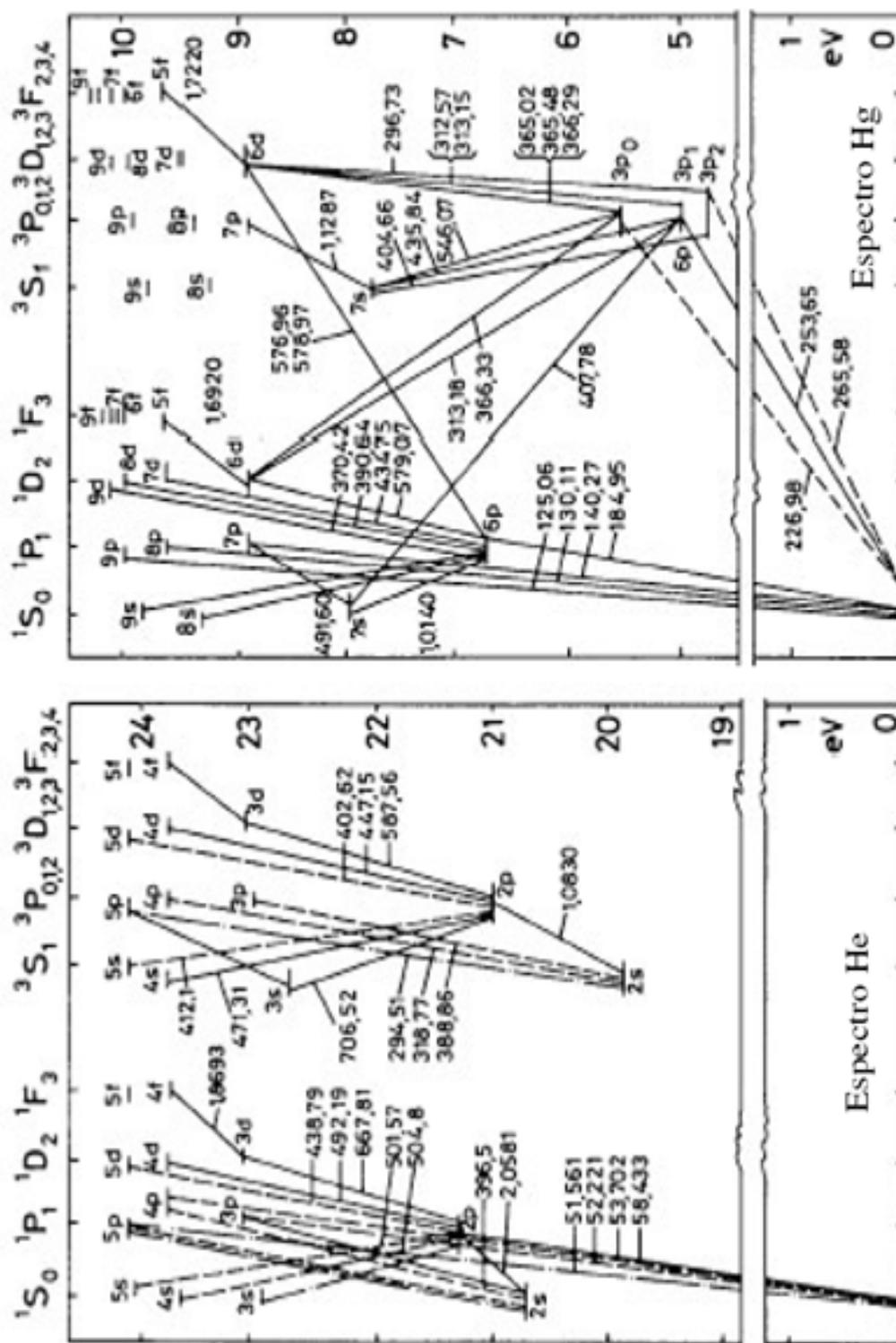


Figura 5. Diagrama de energia e transições do átomo de (a) He e de (b) Hg.

## Análise da Estrutura Fina (átomo de Sódio)

Neste experimento a análise do *dubleto* do átomo de sódio será realizada usando um espectrômetro de estudante composto por uma rede de difração, uma fonte de luz vapor de Sódio e um goniômetro serão utilizados.

### Equipamento

A montagem experimental é ilustrada na Figura 6, sendo composta por uma fonte de alta tensão (a), um goniômetro (b), rede de difração (c), um paquímetro (d) e duas fontes de luz (e), uma lâmpada espectral de vapor de *Hg* ou de outra de *Na*.

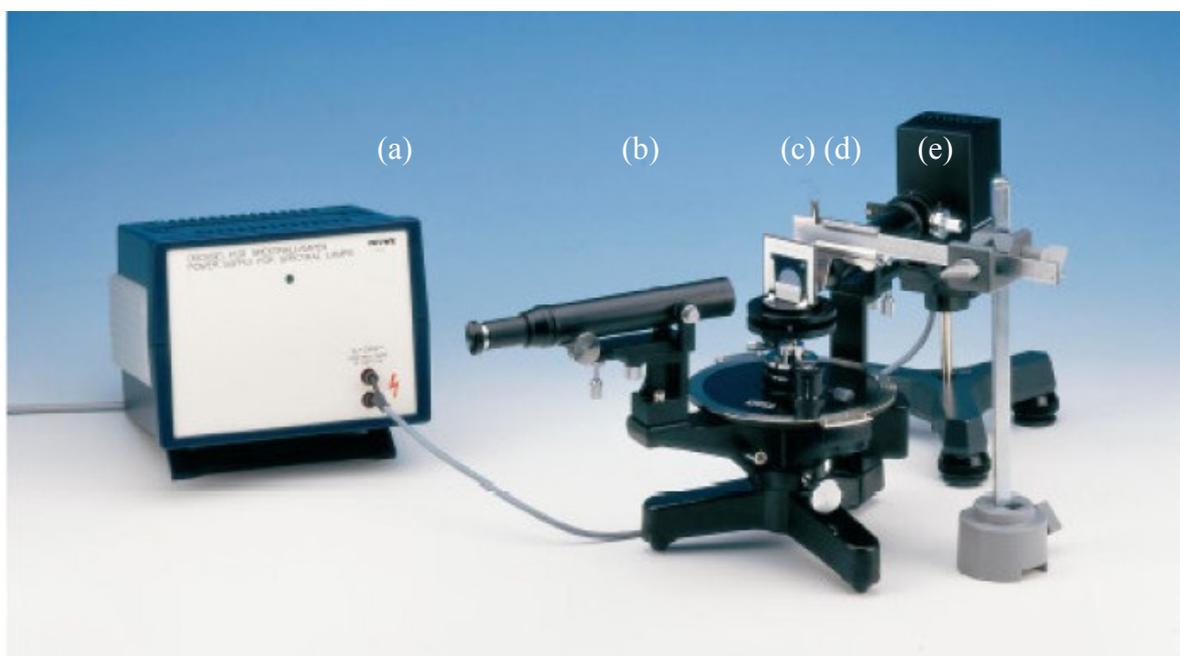


Figura 6. Arranjo experimental de um espectrômetro de grade constituído por (a) uma fonte de tensão, (b) um goniômetro, (c) uma grade de difração, (d) um paquímetro, (e) fonte de luz

### Fundamentação Teórica

Para uma luz monocromática com comprimento de onda  $\lambda$  que incide sobre uma grade de difração, o padrão de difração é a distribuição da intensidade da luz difratada. A dependência da intensidade com do ângulo  $\theta$  (em relação à direção de incidência) é expressa por<sup>9</sup>

$$I(\theta) = I(0) \left( \frac{\text{sen} \alpha}{\alpha} \right)^2 \left( \frac{\text{sen} N\beta}{\text{sen} \beta} \right)^2 \quad (8)$$

<sup>9</sup> Nussenzveig, H. M. Física Básica. Vol. 3. Ed. Edgard Blücher. 1ª ed. p. 177, 1998.

onde  $\alpha = \frac{\pi a}{\lambda} \text{sen} \theta$  e  $\beta = \frac{\pi d}{\lambda} \text{sen} \theta$  ( $a$  é a largura da fenda,  $d$  é a distância entre duas fendas, que é chamada de constante da grade e  $N$  é o número de fendas).

O primeiro parênteses de (8) descreve a distribuição de intensidades devido a difração de uma fenda simples (é o chamado fator de difração), enquanto que o efeito de interferência devido a todas as fendas juntas é descrito pelo segundo parênteses (fator de interferência).

Perceba que se pelo menos um dos dois FATORES for nulo,  $I(\theta)$  também será nulo. Isso significa que um efeito mínimo devido a uma fenda simples continua existindo mesmo quando  $N$  fendas agem juntas, e vice-versa.

Os máximos de intensidade ocorrem quando  $\alpha = m\pi$  ( $m=1, 2, 3, \dots$ ). Isto implica que,

$$d \cdot \text{sen}(\theta_m) = m\lambda, \quad (9)$$

onde  $d$  é a constante da rede de difração a ser determinada,  $\theta_m$  é a posição angular da linha de ordem  $m$  a ser medida através da escala, e  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz incidente conhecido.

## Dispersões angular

A dispersão ângulo da grade,  $d\theta/d\lambda$ , é expressa por

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta} \quad (10)$$

A dispersão angular é independente do ângulo de incidência e é aproximadamente constante para pequenos ângulos de difração conforme mostrado a seguir na eq.(11).

## Poder de resolução da grade de difração

O poder de resolução  $R$  de uma rede de difração é a medida de sua capacidade de separar linhas espectrais adjacentes de um comprimento de onda médio  $\lambda$ . Ele usualmente é expresso como a quantidade adimensional

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (11)$$

$\Delta\lambda$  é o *limite de resolução* (a diferença em comprimento de onda entre duas linhas que podem ser distinguíveis (isto é, os picos de dois comprimentos de onda  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  para o qual a separação  $|\lambda_2 - \lambda_1| < \Delta\lambda$  seria indistinguível).

Geralmente, o *critério de Rayleigh* é usado para determinar  $\Delta\lambda$ . Duas linhas espectrais  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  apenas podem ser identificáveis se estiverem separadas de modo que o pico de uma linha, e.g.  $\lambda_1$ , coincidir com o mínimo da outra linha  $\lambda_2$  (*critério de Rayleigh*).

Como um exemplo ilustrativo, consideremos um *espectrômetro* capaz de distinguir as duas linhas do espectro do sódio, que apresentam comprimento os de onda de 589,00 nm e 589,59 nm (*chamadas de dubleto amarelo do sódio*). Verifica-se que este possui um poder de resolução de aproximadamente  $R=1000$ .

Outro exemplo da eq. (11) é considerar uma rede de difração de um espectrômetro capaz de separar a linha  $\lambda_1 = 546$  nm (verde) da linha  $\lambda_2 = 578$  nm (amarelas) do átomo de mercúrio *Hg*. Verifica-se que uma rede de difração com poder de resolução teórico de pelo menos  $R=17,65$  é necessária para isto.

O *Poder de resolução teórico* de uma rede de difração é dado em livros textos de óptica elementar por

$$R = mN, \quad m=1, 2, 3, .. \quad (12)$$

$m$  é a ordem de difração e  $N$  é o número total de fendas iluminadas sobre a superfície da rede.

Pode-se verificar que quanto maior for o número de fendas iluminadas  $N$ , *maior será a resolução*; além disto, quanto maior a ordem  $m$  do máximo de difração, mais bem resolvido será o espectro. Por outro lado, para separar as duas linhas amarelas de comprimento de onda,  $\lambda_1 = 576,960$  nm e  $\lambda_2 = 578,966$  nm, é necessário uma grade de difração com poder de resolução de pelo menos  $R=289$ .

De acordo com a eq.(12), isso equivale a utilizar uma rede com número de *linhas/mm* maior que no primeiro caso.

## Estrutura fina

Os elementos alcalinos como o  ${}^3\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Na}$ ,  ${}^{19}\text{K}$ ,  ${}^{37}\text{Rb}$  e  ${}^{55}\text{Cs}$  são caracterizados por possuírem um conjunto de subcamadas eletrônicas completamente preenchidas, sendo a de maior energia uma subcamada  $p$ , mais um elétron adicional na subcamada  $s$  seguinte. Estes elementos são quimicamente muito ativos, devido a estarem ansiosos para se livrarem do elétron fracamente ligado e se converterem num arranjo mais estável com subcamadas completamente preenchidas.

Quando são submetidos a excitações ópticas (consideradas de baixa energia), produzidas, por exemplo, por descargas elétricas de baixa voltagem, em geral somente o elétron da subcamada  $s$

é excitado. Em virtude disso, a análise do espectro óptico em termos dos seus estados excitados é relativamente simples, pois podem ser completamente descritos por um único elétron opticamente ativo e o “caroço” contendo subcamadas completamente preenchidas pode ser ignorado.

De acordo com a aproximação apresentada, os processos ópticos dos átomos alcalinos podem ser comparados com o átomo de hidrogênio (H). Para o H, os níveis de energia são dados pela equação (13)

$$E = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} . \quad n = 1,2,3,\dots \quad (13)$$

Para os átomos alcalinos, uma expressão similar foi obtida experimentalmente:

$$E = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2} \frac{1}{n^{*2}} , \quad (14)$$

onde  $n^*$  não são inteiros, e estão relacionados com  $n$  por:  $n^* = n - \mu_s$ ; sendo que os  $\mu_s$  são chamados de *deficiências quânticas* na Tabela 5, são apresentados os valores da energia de separação spin-órbita para algumas subcamadas do átomo de Na.

**Tabela 5. Subcamadas e separação energética**

Subcamadas	3p	4p	5p	6p
Separação energética	$21,3 \times 10^{-4}$ eV	$7,63 \times 10^{-4}$ eV	$3,05 \times 10^{-4}$ eV	$1,74 \times 10^{-4}$ eV

Da tabela 5, percebe-se que a separação de níveis **diminui** com o aumento do número quântico principal  $n$ .

Na Figura 7 estão representados os níveis de energia do Na, onde estão indicados os comprimentos de onda das energias de transição entre os níveis <sup>10</sup>.

## PROCEDIMENTOS

### Determinação da Constante de Rede de Difração

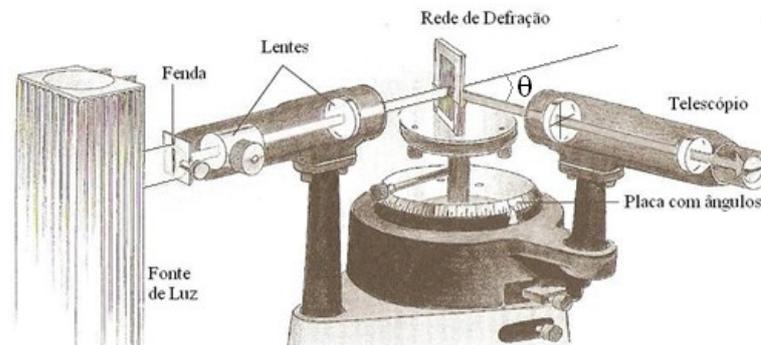
As Redes de difração são largamente empregadas para medir o espectro da luz emitida por uma fonte, uma técnica chamada de *Espectroscopia* ou *espectrometria*. A luz incidente sobre uma rede de difração com espaçamento conhecido sofre dispersão e forma um espectro.

Os ângulos de desvios são então medidos, use a eq.(9) para calcular os comprimentos de onda.

<sup>10</sup> Ver quadro ilustrativo no LABORATÓRIO DE FÍSICA MODERNA.



a lâmpada de Hg, posicione-a de modo a iluminar completamente a fenda, a qual pode ser visualizada com a luneta. Atenção para que a fenda esteja ajustada de modo que passe a *menor quantidade de luz possível* de ser visualizada.



**Figura 8.** Espectrômetro usando uma rede de difração<sup>11</sup>.

Para determinar a constante da rede de difração conforme eq. (9) utilize utilizar a lâmpada de Hg e observe a linha de difração de primeira ordem de, isto é,  $m=1$ .

## ÂNGULO DE DIFRAÇÃO

Para cada linha do espectro, o ângulo de difração  $\theta$  de cada ordem é avaliado. Preencha a Tabela com os valores dos ângulos expressos em grau.

**Tabela 7.** Determinação da constante da grade usando uma lâmpada de Hg.

Cor	$\lambda$ (nm)	$\theta$
Violeta	404,656	
Azul	435,405	
Turquesa	491,604	
Verde	546,074	
Amarelo	576,960	
Amarelo	578,966	

Com os dados da

Tabela e usando a eq.14, a constante de rede de difração “ $d$ ” pode ser determinada. Sugestão: Obtenha  $d$  a partir da relação  $\sin(\theta) \times \lambda$  e compare com o valor nominal<sup>12</sup>:

<sup>11</sup> As lentes entre a fonte de luz e a rede de difração produzem raios paralelos. Ao incidir perpendicularmente ao plano da rede de difração, sofre difração produzindo espectros com várias ordens (eq. 14). O feixe difratado é observado através de um telescópio cuja ocular possui linhas de referência para medir com precisão o ângulo  $\theta$ .

<sup>12</sup> Para uma grade com 600 linhas/mm,  $d = 1,666 \mu\text{m}$ . Para uma grade com 570 linhas/mm,  $d = 1,754 \mu\text{m}$ .

## LEITURA NO GONIÔMETRO

A leitura no goniômetro é feita em duas unidades diferentes, *Grau* e *minuto* (por exemplo,  $24^{\circ},30'$  vinte e quatro graus e trinta minutos). Estes valores devem ser transformados <sup>(13)</sup> em graus para ser aplicado na equação (9).

## DISPERSÃO ANGULAR DA GRADE ( $d\theta/d\lambda$ )

Com o auxílio das medidas da

Tabela , a dispersão angular (10) pode ser determinada diretamente a partir dos valores e preencher a Tabela 5.

$$(i) d\lambda = (\lambda_f - \lambda_i)$$

$$(ii) d\theta = (\theta_f - \theta_i) \quad (\text{Atenção: } \theta \text{ em radianos})$$

**Tabela 5. Cálculo da dispersão angular da grade usando uma lâmpada de valor de Hg.**

$\lambda$ (nm)	$d\lambda$ (nm)	$\theta_{rad}$	$d\theta$	Dispersão angular $D = d\theta/d\lambda$
404,656				
435,405	30,75			
491,604	56,20			
546,074	54,50			
576,960	30,90			
578,966	2,00			

## DETERMINAÇÃO DO PODER DE RESOLUÇÃO DA GRADE

Determinar o poder da REDE DE DIFRAÇÃO para resolver (ou separar) duas linhas espectrais, i.g., as duas linhas amarelas do espectro da lâmpada de vapor de sódio (**Sugestão:** utilizando as eqs. 12 e 13)

No caso da (13), o número efetivo de fendas iluminadas (N) pode ser AVALIADA a partir da largura da luz que incide sobre a grade, com o auxílio do paquímetro. **Obs: comparar os dois métodos.**

## TROCA DE LÂMPADAS

<sup>13</sup>  $\pi \text{ rad} = 180^{\circ}$ ;  $1^{\circ} = 60 \text{ minutos}$ .

Com o objetivo de se determinar comprimentos de onda das linhas espectrais do átomo de Sódio e identificar as transições deste átomo (ver Figura 7), troque a lâmpada de vapor de **Hg** (mercúrio) pela de **Na** (sódio). Para isso utilize o valor médio de  $d$  encontrado na

Tabela , aplicando na equação (9). Determine as transições de níveis de energia equivalentes com os valores de  $\lambda$  encontrados, para isso utilize a Figura 7.

**Tabela 6. Lâmpada de Na**

Cor	$\theta^{(1)}$ (em grau)	$\theta^{(2)}$ (em grau)	$\theta_{\text{médio}}$ (em grau)	$\lambda$ (nm)	Transições

Visualizar os dubletos das linhas espectrais, devido ao efeito spin-órbita.

Obs: a separação das duas linhas amarelas é vista mais facilmente na segunda ordem do espectro ( $n = 2$ ). Determine, para quantos dubletos forem possíveis, a diferença entre os dois comprimentos de onda ( $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ ) e coloque na Tabela 10.

**Tabela 7. Lâmpada de Na.**

Cor	$\lambda_1$ (nm)	$\lambda_2$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	$\Delta E$ (eV)

**IMPORTANTE:** Avaliar os erros experimentais, discutir os resultados e apresente conclusões.

QUESTIONÁRIO: Responda às questões ímpares

1. Deduza (10).
2. Deduza (12).
3. O dubleto no espectro do sódio é um par de linhas com comprimentos de onda de 589,0 e 589,6 nm. Calcule o número mínimo de ranhuras da rede necessária para resolver este dubleto no espectro de segunda ordem.
4. COMPARE o valor cálculo da dispersão angular da grade com o valor teórico esperado expresso por (12) considerando  $m=1$ .

## BIBLIOGRAFIA

- [ 8] Nussenzveig, H. M. FÍSICA BÁSICA.Ed. Edgard Blucher. 1ª ed. p. 177, 1998  
 [ 9] Melissinos, A. C. Fundaments in Modern Physics.  
 [ 10] Max Born. Principle of Optics.  
 [ 11] Tipler, Paul A.; Ralph A. Llewellyn. Modern Physics, Ed. 4ª p. 477-489.  
 [ 12] Reitz,J.R.;Milford,F.R. Fundamentos de Teoria Eletromagnética. Ed.Campus, RJ. 1982.  
 [ 13] Sears, Francis Weston. Física Óptica. v. 3, Ed Sedegra, RJ, 964.  
 [ 14] Alonso-Finn

## Sistema de dois Elétrons

(Dispersão e Poder de Resolução de um Espectrômetro de Prisma)

Nesta prática serão investigados sistemas típicos de dois elétrons tais como o Mercúrio (Hg) e o Hélio (He) tendo como objetivo de investigar as linhas espectrais destes átomos. Inicialmente, será necessário determinar o poder de dispersão e o poder de resolução de um espectrômetro de prisma para separar certas linhas espectrais. Será determinada a curva de dispersão para diversos prismas com uma lâmpada de vapor de Mercúrio.

### EQUIPAMENTO

O experimento deve ser montado conforme ilustração a Figura 9. Ele é composto por um conjunto de elementos: (1) Goniômetro, (2) Lâmpadas de Hg e He, (3) Fonte de alta tensão (220V), (4) prismas e (5) suportes e conectores.

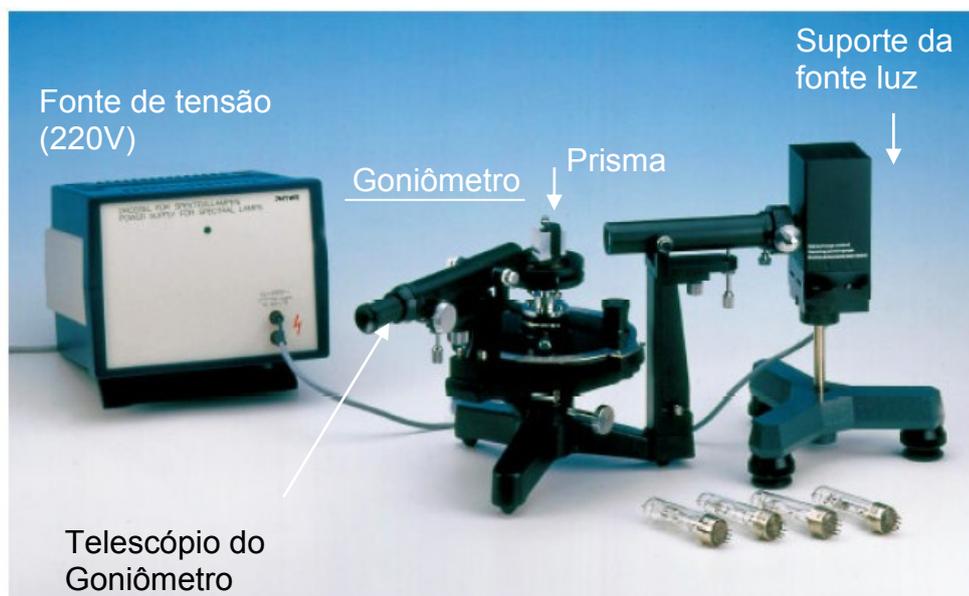


Figura 9. Arranjo experimental com Goniômetro (centro), fonte de tensão (esquerda) e fonte de luz (direita). Sobre a mesa do goniômetro é colocado o prisma para dispersão da luz

### FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

#### a) Dispersão e resolução do prisma

O índice de refração  $n$  de qualquer meio está relacionado com a sua permissividade relativa  $\epsilon$  e a permeabilidade relativa  $\mu$  do meio pela relação de Maxwell<sup>(14)</sup>:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (15)$$

<sup>14</sup> Ver. H. Moysés Nussenzveig. Curso de Física Básica. Vol.4, p. 137 -139. Ed. Edgar Blücher, 2006.

Sendo que para a maioria dos materiais  $\mu = 1$ . Segundo *Clausius* e *Mossotti*, a permissividade está relacionada com a polarizabilidade molecular do meio ( $\alpha$ ) pela equação:

$$\alpha = \frac{3\varepsilon_0}{N} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \quad (16)$$

onde  $N$  é a concentração das moléculas polarizáveis e  $\varepsilon_0$  é a permissividade elétrica no vácuo.

A polarizabilidade também depende da frequência da luz incidente:  $\omega = 2\pi\nu$ , onde  $\nu = c/\lambda$  ( $c = 2,99795 \cdot 10^8$  m/s é a velocidade da luz no vácuo e  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz). Considerando-se a frequência natural de oscilação de um átomo ou molécula ( $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ ), obtém-se a aproximação:

$$\alpha = \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (17)$$

onde  $e$  é a carga elementar do elétron e  $m$  a massa do elétron. Substituindo (15) e (17) na (16), tem-se que:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{Ne^2}{3\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (18)$$

A equação (18) descreve adequadamente o decrescimento do índice de refração com o aumento do comprimento de onda e representa a *relação de dispersão*.

Na Figura 10 são apresentadas algumas curvas de dispersão de várias substâncias que constituem o prisma. A Figura 10 foi obtida medindo-se os ângulos  $\psi$  para as linhas espectrais do *Hg*.

Na Figura 11, um raio de luz atravessa um prisma. Se este atravessa paralelamente em relação à base, um desvio mínimo é observado em relação à direção de propagação inicial da luz, dado por  $\Psi$ .

Para determinar  $\Psi$  considere que  $\alpha$  é o ângulo de incidência e  $\beta$ , o ângulo de refração (em relação à normal da primeira interface superfície). A *lei de Snell*,

$$n_1 \text{sen}(\alpha) = n_2 \text{sen}(\beta) \quad (19)$$

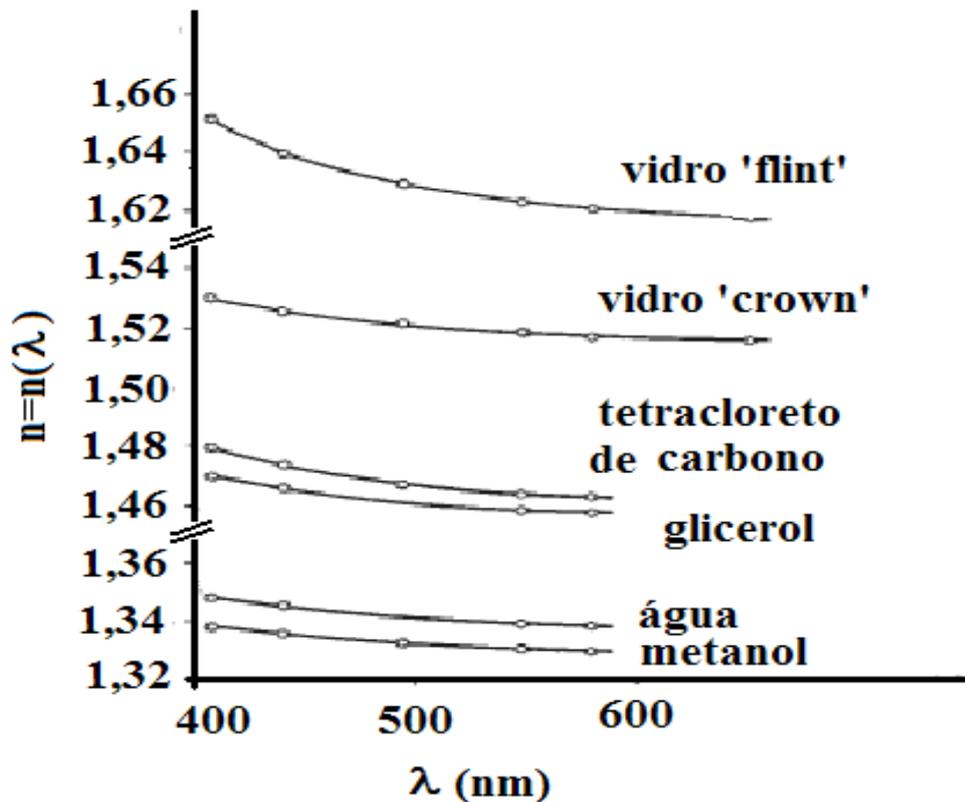


Figura 10. Curvas de dispersão para vários prismas.

$n_1$  é o índice de refração do ar e  $n_2$  o índice de refração do material de que é formado o prisma..

Os ângulos  $\alpha$  e  $\beta$  (ver Figura 11) podem ser escritos em termos do ângulo do prisma  $\theta$  e do desvio angular total  $\psi$ , deste modo fazendo  $n_1 \cong 1$  (ar) e  $n_2 = n$ , o índice de refração do material do qual é feito o prisma pode ser expresso por

$$n = \frac{\text{sen} \frac{\theta + \Psi}{2}}{\text{sen} \frac{\theta}{2}}, \quad (7)$$

onde  $\psi$  é o ângulo mínimo que deve ser medido diretamente com o goniômetro durante o experimento,  $\beta = \theta/2$  e  $\psi = 2\alpha - \theta$ .

Duas linhas espectrais  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  apenas podem ser identificadas (resolvidas) se estiverem separadas uma da outra no limite em que o pico de  $\lambda_1$  coincidir com o mínimo de  $\lambda_2$ . Isto nada mais é do que o enunciado do *critério de Rayleigh* para a resolução de linhas.

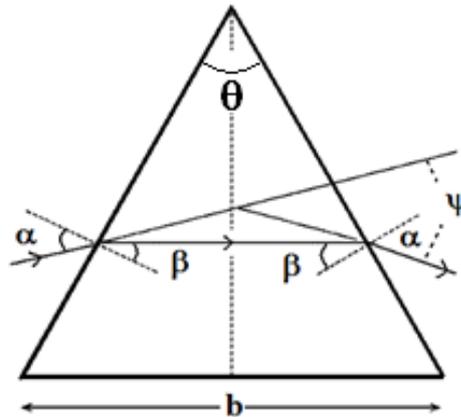


Figura 11. Refração da luz por prisma apresentando uma simétrica do raio em relação à base  $b$ . Neste prisma o ângulo  $\theta = 60^\circ$

### PODER DE RESOLUÇÃO

O Poder de Resolução  $R$  é definido como a razão formada pelo comprimento de onda médio  $\bar{\lambda}$  e a diferença entre os dois comprimentos de onda:

$$R = \frac{(\lambda_1 + \lambda_2)}{2} \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda} \quad (21)$$

Para um prisma, o poder de resolução espectral é dado por:

$$R = b \cdot \left| \frac{dn}{d\lambda} \right| \quad (22)$$

onde  $b$  é o comprimento da base do prisma conforme ilustra a Figura 11.

O poder de resolução (21) pode ser determinado através do coeficiente angular das curvas (Figura 10) de dispersão para cada material. Como exemplo, a

Tabela 8 apresenta o poder de resolução do prisma de vidro “flint” e de vidro “crown” na região do amarelo ( $\lambda \approx 580$  nm) e na região do azul ( $\lambda \approx 430$  nm), com  $b = 30$  mm. Sugerimos que use a eq. 21 e refaça estes cálculos.

**Tabela 8.**

	Poder Resolução (amarelo)	Poder Resolução (azul)
“Flint Glass”	2073	7095
“Crown Glass”	1131	3378

OBS.: Um prisma com  $R=1000$  é suficiente para separar as linhas de duplete do sódio, pois  $\bar{\lambda}/\Delta\lambda=998$ .

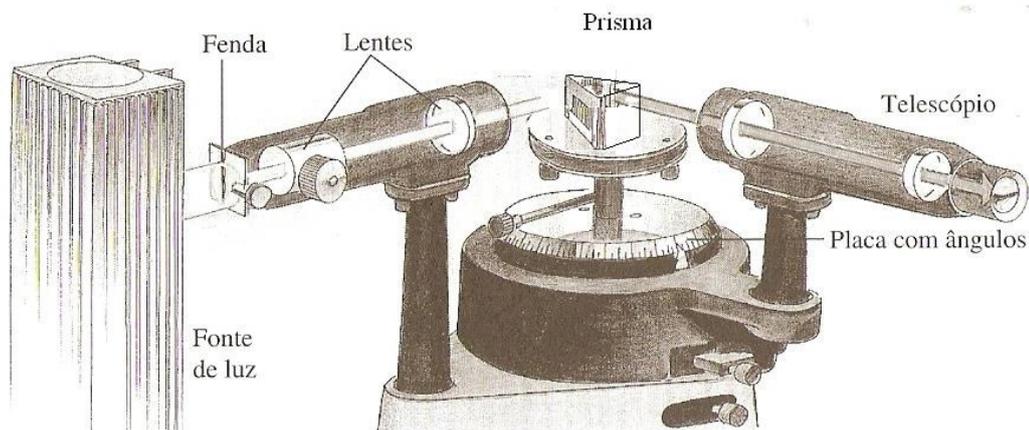
## SISTEMA DE DOIS ELÉTRONS

A parte teórica referente ao sistema de dois elétrons foi devidamente abordada na apostila referente à PRÁTICA 1. Na Figura 13, está representado o espectro de emissão do He, com indicação dos níveis de energia, o qual será utilizado nesta prática.

A ideia é de repetir o experimento da Prática 1 para o **He**, e com isso, verificar com mais detalhes as linhas espectrais.

### PROCEDIMENTO

Inicialmente, o sistema deve ser alinhado com as escalas do goniômetro zeradas, para isso a lâmpada de **Hg** é posicionada de modo a iluminar completamente a fenda, a qual pode ser visualizada com a luneta. Controle a abertura da fenda de maneira a visualizar bem as linhas.



**Figura 12.** . Um espectrômetro usando prisma. As lentes entre a fonte e o prisma produzem um feixe de raios paralelos que incide sobre o prisma. Esse feixe, ao incidir perpendicularmente ao plano do prisma, sofre desvio produzindo espectros de várias ordens, cujas direções são determinadas pela eq. 15. O feixe difratado é observado através de um telescópio cuja ocular possui linhas de referência para medir com precisão o ângulo  $\theta$ .

**ATENÇÃO:** Obtenha a posição de desvio mínimo  $\psi$  do prisma produz. Fixe o prisma nesta posição e meça desvio angular mínimo  $\psi$  para cada linha. Nestas medidas angulares com o goniômetro, a leitura é feita em graus e minutos, por ex:  $24^{\circ}30'$  (vinte e quatro graus e trinta minutos). Portanto, esse valor precisa ser transformado. Por exemplo:  $24^{\circ}30' = 24,50^{\circ}$ . Lembre-se:  $1^{\circ} = 60$  minutos

Da equação (18) determine a dependência do índice de refração do prisma ( $n$ ) para cada linha do espectro do átomo de **Hg**. Preenchendo as tabelas abaixo. Repita este procedimento para os prismas “*Flint Glass*”, “*Crown Glass*” e para o prisma preenchido com *água*.

### CURVAS DE DISPERSÃO

Utilizando os dados das Tabela 9, 14 e 15, obtidos com os três prismas e faça as curvas de dispersão ( $n \times \lambda$ ) e compare com as curvas de dispersão da Figura 10.

**Tabela 9. Dados para o prisma de vidro "flint"**

Cor	$\lambda$ (nm)	$\psi$ (grau , minuto)	$\psi$ (em grau)	N
Violeta	404,5			
Azul	435,4			
Azul-esverdeado	491,6			
Verde	546,1			
Amarelo	578,0			
Vermelho	625,3			

**Tabela 10. Dados para o prisma de vidro "crown"**

Cor	$\lambda$ (nm)	$\psi$ (grau, minuto)	$\psi$ (em grau)	N
Violeta	404,5			
Azul	435,4			
Azul-esverdeado.	491,6			
Verde	546,1			
Amarelo	578,0			
Vermelho	625,3			

**Tabela 11. Dados para o prisma de água**

Cor	$\lambda$ (nm)	$\psi$ (grau, minuto)	$\psi$ (em grau)	N
Violeta	404,5			
Azul	435,4			
Azul-esverdeado	491,6			
Verde	546,1			
Amarelo	578,0			
Vermelho	625,3			

**PODER DE RESOLUÇÃO:** Para os três prismas encontre o *poder de resolução* (27) nas regiões do amarelo e do azul. Para cada prisma meça o comprimento da base  $b$  e preencha a Tabela 12.

**Tabela 12 . Poder de resolução dos prismas de vidro Crown Flint e de água.**

Prisma	$b$ (mm)	R (amarelo)	R (azul)
“ <i>Crown</i> ”			
“ <i>Flint</i> ”			
Água			

Compare seus resultados com os apresentados na Tabela 8.

---

CURVA DE CALIBRAÇÃO:  $\text{sen}(\Psi) \times \lambda$

Utilize os valores  $\psi$  medidos com o prisma “*Flint Glass*” e a lâmpada de Hg e construa uma curva de calibração. Esta curva poderá ser utilizada para determinação posterior dos comprimentos de onda  $\lambda$  de emissão do He ou outra qualquer.

Troque a lâmpada de **Hg** pela de **He**, alinhe o sistema com o prisma “*flint glass*” e meça os ângulos mínimos  $\psi$  das linhas espectrais do **He** possíveis de serem observadas. Com o auxílio da curva de calibração determinada anteriormente, determine os comprimentos de onda das linhas espectrais do **He** comparando o  $\text{sen}(\psi)$  para o He com o do H. Preencha a Tabela 13.

**Tabela 13. Linhas espectrais do He e transições atômicas.**

Cor	$\psi$ (grau , minuto)	$\psi$ (em grau)	$\lambda$ (nm)	Transições

**Transições Atômicas:** Com os valores de  $\lambda$  encontrados, identifique com o auxílio da Figura 13, as transições responsáveis por cada emissão.

**IMPORTANTE:** Avaliar os erros experimentais, discutir os resultados e apresentar conclusões.

**Tarefas:**

1. Construa a curva de dispersão.
  2. Deduza as equações 19, 20 e 21.
-

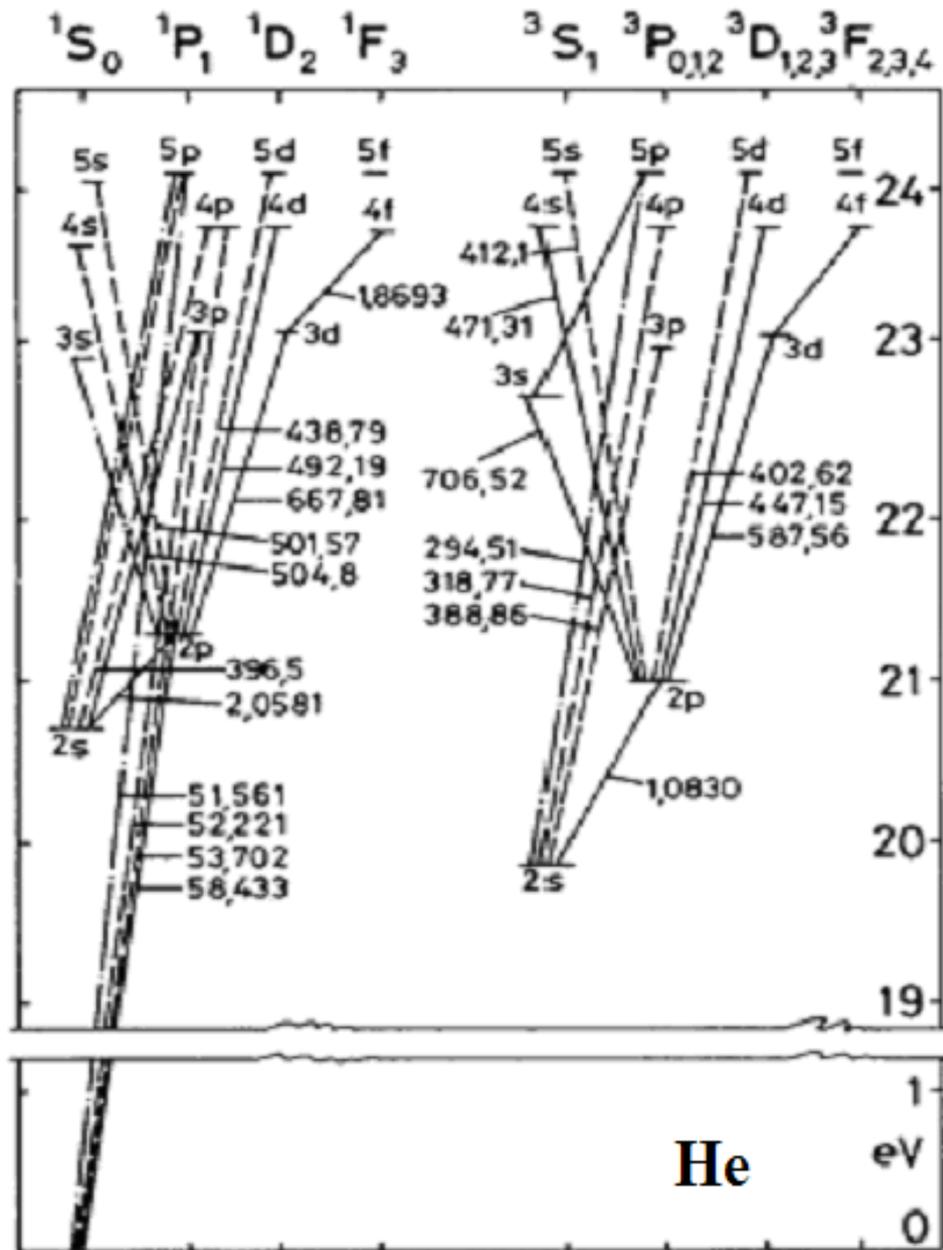


Figura 13. Diagrama de energia do espectro de emissão do átomo de hélio (He).

---

## RADIAÇÃO TÉRMICA

*O objetivo deste experimento é discutir o processo de radiação do corpo negro através da investigação do espectro de emissão de um filamento de Tungstênio aquecido. A dependência da resistência <sup>(15)</sup> de um LDR (light dependent resistor<sup>(16)</sup>) com o comprimento de onda da radiação que nele incide será comparada com a dependência da intensidade na luz emitida com o comprimento de onda da radiação.*

### FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Todos os objetos emitem radiação eletromagnética. A radiação eletromagnética emitida por um corpo é chamada de *radiação térmica* e depende da sua temperatura.

O fenômeno de radiação térmica desempenhou um papel de destaque na história da física, pois foi na tentativa de descrevê-lo teoricamente que *Max Planck*<sup>17</sup> introduziu a sua famosa constante, cuja presença tornou-se um marco importante de uma nova física, a física quântica.

#### Corpo negro

Com o intuito de estudar as características essenciais da radiação térmica, evitando-se as complicações relacionadas com a natureza específica do material, é conveniente considerar um *corpo ideal*, o assim chamado *corpo negro*.

Pode-se definir o corpo negro como o absorvedor ideal, que absorve toda a radiação que recebe, sem refletir qualquer parcela da mesma. É também o emissor ideal, ou seja, para uma dada temperatura, é o corpo que emite a maior potência por unidade de área.

Um corpo cuja superfície é preta e fosca, um quadro negro, por exemplo, aproxima-se bastante de um corpo negro. Porém, um corpo negro a temperatura alta pode ser bastante brilhante e colorido. Astrônomos frequentemente aproximam uma estrela por um corpo negro.

#### Cavidade

Outro exemplo de sistema que aproxima bastante o corpo negro é uma cavidade como ilustra a Figura 19, um recinto fechado feito de um material que não deixa passar a radiação e no qual há um pequeno furo. Mesmo se a parede interna da cavidade absorve apenas parte da radiação que incide sobre ela e reflete o resto, o grande número de reflexões resulta numa absorção praticamente completa.

---

<sup>15</sup>  $R=1/G$ , onde  $G$  e  $R$  são, respectivamente, a condutância e a resistência.

<sup>16</sup> LDR: Resistor cuja resistência é dependente da intensidade da luz que incidente sobre ele.

<sup>17</sup> Max Karl Ernst Planck, físico alemão, 1858-1947.



Figura 14. Ilustração de uma cavidade

## Radiância espectral

A quantidade adequada para caracterizar quantitativamente a emissão de radiação por um corpo em equilíbrio térmico à temperatura  $T$  é a *radiância espectral*. A *radiância espectral* depende do material considerado. É uma função contínua na qual estão presentes picos e vales que são característicos do material. A radiação térmica corresponde à parte contínua.

## Fenomenologia

A Figura 15 mostra a distribuição de comprimento de onda de uma radiação de cavidade, para temperaturas da cavidade de 1250, 1500, 1750 e 2000 K. A *radiância espectral* do corpo negro possui as seguintes características:

- 1) *Tende para zero*, para comprimentos de onda ( $\lambda$ ) longos bem como  $\lambda$  curtos.
- 2) Possuem *máximos para certos comprimentos de onda*, cujo valor aumenta com a temperatura.
- 3) Para qualquer  $\lambda$ , a radiância espectral *aumenta rapidamente com a temperatura*.

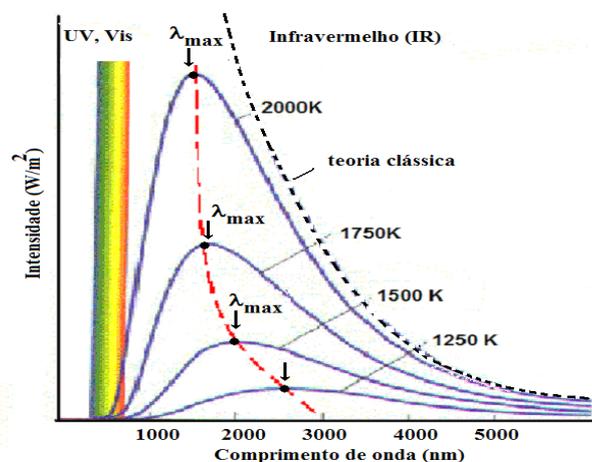


Figura 15. Distribuição espectral (intensidade do espectro de radiação do corpo negro) em função do comprimento de onda para diferentes temperaturas.

As duas últimas propriedades citadas são descritas mais quantitativamente por leis fenomenológicas:

A *lei de Wien*<sup>18</sup>, afirma que o comprimento de onda  $\lambda_{max}$  para o qual a radiância espectral alcança o seu valor máximo diminui proporcionalmente com a temperatura:

$$\lambda_{máx} = \frac{c}{T} \quad 23$$

O valor experimental para a constante de Wien é de  $2,898 \times 10^{-3} \text{ mK}$ .

A *lei de Stefan*<sup>19</sup> *3-Boltzmann*<sup>20</sup> determina que a potência total emitida por unidade de área - ou seja, a integral da radiância espectral sobre todas as frequências, é proporcional à quarta potência da temperatura. Foi enunciada pela primeira vez em 1879 sob forma de uma equação empírica:

$$R_T = \sigma T^4 \quad 24$$

O valor experimental da constante de proporcionalidade é  $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ .

No século XIX, tentativas de explicar estas observações em termos quantitativos encontraram uma dificuldade – a saber, que a natureza da radiação térmica de um dado corpo a uma dada temperatura depende do material do qual este corpo é feito e outros fatores como a rugosidade superficial.

A solução para esta dificuldade foi proposta em 1859 quando Gustav Kirchhoff<sup>21</sup> propôs que se fosse feito uma cavidade em um corpo sólido com as suas paredes mantidas a uma temperatura constante  $T$  e fosse furado um pequeno furo em sua parede, a radiação que surgiria deste furo não dependeria do material ou do modo que a cavidade foi formada, mas sim de sua temperatura.

Como o poder de absorção do corpo negro é igual à unidade ( $a=1$ ), segue da lei de Kirchhoff, que o poder de emissão tem o mesmo valor ( $e=1$ ). Portanto, um corpo negro é o mais eficiente dos absorvedores e também o mais eficiente dos emissores.

No começo do século XX, foram feitas várias tentativas para formular uma teoria que descrevesse o comportamento da radiação do corpo negro. Baseando-se nas teorias da física clássica, Rayleigh e Jeans utilizaram a distribuição de *probabilidade de Boltzmann* para encontrar a energia média associada com a radiação eletromagnética emitida como função do comprimento de onda. O resultado deles aproximou-se dos resultados experimentais no limite de grandes comprimentos de onda ( $\lambda \rightarrow \infty$ ), entretanto, fracassou no limite de  $\lambda \rightarrow 0$ , apresentando uma divergência enquanto os resultados experimentais mostram um valor finito nesta região.

<sup>18</sup> Wilhelm Wien, físico alemão, 1864-1928.

<sup>19</sup> Josef Stefan, físico austríaco, 1835-1893.

<sup>20</sup> Ludwig Boltzmann, físico austríaco, 1844-1906.

<sup>21</sup> Gustav Kirchhoff, físico alemão, 1824-1887.

A solução a este problema foi dada por **Planck** (1901), introduzindo um postulado não somente novo, mas drasticamente conflitante com certos conceitos da física clássica:

*Postulado: A energia total de qualquer entidade física cuja única coordenada execute oscilações harmônicas simples pode assumir tão somente valores que satisfaçam a relação:*

$$E = nh\nu, \quad n = 0,1,2,3,\dots \quad (25)$$

onde  $h$  é a constante de Planck,  $\nu$  é a frequência de oscilação.

Isso quer dizer que a energia total de Planck assume apenas valores discretos, e é dita ser *quantizada*. Esse fato marca o início da teoria quântica da matéria.

Em termos matemáticos, a formulação de Planck veio apenas a substituir integrais por somas, mas concordou perfeitamente com os resultados experimentais, resultando no sucesso de sua teoria. Entretanto, é preciso enfatizar que na época sua teoria não foi prontamente aceita, visto a conflitância do conceito introduzido com relação a bem estabelecida física clássica.

Na verdade, nem o próprio Planck acreditava na quantização da matéria. Einstein também impôs restrições, mas anos mais tarde utilizou esse conceito para explicar o efeito fotoelétrico, que lhe rendeu um prêmio *Nobel*.

Através da discussão acima fica evidente a importância do fenômeno da radiação do corpo negro para o desenvolvimento da física moderna. Na sequência, apresentamos um método para determinar experimentalmente o espectro de radiação do corpo negro na região do visível.

Na prática será determinada a condutância de um resistor dependente de luz (*LDR*) em função do comprimento de onda da radiação emitida por um filamento de Tungstênio aquecido. Admitiremos então que a condutância medida pelo LDR a qualquer comprimento de onda é diretamente proporcional a intensidade da radiação emitida pelo filamento (isso é coerente com as baixas intensidades que atingem o LDR neste experimento).

## **PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL**

### **EQUIPAMENTO**

O aparato experimental é mostrado na figura 3 para montagem do experimento de acordo com a ilustração, confira os materiais listados abaixo que serão utilizados:

- Lâmpada de Tungstênio de 40 W; Grade de difração (uma película de CD-ROM); LDR; Dois Multímetros; Disco hall graduado; Uma fonte de tensão.

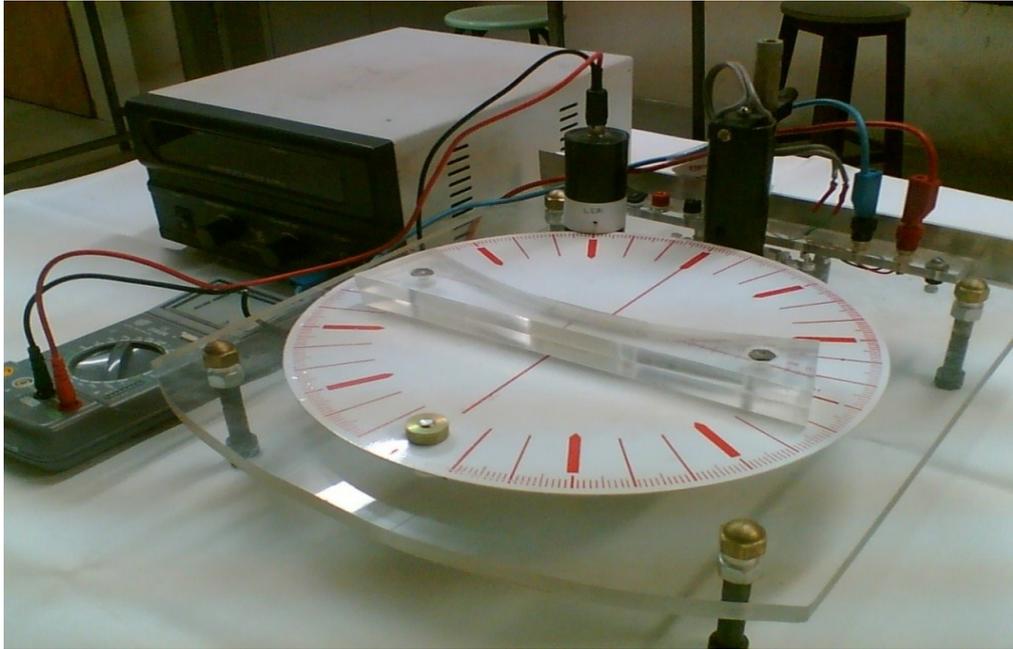


Figura 16. Arranjo experimental para análise da radiação térmica de um filamento de tungstênio.

**PARTE I:** Medida da resistência elétrica da lâmpada à temperatura ambiente

- i) Monte o circuito da Figura 17 com  $R=100\ \Omega$  conectado em série com a lâmpada (valor alto de  $R$  permite um ajuste fino da corrente, além de limitar a corrente máx. através da lâmpada).
- ii) Meça a corrente e a tensão indicadas nos multímetros para corrente entre  $0$  e  $200\ mA$ , valores que são suficientemente pequenos para evitar aquecimento apreciável do filamento da lâmpada. Efetue cerca de dez medidas no intervalo indicado.

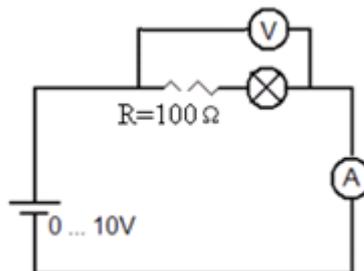


Figura 17. Circuito utilizado para determinação da resistência elétrica da lâmpada à temperatura ambiente.

**PARTE II:** Verificação do comportamento do filamento de tungstênio como um corpo negro.

Inicialmente é necessário testar se o filamento de tungstênio ( $P=40\ W$ ) age semelhantemente como um corpo negro do ponto de vista da potência de emissão, i.e.,



$$d \sin(\theta) = \lambda \quad (28)$$

onde  $d$  é a constante da grade de difração e  $\sin(\theta)$  é proporcional a  $\lambda$ .

Usando um multímetro, meça a resistência do *LDR* em função do ângulo de espalhamento  $\theta$ . Para isto use o arranjo ilustrado na Figura 19.

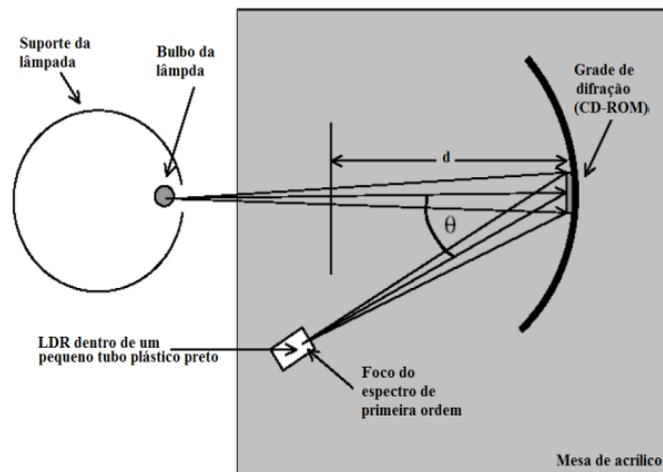


Figura 19. Arranjo para medição com o LDR

Utilizando a Lei de *Ohm*:  $V = RI$ , calcule a resistência  $R$  do filamento para a tensão de 7V e também para tensão mais alta aplicada (10 V), para as quais será avaliado o espectro de emissão.

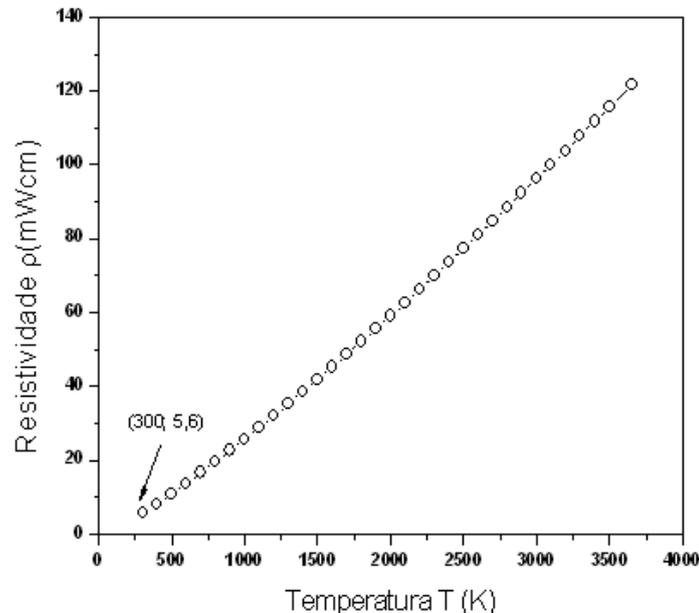
Com o auxílio dos dados da tabela 18, anote os valores  $\theta$  (em graus), a Resistência  $R_{LDR}$  ( $\Omega$ ), calcule o  $\sin(\theta)$  e a condutância  $\sigma = I/R$  do LDR.

Posteriormente, faça um gráfico de  $\sigma \times \sin(\theta)$  e compare com a previsão teórica para a radiação térmica. Para isto, você pode verificar que resistência do *LDR* varia inversamente com a intensidade da radiação verificando os valores expondo-o e retirando-o da presença de luz comum. Portanto, sendo a resistência  $R$  inversamente proporcional à intensidade e também à condutância  $G$ , esta última deverá ser diretamente proporcional a intensidade da luz. Compare e comente os seus resultados à luz dos resultados apresentados na Figura 21.

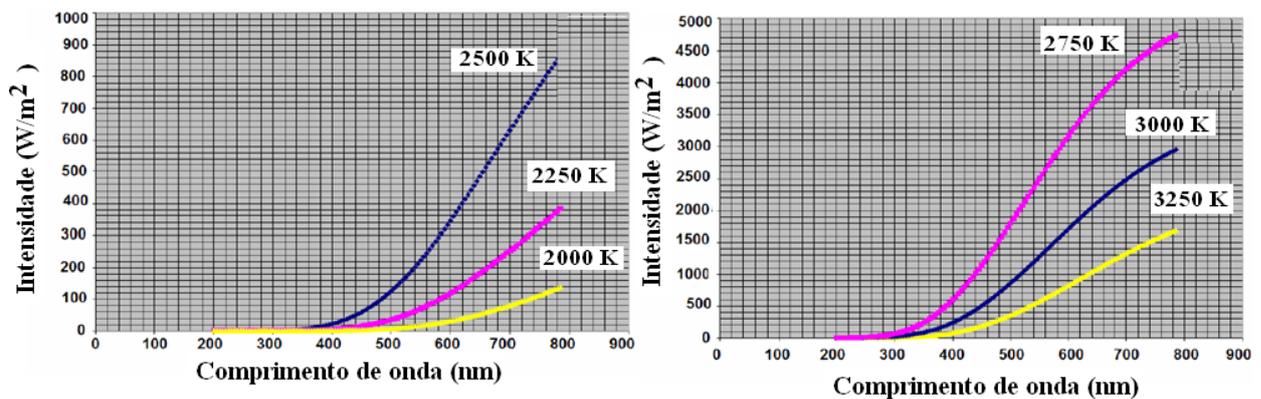
Como mostra a Figura 15, a intensidade irradiada depende da temperatura efetiva do corpo, neste caso, da temperatura do filamento de Tungstênio. Essa temperatura pode ser obtida a partir da medida da resistividade do filamento ( $\rho$ ). A Figura 20 apresenta a curva característica da resistividade em função da temperatura para o Tungstênio. Uma vez medida a resistividade determina-se a temperatura através desse gráfico. Sabendo-se a o valor da resistividade a temperatura ambiente ( $T = 300K$ ),  $\rho_{300k} = 5,6 \mu\Omega \cdot cm$  e medindo-se a resistência do filamento a temperatura ambiente ( $R_{300k}$ ), pode-se usar a relação:

$$\frac{\rho_{300K}}{R_{300k}} = \frac{\rho}{R}, \quad \rho = R \cdot \frac{\rho_{300K}}{R_{300k}} \quad (29)$$

para encontrar a resistividade associada à resistência do filamento quando é aplicada a tensão de 10 V (obtida pela Lei de Ohm). Consequentemente, conhecendo-se  $\rho$  para  $V = 10$  V, determina-se a temperatura (T) do filamento nesta condição diretamente a partir da Figura 20.



**Figura 20. Dependência da resistividade  $\rho$  do tungstênio com a temperatura.** (Fonte: W. E. Forsythe; A. G. Worthing. The Properties of Tungsten and the Characteristics of Tungsten Lamps. *Astrophysical Journal* 61, 146, 1925).



**Figura 21. Curvas de Planck mostrando dependência da intensidade da radiação térmica com o comprimento de onda para temperaturas de (a) 2000, 2259 e 2500 K e de (b) 2750, 3000 e 3250 K.**

## BIBLIOGRAFIA

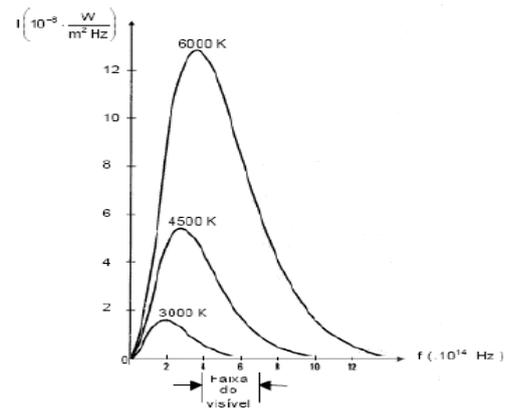
- [ 15] Melissinos, A.C. *Experiments in Modern Physics*. Academic Press, 1981.
- [ 16] Robert Eisberg & Resnick. *Física Quântica*. Cap.1. Ed. Campus, 1994.
- [ 17] Halliday & Resnick. *Física*. Vol. 4, p. 4, 145, 2002.
- [ 18] H. Moysés Nussenzveig. *Física Básica*. Vol. 4, p.245, Ed. Edgard Blücher, SP, 1998.
- [ 19] Jenkins, F. A.; White, H. *Fundamentals of Optics*. McGraw Hill, Singapore, 1976.
- [ 20] Marisa A. Cavalcante, Cristiane R. C. Tavoraro. *Física Moderna Experimental*. 2ª Ed. Editora Manole. 2007.



## Exercícios propostos

1. (MEC) Em 1900, Max Planck apresenta à Sociedade Alemã de Física um estudo, onde, entre outras coisas, surge a idéia de quantização. Em 1920, ao receber o prêmio Nobel, no final do seu discurso, referindo-se às idéias contidas naquele estudo, comentou:

"O fracasso de todas as tentativas de lançar uma ponte sobre o abismo logo me colocou frente a um dilema: ou o *quantum* de ação era uma grandeza meramente fictícia e, portanto, seria falsa toda a dedução da lei da radiação, puro jogo de fórmulas, ou na base dessa dedução havia um conceito físico verdadeiro. A admitir-se este último, o *quantum* tenderia a desempenhar, na física, um papel fundamental... destinado a transformar por completo nossos conceitos físicos que, desde que Leibnitz e Newton estabeleceram o cálculo infinitesimal, permaneceram baseados no pressuposto da continuidade das cadeias causais dos eventos. A experiência se mostrou a favor da segunda alternativa." (*Adaptado de Moulton, F.R. e Schiffers, J.J. Autobiografia de la ciencia. Trad. Francisco A. Delfiane. 2 ed. México: Fondo de Cultura Económica, 1986*)



O referido estudo foi realizado para explicar:

- (A) a confirmação da distribuição de Maxwell-Boltzmann, de veloc.e de trajetórias das moléculas de um gás.
- (B) a experiência de Rutherford de espalhamento de partículas alfa, que levou à formulação de um novo modelo atômico.
- (C) o calor irradiante dos corpos celestes, cuja teoria havia sido proposta por Lord Kelvin e já havia dados experimentais.
- (D) as emissões radioativas do isótopo Rádio-226, descoberto por Pierre e Marie Curie, a partir do minério chamado "pechblenda".
- (E) o espectro de emissão do corpo negro, cujos dados experimentais não estavam de acordo com leis empíricas até então formuladas.

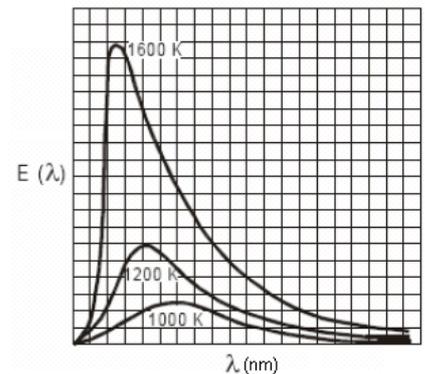
2. (MEC) No gráfico ao lado estão representadas três curvas que mostram como varia a energia emitida por um corpo negro para cada comprimento de onda,  $E(\lambda)$ , em função do comprimento de onda  $\lambda$ , para três temperaturas absolutas diferentes: 1000 K, 1200 K e 1 600 K. Com relação à energia total emitida pelo corpo

negro e ao máximo de energia em função do comprimento de onda, pode-se afirmar que a energia total é:

- (A) proporcional à quarta potência da temperatura e quanto maior a temperatura, menor o comprimento de onda para o qual o máximo de energia ocorre.
- (B) proporcional ao quadrado da temperatura e quanto maior a temperatura, maior o comprimento de onda para o qual o máximo de energia ocorre.
- (C) proporcional à temperatura e quanto maior a temperatura, menor o comprimento de onda para o qual o máximo de energia ocorre.
- (D) inversamente proporcional à temperatura e quanto maior a temperatura, maior o comprimento de onda para o qual o máximo de energia ocorre.
- (E) inversamente proporcional ao quadrado da temperatura e quanto maior a temperatura, maior o comprimento de onda para o qual o máximo de energia ocorre.

3. (UFRN) As lâmpadas incandescentes são pouco eficientes no que diz respeito ao processo de iluminação. Com intuito de analisar o espectro de emissão de um filamento de uma lâmpada incandescente, vamos considerá-lo como sendo semelhante ao de um corpo negro (emissor ideal) que esteja à mesma temperatura do filamento (cerca de 3000 K). Na figura abaixo, temos o espectro de emissão de um corpo negro para diversas temperaturas. Diante das informações e do gráfico, podemos afirmar que, tal como um corpo negro,

- (A) os fótons mais energéticos emitidos por uma lâmpada incandescente ocorrem onde a intensidade é máxima.
- (B) a frequência em que ocorre a emissão máxima independe da temperatura da lâmpada.
- (C) a energia total emitida pela lâmpada diminui com o aumento da temperatura.
- (D) a lâmpada incandescente emite grande parte de sua radiação fora da faixa do visível.



4. (UFRN) A radiação térmica proveniente de uma fornalha de altas temperaturas em equilíbrio térmico, usada para fusão de materiais, pode ser analisada por um espectrômetro. A intensidade da radiação emitida pela fornalha, a uma determinada temperatura, é registrada por esse aparato em função do comprimento de onda da radiação. Daí se obtém a curva espectral apresentada na figura. A análise desse tipo de espectro levou o físico alemão Wilhelm Wien, em 1894, a propor que, quando a intensidade da radiação emitida é máxima, o comprimento de onda associado obedece à expressão:

$$\lambda_{max} = \frac{C}{T}$$

em que  $\lambda_{max}$  é o comprimento de onda do máximo da curva espectral e T é a temperatura da fornalha para um determinado espectro e  $C=3 \times 10^3 \mu\text{mK}$ . De acordo com essas informações, é correto afirmar que a temperatura da fornalha é, aproximadamente:

- (A) 2000 K e que  $\lambda_{max}$  aumenta quando a temperatura aumenta.
- (B) 1500 K e que  $\lambda_{max}$  diminui quando a temperatura diminui.
- (C) 2000 K e que  $\lambda_{max}$  diminui quando a temperatura aumenta.
- (D) 1500 K e que  $\lambda_{max}$  aumenta quando a temperatura diminui.

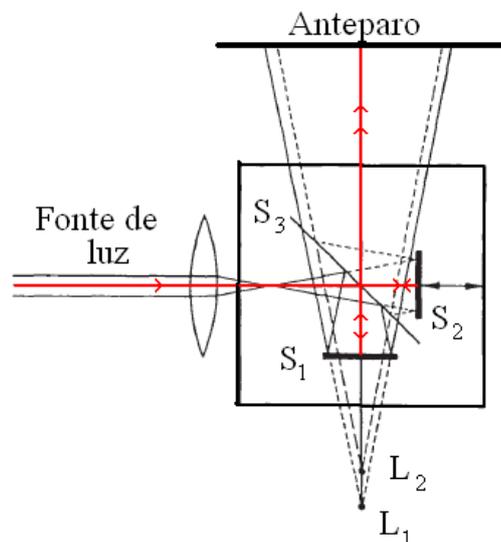
## INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

*Interferômetros são sistemas básicos usados para medir precisamente comprimento de onda, distância, índice de refração e tempo de coerência de feixes ópticos. Neste experimento usaremos o interferômetro de Michelson para medir o comprimento de onda da luz vermelha de um laser de He-Ne.*

### FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

O arranjo experimental de Michelson consiste de dois espelhos  $S_1$  e  $S_2$  posicionados perpendicularmente conforme ilustra a Figura 22. O espelho  $S_1$  é fixo, enquanto  $S_2$  pode ser deslocado por meio de um parafuso micrométrico com um nível de redução de 1:10<sup>(22)</sup>. O espelho  $S_3$  parcialmente prateado está posicionado na interseção das normais para os dois espelhos. Ele serve para dividir o feixe incidente em dois feixes iguais.

Um suporte entre  $S_1$  e  $S_3$  aceita uma célula de medição de análise de gases. Quando lâmpadas espectrais, em vez de laser, são usadas como fonte de luz com filtros apropriados, o interferômetro também pode ser usado para determinar comprimentos de coerência. Além disso, o índice de refração adequado de líquidos, de ar e de outros gases pode ser determinado.



**Figura 22. Caminho óptico em um interferômetro de Michelson.**

No interferômetro de Michelson, a luz é dividida em dois feixes por um vidro semi-espelhado (divisão de amplitude), reflete nos dois espelhos e passa novamente por meio da placa de vidro para produzir fenômenos de interferência atrás dele, conforme ilustra a Figura 22. Os feixes de luz refletem e voltam a se recombinar sobre um anteparo. Um padrão de interferência é formado

<sup>22</sup> Uma graduação no parafuso do micrômetro corresponde a um deslocamento do espelho de 1 micron (=1 $\mu$ m).

sobre o anteparo e muda perceptivelmente quando os caminhos ópticos para cada um dos feixes são alterados por uma fração de comprimento de onda da luz utilizando o parafuso micrométrico.

O feixe de luz  $E_o$  do laser é dividido ao incidir em espelho semitransparente, parte é refletido  $E_1$  e parte é transmitido  $E_2$  conforme ilustra a Figura 22. As duas ondas ao incidir sobre o anteparo constroem um padrão de interferência devido à diferença de fase estabelecida pela diferença de caminho entre as duas ondas. Se duas ondas de mesma frequência  $\omega$ , porém de amplitude ( $E_{01}$  e  $E_{02}$ ) e fases ( $\alpha_1$  e  $\alpha_2$ ) diferentes, incidem em um ponto, ou interferem, de modo que

$$E = E_{01} \sin(\omega t - \alpha_1) + E_{02} \sin(\omega t - \alpha_2) \quad (30)$$

O campo elétrico resultante, pode ser descrito como

$$E = E_{\max} \sin(\omega t - \alpha) \quad (31)$$

onde  $E_{\max}$  é a amplitude da onda resultante expressa por

$$E_{\max}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\delta) \quad (32)$$

onde:  $\delta = (\alpha_1 - \alpha_2)$  é a diferença de fase.

Sendo o interferômetro de Michelson um divisor de amplitude, a luz é dividida em dois feixes de mesma amplitude, *i.e.*,  $E_{01} = E_{02}$ , por uma placa de vidro refletora semitransparente.

Uma lente é introduzida entre o feixe luminoso e a placa de vidro semiprateada de modo que a fonte de luz se encontre no ponto focal.

Se o espelho real  $M_1$  for substituído por sua imagem virtual  $M'_2$  que é formado pela reflexão na placa de vidro, um ponto P da fonte de luz real é formado como os pontos  $P'$  e  $P''$  das fontes de luz virtuais  $L_1$  e  $L_2$  ilustradas na Figura 23.

Baseado nos diferentes comprimentos de caminho percorridos pelos dois feixes de luz, a diferença de fase, usando os símbolos da Figura 23, é:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos(\theta) \quad (33)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz do laser usada no experimento.

Sendo a intensidade proporcional ao quadrado da amplitude da onda, a distribuição de intensidade, para  $E_{01} = E_{02} = E_0$  de acordo com a eq.(31), é dada por:

$$I = E^2 = 4E_{\max}^2 \cos^2(\delta/2) \quad (34)$$

É fácil observar (33) que os máximos ocorrem quando  $\delta = (2\pi)$  ou é um múltiplo de  $2\pi$ , *i.e.*,  $\delta = 2m\pi$ , com  $m = 0, 1, 2, \dots$  Também de (32) obtém-se  $\theta_m$ , a posição angular de cada máximo

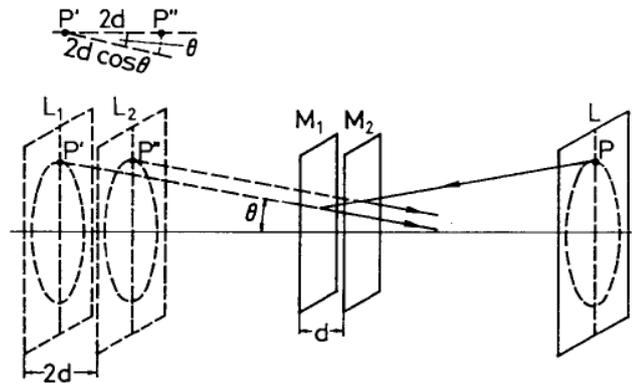


Figura 23 Formação de círculos de interferência

$$2d \cos(\theta_m) = m\lambda \quad (35)$$

onde  $m = 1, 2, 3, \dots$  (ordem da franja). Para valores fixos de  $m$  e  $d$ , círculos são produzidos desde que  $\theta$  seja constante.

Se a posição do espelho móvel  $M_1$  for alterada de modo que  $d$  diminua então, de acordo com (6), o diâmetro do anel diminui também desde que  $m$  esteja fixo para este anel. Um anel desaparece cada vez que  $d$  é reduzido por  $\lambda/2$ . O anel também desaparece quando  $d = 0$ .

Se  $M_1$  e  $M_2$  não estiverem paralelos, as faixas curvadas obtidas são convertidas às faixas retas quando  $d = 0$ .

## PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

**MATERIAL:** Laser de *HeNe*; Lente  $f = +100 \text{ mm}$ ; Espelhos ( $E_0, E_1, E_2$ ); Anteparo

### ARRANJO EXPERIMENTAL

Monte o arranjo experimental como ilustra a Figura 24, sem colocar a lente no caminho óptico. O feixe de luz incide sobre o espelho semiprateado posicionado a um ângulo de  $45^\circ$  em relação à direção do feixe que é dividido agora em dois feixes, estes são refletidos pelos espelhos  $E_1$  e  $E_2$  e voltam a se sobreporem no anteparo.

O alinhamento óptico do sistema é uma parte importante do experimento. Pois as franjas de interferência só serão observadas se o sistema estiver alinhado corretamente.

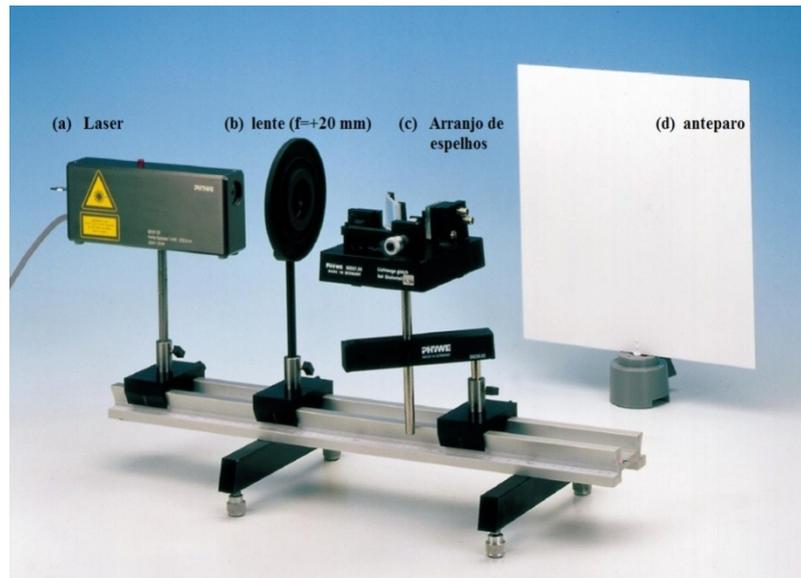


Figura 24. Arranjo experimental do interferômetro de Michelson.

Para o alinhamento adequado, faça o feixe refletido em  $E_1$  voltar diretamente pelo mesmo caminho e incidir novamente na saída do Laser. Somente após este ajuste, faça o mesmo com o feixe refletido por  $E_2$ . Somente após estes dois procedimentos, coloque a lente  $L$  no caminho óptico a aproximadamente 2 cm do espelho semitransparente. Quando tudo isto for feito, observe as franjas de interferência no anteparo, usualmente chamadas anéis de *Airy*.

Para medir o comprimento de onda, o parafuso micrométrico conectado ao espelho móvel deve ser girado lentamente para uma posição em que o centro dos círculos torne-se escuro. O parafuso micrométrico deve em seguida ser girado sempre em um mesmo sentido e os períodos de claro-escuros produzidos deverão ser contados. Anote na Tabela 16 os valores  $d$  e  $m$  e, em seguida, faça um gráfico  $d \times m$ ; cento e cinquenta mudanças claro-escuro do anel de interferência devem ser consideradas. Obtenha o comprimento de onda a partir deste resultado.

Tabela 16. Valores da distância  $d$  entre os espelhos e de  $m$  (número de franjas claras do centro do anel)

Parâmetros	Medidas														
$D$															
$M$	0	20	40	...											

#### RESPONDER AS QUESTÕES E ENTREGAR ANEXADAS AO RELATÓRIO

1. Explicar o que é caminho geométrico e caminho óptico. 2. Que é luz coerente? 3. O que é um laser? 4. Cite três principais características de um Laser.

#### BIBLIOGRAFIA

[21] Halliday, D; Resnick, R. Física IV, 8ª Ed. Ed. LTC, 2009.

[22] Hecht, Eugene. Óptica. 2ª Ed. Cap.9, p.458-461, 2002

## Experimento de Millikan

*A carga do elétron foi determinada pelo físico americano Robert Millikan, entre 1909 e 1913, a partir das medidas das velocidades das gotículas na direção da gravidade e na direção oposta. Em sua experiência, o óleo era pulverizado e formavam-se minúsculas gotas de óleo no espaço entre duas placas paralelas horizontais separadas por uma distância  $d$ . Uma diferença de potencial  $V$  é mantida entre as placas, criando entre elas um campo elétrico orientado na direção vertical. Devido ao atrito (ou à ionização do ar por raios  $x$  ou radioatividade) algumas gotas adquirem cargas negativas e estas são observadas com um microscópio.*

**Objetivo:** Verificar a quantização da carga elétrica, observando o caráter discreto da carga em gotículas de óleo carregadas.

### Arranjo experimental

A Figura 25 ilustra a montagem do equipamento. Para isto são utilizados: Fonte de tensão variável (0 a 600 V); Aparato de Millikan (capacitor, reservatório de óleo e borrifador); Multímetro, Micrometro, dois cronômetros, Chave comutadora, Base tripé; Óleo mineral; Cabos de banana.

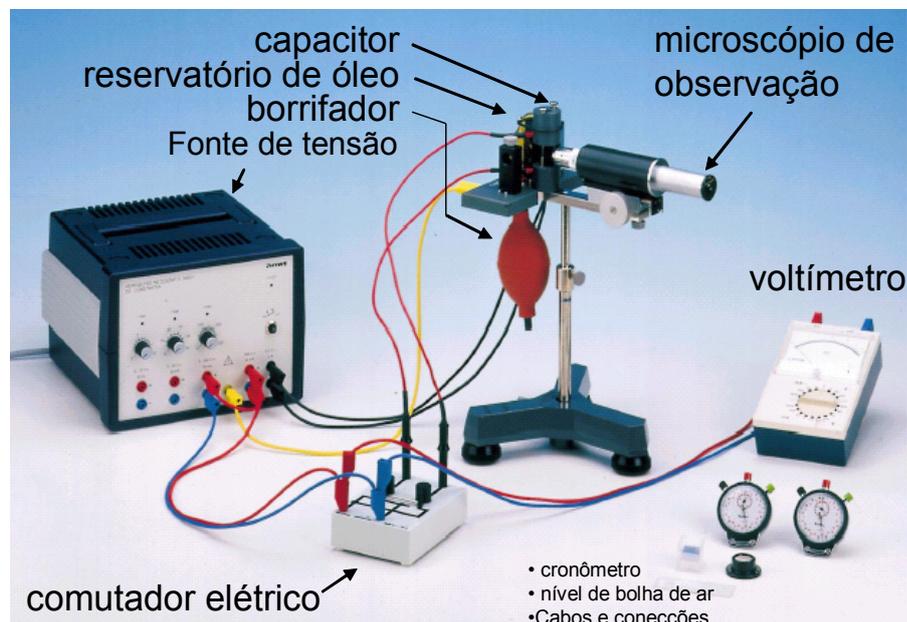


Figura 25. Arranjo experimental para determinação da carga elementar usando o aparelho de Millikan

O aparelho consiste de duas placas paralelas, separadas entre si por uma distância de  $\sim 3\text{mm}$ . Sobre estas placas aplica-se um potencial, responsável por um campo elétrico uniforme entre elas, onde as gotículas de óleo serão estudadas. Uma lâmpada ilumina o microscópio, o qual possui um retículo graduado. Durante a operação, o óleo é borrifado na câmara entre as placas do capacitor.

## Procedimento Experimental: Montagem

As gotículas formadas pelo bico aerosol entram na região do campo elétrico. Alternando a chave comutadora pode-se aplicar o campo de forma a auxiliar a aceleração da gravidade ou de forma a contrariá-la. Faça a montagem esquematizada no arranjo mostrado na Figura 25. O sistema de iluminação deve ser conectado à saída de 6,3 V AC;

A fonte variável de tensão contínua (CC) de até 600V é obtida conectando a fonte de tensão fixa de 300V CC em série com a fonte variável de 300V CC. Através do comutador elétrico (Figura 25) inverte-se a polaridade do capacitor.

Ajuste inicialmente a tensão no capacitor para um valor de 300 V. Selecione uma gota e através da operação do comutador movimente a gota entre as marcas da régua graduada no visor da luneta. Se necessário ajuste o foco do microscópio para acompanhar o movimento da gotícula.

Antes do início das medidas de tempo, o sistema deve ser nivelado, de modo que as gotículas se movimentem sempre verticalmente. Fazer alguns testes antes, verificar se as gotículas estão subindo e/ou descendo verticalmente. Para isto, bombeie gotículas de óleo e faça alguns testes para verificar esta condição variando o nivelador até obter boa condição para o experimento.

É importante que para selecionar uma gota adequada, use os critérios a seguir.

A gota escolhida não deve se movimentar muito rápido, tendo portando uma carga pequena. Ela deve perfazer a trajetória de cerca de 30 divisões (**0,89 mm**) em cerca de 1 a 3 s. A gota escolhida não deve se mover muito lentamente, tendo, portanto, uma carga elevada. Não deve exibir movimentos irregulares. Se necessário, aumente a tensão inicial do capacitor de 300 V para 400 V.

Some alguns tempos de subida usando um dos cronômetros. Some alguns tempos de descida usando o outro cronômetro. Os tempos resultantes devem ser maiores que 5 s em ambos os casos.

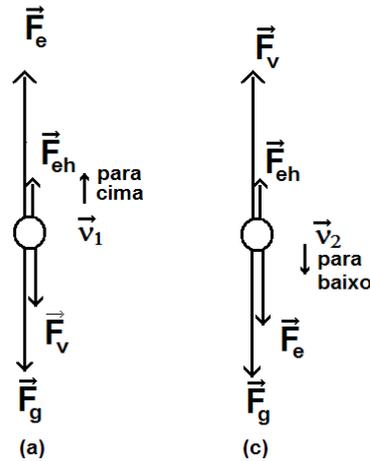
Para as tensões maiores escolha gotas com velocidades proporcionais.

## Teoria e cálculos

As velocidades de subida e de descida de uma gotícula de óleo eletricamente carregada sujeita a um campo elétrico de um capacitor e as velocidades são determinadas conforme discutido com o auxílio da Figura 26, que ilustra duas situações: de subida e de descida da gota de óleo, para condições de equilíbrio. Nestas condições, tem-se que, conforme ilustração:

$$\text{Para a situação:} \quad F_e + F_{eh} = F_{v_1} + F_g \quad (36)$$

$$\text{Para a situação:} \quad F_e + F_g = F_{eh} + F_{v_2} \quad (37)$$



**Figura 26.** Esquema de forças que atuam na gotícula de óleo para um campo elétrico em sentido oposto ao gravitacional (a) e para o campo elétrico no mesmo sentido do campo gravitacional (b).

A força experimentada por uma esfera de raio  $r$  e com velocidade  $v$  em um fluido (o ar) de viscosidade  $\eta$  é expressa pela *Lei de Stokes*:

$$F_{v_i} = 6\pi r \eta v_i \quad (v=1,2) \quad (\text{onde } \eta \text{ é a viscosidade do ar}) \quad (38)$$

Considerando a gota aproximadamente esférica de massa  $m$ , volume  $V$  e densidade  $\rho_1$  imersa em no campo gravitacional  $g$  da Terra, seu peso  $F_g$  é expresso por:

$$F_g = mg = \rho_1 V g \quad (\text{onde } \rho_1 \text{ é a densidade do óleo}) \quad (39)$$

O empuxo hidrostático sobre a gota é expresso por:

$$F_{eh} = \rho_2 V g \quad F_{eh} = \rho_2 \cdot V \cdot g \quad (40)$$

onde  $\rho_2$  é a densidade do ar. A força devida ao campo elétrico  $E$  sobre a carga  $Q$  é

$$F_e = QE \quad (41)$$

Da soma destas forças (para a subida e para a descida) que afetam a gotícula carregada, as velocidades de ascensão e queda são obtidas:

$$v_1 = \frac{1}{6\pi r \eta} \left( Q \cdot E + \frac{4}{3} \pi r^3 g (\rho_1 - \rho_2) \right) \quad (42)$$

$$v_2 = \frac{1}{6\pi r \eta} \left( Q \cdot E - \frac{4}{3} \pi r^3 g (\rho_1 - \rho_2) \right) \quad (43)$$

Da subtração e adição dessas equações obtém-se o raio e a carga da gotícula, com

$$Q = C_1 \cdot \frac{v_1 + v_2}{U} \sqrt{v_1 - v_2} \quad (44)$$

Para calibrar a escala do visor na luneta, use a escala: **30 divisões = 0,89 mm**

$$C_1 = \frac{9}{2} \pi d \cdot \sqrt{\frac{\eta^3}{g(\rho_1 - \rho_2)}} = 2,73 \cdot 10^{-11} \text{kgm}(m \cdot s)^{-1/2} e$$

$$r = C_2 \cdot \sqrt{v_1 - v_2} \quad (45)$$

$$C_2 = \frac{3}{2} \cdot \sqrt{\frac{\eta}{g(\rho_1 - \rho_2)}} = 6,37 \cdot 10^{-5} (m \cdot s)^{1/2}$$

A Figura 27 mostra que a carga das gotículas tem certos valores, que são múltiplos de uma carga elementar. Nesta tabela, os valores da coluna  $Q(A \cdot s)$  e  $r(m)$  são obtidos de (44) e (45), respectivamente. Os valores da coluna  $n$  representam as quantidades pelos quais os valores da coluna precedente devem ser divididos para se obter os números da coluna seguinte (*e a carga elementar*). De modo que a carga das gotículas é múltipla desta carga elementar:

$$Q = n e \quad (46)$$

O valor médio da carga elementar obtido é:  $e = 1,68 \times 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s}$ .

Construa uma tabela semelhante e colete os seus dados para: 300, 400, 500 e 600 V.

## Quantização da carga elétrica

A quantização, isto é, o caráter discreto, da carga elétrica de um corpo pode ser verificada desde que ao ser eletrizado ele recebe ou perde um número **inteiro n** de elétrons. Assim, um corpo pode ter, por exemplo, uma carga igual a  $9,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ , pois corresponde a um número inteiro,  $n = 6$ , de cargas elementares ( $6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 9,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ). Entretanto, a carga desse corpo não pode ser, por exemplo, igual a  $7,1 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ , pois esse valor não é um múltiplo inteiro da carga elementar.

Representando por  $Q$  a carga elétrica total de um corpo eletrizado qualquer, temos, da eq.46,

$$Q = n e, \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

onde  $e$  é a carga elementar

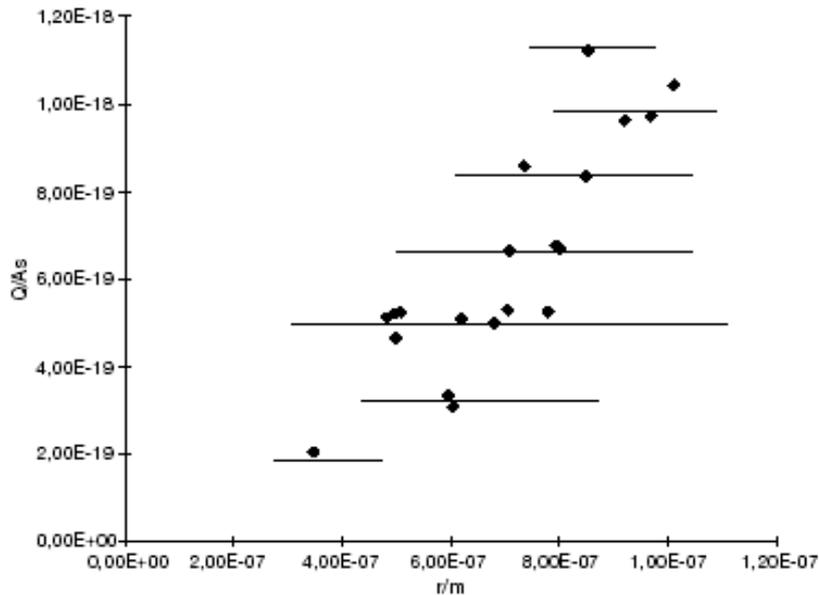


Figura 27. Medidas em gotículas para determinação da carga elementar pelo método de Millikan.

## Determinação da carga elementar

Em 1911, numa de suas experiências Millikan encontrou os seguintes valores para a carga elétrica de várias gotículas de óleo previamente eletrizadas:

$$Q_1, Q_2, Q_3, Q_4, Q_5, \dots, Q_i$$

- A partir desses valores, podemos obter um resultado razoável para a carga elementar  $e$ . Para isto, vamos tomar a carga  $Q_1$ , que é a carga de menor valor que se conseguiu medir, e escrever-se:

$$Q_1 = n e \quad (8)$$

- Dividindo  $Q_2$  por  $Q_1$ , obtemos:

$$Q_2/Q_1 = k, \text{ isto é: } Q_2 = k Q_1 = k(n e) = (kn) e$$

onde  $(kn)$  deve ser um número inteiro.

- O menor valor inteiro de  $n$  que torna  $(kn)$  também inteiro determina quantas vezes a carga  $Q_1$  contém a carga elementar.

- 
- Dividindo as demais cargas por  $Q_I$ , pode-se constatar que  $n=4$  torna todas elas iguais a um número inteiro de  $e$ :
  - Faça um gráfico de  $Q$  x  $n$  e determine o valor da carga elementar  $e$ :

### Símbolos usados:

$v_1$  = velocidade de queda sob campo elétrico.

$v_2$  = velocidade de ascensão sob campo elétrico.

$U$  = tensão aplicada no capacitor.

$r$  = raio da gotícula.

$Q = n \cdot e$  (carga nas gotículas)

$d = 2,50 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$  (distância intereletrodos no capacitor)

$\rho_1 = 1,03 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$  (densidade do óleo de ar)

$\rho_2 = 1,293 \text{ kg m}^{-3}$  (densidade do ar)

$\eta = 1,82 \cdot 10^{-5} \text{ kg (m} \cdot \text{s)}^{-1}$  (viscosidade do ar)

$g = 9,81 \text{ ms}^{-2}$  (Aceleração gravitacional)

### Bibliografia recomendada

[ 23] Melissinos, A. C. Experiments in Modern Physics. Academic Press. 2002

[ 24] Ver edição especial sobre electrons em: Physics Today, oct, 1997.

[ 25] Fletcher, H. My work with Millikan on the oil-drap experiment. Physics Today, june, 1982.

[ 26] Halliday, D; Resnick, R. Física, Cap. 29, 1967.



## CONSTANTE DE PLANCK

A constante de Planck é determinada utilizando LEDs<sup>(23)</sup>. O experimento é realizado em duas etapas, a saber, (I) medições elétricas para a determinação da voltagem de corte  $V_C$  e (II) medições ópticas para a determinação da frequência da luz emitida pelo LED. As  $V_C$  de cada LED são obtidas das curvas características ( $i \times V$ ). Para determinar a frequência de emissão, uma rede de difração será utilizada.

### FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Diodo emissor de luz ou LED ('light-emitting diode') ilustrado na Figura 27a é um dispositivo constituído pela junção de dois materiais semicondutores dopados formando uma junção do tipo  $p-n$ .

A aplicação de uma ddp  $V$  diretamente polarizada aos terminais do LED injeta elétrons e lacunas (ou buracos) nas bandas de condução e valência do material tipo  $n$  e tipo  $p$ , respectivamente, fazendo (produzindo) uma corrente elétrica atravessar a junção  $pn$  conforme ilustra a Figura 28b. A recombinação deste par elétron-buraco resulta na liberação de energia eletromagnética que depende da energia do 'gap', designada por  $E_g$ <sup>[24]</sup>.

Conforme ilustra a Figura 28c, quando o elétron em uma junção  $p-n$  é excitado para a banda de condução (BC), ele pode decair para uma lacuna na banda de valência (BV) havendo, portanto, a recombinação do par elétron-buraco e conseqüente emissão de luz (fóton).

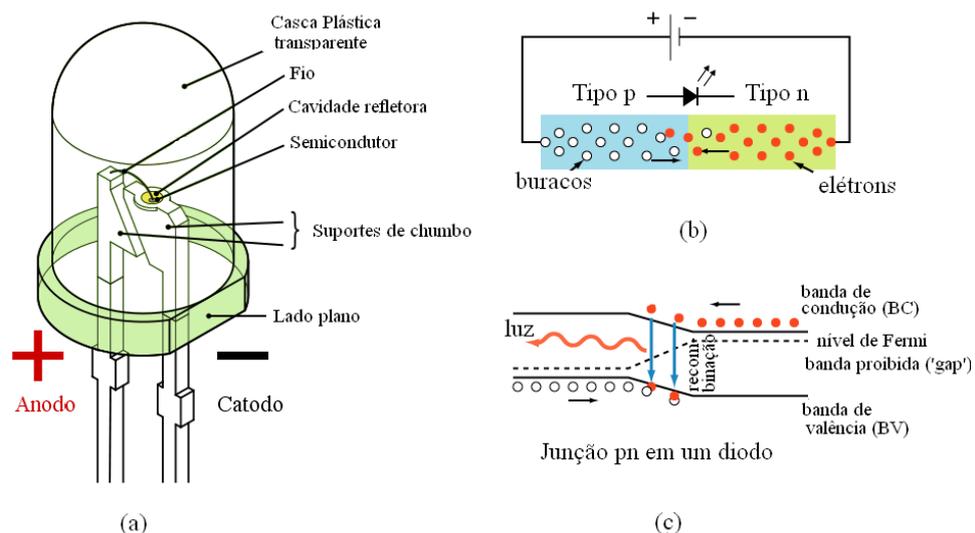


Figura 28. Ilustração de (a) um LED, (b) um junção  $pn$  submetida à ddp e (c) um diagrama de bandas de energia da junção  $pn$ .

<sup>23</sup> Light Emission Diode

<sup>24</sup> Halliday, Resnick, Krane. FÍSICA 4. 5ª Edição, Ed. LCT, p. 248 – 256, 2004

Neste processo, o fóton de luz transporta energia  $E_f$  expressa por  $E_f = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$ , o que implica

$$\lambda = \frac{hc}{E_f} \quad (48)$$

onda  $\nu = c/\lambda$  é a frequência do fóton,  $c = 3,0 \cdot 10^8$  m/s é a velocidade da luz no vácuo e  $\lambda$  o correspondente comprimento de onda e  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  J.s é a constante de Planck.

Considerando a recombinação direta dos elétrons e buracos na junção e toda a energia envolvida convertida em energia do fóton apenas, pode-se afirmar que

$$E_g = E_f \quad (49)$$

onde  $E_f = h\nu$  ( $\nu = c/\lambda$  é a frequência da radiação emitida e vácuo) é a energia do fóton e  $E_g = qV$ , a energia fornecida ao elétron para migrar da BV para BC.

Se a tensão  $V$  fosse exatamente constante na polarização direta, determina-se imediatamente a constante de Planck  $h$  a partir das medidas de  $V$  e de  $\lambda$ , através da expressão:

$$eV \cong h\nu \quad (50)$$

onde  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  C é a carga do elétron;  $1 \text{ eV} = 1,60 \cdot 10^{-19}$  J.

A descrição pormenorizada da propagação de corrente através do LED diretamente polarizado mostra que a corrente apresenta um comportamento aproximadamente exponencial em função do aumento da tensão (veja as refs. 1-5), sendo que a curva  $i \times V$  começa a apresentar crescimento apreciável a partir de um valor de tensão que depende diretamente de  $E_g$ .

Além disso, deve-se levar em conta ainda a presença de uma resistência elétrica intrínseca ao diodo, o que leva a curva  $I \times V$  a possuir uma contribuição aproximadamente linear acima do limiar de condução. Assim, a determinação de  $V$  deve ser empregada na eq. (49) é arbitrária.

A curva característica  $i \times V$  é obtida variando-se a voltagem  $V$  e medindo-se a corrente elétrica  $i$ . O método usualmente empregado para a obtenção da constante de Planck ( $h$ ) corresponde a traçar uma reta tangente à porção aproximadamente linear na parte da curva  $i \times V$  logo acima do limiar de condução, obtendo-se por extrapolação o valor da voltagem de corte  $V_c$  para o qual essa reta corta o eixo horizontal conforme ilustra a Figura 29.

Esse valor de tensão não pode ser diretamente empregado na eq. 50, mas a variação de  $V_c$  com a frequência  $\nu$  da radiação emitida por LEDs fornece uma relação linear a partir da qual a constante de Planck  $h$  pode ser obtida:

$$V_c = \frac{h}{e} \nu \quad (51)$$

O aluno interessado no assunto poderá consultar referências especializadas [4] para um tratamento mais minucioso sobre *LEDs* e da relação entre os valores medidos de  $V$  e a barreira de energia associada à junção. Como já discutido, na prática qualquer valor de tensão medido para uma mesma corrente dentro de certos limites pode ser utilizado o método acima, já que a obtenção de  $h$  a partir do gráfico de  $V_c \times v$  remove as constantes aditivas envolvidas entre os diversos valores de  $V_c$ .

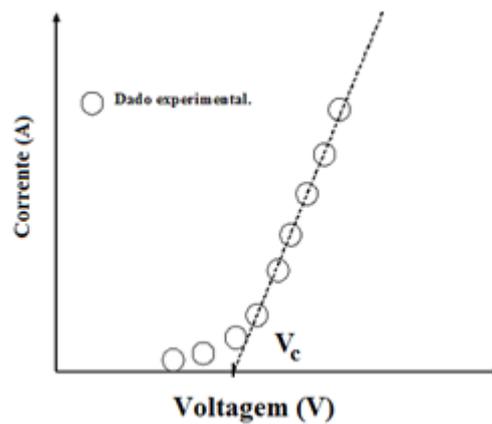


Figura 29. Curva característica  $i \times v$  de um LED e obtenção da  $V_c$ , por extrapolação (segmento de linha reta que possua o maior número de pontos possíveis).

#### DETERMINAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA DOS LEDS

Se uma luz com comprimento de onda  $\lambda$  incidir sobre uma grade de difração, esta será difratada. Os picos de intensidade ocorrem para ângulo de difração  $\theta^{(25)}$  dados por

$$d \sin \theta = m\lambda, \quad \text{com } m=1, 2, 3, 4, \dots \quad (52)$$

onde  $d$  é a constante da grade ou a distância entre as fendas.

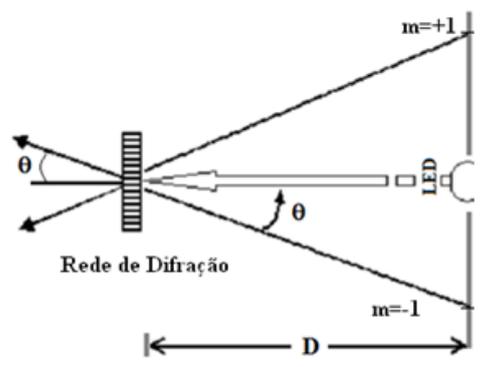


Figura 30. Esquema para medir o comprimento de onda dos LEDs

<sup>25</sup>Da Figura 30, tem-se que:  $\text{sen}(\theta) = \frac{y_{\text{médio}}}{\sqrt{D^2 + (y_{\text{médio}})^2}}$

A constante da rede de difração  $d$  é a distância entre os centros das ranhuras da rede. Para uma rede de difração com  $N=600$  linhas por milímetro,  $d = 1,666 \mu\text{m}$ , e para uma grade de  $N=570$  linhas por milímetro,  $d = 1,754 \mu\text{m}$ ).

A luz difratada é observada,  $\lambda$  é determinado através da equação (52), projetando-se o primeiro máximo de difração ( $m=1$ ) sobre a escala e medindo-se as distâncias  $y$  e  $D$ .

## PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

### EQUIPAMENTO

O arranjo experimental é montado sobre um trilho conforme mostra na Figura 31.

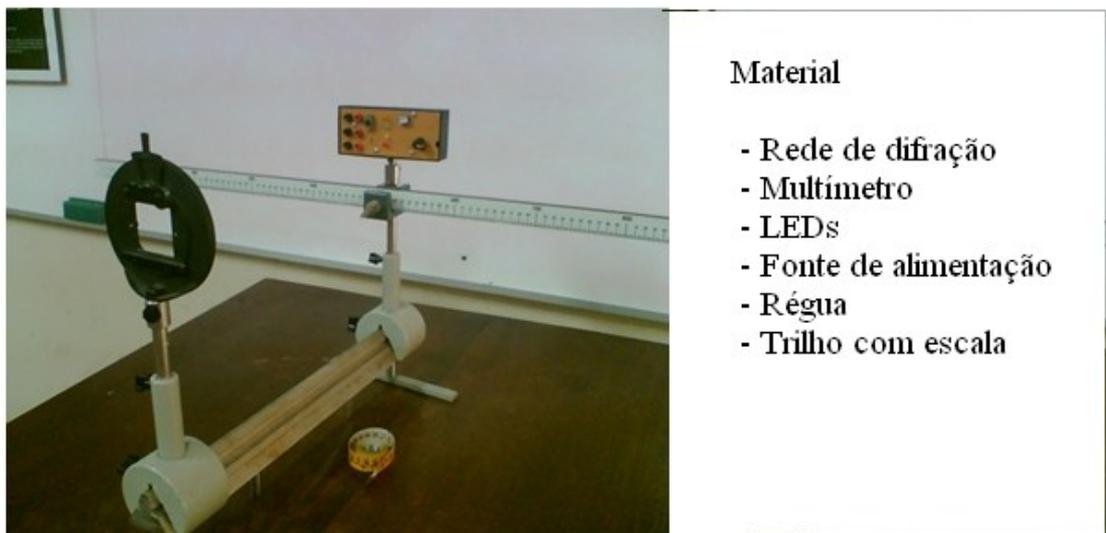


Figura 31. Arranjo experimental usado para determinação da constante de Planck

### PARTE I: Medidas de corrente e tensão através cada LED.

Inicialmente, monte o sistema de modo a medir a corrente ( $i$ ) que atravessa o LED em função da tensão aplicada ( $V$ ), conforme indica na Figura 32.

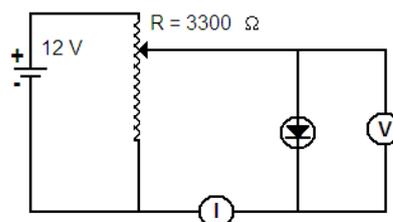


Figura 32. Montagem para medida de  $i \times V$ , utilizando um fonte de tensão const. 12V e um reostato de  $R=3300 \Omega$ .



Meça a distância<sup>26</sup>  $y_{m=+1}$  e  $y_{m=-1}$  entre os dois máximos de difração, à direita e à esquerda do LED. Bem como, a distância  $D$  entre a escala e a rede de difração ( $d$ ).

Da eq.(51) calcule  $\lambda$  e obtenha a frequência ( $\nu = c/\lambda$ , onde  $c = 3,0 \times 10^8$  m/s). Preencha a Tabela 19, com as voltagens de corte ( $V_{corte}$ ) encontrado na primeira parte da prática.

**Tabela 19. Valores de posição em mm das linhas (cores) na escala para determinação dos comprimentos de onda através da equação da rede de difração (eq. 6)**

Cor	$y_{médio}$ (mm)	$\lambda$ (nm)	$\nu$ ( $s^{-1}$ )	$V_{corte}$ (Volt)
Violeta				
Azul				
Verde				
Amarelo				
Laranja				
Vermelho				

Com os valores de  $V_c$  e  $\nu$  obtidos para os LEDs, faça um gráfico de  $V_c$  em função de  $\nu$ , e encontre o coeficiente angular da reta. Através da eq. (5), esse valor é igual a  $h/e$ , com isso encontre o valor experimental de  $h$ , visto que  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  C. Compare o valor obtido através da prática com o valor esperado de  $h = 6,6260693 \cdot 10^{-34}$  J.s.

## BIBLIOGRAFIA

- [ 27]Tavolaro, C. R. C; Cavalcante, M.Almeida. Física Moderna Experimental. Ed.Manole Ltda, SP. 2003
- [ 28] Halliday, D. Resnick, R. Krane, J. Física 4. Cap. 43, p. 107 , 5ª ed. LTC, RJ. 2004.
- [ 29] Eisberg, R. Resnick, R. Física Quântica, Ed. Campus, Rio de Janeiro, 1979.
- [ 30] Sérgio M. Rezende. A Física dos Materiais e Dispositivos Eletrônicos, Ed. UFPE, Recife, 1996.
- [ 31] R. Morehouse, “Answering to Question #53. Measuring Planck’s constant by means of an LED”, *Am. J. Phys.*, Vol. 66(1), p. 12, 1998.

<sup>26</sup> Sugestão: Encontre o valor médio,  $y_{médio} = (y_{m=+1} + y_{m=-1})/2$

## Efeito Faraday

Este experimento tem como objetivo determinar a dependência da constante de *Verdet* com comprimento de onda  $\lambda$  através do *efeito Faraday*. Quando um feixe de luz se propaga ao longo do eixo de um cilindro transparente de comprimento  $L$ , a aplicação de um campo magnético axial  $B$  neste cilindro causa a rotação  $\Phi$  do plano de polarização da luz linearmente polarizada. Este fenômeno, chamado *efeito Faraday*, ocorre em meios opticamente ativos que podem ser líquidos, vidros bem como materiais sólidos. O ângulo através do qual o plano de polarização da luz é rotacionado é proporcional a  $B$  e a constante de proporcionalidade é a constante de Verdet multiplicada pelo comprimento do caminho óptico da luz através do meio opticamente ativo.

### Equipamento

O aparato experimental básico é mostrado na Figura 33. Para realização deste experimento serão utilizados os componentes e equipamentos: (a) Fonte de tensão para a fonte de luz (b), (c) porta filtro de luz, (d) filtros de luz, (e) polarizador, (f) cilindro de vidro '*flint*' para efeito Faraday, par de bobinas com núcleo de ferro em forma de U e um par de peças polares, (g) polarizador-analisador, (h) lente ( $f=+15$ ) e (i) anteparo, (j) Teslâmetro, (l) sonda de Hall, (m) chave inversora de corrente, (n) voltímetro.



Figura 33. Arranjo experimental para tratamento quantitativo do efeito Faraday.

---

## Problemas

1. Determinar a densidade de fluxo magnética  $B$  entre as peças polares usando a ponta de prova axial de Hall do Teslâmetro para diferentes correntes da bobina. A partir destas medidas construir a curva de calibração  $B$  vs  $I$ .
2. Determinar o ângulo da rotação em função da densidade de fluxo magnético usando filtros de diferentes cores. Para calcular a constante de *Verdet* correspondente em cada caso.
3. Avaliar a constante de *Verdet* em função do comprimento de onda.

## Fundamentação

O fenômeno do efeito de Faraday foi observado primeiramente por Michael Faraday em 1845<sup>[1]</sup>. Ele descobriu a evidência concreta da relação entre os principais ramos da óptica, do magnetismo e a física atômica. Ele observou que quando um bloco do vidro for submetido a um forte campo magnético, *torna-se opticamente ativo*. Quando um feixe de luz linearmente polarizada se propaga ao longo do eixo de um cilindro transparente de comprimento  $L$ , a aplicação de um campo magnético axial  $B$  neste cilindro causa a rotação  $\Delta\Phi$  do plano de polarização desta luz linearmente polarizada. O feixe que emerge é também plano polarizado, isto é, pode passar através de um analisador sem atenuação, porém, somente quando sua linha central está paralela àquela do analisador. A propagação do o feixe de luz tem que estar paralelo ao sentido do campo do ímã a fim observar a rotação em seu plano de polarização.

Deve haver um meio material presente onde o feixe e os campos magnéticos irão interagir. Quando material não magnético como o cobre, latão e a prata são colocados entre o ímã, eles não causam nenhum efeito na polarização da onda.

Uma onda plano-polarizada pode ser decomposta em duas ondas circularmente polarizadas, uma polarizada circularmente para a direita e a outra polarizada circularmente para a esquerda. Sua propagação é independente uma da outra. Quando o índice de refração do meio depende da direção, diz-se que o meio é anisotrópico e o material é bi-refringente – isto é, possuem índices de refração diferentes para diferentes direções. As velocidades de propagação das ondas também são diferentes tendo por resultado a rotação do plano de polarização da onda resultante.

A rotação no plano de polarização é causada pela bi-refringência circular e pela sua relação com o campo magnético nos termos do efeito de Zeeman. A rotação é dada pela seguinte expressão <sup>[1, 5, 6]</sup>:

$$\Phi = V(\lambda)L \cdot B \quad (53)$$

onde  $\Phi$  é o ângulo de rotação,  $V$  a *constante de Verdet*,  $L$  o comprimento do meio e  $B$  a intensidade do campo magnético.

A expressão para a *constante de Verdet* pode ser obtida por dois passos. Primeiro passo envolve a descoberta da frequência de *Larmor*. O segundo passo usa a frequência de *Larmor* em birrefringência para encontrar a constante de *Verdet*. A expressão final para a constante de *Verdet* é:

$$V(\lambda) = 1,0083 \cdot \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (54)$$

O *efeito Faraday* é uma consequência do fato de que o campo magnético  $B$  é a simetria de propagação da luz circularmente polarizada para a direita e circularmente polarizada para a esquerda.

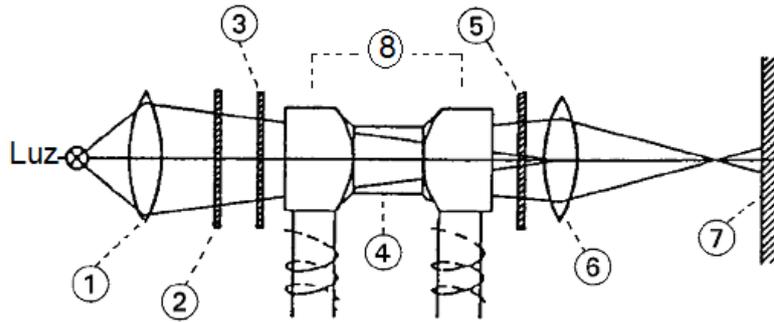
### Procedimento Experimental

O primeiro passo após a montar o arranjo experimental mostrado Figura 33, é construir uma curva de calibração para calibrar o campo magnético através das peças polares em função da corrente elétrica (1 – 3,5 Amp). Correntes da ordem de Ampère são necessárias neste experimento. Tais correntes causam um aquecimento das bobinas. Este aquecimento aumentará a resistência causando uma variação da relação entre  $B$  e a corrente. **Só opere com correntes abaixo de 4 Ampère** – acima disto pode queimar as bobinas. Para calibrar use a sonda de Hall em corrente DC colocada através do centro das peças polares.

O caminho do raio de luz é ilustrado na Figura 34. Primeiramente, fixe sobre o triplo óptico a lâmpada com um condensador (1) com distância focal de 6 cm sobre o triplo óptico. Em seguida, monte os suportes com do filtro de luz (2), e com os dois polarizadores (3; 5). A mesinha de suporte do eletromagneto. Uma lente (6) de distância focal  $f=15$  cm e por ultimo o anteparo translúcido (7).

Não coloque ainda o cilindro de vidro. Ele só deverá ser usado posteriormente. Mantenha-o sob a guarda (ele é facilmente quebrável).

Para a realização do experimento é construído um eletromagneto. Para isto, utiliza as duas bobinas (de 300 voltas cada uma), o núcleo de ferro laminado em forma de U e as duas peças polares. Monte sobre a bancada apenas a parte central (f) do arranjo experimental mostrado na Figura 33 e a Figura 34.



**Figura 34.** Ilustrando esquemática do caminho seguido pela luz. (1) Lente, (2) filtro de luz, (3) polarizador, (4) cilindro de vidro “*flint*” opticamente ativo, (5) analisador, (6) lente  $f=+15$ , (7) anteparo e (8) peças polares.

Após a densidade de fluxo magnético  $B$  ter sido medido em função da corrente elétrica  $I$ , desligue o sistema e recoloca-o na sua posição original entre os dois polarizadores conforme mostra a Figura 33. O cilindro de vidro de 30 mm é agora inserido entre as peças polares.

Ajuste paralelamente os planos de polarização dos dois polarizadores, por exemplo, em zero grau. Ligue a lâmpada e mova-a para a posição em que o a imagem do filamento ser posicionada no ponto focal das lentes colimadoras.

Providencie o alinhamento do sistema óptico fazendo com que a luz atrevesse as peças polares e alcance o anteparo com a menor perda de luminosidade. Após alcançar este propósito, introduza cuidadosamente o cilindro de vidro entre as peças polares do eletromagneto.

Deslize o anteparo ao longo do trilho óptico até a posição focal da lente (6). O ajuste é completado com a introdução do filtro de cor no suporte (sugestão: coloque primeiramente o filtro verde, pois é o que mas facilita nas medidas ópticas a seguir).

Posicione o filtro polarizador (3) a um ângulo de  $+45$  graus. Este deve agora ficar permanentemente nesta posição. O analisador (polarizador 5) terá uma posição angular de  $-45$  graus  $\pm \Delta\phi$  para uma máxima extinção com  $\Delta\phi$  sendo uma função da corrente nas bobinas e, conseqüentemente, a magnitude do fluxo magnético.

Com respeito a avaliação para a extinção máxima possível, eventualmente pode ser melhor remover o anteparo e seguir o ajuste do analisador pela inspeção com o olho.

A corrente máxima no par de bobino deve ser de até  $2 A$ . No entanto, a corrente pode ser aumenta até  $4 A$  durante poucos minutos sem danificar as bobinas por aquecimento.

---

### Experiência 1 - Calibração do Campo Magnético: B vs I

Na ausência do cilindro de vidro do 'flint', a distribuição da densidade de fluxo magnética B é determinada no espaço entre as partes do pólo. Usando a ponta de prova axial do Teslâmetro (esta pode ser facilmente movido com um dos furos do pólo remenda quando reparado em uma braçadeira universal em uma montagem da corredeira) a densidade de fluxo é medido na abertura inteira com uma lacuna entre as peças de 5 mm.

O procedimento é repetido para diferentes intensidades de correntes. Os resultados são mostrados em 3. A densidade do fluxo aumenta fortemente ao centro da abertura e diminui a um ou outro lado. O que quer que a corrente da bobina possa ser, a densidade de fluxo máxima do meio do excesso da fluxo-densidade da relação (encontrado pela integração numérica) está em cada caso aproximadamente igual a 1.5.

### Experiência 2 - Medida da Constante de *Verdet* com o laser He-Ne.

RESPONDA
----------

1. O que caracteriza o efeito Faraday?
2. Por que a constante de Verdet é uma função do comprimento de onda?
3. Por que se obtêm resultados opostos quando é mudada a direção do campo?
4. Conhece algum outro fenômeno que gire o plano de polarização da luz?
5. Descreva a física do gaussímetro ou da sonda de Hall que você usou.
6. Descreva prováveis aplicações utilizando esse efeito.

### Referência Bibliográfica (Efeito Faraday)

- [1] Jenkins, Francis A; White, Harvey E. Fundamental of Optics, p. 597-598, 1953.
- [2] Rossi, Optics, Add. Wesley 1959 (p. 362-366, 402-424, 427-430).
- [3] Cotton, R. Lucas e M. Cau, International Critical Tables, vol. VI, p. 425, 1929.
- [4] Parker, Sybil P. McGraw-Hill encyclopedia of Physics, p. 403-404, 1991.
- [5] Frank J. Loeffler, "A Faraday Rotation Experiment for Undergraduate Physics Laboratory," American Journal of Physics, **51**, 661-663 (1983).
- [6] Frank L. Pedrotti and Peter Bandettini. Faraday Rotation in the Undergraduate Advanced Laboratory. American Journal of Physics, vol. **58**, p. 542-545, 1989.

## Multímetro

Leitura da Escala de um



Tabela de referência para leitura

Medição	Seletora	Escala	Fundo de escala	Multiplicador
<b>Corrente DC</b>	50 $\mu$ A	<b>B</b>	50	1
	2,5m A	<b>B</b>	250	0,01
	25m A	<b>B</b>	250	0,1
	0,25 A	<b>B</b>	250	0,001

Medição	Seletora	Escala	Fundo de escala	Multiplicador
<b>Voltagem DC</b>	0,1 V	<b>B</b>	10	0,01
	0,5 V	<b>B</b>	50	0,01
	2,5 V	<b>B</b>	250	0,01
	10 V	<b>B</b>	10	1
	50 V	<b>B</b>	50	1
	250 V	<b>B</b>	250	1
	1000 V	<b>B</b>	10	100

Medição	Seletora	Escala	Fundo de escala	Multiplicador
<b>Voltagem AC</b>	10 V	<b>C</b>	10	1
	50 V	<b>B</b>	50	1
	250 V	<b>B</b>	250	1
	1000 V	<b>B</b>	10	100