



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA**

PROJETO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

**EXPERIMENTOS DE APOIO À DISCIPLINA
MATERIAIS ELÉTRICOS**

**José Antônio Cândido Borges da Silva
Matrícula:29721150**

CAMPINA GRANDE, 2003.



Biblioteca Setorial do CDSA. Fevereiro de 2021.

Sumé - PB

JOSÉ ANTÔNIO CÂNDIDO BORGES DA SILVA

PROJETO DE CONCLUSÃO DE CURSO

Aprovado em _____ de _____ de _____

BANCA EXAMINADORA

Prof. Washington Luiz Araújo Neves
(Orientador)

Prof. Edson Guedes da Costa
(Examinador)

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	4
1. INTRODUÇÃO	6
1.1 PROJETO DE ENGENHARIA ELÉTRICA	6
1.2 APRESENTAÇÃO E OBJETIVOS	6
1.3 IMPORTÂNCIA DO PROJETO E METODOLOGIA	6
2. O ELÉTRON SUBMETIDO A UM CAMPO MAGNÉTICO	8
2.1 FORÇA MAGNÉTICA SOBRE UMA CARGA ELÉTRICA EM MOVIMENTO	8
2.2 MOVIMENTO DE UMA CARGA NUM CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME	9
2.3 O CAMPO MAGNÉTICO PRODUZIDO POR UM PAR DE BOBINAS DE HELMHOLTZ	10
2.4 A PROPOSTA DE THOMSON DE MEDIDA DA CARGA DO ELÉTRON	12
2.5 DETALHES EXPERIMENTAIS	13
2.6 EXECUÇÃO DO EXPERIMENTO	14
3. ESPECTROS ATÔMICOS	16
3.1 NÍVEIS DE ENERGIA NOS GASES	16
3.2 MODELO DE BOHR PARA O ÁTOMO DE HIDROGÊNIO	17
3.3 ÁTOMOS HIDROGENÓIDES	20
3.4 ESPECTRÔMETRO	20
3.5 DETALHES EXPERIMENTAIS	21
3.6 EXECUÇÃO DO EXPERIMENTO	23
4. EFEITO FOTOELÉTRICO	25
4.1 FUNDAMENTOS	25
4.2 DETALHES EXPERIMENTAIS	27
4.3 EXECUÇÃO DO EXPERIMENTO	29
5. COMPORTAMENTO ONDULATÓRIO DA LUZ	30
5.1 INTERFERÔMETRO	30
5.2 DETALHES EXPERIMENTAIS	32
5.2.1 MODO DE MICHELSON	32
5.2.2 DEPENDÊNCIA DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO COM A PRESSÃO	33
5.2.3 MODO DE FABRY-PEROT	34
6. SPIN ELETRÔNICO	35
6.1 MOMENTOS DE DIPOLO MAGNÉTICO ORBITAL	35
6.2 A EXPERIÊNCIA DE STERN-GERLACH E O SPIN DO ELÉTRON	36
6.3 RESSONÂNCIA DE SPIN-ELETRÔNICO	39
7. RESULTADOS OBTIDOS	41
8. CONCLUSÕES	42
9. BIBLIOGRAFIA	43

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1 – TRAJETÓRIAS CIRCULARES DE CARGAS POSITIVAS E NEGATIVAS NUM CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME.....	09
FIGURA 2 – TRAJETÓRIA HELICOIDAL DE UMA PARTÍCULA CARREGADA NUM CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME.....	10
FIGURA 3 – PAR DE BOBINAS DE HELMHOLTZ.....	10
FIGURA 4 – CAMPO MAGNÉTICO EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ENTRE DUAS BOBINAS DE HELMHOLTZ.....	12
FIGURA 5 – TUBO DE RAIOS CATÓDICOS.....	14
FIGURA 6 – EQUIPAMENTO UTILIZADO PARA O EXPERIMENTO DE MEDIÇÃO DA CARGA DO ELÉTRON.....	14
FIGURA 7 – LAY-OUT DO EXPERIMENTO DE MEDIÇÃO DA CARGA DO ELÉTRON.....	14
FIGURA 8 – ESPECTROS DE EMISSÃO DO HIDROGÊNIO, HÉLIO E NEÔNIO.....	16
FIGURA 9 – A SÉRIE DE BALMER DO HIDROGÊNIO.....	17
FIGURA 10 – DIAGRAMA DE NÍVEIS DE ENERGIA DO ÁTOMO DE HIDROGÊNIO.....	19
FIGURA 11 – ESPECTRÔMETRO ÓPTICO.....	21
FIGURA 12 – ESPECTRÔMETRO UTILIZADO E ACESSÓRIOS.....	21
FIGURA 13 – ALINHAMENTO DO TELESCÓPIO COM O COLIMADOR.....	22
FIGURA 14 – MEDIÇÃO DO ÂNGULO DE DEFLEXÃO.....	23
FIGURA 15 – LEITURA NA ESCALA VERNIER.....	23
FIGURA 16 – CONEXÃO DA LÂMPADA À FONTE.....	23
FIGURA 17 – SUPORTE PARA A LÂMPADA.....	24
FIGURA 18 – ARRANJO EXPERIMENTAL PARA OBSERVAÇÃO DO EFEITO FOTOELÉTRICO.....	25
FIGURA 19 – O EFEITO DO AUMENTO DA INTENSIDADE DA RADIAÇÃO NO EFEITO FOTOELÉTRICO.....	26
FIGURA 20 – O EFEITO DO AUMENTO DA FREQUÊNCIA DA RADIAÇÃO NO EFEITO FOTOELÉTRICO.....	26
FIGURA 21 – MONTAGEM PARA VERIFICAÇÃO DO EFEITO FOTOELÉTRICO.....	27
FIGURA 22 – LÂMPADA DE VAPOR DE MERCÚRIO.....	28
FIGURA 23 – AJUSTE DA ABERTURA PARA PASSAGEM DA LUZ.....	28
FIGURA 24 – BASE DO APARATO EXPERIMENTAL.....	28
FIGURA 25 – INTERFERÔMETRO DE MICHELSON.....	30
FIGURA 26 – PADRÃO DE INTERFERÊNCIA OBTIDO.....	31
FIGURA 27 – INTERFERÔMETRO DE FABRY-PEROT.....	31
FIGURA 28 – ALINHAMENTO DO LASER.....	32
FIGURA 29 – INTERFERÔMETRO DE MICHELSON.....	32
FIGURA 30 – CONFIGURAÇÃO DO INTERFERÔMETRO.....	34

FIGURA 31 – INTERFERÔMETRO DE FABRY-PEROT.....	34
FIGURA 32 – MOMENTO ANGULAR ORBITAL E MOMENTO DE DIPOLO MAGNÉTICO ORBITAL DE UM ELÉTRON QUE SE MOVE NUMA ÓRBITA DE BOHR.....	35
FIGURA 33 – MOVIMENTO DE PRECESSÃO.....	36
FIGURA 34 – APARELHO DE STERN-GERLACH.....	37
FIGURA 35 – MOLÉCULA DE HIDROGÊNIO.....	38
FIGURA 36 – SEPARAÇÃO DOS NÍVEIS DE ENERGIA NA MOLÉCULA DE HIDROGÊNIO.....	38
FIGURA 37 – DIAGRAMA PARA MEDIÇÃO DO SPIN ELETRÔNICO.....	39
FIGURA 38 – FORMAS DE ONDA DESEJÁVEIS NO EXPERIMENTO DE RESSONÂNCIA....	40

1. INTRODUÇÃO

1.1 Projeto de Engenharia Elétrica

O Projeto de Engenharia Elétrica é uma disciplina pertencente a nova ementa curricular do curso de graduação em Engenharia Elétrica da UFCG, de caráter obrigatório. Seu objetivo está vinculado ao fato de se conseguir reunir em um trabalho, algum(s) tema(s) que apresente(m) conhecimentos adquiridos ao longo da formação acadêmica do graduando.

1.2 Apresentação e Objetivos

O presente trabalho tem como título: “Experimentos de Apoio à Disciplina Materiais Elétricos”, com duração de noventa horas, sob a orientação do professor *Washington L. A. Neves*. A disciplina Materiais Elétricos é uma disciplina de formação essencial a todo Engenheiro Eletricista, voltada para o entendimento das propriedades dos materiais; e que teve seu conteúdo reformulado com a inserção de experimentos de Física Moderna, para suprir a deficiência de contato prático com o assunto abordado na disciplina teórica. De acordo com os objetivos e conteúdo programático da disciplina, havia a necessidade de uma maior interação entre os Departamentos de Engenharia Elétrica e Física da UFCG. A interação foi estabelecida através de um projeto conjunto de Iniciação Científica com o objetivo de desenvolver os experimentos de Física necessários à reformulação. No relatório discute-se como o projeto foi desenvolvido, sua importância, os experimentos desenvolvidos, as dificuldades encontradas e conclusões.

Foram compreendidos os fundamentos de Física necessários ao estudo de propriedades elétricas e magnéticas de materiais. Também estudou-se tópicos especiais a serem disponibilizados, como: o desenvolvimento das equações de campos eletromagnéticos em meios materiais a partir da Lei de Coulomb e da teoria da relatividade restrita - auxiliando para um melhor entendimento dos conceitos de campos magnéticos; a solução da equação de Schrödinger para o átomo de hidrogênio, que é uma introdução à teoria quântica, conduzindo a um melhor entendimento das propriedades elétricas e magnéticas dos materiais.

1.3 Importância do Projeto e Metodologia

O conhecimento das propriedades dos materiais tem contribuído para a introdução de novos dispositivos usados em engenharia elétrica. Para o entendimento dos princípios físicos de operação dos dispositivos, é importante o conhecimento de conceitos básicos de Ciência dos Materiais e de Física Quântica. Antes da execução do projeto tais conceitos eram exclusivamente apresentados aos alunos de Engenharia Elétrica através de aulas expositivas. Para evidenciar o desenvolvimento da área, podemos citar: as fibras ópticas - que trouxeram maior confiabilidade e qualidade aos sistemas de comunicações; as ligas amorfas - usadas em núcleos de transformadores de alto rendimento; varistores à base de óxido de zinco - utilizados em pára-raios de subestações; e materiais poliméricos - utilizados em cadeias de isoladores de alta-tensão.

O projeto foi desenvolvido em cooperação entre o Departamento de Engenharia Elétrica e o Departamento de Física. Alguns experimentos foram realizados e os respectivos guias elaborados. Assim, foram disponibilizados melhores recursos para a compreensão de assuntos inéditos na vida acadêmica do estudante (como introdução à Física Quântica), e também para o conhecimento da aplicação e relacionamento da Física com Materiais Elétricos.

Os experimentos realizados foram os seguintes:

- Relação Massa-Carga do Elétron;
- Efeito Fotoelétrico;
- Experiências de Michaelson-Morley/ Fabry-Perot;
- Espectros Atômicos de Gases; e

- Medição de Ressonância-Spins de Elétrons.

Para cada experimento desenvolvido foi necessário o embasamento teórico referente ao assunto tratado. No decorrer do relatório serão discutidos os assuntos abordados no projeto, sua ligação com Materiais Elétricos, os guias de experimentos elaborados, os resultados obtidos e suas análises. Desenvolveu-se material suficiente para aulas demonstrativas utilizando os experimentos citados. Pretendia-se também incluir experimentos de Emissão estimulada e lasers; entretanto, o Departamento de Física não dispôs de recursos para aquisição do aparato experimental necessário.

Os experimentos apresentam grande importância para Materiais Elétricos, pelo fato de contribuírem para o entendimento do princípio de funcionamento de dispositivos como células fotoelétricas, estabelecer uma analogia entre os mecanismos de descargas em gases e a corrente fotoelétrica. Também por possibilitar o conhecimento dos espectros atômicos de várias lâmpadas e assim obter uma utilização mais eficiente delas, ou a escolha da que melhor se enquadra às necessidades. Pode-se ter uma melhor avaliação das propriedades magnéticas de um material através do conhecimento dos spins de seus elétrons, e classificá-lo. Estes são apenas alguns dos benefícios a serem conseguidos com a inserção dos novos experimentos.

Os guias elaborados já estão disponíveis para estudo e auxílio na execução dos experimentos, que foram apresentados aos alunos e fazem parte da disciplina Física Experimental (cursada por todos os alunos do CCT – Centro de Ciências e Tecnologia).

2. O ELÉTRON SUBMETIDO A UM CAMPO MAGNÉTICO

Para a execução dos experimentos desenvolvidos na primeira etapa do projeto é necessário o conhecimento do comportamento dos elétrons ao serem submetidos à ação de um campo magnético, e da sua dualidade onda-partícula; de conceitos básicos de Física Quântica, como o estudo dos espectros atômicos e do modelo de Bohr para o átomo de hidrogênio; e o efeito fotoelétrico. Na próxima seção são apresentados os fundamentos necessários ao cálculo da relação carga-massa do elétron (e/m), experimento que foi realizado primeiramente por "J. J. Thomson" em 1897.

O experimento é o mais básico a ser inserido, sendo uma introdução aos experimentos de Física Moderna. Tem como objetivos, além de se calcular a relação carga-massa do elétron, se observar trajetórias circulares e helicoidais possíveis para elétrons submetidos a um campo elétrico uniforme e a um campo magnético uniforme, porém de direção variável. O método usado é similar ao desenvolvido por Thomson, em que é utilizado um tubo de raios catódicos, preenchido com o gás hélio a baixa pressão, e uma escala espelhada. Precisa-se de duas fontes de alimentação: uma fonte de tensão para controlar o campo elétrico entre duas placas de deflexão e uma fonte de corrente para controlar o campo magnético gerado por um par de bobinas de Helmholtz (bobinas cujo raio é igual a distância que as separam).

Por excitação das moléculas do hélio contido no interior do tubo de raios catódicos, é visualizada uma trajetória circular; cujo raio é dependente da corrente nas bobinas. Com os conhecimentos teóricos, chega-se a uma relação entre r (raio da trajetória) e I (corrente). Medindo-se vários valores de r e I , e depois utilizando um programa computacional de ajuste de curvas é encontrada a relação carga-massa do elétron utilizando-se o critério dos mínimos quadrados. Os principais benefícios trazidos são: a aplicação dos conhecimentos de campos magnético e elétrico; e observação do fenômeno de excitação de moléculas gasosas.

2.1 Força Magnética sobre uma Carga Elétrica em movimento

Quando uma carga elétrica está em repouso sob a influência de um campo magnético, nenhuma força associada ao campo é observada. Mas, quando há o movimento numa região onde existe um campo magnético, verifica-se a existência de uma força que é dada por:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (1)$$

em que \vec{B} é um vetor que descreve uma propriedade característica do campo magnético, e pode ser chamado de densidade de campo magnético ou indução magnética; \vec{v} é o vetor velocidade da carga; e q a carga elétrica.

Se cargas movem-se em regiões influenciadas por campos elétrico e magnético, estarão sujeitas à força elétrica e também à força magnética, tendo como resultante:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2)$$

Essa força resultante é chamada Força de Lorentz.

De acordo com as propriedades do produto vetorial, a força será um vetor perpendicular tanto à velocidade \vec{v} quanto ao campo magnético \vec{B} . A regra da mão direita também pode ser utilizada para determinação da direção da força. Para um ângulo α formado entre \vec{v} e \vec{B} , a magnitude de \vec{F} é dada por:

$$F = qvB \sin \alpha \quad (3)$$

Da equação (3) podem ser tiradas algumas conclusões, como: se \vec{v} e \vec{B} são paralelos a força magnética é nula, e a força é máxima quando \vec{v} e \vec{B} são perpendiculares.

2.2 Movimento de uma Carga num Campo Magnético Uniforme

Um campo magnético uniforme é aquele que atua numa região do espaço em que a intensidade e direção permanecem constantes. Uma carga movendo-se em direção perpendicular ao campo terá sua velocidade mudando de direção a cada ponto, mas com mesmo valor devido ao fato de a força e a velocidade serem sempre perpendiculares. Será então descrito um movimento circular uniforme cujo raio pode ser encontrado igualando a força centrípeta à força magnética.

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \Rightarrow r = \frac{mv}{qB} \quad (4)$$

É comum representar as linhas de um campo magnético por pontos (•) se estão dirigidas para fora do papel e por (X) se estiverem dirigidas para dentro do papel. Na trajetória circular podem ser determinados o valor e a direção da velocidade angular ω adquirida por uma carga sob a influência de um campo magnético. Da equação (4) fazendo-se $v = \omega r$ é possível encontrar o valor de ω :

$$\omega = \frac{q}{m} B \quad (5)$$

Este resultado mostra que a frequência do movimento circular não depende nem da velocidade da partícula nem do raio da trajetória. Pode-se concluir que $\vec{\omega}$ terá a direção oposta de \vec{B} para cargas positivas; e mesma direção de \vec{B} para cargas negativas. Na Figura 1 a seguir, é possível fazer uma distinção para as trajetórias:

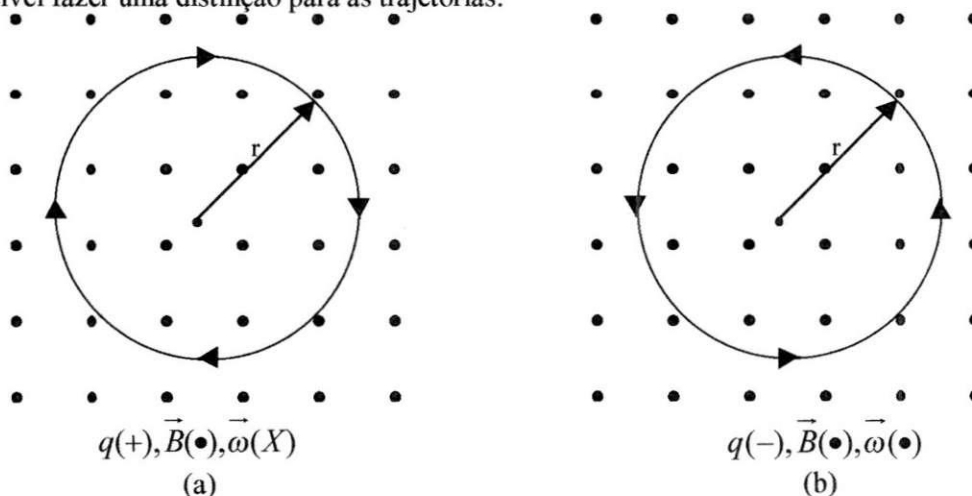


Figura 1 – Trajetórias circulares de cargas positivas e negativas num campo magnético uniforme.

Se uma partícula carregada move-se num campo magnético uniforme com a velocidade formando um ângulo arbitrário com o campo (que não seja 90°), a trajetória será helicoidal. Por exemplo, se o campo é na direção x não há componente de força nessa direção. Com isso não haverá aceleração, resultando numa componente de velocidade constante na direção do campo. Mas as componentes de velocidades nas direções y e z serão variáveis com o tempo, provocando um movimento helicoidal com eixo paralelo ao eixo x , como pode ser notado na Figura 2. A projeção da trajetória no plano yz é um círculo.

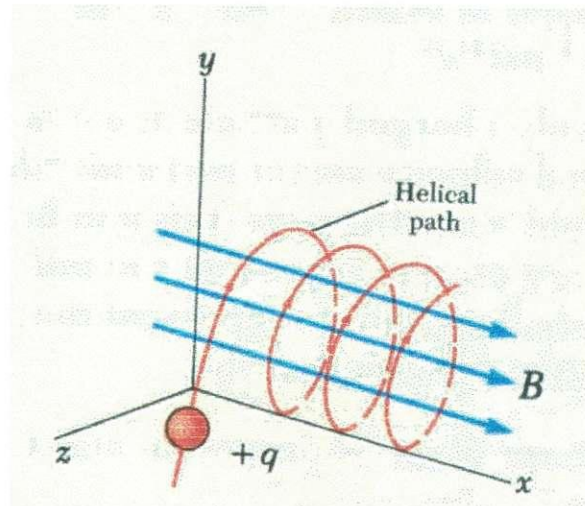


Figura 2 - Trajetória helicoidal de uma partícula carregada num campo magnético uniforme.

2.3 O Campo Magnético produzido por um par de Bobinas de Helmholtz

Considere duas bobinas circulares com N espiras, de raio a , separadas por uma distância $2b$ e percorridas por uma corrente I no mesmo sentido, como mostrado na Figura 3.

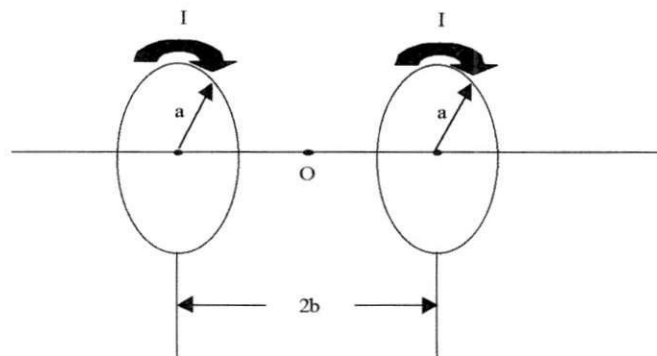


Figura 3 - Par de bobinas de Helmholtz.

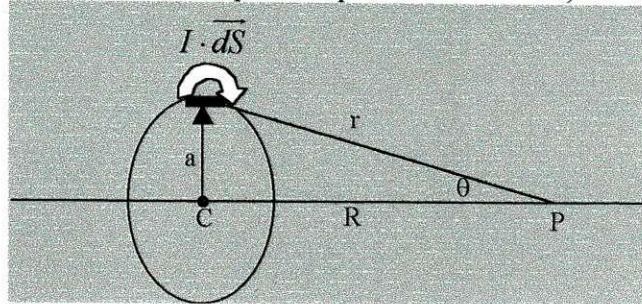
Para a dedução da expressão que determina o campo magnético para pontos localizados no eixo que une os centros das bobinas, é necessário aplicar-se a Lei de Biot-Savart. A lei afirma que se um fio conduz uma corrente I , o campo magnético infinitesimal \vec{dB} num ponto P associado a um elemento \vec{dS} tem as seguintes propriedades:

1. O vetor \vec{dB} é perpendicular tanto a \vec{dS} (que está na mesma direção da corrente) e ao vetor unitário \hat{r} dirigido do elemento de corrente ao ponto P .
2. A magnitude de \vec{dB} é inversamente proporcional ao quadrado da distância do elemento de corrente ao ponto P .
3. A magnitude de \vec{dB} é diretamente proporcional à corrente e ao comprimento \vec{dS} do elemento.
4. A magnitude de \vec{dB} é diretamente proporcional ao $\sin\theta$, onde θ é o ângulo entre os vetores \vec{dS} e \hat{r} .

A Lei de Biot-Savart pode ser escrita da seguinte forma:

$$\vec{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \vec{dS} \times \hat{r}}{r^2} \quad (6)$$

Aplicando a Lei de Biot-Savart para 1 espira de cada bobina, tem-se que:



$$|\hat{r}| = 1, r = \sqrt{a^2 + R^2}, \text{sen}\theta = \frac{a}{r}$$

$$\vec{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \vec{dS} \times \hat{r}}{r^2} = \frac{\mu_0 I |\vec{dS}| |\hat{r}| \text{sen}\theta}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 I \text{sen}\theta dS}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 I a dS}{4\pi r^3} \Rightarrow B = \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \int \frac{dS}{r^3} \Rightarrow$$

$$B = \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \int \frac{dS}{r^3} \Rightarrow B = \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \int \frac{dS}{(a^2 + R^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \cdot \frac{2\pi a}{(a^2 + R^2)^{3/2}}$$

Resulta que para cada bobina individualmente o campo magnético será dado por:

$$B = \frac{\mu_0 I a^2}{2(a^2 + R^2)^{3/2}}$$

Para uma bobina com N espiras tem-se que:

$$B = \frac{N \mu_0 I a^2}{2(a^2 + R^2)^{3/2}} \quad (7)$$

onde R é a distância do ponto ao centro das bobinas, e μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$$

Para calcular-se o campo magnético na região entre as duas bobinas, é necessário fazer a soma dos campos de cada bobina individualmente:

$$B = B_1 + B_2 \Rightarrow B = \frac{N \mu_0 I a^2}{2(a^2 + R^2)^{3/2}} + \frac{N \mu_0 I a^2}{2[a^2 + (a - R)^2]^{3/2}} \Rightarrow$$

$$B = \frac{N \mu_0 I a^2}{2} \cdot \left[\frac{1}{(a^2 + R^2)^{3/2}} + \frac{1}{(a^2 + a^2 - 2aR + R^2)^{3/2}} \right] \Rightarrow$$

$$B = \frac{N \mu_0 I a^2}{2} \cdot \left[\frac{1}{(a^2 + R^2)^{3/2}} + \frac{1}{(2a^2 + R^2 - 2aR)^{3/2}} \right] \quad (8)$$

A seguir, na Figura 4 tem-se o gráfico do campo magnético em função da distância ao centro das bobinas.

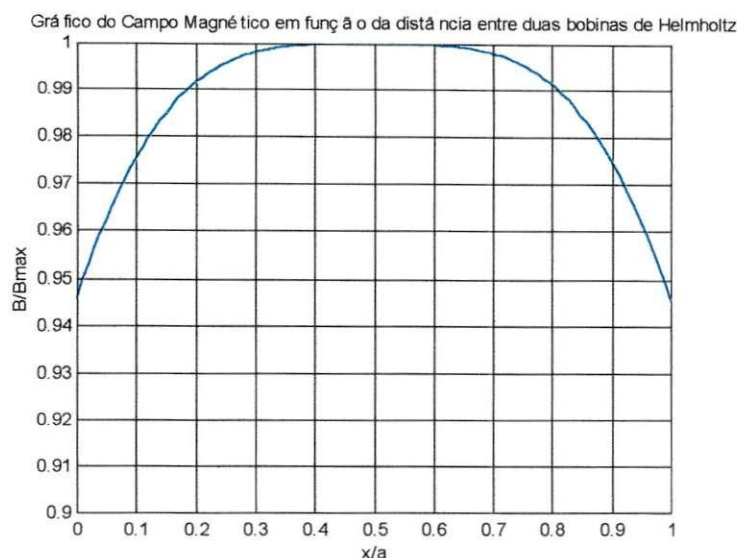


Figura 4 – Campo magnético em função da distância entre duas bobinas de Helmholtz.

Analisando-se o gráfico da Figura 4, é possível notar que a aproximação do campo magnético ser uniforme na região é bastante válida; pois o mínimo valor do campo corresponde a 95% do campo máximo. O campo máximo corresponde ao ponto médio do segmento que une os centros das bobinas. O campo mínimo corresponde aos centros de cada bobina.

Se para o arranjo mostrado na Figura 3, a distância de separação das bobinas $2b$ for igual ao raio ($a=2b$) o arranjo é chamado de bobinas de Helmholtz; que é amplamente utilizado em laboratórios para se produzir um campo magnético uniforme numa região limitada do espaço. O campo magnético produzido pelo par de bobinas, na região entre as duas, é a soma dos campos individuais de cada bobina. O campo será aproximadamente uniforme, e calculando-se o campo magnético resultante para o ponto O, tem-se:

$$R = \frac{a}{2}$$

$$B_r = \frac{N\mu_0 I}{\left[\frac{5}{4}\right]^{\frac{3}{2}} a} \quad (9)$$

Essa é a expressão do campo magnético gerado por um par de bobinas de Helmholtz.

2.4 A Proposta de Thomson de medida da Carga do Elétron

O experimento de Thomson para medida da carga do elétron utiliza um tubo de raios catódicos, mostrado na Figura 5.

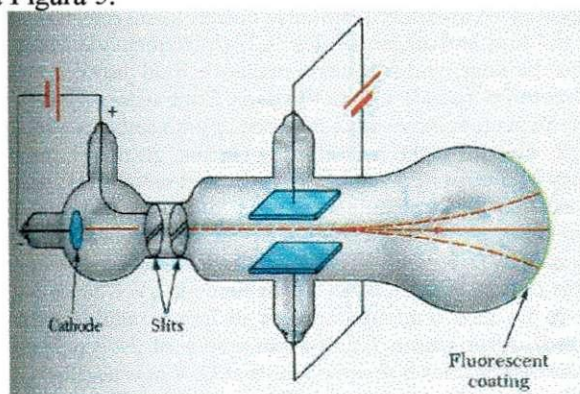


Figura 5 - Tubo de raios catódicos.

Elétrons são acelerados do catodo para os anodos, colimados e então inseridos numa região com campos elétrico e magnético perpendiculares. Os campos são inicialmente ajustados para que não haja deflexão do feixe eletrônico. Se um dos campos é desativado; o outro pode sozinho produzir uma deflexão ou desvio mensurável na tela de material fosforescente (na direção correspondente a uma carga negativa). Isto sugere que os raios catódicos são um fluxo de cargas negativamente carregadas. Sendo q a carga de cada partícula e v sua velocidade, o desvio d do feixe em relação ao equilíbrio pode ser calculado:

$$F = qE \Rightarrow ma = qE \Rightarrow a = \frac{q}{m} E \quad (10)$$

Sabendo-se que na direção x é descrito um movimento uniforme e na direção y um movimento uniformemente variado, pode-se escrever:

$$x = v_0 t \Rightarrow t = \frac{x}{v_0} \quad (11)$$

$$y = \frac{1}{2} at^2 \Rightarrow y = \frac{1}{2} \left(\frac{q}{m} \right) E \left(\frac{x}{v_0} \right)^2 \Rightarrow y = \frac{1}{2} \left(\frac{q}{m} \right) \left(\frac{E}{v_0^2} \right) x^2 \quad (12)$$

Para calcular-se a deflexão d/L , basta derivar y em relação a x com $x = a$:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{d}{L} \Rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{q}{m} \right) \left(\frac{E}{v_0^2} \right) 2x = \frac{d}{L}, v_0 = v \Rightarrow \frac{qEa}{mv^2} = \frac{d}{L} \quad (13)$$

A aplicação de um campo magnético pode equilibrar a força elétrica, fazendo o ponto luminoso localizar-se no centro da tela. Para isso, basta que se tenham as forças elétrica e magnética iguais:

$$F_e = F_m \Rightarrow qE = qvB \Rightarrow v = \frac{E}{B} \quad (14)$$

Substituindo o valor de v obtido em (14) na equação (13) resulta em:

$$\frac{q}{m} = \frac{Ed}{B^2 La} \quad (15)$$

Onde:

d - desvio vertical do feixe eletrônico em relação à posição de equilíbrio;

L - distância horizontal percorrida entre as placas de deflexão e a tela de material fosforescente.

A equação (15) mostra que é possível obter-se em laboratório a relação entre a carga e a massa de uma partícula qualquer, desde que grandezas como E , d , B , L e a possam ser medidas.

2.5 Detalhes Experimentais

O método a ser utilizado no experimento para medição da razão e/m é similar ao desenvolvido por Thomson; com o uso do *aparato e/m PASCO Modelo SE-9638*, que é constituído por um par de bobinas de Helmholtz, um tubo de raios catódicos e uma escala espelhada para medição do raio da trajetória descrita pelos elétrons quando submetidos ao campo magnético uniforme. Deve-se conectar ao equipamento uma fonte de tensão para aquecer o filamento do catodo e acelerar o feixe de elétrons; e uma fonte de corrente ligada às bobinas de Helmholtz para gerar o campo magnético necessário para a realização do experimento. O aparato é mostrado na Figura 6.



Figura 6 – Equipamento utilizado para o experimento de medição da carga do elétron.

O tubo de raios catódicos é preenchido com gás hélio à pressão de 10^{-2} mmHg, e contém um canhão eletrônico e placas de deflexão. O feixe de elétrons ao ser acelerado e adquirir energia cinética, origina uma trajetória circular visível de cor azulada no interior do tubo. Isso ocorre devido à colisão dos elétrons com as moléculas gasosas, sendo transferida parte de suas energias cinéticas. Dessa forma, as moléculas gasosas são levadas ao estado excitado e emitem fótons ao retornarem ao estado normal. O cátodo é aquecido, liberando elétrons que são acelerados com a aplicação de um potencial em relação ao ânodo. Nunca a tensão aplicada ao aquecedor do canhão eletrônico poderá ser superior a 6,3V, sob pena de danificar o equipamento. As bobinas de Helmholtz do equipamento têm raio e separação de 15 cm; e 121 espiras. Na Figura 7 a seguir é mostrado o lay-out do experimento.

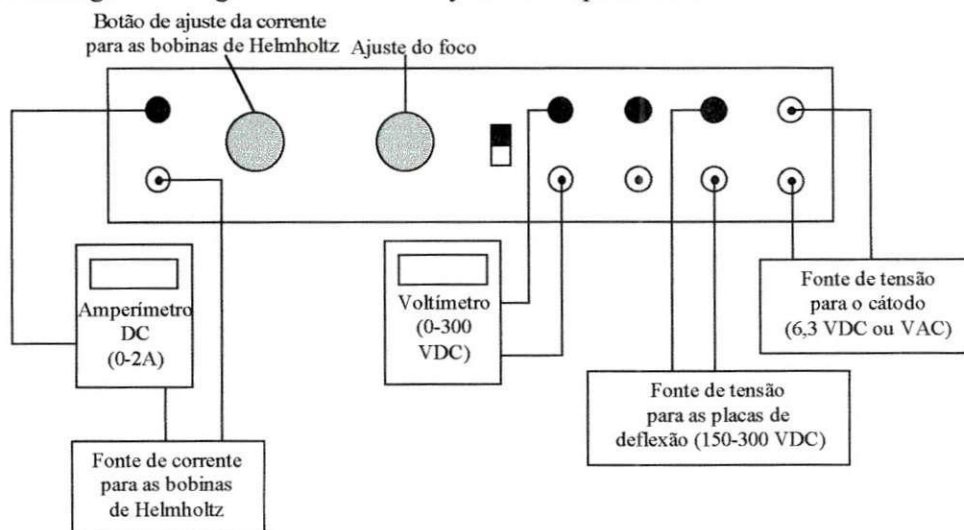


Figura 7 – Lay-out do experimento de medição da carga do elétron.

2.6 Execução do Experimento

Da fonte de tensão utilizada para aquecer o filamento do cátodo deve-se ligar a saída de 6,3 V_{ac} aos terminais do canhão eletrônico no equipamento utilizado, e a tensão contínua (0-300V) aos terminais referentes às placas defletoras (observando-se a polaridade correta). A saída da fonte de corrente deve ser conectada aos terminais das bobinas de Helmholtz.

Antes de ligar-se os equipamentos e dar início à experiência, é recomendável deixar o ambiente escuro para uma melhor visualização da trajetória dos elétrons. O tubo de raios catódicos deve ser coberto com sua capa protetora.

Ao ligar os equipamentos, é necessário que se ajuste a trajetória descrita pelos elétrons para a forma circular. Caso esteja em forma espiral, é sinal de que o campo magnético produzido pelas bobinas de Helmholtz não está perpendicular à trajetória descrita, ou seja, o feixe eletrônico não está paralelo às bobinas. Para corrigir a trajetória, deve-se girar o tubo de

raios catódicos até que se obtenha a trajetória circular desejada. Com a trajetória correta, ajusta-se a tensão nas placas defletoras de modo que se tenha um círculo de raio mensurável; e que ao diminuir-se a corrente nas bobinas o raio da trajetória aumente sem extrapolar os limites do tubo (deformar-se). Deve-se medir o potencial V ajustado, e após a medição, não deve haver modificação.

Com o potencial nas placas de deflexão constante, a corrente de Helmholtz é variada (não excedendo 2A) e é medido o raio da trajetória descrita pelos elétrons correspondente a cada valor de corrente, anotando os valores na Tabela 1. Para a medição do raio da trajetória é necessário muito cuidado, pois trata-se da maior fonte de erros da experiência. Para uma correta medição, deve-se olhar de frente e o mais longe possível a trajetória e seu raio na escala espelhada, de modo que alinhe o feixe eletrônico com o seu reflexo na escala. Com os dados coletados, é possível fazer-se um tratamento a fim de obter-se a carga do elétron:

$$F_{mag} = F_{cp} \Rightarrow e\gamma B = \frac{mv^2}{r} \Rightarrow \frac{e}{m} = \frac{v}{Br} \quad (16)$$

Conhecendo-se o potencial de aceleração é possível encontrar a velocidade dos elétrons pela conservação da energia:

$$E_k = U \Rightarrow \frac{1}{2}mv^2 = eV \Rightarrow v = \left(\frac{2eV}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

É sabido que o campo magnético produzido por um par de bobinas de Helmholtz é dado por:

$$B_r = \frac{N\mu_0 I}{\left[\frac{5}{4}\right]^{\frac{3}{2}} a} \quad (9)$$

Combinando-se (9), (16) e (17) obtém-se:

$$\frac{e}{m} = \frac{2V\left(\frac{5}{4}\right)^{\frac{3}{2}} a^2}{(N\mu_0 I r)^2} \quad (18)$$

Onde:

e - carga do elétron;

m - massa do elétron;

V - potencial de aceleração;

a - raio das bobinas de Helmholtz (15cm);

N - número de espiras das bobinas (121);

$\mu = 4\pi \times 10^{-7} H/m$;

I - corrente aplicada às bobinas;

r - raio da trajetória circular dos elétrons.

Encontrando-se a relação e/m , basta multiplicar pela massa do elétron dada na literatura para encontrar a carga.

3. ESPECTROS ATÔMICOS

Os níveis de energia nas moléculas gasosas são discretos, e quando há uma transição de um nível para outro, luz com certo comprimento de onda é emitida. O espectro contém apenas alguns comprimentos de onda permitidos e todo elemento exibe um espectro único. Esse fato é importante para análise da composição de uma substância desconhecida. O objetivo do experimento é fazer o levantamento do espectro de alguns tipos de lâmpadas disponíveis no laboratório. Um dos benefícios que o experimento pode trazer é auxiliar na escolha de lâmpadas mais eficientes e de espectro apropriado para a aplicação desejada.

Para a execução do experimento é utilizado um espectrômetro óptico, que é um instrumento que desvia um feixe de luz com um prisma ou grade de difração. Se o feixe é composto de mais que uma cor de luz, o espectro é formado, e as várias cores são refratadas em diferentes ângulos. Cuidadosamente mede-se o ângulo desviado. O resultado é um espectro, que carrega a riqueza da informação sobre a substância pela qual a luz irradia.

3.1 Níveis de Energia nos Gases

Os sólidos ao serem aquecidos emitem radiação que contém todos os comprimentos de onda, mas com intensidades diferentes. Quando um gás atômico ou vapor com pressão menor que a pressão atmosférica é convenientemente “excitado” pela passagem de uma corrente elétrica, a radiação emitida corresponde à de átomos e moléculas individuais. O espectro contém apenas alguns comprimentos de onda emitida e fica claro tratar-se de um espectro discreto.

Na Figura 8 são mostrados espectros atômicos de alguns elementos, que são chamados espectros de emissão de linha e todo elemento exibe um espectro único. Esse fato constitui-se num artifício para análise da composição de uma substância desconhecida. Com o conhecimento dos espectros, pode-se projetar lâmpadas otimizadas para iluminação de ambientes, e também avaliar as que apresentam iluminação mais eficiente (maior intensidade com a mesma energia). O conhecimento dos espectros de lâmpadas é essencial para iluminação em ocasiões especiais, como: exposições de quadros, apresentação de novos veículos, etc.

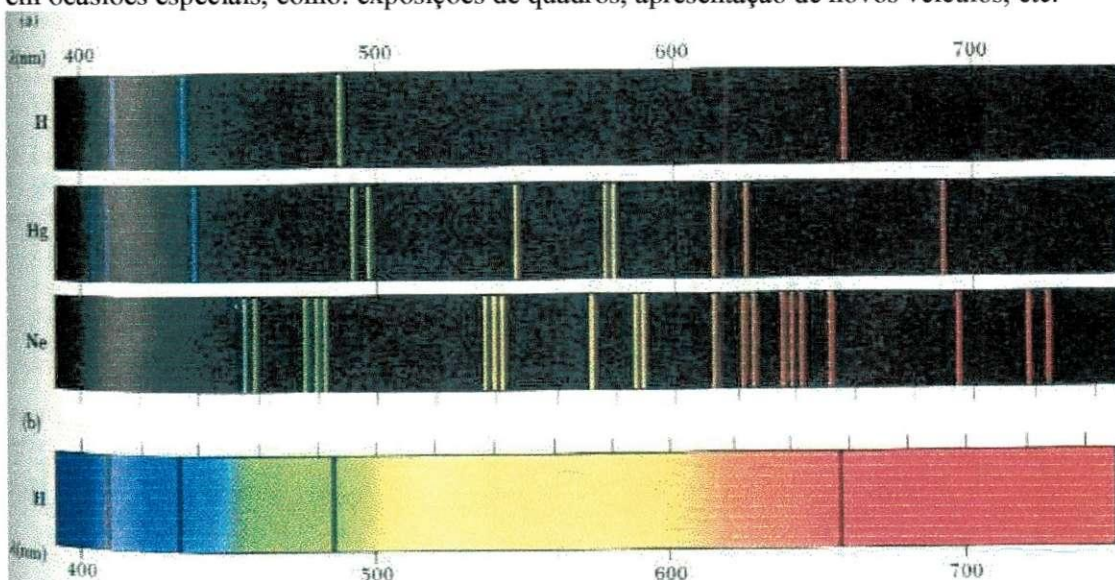


Figura 8 – Espectros de emissão do hidrogênio, hélio e neônio.

Os comprimentos de onda dos espectros atômicos ocorrem em conjuntos bem definidos chamados séries espectrais. Os comprimentos de onda de quatro linhas de emissão visíveis do átomo de hidrogênio são determinados por uma fórmula denominada série de Balmer, dada por:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (19)$$

em que: n - número inteiro maior que 2.

R_H - Constante de Rydberg ($1,0973732 \times 10^7 m^{-1}$).

Na Figura 9 está o espectro de emissão do hidrogênio correspondente a série de Balmer.

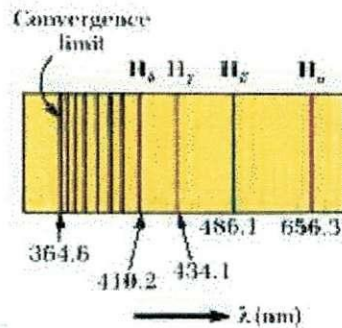


Figura 9 – A série de Balmer do hidrogênio.

Outras séries do espectro de emissão do hidrogênio são dadas pelas fórmulas empíricas:

Série de Lyman (ultravioleta): $\frac{1}{\lambda} = R_H \left(1 - \frac{1}{n^2} \right); n = 2, 3, 4, \dots$ (20)

Série de Paschen (infravermelho): $\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 4, 5, 6, \dots$ (21)

Série de Brackett (infravermelho): $\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 5, 6, 7, \dots$ (22)

3.2 Modelo de Bohr para o Átomo de Hidrogênio

Existem evidências experimentais de que o átomo consiste de um núcleo carregado positivamente e de um número de cargas negativas (elétrons) circulando em torno do núcleo, modelo proposto por Ernest Rutherford em 1911. O núcleo pode ser considerado como composto de um número de partículas neutras (nêutrons) e de um número de partículas carregadas positivamente. Em um átomo neutro, o número de elétrons é igual ao número de prótons Z , sendo a carga de cada elétron igual a $e = 1,6 \times 10^{-19} C$. A massa do elétron é $m = 9,107 \times 10^{-31} kg$, e é aproximadamente 1836 vezes menor que a massa do próton ou do nêutron. Assim, praticamente toda a massa do átomo está concentrada no núcleo.

Niels Bohr, através de experimentos usando luz emitida pelo gás hidrogênio, verificou que o espectro do hidrogênio é descontínuo; e considerou uma teoria proposta por Max Planck em 1900, segundo a qual a energia não é emitida de forma contínua, mas em blocos denominados *quantum* e fez algumas ponderações que foram adicionadas ao modelo de Rutherford para corrigi-lo. Para verificar se alguns fenômenos como o efeito fotoelétrico ou o efeito Compton encontram explicações para o átomo, Niels Bohr propôs a formulação de um novo modelo atômico. Seus postulados foram os seguintes:

1. O elétron move-se numa órbita circular em torno do núcleo sob a influência da atração Coulombiana.
2. Somente as órbitas nas quais o elétron não irradia são estáveis.
3. O átomo só emite radiação se o elétron “pula” de um estado estacionário para outro. A frequência do fóton emitido no salto do elétron é independente da frequência do movimento orbital do elétron, e está relacionada com a variação de energia do átomo pela relação: $E_i - E_f = h\nu$, em que E_i e E_f são as energias dos estados inicial e final, respectivamente.
4. Um elétron pode girar indefinidamente em torno do núcleo, sem irradiar energia, desde que sua órbita contenha um número inteiro de comprimentos de onda de de Broglie.

Nota-se que a proposta de Bohr engloba tanto conceitos clássicos, como o modelo de Rutherford; e conceitos quânticos, como a teoria fotônica de Einstein. Sendo $2\pi r$ a circunferência da órbita do elétron, a proposição 4 impõe a estabilidade da órbita como:

$$n\lambda = 2\pi r_n \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (23)$$

em que r_n é o raio da órbita que contém n comprimentos de onda. O número n é denominado número quântico orbital.

Com o conceito de comprimento de onda de de Broglie (que leva em conta o caráter ondulatório do elétron) e substituindo-se o raio da órbita calculado pelo modelo de Rutherford, pode ser calculado esse comprimento de onda. O comprimento de onda de de Broglie é dado por:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (24)$$

em que: λ - comprimento de onda.

h - constante de Planck ($6,62 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$).

m - massa do elétron.

v - velocidade do elétron.

A velocidade é dada por:

$$v = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 mr}} \Rightarrow \lambda = \frac{h}{e} \sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0 r}{m}} \quad (25)$$

As proposições de Bohr podem ser utilizadas para calcular os níveis discretos de energia e os comprimentos de onda de emissão do átomo de hidrogênio.

A energia potencial do conjunto elétron-núcleo é dada por:

$$U = qV = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r} \quad (26)$$

em que: $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ (permissividade elétrica no vácuo).

$e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ (carga do elétron).

r - raio da trajetória.

A energia total clássica do átomo será dada por:

$$E = K_c + U = \frac{1}{2} \cdot mv^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r} \quad (27)$$

Ao igualar-se a força elétrica do sistema à força centrípeta, a energia cinética do átomo pode ser obtida:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2} = m \cdot \frac{v^2}{r} \Rightarrow K_c = \frac{1}{2} \cdot mv^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2r} \quad (28)$$

Substituindo-se (28) em (27) é possível encontrar a energia total do átomo:

$$E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2r} \quad (29)$$

O sinal negativo indica que uma quantidade de energia $ke^2/2r$ deve ser transferida ao átomo para remover dele o elétron.

Substituindo na equação (23) o valor de λ dado por (25), os raios das órbitas estáveis do átomo de hidrogênio podem ser encontrados:

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{mke^2} \Rightarrow r_n = n^2 r_o \quad (30)$$

em que: $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, $n = 1, 2, 3, \dots$

A equação (30) nos mostra que as órbitas estáveis do átomo são discretas ou quantizadas, o que nos leva a concluir que a energia também será quantizada. Isto é provado substituindo-se (30) em (29):

$$E_n = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2r_0} \left(\frac{1}{n^2} \right) \quad (31)$$

Substituindo valores numéricos para o átomo de hidrogênio temos:

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} eV \quad (32)$$

O estado estacionário mais baixo, ou estado fundamental do átomo corresponde a $n = 1$, e tem energia de $-13,6eV$.

Na Figura 10 a seguir está mostrado o diagrama de níveis de energia para o átomo de hidrogênio em função do número quântico orbital(n), juntamente com as transições que aparecem no espectro atômico. Os níveis correspondentes a $n > 5$ não estão indicados. As setas verticais indicam a transição de um nível mais alto de energia para um nível mais baixo. No diagrama também estão indicadas as linhas espectrais referentes às séries de Lyman, Balmer e Paschen. O estado mais alto corresponde a $n = \infty$ e energia zero, e representa o estado para o qual o elétron é removido do átomo. A energia mínima necessária para remover o elétron do átomo($13,6eV$) chama-se energia de ionização do átomo.

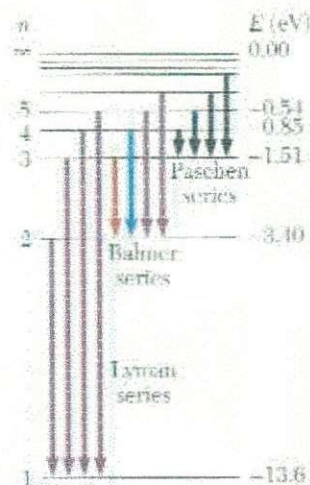


Figura 10 - Diagrama de níveis de energia do átomo de hidrogênio.

Observações mais cuidadosas mostraram que, cada linha do espectro do hidrogênio e de outros elementos é na realidade formada por várias linhas mais finas e muito próximas entre si (é o chamado espectro fino). Ora, se a raia do espectro é consequência do salto de um elétron de uma órbita para outra, o aparecimento do espectro fino indica que existem também órbitas eletrônicas de níveis energéticos muito próximos. Isto levou Arnold J. W. Sommerfeld (1916) a imaginar que algumas das órbitas, camadas ou níveis (K,L,M,N,O,P,Q) do átomo de Rutherford-Bohr seriam formadas por subcamadas ou subníveis. Erwing Schrödinger, em 1926, partindo da idéia da existência de outros subníveis energéticos e devido a dificuldade de se calcular a posição exata de um elétron na eletrosfera, foi levado a calcular a região onde haveria maior probabilidade de encontrar o elétron. Essa região do espaço foi denominada *orbital*. Foram introduzidos os subníveis *s* (sharp), *p* (principal), *d* (diffuse) e *f* (fine), *g*, *h*, etc. O número máximo de orbitais e elétrons em cada subnível são:

- subnível s - 1 orbital, 2 elétrons;
- subnível p - 3 orbitais, 6 elétrons;
- subnível d - 5 orbitais, 10 elétrons;
- subnível f - 7 orbitais, 14 elétrons.

3.3 Átomos Hidrogenóides

O raciocínio utilizado por Bohr para modelar o átomo de hidrogênio também foi empregado para íons com estrutura semelhante ao hidrogênio. Esses íons são chamados hidrogenóides e como exemplo podem ser citados o He^+ e o Li^{++} . Bohr mostrou que algumas linhas espectrais desconhecidas no espectro solar não poderiam ser atribuídas ao hidrogênio, mas sim, ao hélio ionizado.

Para a dedução das fórmulas de energia e comprimentos de onda para os átomos hidrogenóides deve-se levar em consideração que o núcleo tem uma carga $+Ze$, onde Z é o número atômico. A força eletrostática será dada por:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2} \quad (33)$$

Conseqüentemente, ter-se-á para os raios das órbitas e níveis de energia desses átomos as seguintes equações:

$$r_n = \frac{r_1}{Z} \cdot (n^2) \quad (34)$$

$$E_n = -\frac{ke^2}{2r_1} \cdot \left(\frac{Z^2}{n^2}\right) \therefore n = 1, 2, 3, \dots \quad (35)$$

Observando as equações deduzidas para os átomos de hidrogênio e os hidrogenóides conclui-se que os níveis de energia dos átomos hidrogenóides diferem daqueles do hidrogênio por um fator Z^2 . Para o He^+ , fazendo-se $Z = 2$, as linhas espectrais podem ser calculadas em termos de $1/\lambda$. Tem-se então:

$$E_n = -\frac{ke^2}{2r_1} \cdot \left(\frac{4^2}{n^2}\right) \quad (36)$$

usando $E_i - E_f = h\nu$, obtém-se:

$$\nu = -\frac{ke^2}{2r_1 h} \cdot \left(\frac{4}{n_f^2} - \frac{4}{n_i^2}\right) \quad (37)$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{ke^2}{2r_1 hc} \cdot \left(\frac{1}{\left(\frac{n_f}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{n_i}{2}\right)^2}\right) \quad (38)$$

3.4 Espectrômetro

O equipamento fundamental para a realização do experimento é o espectrômetro, que desvia um feixe de luz com um prisma ou grade de difração. Se o feixe é composto de mais que uma cor de luz, o espectro é formado, e as várias cores são refratadas em diferentes ângulos. Cuidadosamente é para se medir o ângulo desviado. O resultado é um espectro, que carrega a riqueza da informação sobre a substância pela qual a luz irradia. A importância do espectrômetro é baseada no fato de que luz é emitida ou absorvida quando um elétron muda sua órbita num átomo. Por isso, é uma ferramenta poderosa para determinar-se quais átomos estão presentes numa substância. Esse instrumento é usado pelos químicos para determinar os constituintes das moléculas, e os astrônomos usam para determinar os constituintes das estrelas que estão a milhões de anos-luz de distância.

Em muitos casos, substâncias precisam ser aquecidas se vão emitir luz. Mas um espectrômetro pode também ser usado para investigar substâncias frias. Passando-se luz branca (que contém todas as cores do espectro visível) através de um gás resfriado, o resultado é um

espectro de absorção. Todas as cores do espectro são vistas, com exceção para certas cores que são absorvidas pelo gás.

Simplificando, um espectrômetro nada mais é do que um prisma e um transferidor. Contudo, por causa da necessidade de uma detecção muito sensível, um espectrômetro real é um pouco mais complicado. Como mostrado na Figura 11 um espectrômetro consiste de três componentes básicos: um colimador, um elemento de difração, e um telescópio. A luz a ser analisada entra no colimador através de uma fenda estreita posicionada no ponto focal da lente. A luz que sai é então estreitada, fica na forma de um feixe paralelo, e é garantido que toda luz que entra pela fenda atinge o elemento de difração com algum ângulo de incidência. No experimento são levantadas as linhas espectrais para 5 lâmpadas diferentes: vapor de sódio, mercúrio, hélio, cádmio e zinco.

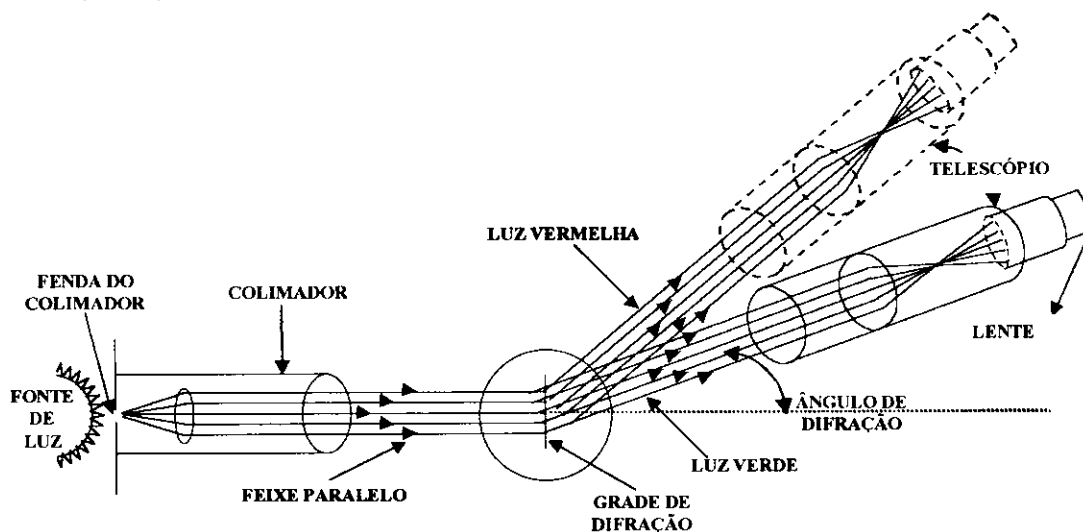


Figura 11 – Espectrômetro Óptico.

3.5 Detalhes Experimentais

O equipamento principal a ser utilizado no experimento é o *PASCO scientific MODEL SP-9416 Advanced Spectrometer*, mostrado na Figura 12 juntamente com os acessórios a serem utilizados.

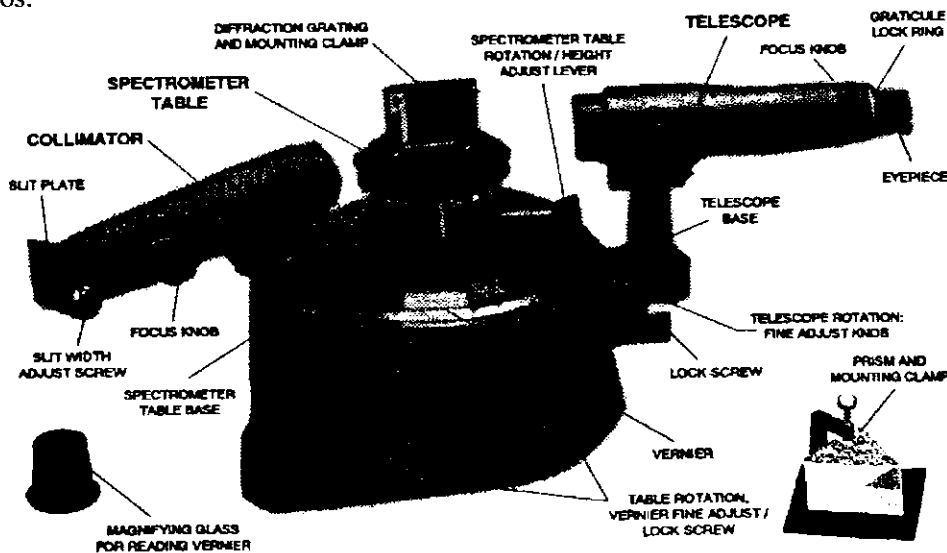


Figura 12 – Espectrômetro utilizado e acessórios.

Junto com o espectrômetro citado serão utilizadas as lâmpadas espectrais de 21mm de diâmetro, e a fonte de alimentação para essas lâmpadas. Basicamente o experimento consiste em colocar-se a lâmpada escolhida num suporte em frente a fenda do colimador, de modo que a luz emitida possa ser focalizada pelo colimador e desviada pela grade de difração. O espectrômetro possui um telescópio, por onde serão visualizadas as cores constituintes da luz emitida. Esse telescópio pode ser rotacionado para visualização das diferentes cores do espectro da luz emitida, de forma que cada ângulo de rotação corresponda a uma cor. Os ângulos anotados são substituídos numa fórmula que nos possibilita conhecer os comprimentos de onda da luz emitida.

Para que os resultados do experimento sejam satisfatórios alguns cuidados devem ser tomados para evitar-se erros de leitura ou precisão. Constituem-se de grande importância a focalização do espectrômetro e a medição dos ângulos na escala vernier localizada na base do espectrômetro.

– Focalizando o espectrômetro:

1. Enquanto se olha através do telescópio, deve-se focalizar a lente para dentro e para fora até que os feixes tornem-se nítidos. O anel de trava localizado próximo a lente precisa ser afrouxado até que apareça um feixe vertical. Se necessário, o anel deve ser apertado e o espectrômetro refocalizado.
2. Deve-se focalizar o telescópio ao infinito, ou seja, focalizando um objeto distante.
3. A fenda do colimador deve estar parcialmente aberta(usando o ajuste de largura da fenda).
4. O telescópio deve estar alinhado em direção oposta ao colimador, como na Figura 13.
5. Olhando através do telescópio, ajustando o foco do colimador e, se necessário, rotacionando o telescópio a fenda deve apresentar um foco nítido.
6. É necessário apertar o parafuso de trava de rotação do telescópio, e então utilizar o botão de ajuste fino para alinhar o feixe vertical com a extremidade fixa da fenda. Deve-se ajustar a largura da fenda de modo a proporcionar uma imagem clara e brilhante. Medidas de ângulo de difração são sempre efetuadas com o ajuste citado.

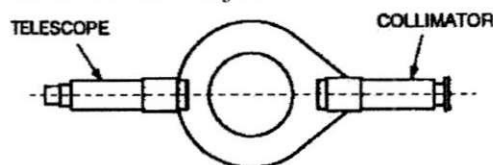


Figura 13 - Alinhamento do telescópio com o colimador.

– Medindo ângulos de difração:

Quando se analisa uma fonte luminosa, ângulos de difração são medidos usando o telescópio vernier. Contudo, antes de se fazer uma medida, é importante estabelecer uma leitura do vernier para o feixe não-desviado. Todos os ângulos de difração são então medidos em relação a essa referência inicial.

Para obter uma leitura do vernier para o feixe não-desviado, primeiro alinha-se o feixe vertical do telescópio com a extremidade fixa da fenda. Então é feita a leitura na escala do vernier, que será a leitura inicial(θ_0). Rotaciona-se o telescópio para alinhar o feixe vertical com a extremidade fixa de uma imagem defletida, fazendo-se novamente a leitura. Se esta segunda leitura é θ , então o ângulo real de difração será $\theta - \theta_0$. Na Figura 14 é ilustrado um esquema para a medição.

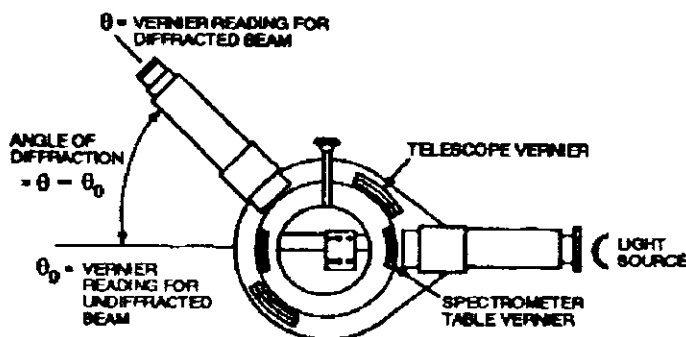


Figura 14 - Medição do ângulo de deflexão.

Para leitura do ângulo, deve-se encontrar onde o ponto zero da escala do vernier alinha com a graduação da escala, anotando o valor. Se o ponto zero está entre duas linhas, é utilizado o valor menor. Na Figura 15, o ponto zero na escala está entre as marcas $172^{\circ}20'$ e $172^{\circ}40'$, então o valor anotado será $172^{\circ}20'$. O próximo passo é utilizar a lente para encontrar alguma linha na escala do vernier que alinha mais precisamente com alguma linha da escala graduada. Na Figura, a linha é correspondente à medida de $12'30''$. Soma-se a este valor a leitura anotada anteriormente para se obter a real medida: $172^{\circ}20' + 12'30'' = 172^{\circ}32'30''$.

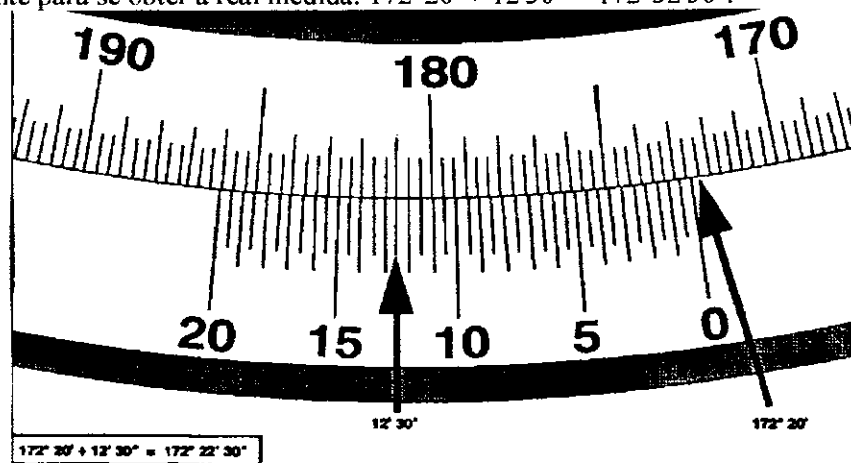


Figura 15 - Leitura na Escala Vernier.

3.6 Execução do Experimento

Para iniciar-se o experimento, deve-se colocar as lâmpadas no suporte (uma de cada vez) e conectá-las a fonte como indicado na Figura 16. Para o aquecimento devem ser esperados cerca de 5 minutos.

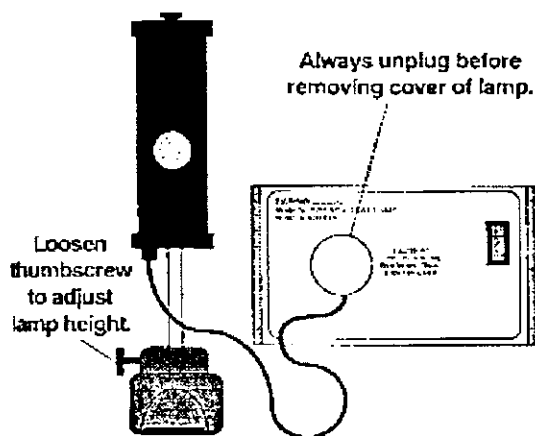


Figura 16 - Conexão da lâmpada à fonte.

No suporte para a lâmpada existe uma abertura, onde é possível visualizar a luz emitida pelas lâmpadas. A abertura deve ser colocada frontalmente à fenda do colimador, de modo que a luz emitida pela lâmpada seja focalizada e observada no espectrômetro. Após ter ligado a lâmpada deve-se fazer a focalização do espectrômetro explicada no item anterior. Estando o espectrômetro focalizado, anota-se o ângulo correspondente a posição-zero e rotaciona-se o telescópio até encontrar as cores constituintes da luz emitida por cada lâmpada. É possível observar-se as raias espectrais de 2ª ordem. Os ângulos correspondentes a cada cor visualizada devem ser anotados. Com os valores dos ângulos, deve-se aplicar a seguinte fórmula para encontrar-se os comprimentos de onda:

$$\lambda = \frac{a \operatorname{sen} \theta}{n} \quad (39)$$

em que: λ - comprimento de onda;

θ - ângulo de difração;

a - distância entre linhas na grade de difração ($a = 3,3 \times 10^{-3} \text{ mm}$ para a grade de 300 linhas/mm ou $1,67 \times 10^{-3} \text{ mm}$ para a grade de 600 linhas/mm).

Medindo-se os ângulos para a primeira lâmpada utilizada, deve-se trocar a lâmpada. É necessário esperar cerca de 10 minutos após desligar a fonte para que ela esfrie. Remove-se o parafuso superior do suporte, levanta-se a tampa, apertando a aba de metal e levantando a proteção externa. Suavemente puxa-se a lâmpada espectral para cima, para fora do soquete. Na Figura 17 está ilustrado o procedimento para troca da lâmpada.



Figura 17 – Suporte para a lâmpada.

4. EFEITO FOTOELÉTRICO

O experimento do efeito fotoelétrico complementa o assunto visto na teoria, nos primeiros capítulos; facilitando ao aluno a compreensão do assunto. Outro objetivo da realização é a observação da analogia existente entre o efeito fotoelétrico e as descargas em gases, assunto que é visto posteriormente. No experimento é obtida a constante de Planck, como também a função trabalho do material utilizado e a dependência do potencial reverso com a intensidade luminosa incidente.

O experimento é feito com um equipamento semelhante a um espectrômetro, com a ressalva que não há uma escala graduada para medição de ângulos. Uma lâmpada de vapor de mercúrio também é utilizada. Há um anteparo móvel que capta a luz emitida pela lâmpada, de modo que para cada ângulo específico corresponde a uma linha espectral. Deseja-se medir com um voltímetro o potencial reverso correspondente a cada cor, assim sua dependência com a intensidade luminosa.

A realização do experimento facilita a compreensão do funcionamento de células fotoelétricas e auxilia no entendimento dos mecanismos de condução em gases. O efeito fotoelétrico é utilizado em diversas aplicações práticas em dispositivos para portas automáticas, alarme anti-furto, detectores de luz, etc.

4.1 Fundamentos

O arranjo experimental para observação do efeito fotoelétrico está mostrado na Figura 18. Um tubo, com ar atmosférico a baixa pressão, contendo dois eletrodos metálicos é conectado a uma fonte de tensão V . Quando o tubo é mantido no escuro, o nanoamperímetro não indica nenhum fluxo de corrente no circuito. Considere um feixe de comprimento de onda λ incidindo no catodo. Uma corrente elétrica é detectada pelo nanoamperímetro, indicando um fluxo de carga elétrica entre as placas se a frequência da luz for maior do que um valor crítico f_c . A corrente associada a este processo surge de elétrons emitidos do catodo para o anodo. Quanto mais positiva for a tensão no anodo mais elétrons serão coletados por ele, proporcionando um crescimento da corrente até que o nível de saturação seja atingido, quando “todos” os elétrons emitidos pelo catodo serão coletados pelo anodo. Se a tensão do anodo for reduzida a zero e em seguida se tornar negativa, alguns dos elétrons não alcançarão o anodo e a corrente diminuirá. Um valor de corrente nula é alcançado para uma tensão $-V_s$. A distribuição de energia dos elétrons emitidos pelo catodo (fotoelétrons) é independente da intensidade da luz incidente. Um raio luminoso de alta intensidade libera mais fotoelétrons que um raio de baixa intensidade de mesma frequência, mas em média a energia do elétron é a mesma.

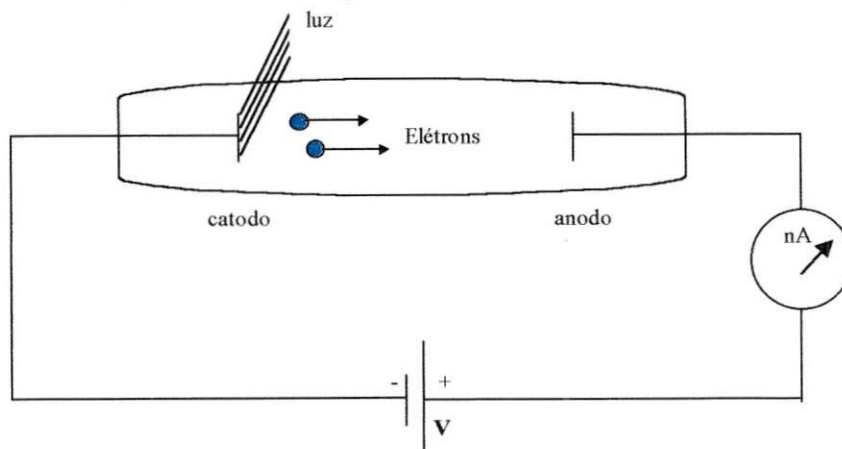


Figura 18 – Arranjo experimental para observação do efeito fotoelétrico.

Os resultados experimentais obtidos na experiência do efeito fotoelétrico estão ilustrados nas Figuras 19 e 20, mostrando o que ocorre modificando-se a intensidade luminosa e a frequência.

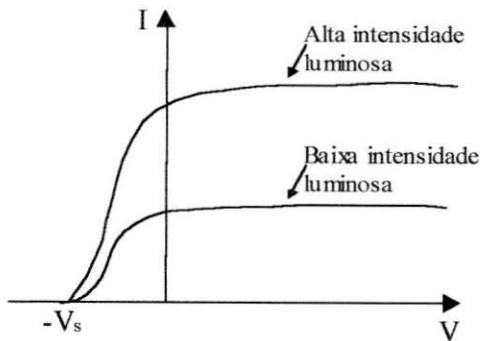


Figura 19 – O efeito do aumento da intensidade da radiação no efeito fotoelétrico.

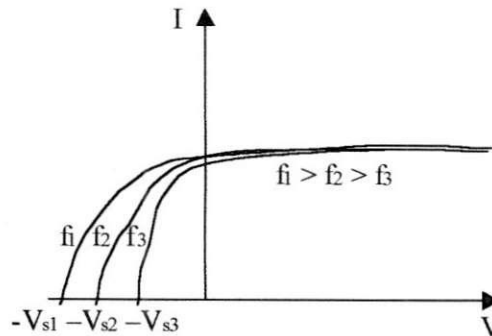


Figura 20 – O efeito do aumento da frequência da radiação no efeito fotoelétrico.

A análise das curvas leva-nos a algumas conclusões:

1. Para valores altos de V , a corrente atinge valor máximo; o que significa que os elétrons emitidos no catodo são coletados no anodo.
2. A corrente é diretamente proporcional a intensidade luminosa.
3. Se a tensão do anodo for reduzida a zero e em seguida se tornar negativa, os fotoelétrons são repelidos pelo anodo. Apenas elétrons com energia cinética maior que eV atingirão o anodo, fazendo com que a corrente diminua.
4. Se V é menor que um valor V_s chamado “potencial reverso”, nenhum elétron irá atingir o anodo, resultando numa corrente nula. Vale salientar que V_s é independente da intensidade luminosa.

O potencial V_s está relacionado com a energia cinética máxima do fotoelétron por:

$$K_{\max} = eV_s \quad (40)$$

Estes quatro fatos levaram Einstein a propor em 1905 uma nova teoria para a luz chamada teoria quântica da luz, ao assumir que a energia da luz não está apenas distribuída na frente de onda, mas também concentrada em regiões discretas chamadas quantas ou fótons. No efeito fotoelétrico, um fóton dá toda a sua energia a um elétron no metal. Os elétrons emitidos da superfície metálica possuem energia cinética máxima K_{\max} , que é dada por:

$$K_{\max} = hf - \phi \quad (41)$$

em que ϕ é chamada função trabalho do metal. A função trabalho representa o mínimo de energia com a qual o elétron é ligado ao metal. Para haver o fluxo de corrente, a energia do fóton incidente deve ser maior ou igual que a função trabalho do eletrodo; que é uma característica do material.

Existem características no efeito fotoelétrico que não podem ser explicadas pela teoria clássica da luz, que admite a luz como sendo uma onda que transporta energia. Sendo assim, parte da energia da luz incidente seria transferida para os elétrons do metal, que com energia adicional poderiam mover-se gerando a corrente detectada. Algumas características deste efeito que não podem ser explicadas pela Física Clássica são:

1. Nenhum elétron é emitido para frequência da luz incidente abaixo de uma determinada frequência de corte, denominada f_c ; resultando numa corrente nula.
2. Se a frequência da luz incidente excede o valor de corte, o efeito fotoelétrico é observado e o número de fotoelétrons emitidos é proporcional a intensidade da luz. Mas, a energia cinética máxima dos fotoelétrons não depende da intensidade da luz, o que não pode ser explicado com os conceitos da Física Clássica.
3. A energia cinética máxima dos fotoelétrons cresce com o aumento da frequência da luz.
4. Elétrons são emitidos da superfície metálica quase que instantaneamente, mesmo para a luz com baixa intensidade. Classicamente, era de se esperar que os elétrons requisassem algum tempo para absorver a radiação incidente até adquirirem energia cinética suficiente para escapar do metal.

Com a teoria quântica da luz, os fatos anteriormente citados podem ser explicados brilhantemente, na mesma ordem apresentada anteriormente.

1. O efeito fotoelétrico não é observado abaixo de uma certa frequência de corte f_c , devido ao fato de que a energia do fóton deve ser maior ou igual à função trabalho ϕ .
2. A energia cinética máxima independe da intensidade da luz pelo fato de que se dobrarmos a intensidade da luz, dobraremos o número de fótons emitidos.
3. A energia cinética crescer com a frequência da luz incidente se deve à equação (41).
4. O fato dos elétrons serem emitidos instantaneamente da superfície metálica se deve ao fato da energia estar distribuída em pequenos pacotes e ocorrer uma interação um-a-um entre fótons e elétrons.

4.2 Detalhes Experimentais

A Figura 21 a seguir ilustra a montagem a ser executada para verificação do efeito fotoelétrico. Todos os acessórios também são mostrados.

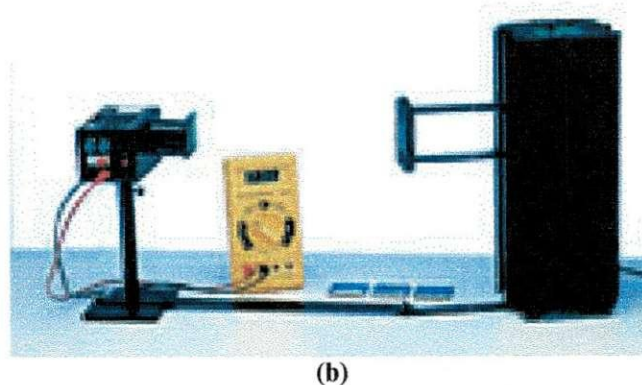
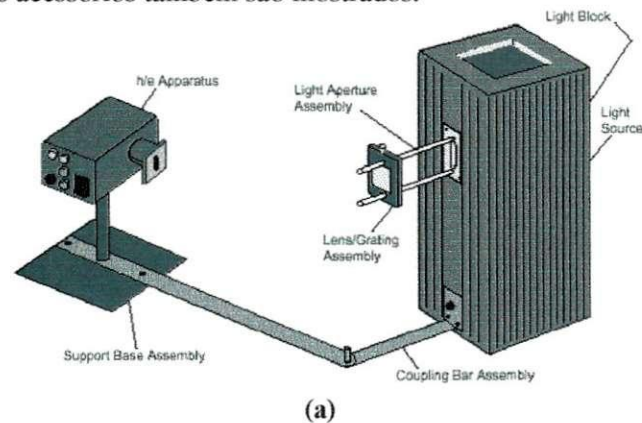


Figura 21 – Montagem para verificação do efeito fotoelétrico.

Os materiais utilizados são basicamente um multímetro digital e um *aparato h/e* da PASCO SCIENTIFIC composto por uma fonte luminosa, por um filtro de transmissão variável, um filtro amarelo e um verde. A fonte luminosa é uma lâmpada de vapor de mercúrio, que está conectada internamente ao equipamento. O espectro atômico da lâmpada utilizada é conhecido, e seus comprimentos de onda correspondentes são listados a seguir:

Tabela 1 – Espectro Atômico da lâmpada de vapor de mercúrio.

Cor	Frequência (Hz)	λ (nm)
Amarelo	5,18672E+14	578
Verde	5,48996E+14	546,074
Azul	6,87858E+14	435,835
Violeta	7,40858E+14	404,656
Ultravioleta	8,20264E+14	365,483

A seguir, na Figura 22 está mostrada a lâmpada utilizada, e o suporte em que está inserida.



Figura 22 – Lâmpada de vapor de mercúrio.

Para a correta execução do experimento, a abertura da fonte luminosa deve estar alinhada com a abertura de seu suporte. É necessário checar esse alinhamento, observando-se por trás da lente próxima a abertura. Se for preciso, ajuste a placa localizada atrás da abertura para passagem da luz, como mostrado a seguir na Figura 23.

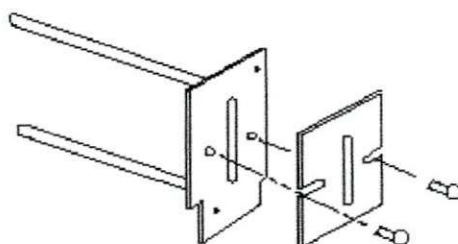


Figura 23 – Ajuste da abertura para passagem da luz.

Para iniciar o experimento, a lâmpada deve ser ligada e esperar 5 minutos para seu aquecimento. Um voltímetro digital deve ser conectado aos terminais de saída do aparato h/e. O calibre selecionado deve ser de 2 ou 20 V. O procedimento para verificação das cores emitidas pela lâmpada é análogo ao feito no experimento de espectro atômicos, pois há uma grade de difração que desviava cada cor componente do espectro da lâmpada de um ângulo diferente. Deve-se rotacionar a base do aparato h/e e focalizar a cor na abertura da placa branca refletora, mostrada na Figura 24.

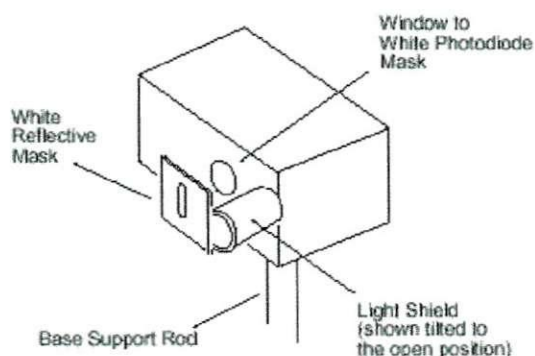


Figura 24 – Base do aparato experimental.

A placa é constituída de um material fluorescente especial, que possibilita visualizar a linha ultravioleta do espectro como uma linha azul. Colocando-se um material branco não-fluorescente em frente a placa, as cores visualizadas são as reais. Quando o suporte do aparato é girado e as linhas espectrais estão sendo visualizadas, deve-se medir o potencial reverso que

cessa a corrente fotoelétrica. Com a cor centralizada, ligue o aparato (chave ON/OFF) e pressione o botão "PUSH TO ZERO" para descarregar algum potencial acumulado e efetuar-se a medição correta.

É necessário citar também os filtros que serão utilizados: um verde e um amarelo, e um Filtro de Transmissão Variável. Os filtros verde e amarelo são usados para visualizar as respectivas linhas espectrais. Esses filtros limitam as frequências da luz incidente. O Filtro de Transmissão Variável consiste de amostras de pontos e linhas que variam a intensidade da luz incidente. As percentagens de transmissão relativa são de 20, 40, 60, 80 e 100%.

4.3 Execução do Experimento

Para análise dos aspectos apresentados teoricamente, o experimento é subdividido em duas partes. Na primeira serão coletados os valores de "potencial reverso" em função do percentual de transmissão para as cores verde e amarelo. Nesta parte será verificado também quanto tempo será necessário para que após o aparato ser descarregado, o "potencial reverso" retorne ao valor inicialmente coletado. Na segunda parte do experimento, serão coletados os valores do potencial para cada linha espectral da lâmpada utilizada, após a luz passar pela grade de difração.

De acordo com a teoria fotônica da luz, a energia cinética máxima dos fotoelétrons depende somente da frequência da luz incidente, e é independente da intensidade. Em contraste, a teoria clássica prevê que a energia cinética depende da intensidade da luz incidente. Então, a primeira parte investigará a dependência ou não da intensidade; e a segunda a dependência com a frequência.

Para a execução da primeira parte; liga-se a lâmpada, esperando seu aquecimento e focalizando sua luz na placa branca refletora do aparato. A grade de difração deve ser colocada no local apropriado. Liga-se o voltímetro a saída do terminal. Desloca-se o aparato até que uma cor seja refletida na placa localizada no aparato, nesse item será necessária a análise apenas para as cores verde e amarela. A cor emitida precisa estar centralizada bem na abertura existente (podem ser utilizados os filtros monocromáticos verde e amarelo sobre a placa refletora). Coloca-se o Filtro de Transmissão Variável sobre a placa refletora de modo que a luz passe sobre a seção correspondente a transmissão de 100% e atinja o aparato; a aderência dos filtros se dá por meio de ímãs. Mede-se o potencial cessante no voltímetro, e pressiona-se o botão para ocorrência da descarga (localizado próximo às conexões do voltímetro) observando quanto tempo é necessário para que o potencial medido anteriormente se estabeleça. O mesmo procedimento é repetido com a luz passando através das seções de 80, 60, 40 e 20%.

Na segunda parte, a finalidade é o levantamento de uma curva que relacione o potencial cessante com a frequência para a lâmpada utilizada; para um cálculo posterior da constante de Planck e da função trabalho do material. Com o equipamento na mesma configuração da montagem anterior, o aparato é deslocado de forma que seja possível visualizar as cores emitidas pela lâmpada após passar pela grade de difração. Centraliza-se o máximo possível, para as medições serem precisas. Para cada cor, mede-se o potencial reverso correspondente às componentes de 1ª e 2ª ordens.

5. COMPORTAMENTO ONDULATÓRIO DA LUZ

O universo é composto fundamentalmente de duas entidades físicas: matéria e radiação. A Física Clássica construiu ao longo dos anos modelos distintos para tratar estas entidades, sem correlação alguma. Não há como se recorrer a um modelo corpuscular em algumas situações para tratar a radiação e ao mesmo tempo recorrer ao modelo ondulatório para tratar a mesma entidade. Tanto a radiação quanto a matéria apresentam caráter dual onda-partícula. Apenas um modelo é aplicável a cada caso. Um feixe luminoso pode ser modelado como uma onda composta por campos elétrico e magnético. Quando há interferência de dois ou mais feixes luminosos no espaço, os campos se somam de acordo com o princípio da superposição. Isto é, para cada ponto no espaço, os campos elétrico e magnético são determinados como uma soma vetorial dos campos de cada feixe individualmente.

Como o próprio título sugere, na experiência é apenas explorado o caráter ondulatório da luz, mais precisamente a emitida pelo neônio. É objetivo do experimento a medição do comprimento de onda associado à fonte luminosa, assim como o índice de refração do ar e seu comportamento com a variação da pressão. O grande benefício do experimento é a possibilidade de se avaliar o índice de refração de materiais (que é diretamente proporcional à raiz quadrada da constante dielétrica) e sua relação com a variação de outros parâmetros, como a pressão em meios gasosos.

5.1 Interferômetro

O equipamento fundamental para a execução do experimento é o interferômetro, que separa um feixe luminoso incidente em dois feixes que seguem caminhos diferentes. Em seguida os feixes são superpostos formando um padrão de interferência. Assim é possível medir-se o comprimento de onda de alguns tipos de luz em meios como o ar ou vidro. Utilizam-se duas configurações de interferômetro no experimento: de Michelson e Fabry-Perot.

O interferômetro de Michelson é um dispositivo que separa um feixe luminoso em duas partes, havendo recominação para formar um padrão de interferência depois de cada parte seguir caminhos diferentes. Um diagrama esquemático do interferômetro é mostrado na Figura 25. Um feixe luminoso monocromático é dividido em dois por um espelho parcialmente prateado inclinado 45° em relação ao feixe incidente. Um dos feixes é refletido verticalmente em direção ao espelho M_1 , enquanto o outro é transmitido horizontalmente em direção ao espelho M_2 . Os dois feixes seguem os caminhos separados L_1 e L_2 . Depois das reflexões em M_1 e M_2 , os feixes recombinam-se para produzir um padrão de interferência; que pode ser vista através de um telescópio. A lamina de vidro P , igual em espessura ao espelho M , é colocada no caminho do feixe horizontal para garantir que os dois feixes desloquem-se à mesma distância através do vidro.

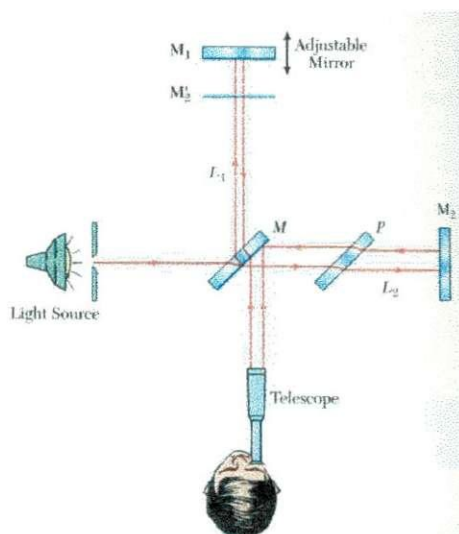


Figura 25 – Interferômetro de Michelson.

Com a utilização do interferômetro é possível visualizar um padrão de interferência consistindo de uma série de anéis circulares brilhantes e escuros, ou franjas, como mostrado na Figura 26. As franjas correspondem às interferências construtiva e destrutiva dos feixes luminosos. O comprimento de onda da luz é então medido pela contagem do número de franjas para um deslocamento de M_1 .



Figura 26 – Padrão de interferência obtido.

Movendo-se o espelho M_1 de uma distância d_m , e contando o número de vezes que as franjas são restauradas ao estado original N , o comprimento de onda da luz pode ser calculado por:

$$\lambda = \frac{2d_m}{N} \quad (42)$$

No interferômetro de Fabry-Perot, dois espelhos são alinhados paralelamente formando uma cavidade refletora. A Figura 27 mostra dois feixes luminosos entrando na cavidade e refletindo em suas extremidades. A cada reflexão, parte do feixe é transmitida, dividindo cada raio incidente em uma série de raios. Como os raios são divididos a partir de um único raio incidente, eles têm uma relação de fase constante.

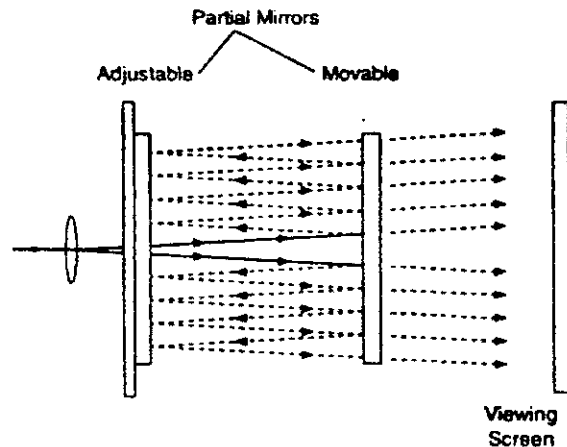


Figura 27 – Interferômetro de Fabry-Perot.

A relação de fase entre os raios transmitidos depende do ângulo em que cada raio penetra na cavidade e da distância entre os espelhos. O resultado são franjas circulares, semelhantes às do interferômetro de Michelson, com a ressalva que são mais largamente espaçadas, mais nítidas e brilhantes. A maior nitidez torna o interferômetro de Fabry-Perot uma ferramenta importante em espectrometria de alta resolução.

5.2 Detalhes Experimentais

Antes da execução do experimento propriamente dito, deve ser feito o alinhamento do laser com o interferômetro a ser utilizado. Tal procedimento é explicado a seguir:

- Coloca-se o espelho móvel no lugar que lhe é reservado no interferômetro.
- A fonte de laser é ligada. Usando os parafusos niveladores na base da fonte, sua altura é ajustada até que o feixe luminoso seja aproximadamente paralelo com o topo da base do interferômetro e atinja o espelho móvel do interferômetro no centro.
- Ajusta-se a posição do laser até que o feixe seja refletido do espelho móvel, como indicado na Figura 28.

Para cada modo de operação do interferômetro, deve ser feito um ajuste individual, mostrado nas próximas seções.

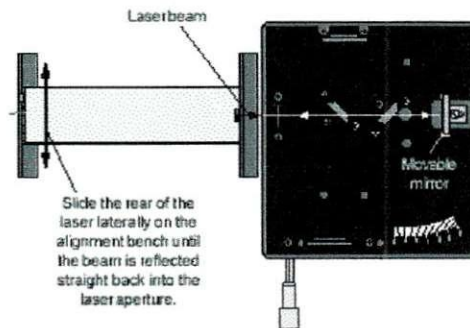


Figura 28 – Alinhamento do laser.

5.2.1 Modo de Michelson

O laser e a base do interferômetro são alinhados como previamente descrito. O feixe luminoso deve ser aproximadamente paralelo com o topo da base, devendo atingir o centro do espelho móvel; e ser refletido diretamente atrás na abertura de laser. Monta-se o espelho móvel na base do interferômetro. O componente detector é posicionado em frente ao laser. O outro componente oposto ao espelho ajustável é colocado; e prende-se a tela, como na Figura 29.

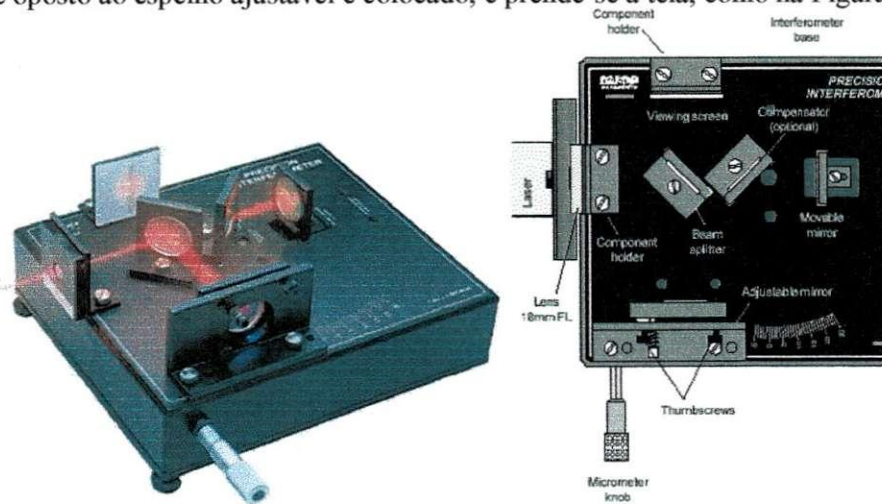


Figura 29 – Interferômetro de Michelson.

Posiciona-se o espelho divisor para formar um ângulo de 45° com o feixe de laser, de modo que o feixe seja refletido ao espelho fixo. O ângulo do divisor é ajustado para que o feixe refletido atinja o espelho fixo próximo a seu centro. Após esse ajuste, serão visualizados na parede (ou qualquer outro anteparo utilizado) dois pontos luminosos, que devem ser sobrepostos para se

conseguir o tipo de interferência padrão necessária à realização do experimento. O ajuste é feito por intermédio dos parafusos do espelho ajustável.

Com os pontos luminosos coincidentes, prende-se a lente de 18mm ao componente detector através de seu apoio magnético. A posição da lente deve ser ajustada de modo que se possa ver a interferência padrão com as franjas, mostrada na Figura 26. Deve-se colocar também uma lente de comprimento focal 48mm para aumentar o padrão de franja e projetá-la sobre uma parede ou tela.

O botão do micrômetro que controla o espelho móvel é ajustado para uma posição intermediária (aproximadamente 50 μm), pois segundo o fabricante a relação entre a leitura do micrômetro e o movimento do espelho é aproximadamente linear. Este valor inicial deve ser anotado, pois é a referência das medidas. Gira-se o botão em sentido horário de forma suave, de modo que seja possível contar o número de franjas visualizadas. Conta-se o número de franjas que julgar necessário, anotando o número contado e a posição final do micrômetro. Para encontrar o comprimento de onda da luz incidente (neônio), deve-se recorrer à equação (42). A execução de 5 medidas diferentes é satisfatória, e ao final extrai-se a média de todas as medidas.

Para se efetuar as medições, não é necessário que o padrão de interferência seja perfeitamente simétrico. O importante é que se possa distinguir os máximos e mínimos claramente, pois é fácil perder de vista ao contar franjas. O ideal é o padrão de interferência estar centrado na tela. **É importantíssimo que não se toque o interferômetro, ou haja vibração da bancada onde está situado; pois o alinhamento dos espelhos facilmente será desfeito.**

5.2.2 Dependência do Índice de Refração com a Pressão

O índice de refração de um material apresenta relação direta com a constante dielétrica. No interferômetro de Michelson, as características das franjas dependem das relações entre os dois feixes interferentes. Há duas formas de se mudar essas relações. Uma delas é a mudança da distância percorrida por um dos feixes; e a outra consiste na mudança do meio onde os feixes interferem. A última idéia será aplicada nessa parte do experimento. Mudar-se-á a pressão através de uma bomba de vácuo, e será medido o novo comprimento de onda. O índice de refração pode ser determinado através da relação:

$$\lambda = \frac{\lambda_o}{n} \quad (43)$$

onde:

λ_o – comprimento da luz no vácuo;

λ – comprimento de onda da luz a uma determinada pressão;

n – índice de refração.

Para pressões razoavelmente baixas, o índice de refração para um gás varia linearmente com a pressão. Para o vácuo, o índice de refração esperado é 1. O grande objetivo é encontrar a equação da reta que relaciona a pressão com o índice de refração. O procedimento experimental é semelhante ao citado no item anterior, com a ressalva de que é colocada uma célula de vácuo antes do espelho móvel, no local indicado na Figura 30. A célula é constituída por uma bomba; que possibilita a mudança de pressão, e um barômetro para medição. Vale salientar que a medida fornecida pelo barômetro não corresponde a pressão absoluta. Deve ser utilizada a seguinte relação:

$$P_{abs} = P_{atm} - P_{med} \quad (44)$$

em que a pressão atmosférica é de 76 cmHg.

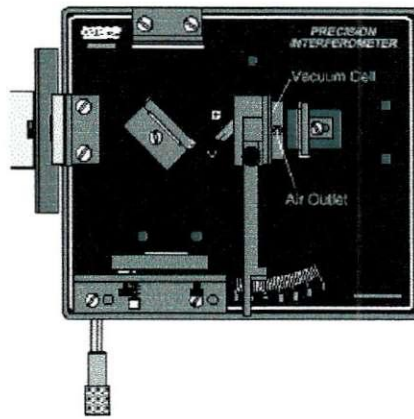


Figura 30 – Configuração do interferômetro.

Deve-se certificar que o interferômetro esteja ajustado, e os feixes alinhados. Para cada pressão ajustada na bomba; mede-se o comprimento da luz incidente pela contagem de franjas, identicamente ao item anterior.

5.2.3 Modo de Fabry-Perot

Para o modo de Fabry-Perot, o interferômetro deverá estar configurado da forma mostrada na Figura 31 a seguir. Inicialmente é necessário deixar os feixes devidamente alinhados. Procede-se da mesma forma dos itens anteriores para medição do comprimento de onda.

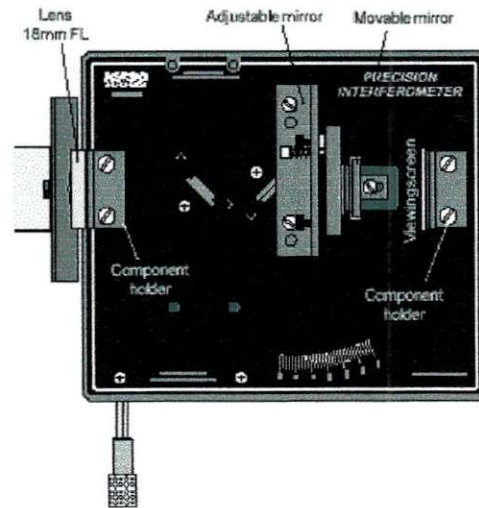


Figura 31 – Interferômetro de Fabry-Perot.

6. SPIN ELETRÔNICO

Esse capítulo refere-se ao conhecimento teórico de um dos experimentos a ser inserido no programa da Disciplina Materiais Elétricos. A parte experimental foi cumprida em termos, visto que os resultados obtidos foram altamente distorcidos da realidade; e o aparato experimental utilizado nunca forneceu bons resultados desde a aquisição pelo Departamento de Física. A compensação ou não dos spins é determinante para a classificação dos materiais em ferromagnéticos, diamagnéticos, paramagnéticos, antiferromagnéticos. A grande importância do experimento é a avaliação experimental das propriedades magnéticas dos materiais.

6.1 Momentos de Dipolo Magnético Orbital

Considerando um elétron de massa m e carga $-e$, movendo-se com velocidade de módulo v numa órbita circular de Bohr de raio r , como mostrado na Figura 32. A carga que circula numa órbita constitui uma corrente dada por:

$$I = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r} \quad (45)$$

em que T é o período orbital do elétron cuja carga em módulo vale e .

Para uma corrente I numa dada área A o módulo do momento de dipolo magnético orbital é dado por:

$$\mu_l = IA \quad (46)$$

Na Figura 32 é mostrado que a direção do momento de dipolo magnético é perpendicular ao plano da órbita. Também são mostrados o campo magnético produzido pelo anel de corrente, os dois pólos imaginários de um dipolo que produziria um campo magnético idêntico ao real longe da órbita; e o momento de dipolo magnético do elétron.

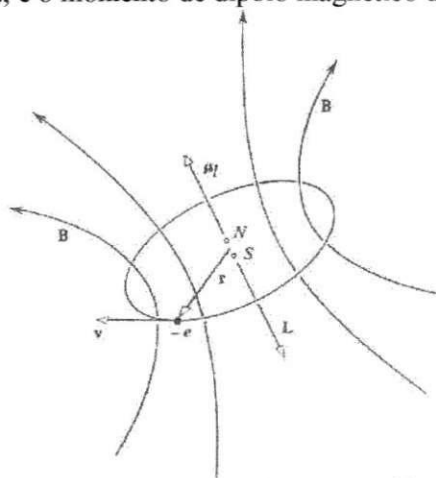


Figura 32 – Momento angular orbital e momento de dipolo magnético orbital de um elétron que se move numa órbita de Bohr.

Pelo fato do elétron possuir carga negativa, seu momento de dipolo magnético é antiparalelo a seu momento angular orbital L , cuja intensidade é dada por:

$$L = mvr \quad (47)$$

Substituindo o valor de corrente obtido na equação (45) em (46), e dividindo pelo momento angular orbital obtém-se que:

$$\mu_l = IA = \frac{ev}{2\pi r} \cdot \pi r^2 = \frac{evr}{2} \Rightarrow \frac{\mu_l}{L} = \frac{evr}{2mvr} = \frac{e}{2m} \quad (48.a)$$

Ou de maneira vetorial:

$$\vec{\mu}_l = -\frac{g_l \mu_b}{h} \vec{L} \quad (48.b)$$

A razão obtida na equação (48) pode ser escrita como uma combinação de constantes universais, da seguinte forma:

$$\frac{\mu_l}{L} = \frac{g_l \mu_b}{\hbar} \quad (49)$$

onde

$$\mu_b = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \times 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2 \quad (50)$$

e $g_l=1$.

A grandeza μ_b é chamada *magnéton de Bohr*, e constitui-se numa unidade natural de medida do momento de dipolo magnético atômico. A grandeza g_l é denominada fator g orbital. As relações obtidas mostram que a razão entre o momento de dipolo magnético e o momento angular orbital, nem dependem do tamanho da órbita nem da frequência do movimento orbital. Da teoria eletromagnética, é sabido que um momento de dipolo magnético sujeito a um campo aplicado B ficará submetido a um torque que tenderá alinhá-lo com o campo; dado por:

$$\vec{\tau} = \mu_l \times \vec{B} \quad (51)$$

Associado ao torque eletromagnético há uma energia potencial de orientação, que deve ser fornecida ao dipolo de modo a fazê-lo girar e ficar antiparalelo com o campo. Tal energia é dada pela relação:

$$\Delta E = -\mu_l \cdot \vec{B} \quad (52)$$

A energia potencial orientacional ΔE deve permanecer constante se, para um sistema consistindo de um momento de dipolo magnético μ_l num campo magnético B , não houver meio que possibilite dissipação de energia. Com isso, o momento de dipolo não se orienta na direção do campo; e sim, precessiona em torno de B de forma que o ângulo entre os dois vetores permaneça constante. O movimento de precessão ocorre devido ao torque agir sempre perpendicularmente ao momento angular do dipolo, como mostrado na Figura 33.

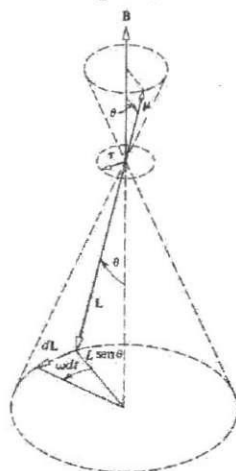


Figura 33 – Movimento de precessão.

A frequência angular de μ_l em torno de B é dada pela equação (53), e é conhecida por frequência de Larmor.

$$\omega = \frac{g_l \mu_b}{\hbar} B \quad (53)$$

6.2 A Experiência de Stern-Gerlach e o spin do elétron

Em 1922, Stern e Gerlach mediram os valores possíveis do momento de dipolo magnético de átomos de prata enviando um feixe desses átomos através de um campo

magnético não uniforme. Na Figura 34 está ilustrado o esquema experimental utilizado. Um feixe de átomos neutros pela evaporação de prata num forno é formado, colimado por um diafragma e entra num ímã. O ímã produz um campo que aumenta de intensidade na direção z. Como os átomos são neutros, a única força resultante que age sobre eles é proporcional ao momento de dipolo magnético μ_{lz} ; o que fará cada átomo sofrer uma deflexão quando atravessar o campo. Os átomos defletidos colidem contra uma placa metálica, sobre a qual se condensam deixando uma marca visível.

Se o vetor momento magnético orbital do átomo vale, em módulo μ_l , então a componente z dessa grandeza pode assumir qualquer valor desde $-\mu_l$ até μ_l . A razão é que classicamente o átomo pode ter qualquer orientação em relação ao eixo dos z e isso também será verdade para seu momento angular orbital e seu momento de dipolo magnético. De acordo com a Mecânica Quântica, μ_{lz} só poderá assumir valores discretos quantizados dados por:

$$\mu_{lz} = -g_l \mu_b m_l \quad (54)$$

onde m_l é um número inteiro entre $-l$ e l , em que l é o número quântico magnético.

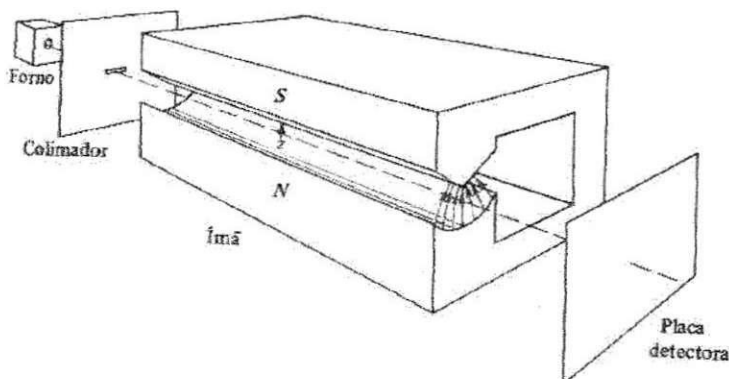


Figura 34 – Aparelho de Stern-Gerlach.

A previsão clássica é que o feixe defletido irá se espalhar numa banda contínua. A previsão da Mecânica Quântica é que o feixe defletido irá se separar em várias componentes discretas, para todas as orientações do ímã analisador. Com isso, conclui-se que o ímã vai atuar como um dispositivo de medida que investigará a quantização da componente do momento de dipolo magnético na direção do eixo dos z.

Stern e Gerlach descobriram que o feixe de átomos de prata era separado em duas componentes discretas, uma sendo desviada na direção de z positivo e outra na direção de z negativo. Para outros elementos, verificou-se que o feixe dividia-se em dois ou mais componentes discretos; mostrando que a orientação espacial dos átomos é quantizada.

Supondo que o elétron tem um momento de dipolo magnético μ_s , consequência da existência de um momento angular intrínseco S , denominado spin. Deve-se admitir que a intensidade S e a componente S_z do momento angular de spin estão associadas a dois números quânticos, s e m_s , através das relações:

$$S = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad (55)$$

$$S_z = m_s \hbar \quad (56)$$

E também que a relação entre o momento de dipolo magnético de spin e o momento angular de spin tem a mesma forma do que no caso orbital.

$$\vec{\mu}_s = -\frac{g_s \mu_b}{\hbar} \vec{S} \quad (57)$$

$$\mu_{sz} = -g_s \mu_b m_s \quad (58)$$

onde a grandeza g_s é denominada fator g de spin.

Se o feixe de átomos se separa em duas componentes defletidas simetricamente, é claro que μ_{sz} só pode admitir dois valores, iguais em valor absoluto e de sinais opostos. Fazendo a suposição de que os valores possíveis de m_s diferem de uma unidade e variam de $-s$ a s , como

ocorre com os números quânticos m_l e l do momento angular orbital; pode-se concluir que os dois valores possíveis de m_s são iguais a $-\frac{1}{2}$ e $\frac{1}{2}$, e s tem o valor único de $\frac{1}{2}$.

O mérito da introdução do spin do elétron é geralmente atribuído a Goudsmit e Uhlenbeck. Ambos propuseram a existência de um momento angular e momento de dipolo magnético, cujas componentes z seriam especificadas por um quarto número quântico m_s , que assumiria os valores $-\frac{1}{2}$ e $\frac{1}{2}$. A energia de orientação seria positiva ou negativa, dependendo do sinal de m_s , ou seja, se o spin estiver para cima ou para baixo em relação à direção do campo magnético interno do átomo.

Embora o elétron pareça ser uma partícula pontual, são necessários quatro números quânticos para especificar seus estados quânticos. Os três primeiros existem porque são necessários para descrever sua localização no espaço tridimensional. O quarto aparece por ser também necessário descrever a orientação espacial do seu spin. Segundo o princípio de exclusão de Pauli, dois elétrons no mesmo átomo não podem ter a mesma energia a menos que tenham spins opostos. Ao se juntar dois átomos para se formar uma molécula, existem duas possibilidades para os spins dos dois elétrons; eles podem ter o mesmo sentido (paralelos) ou podem ter sentidos opostos (antiparalelos). Admitindo que tenham o mesmo sentido, haverá uma tendência de repulsão entre os dois elétrons quando a distância interatômica diminuir, devido ao princípio de exclusão. Se os spins forem antiparalelos, os elétrons poderão existir na mesma órbita em torno de cada núcleo, passando boa parte do tempo entre eles. Imaginando os elétrons que estão em órbita como nuvens eletrônicas, elas podem aparecer como na Figura 35.

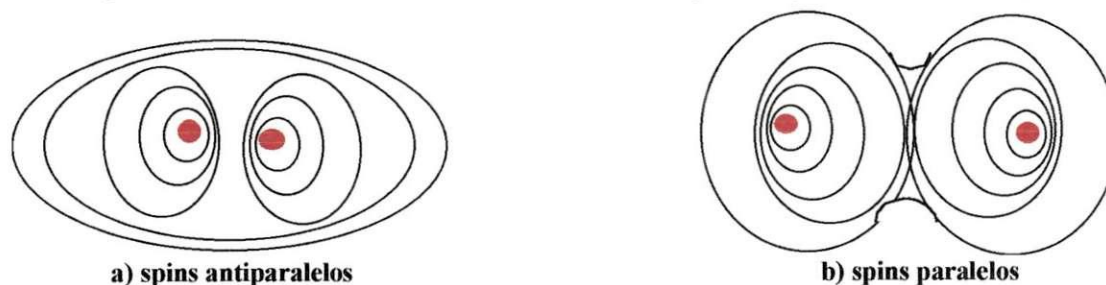


Figura 35 – Molécula de hidrogênio.

Se os elétrons estão mais juntos aos dois núcleos do que estariam quando os dois átomos de hidrogênio estavam separados, então sua energia é baixa. A energia é menor que o valor inicial E_1 . Quando os dois átomos cujos elétrons têm mesmo spin juntam-se para formar a molécula de hidrogênio, aumenta-se a energia ($E > E_1$). A separação dos níveis de energia em função dos spins está mostrada na Figura 36.

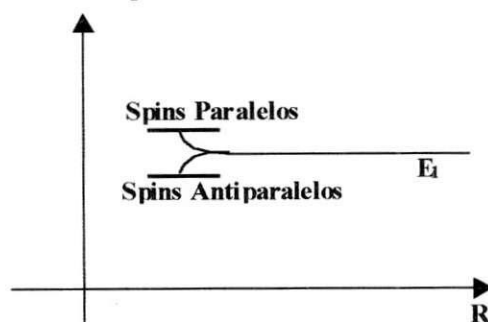


Figura 36 – Separação dos níveis de energia na molécula de hidrogênio.

O momento magnético de spin é o que apresenta contribuição mais importante às propriedades magnéticas da matéria. Um material ferromagnético, por exemplo, contém muitos spins que se alinham espontaneamente para formar domínios magnéticos. Com a aplicação de um campo magnético relativamente pequeno, os domínios se alinham dando origem a uma imantação macroscópica.

6.3 Ressonância de spin-eletrônico

Um diagrama básico para a observação da ressonância de spin eletrônico está mostrado na Figura 37. Uma amostra de teste inserida numa bobina que está conectada a um oscilador de RF é colocada num campo magnético uniforme.

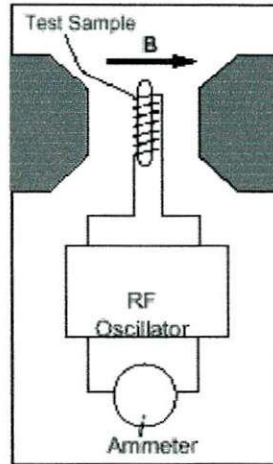


Figura 37 – Diagrama para medição do spin eletrônico.

Para um elétron na amostra de teste, o momento de dipolo magnético (μ_s) está relacionado ao momento angular de spin pela equação vetorial:

$$\mu_s = g_s \mu_B \frac{S}{\hbar}$$

em que:

g_s – constante característica do elétron, o fator g .

s – número quântico de spin.

μ_B – magnéton de Bohr, $\mu_B = \frac{eh}{2m_e} = 5,788 \times 10^{-9} \text{ eV / G}$

S – spin do elétron;

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h – constante de Planck.

O momento magnético de dipolo do elétron interage com o campo magnético uniforme. Devido à natureza quântica, o elétron pode se orientar de duas formas, com energias igual a $E_0 \pm g_s \mu_B B / 2$; em que E_0 é a energia do elétron antes da aplicação do campo magnético. A diferença de energia entre as duas possíveis orientações é igual a $g_s \mu_B B$; onde B é o campo magnético.

A ressonância ocorre quando o oscilador de RF é sintonizado numa frequência f , tal que a energia dos fótons irradiados hf seja igual à diferença entre dois possíveis estados de energia do elétron. Elétrons no estado de baixa energia podem então absorver os fótons e passarem ao estado excitado. Nesse caso haverá uma considerável variação de corrente no amperímetro. A condição para ressonância, entretanto, é que a energia dos fótons emitidos pelo oscilador corresponda a diferença entre os estados de spin dos elétrons na amostra de teste. Matematicamente, temos que:

$$hf = g_s \mu_B B \quad (59)$$

O aparato experimental é constituído por um oscilador de RF, duas bobinas de Helmholtz, um amperímetro, um osciloscópio e amostras de teste. A idéia é submeter a amostra de teste a um campo magnético uniforme gerado pelas bobinas de Helmholtz, como foi mostrado na Figura 37. Haverá interação do momento de dipolo magnético dos elétrons da amostra com o campo magnético uniforme. Ao se variar a frequência do oscilador de RF, é buscada uma condição de ressonância em que a energia fornecida pelos fótons irradiados seja

igual à diferença de energia entre os dois estados possíveis do elétron. As bobinas de Helmholtz são alimentadas com corrente DC; mas ao sobrepor uma pequena corrente AC, o campo magnético tomará a forma senoidal. Na Figura 38 é mostrada a forma desejada da corrente (e, por conseguinte, o campo magnético); e a tensão nos terminais do oscilador de RF na ocorrência do pico de ressonância (deve mínima).

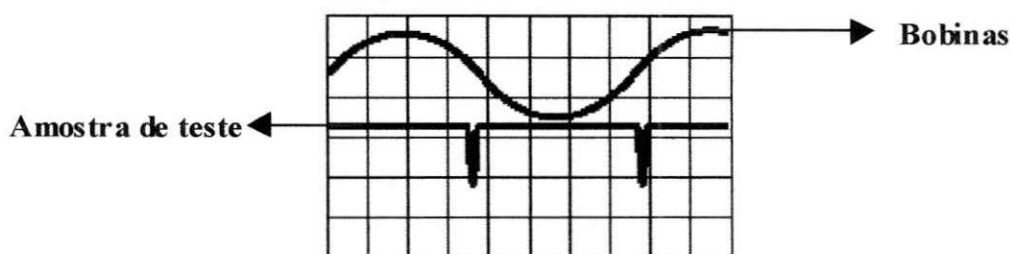


Figura 38 – Formas de onda desejáveis no experimento de ressonância.

Deve-se alimentar as bobinas de Helmholtz com uma corrente DC de até 3A, e monitorá-la com auxílio de um amperímetro. Varia-se cuidadosamente a frequência no oscilador, observando as formas de onda no osciloscópio até o momento que ocorre o pico de ressonância. O equipamento possui um freqüencímetro. Com a frequência obtida, pode se aplicar na relação $hf = g_s \mu_B B$ e encontrar-se a constante S, que é do número quântico de spin. Todas as demais grandezas são conhecidas; pois h e μ_B são constantes e podem ser obtidas na literatura, a frequência f é lida no freqüencímetro e o campo magnético B pode ser calculado conhecendo-se a corrente que circula pelo amperímetro pela fórmula:

$$B = \mu_0 \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{3}{2}} N \frac{I}{r} \quad (60)$$

em que μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo, I a corrente medida e N o número de espiras da bobina.

7. RESULTADOS OBTIDOS

Para cada experimento foram cumpridas as etapas referentes à revisão bibliográfica para embasamento teórico, na parte experimental (com a execução correta de cada experimento), e na confecção dos guias de experimentos que irão orientar os futuros alunos da disciplina Materiais Elétricos a realizarem os experimentos. Desde o início dos trabalhos, foram executados corretamente 4 experimentos e confeccionados seus respectivos guias. Desde o semestre passado os experimentos fazem parte do conteúdo da disciplina. Vale salientar que antes da implantação do projeto nem mesmo os alunos do curso de Física tinham guias e materiais especializados para a realização dos experimentos. Os manuais de alguns equipamentos eram disponibilizados como material, e os estudantes encontravam dificuldades para execução; visto que faltava objetividade, estavam escritos na Língua Inglesa e não tinham caráter didático. Atualmente, todos os alunos do Centro de Ciências e Tecnologia utilizam o material escrito para a disciplina de Física Experimental. Os experimentos prontos são os seguintes:

- Medição da carga do elétron;
- Espectros Atômicos;
- Efeito Fotoelétrico; e
- Experiências de Michaelson-Morley/Fabry-Perot.

A revisão bibliográfica referente ao experimento de Ressonância de Spin Eletrônico foi efetuada, e várias tentativas de execução do experimento foram feitas; sem sucesso. Desde a aquisição dos equipamentos pelo Departamento de Física, não se consegue realizar tal experimento satisfatoriamente. Foi efetuado também um estudo do efeito da Teoria da Relatividade nos campos eletromagnéticos que será disponibilizado aos alunos para conhecimento da origem da divisão entre forças elétricas e forças magnéticas; assim como o estudo de lasers, e Mecânica Quântica com a utilização da equação de Schrödinger (em caráter informativo).

O trabalho realizado rendeu publicações em eventos locais e nacionais, com os artigos: “*Experimentos de Apoio à disciplina Materiais Elétricos*” no XXIX COBENGE – Congresso Brasileiro de Ensino de Engenharia; e “*Experimentos de Física de Apoio à disciplina Materiais Elétricos*” no I EGSE – Encontro do Grupo de Sistemas Elétricos da UFCG.

8. CONCLUSÕES

Os experimentos desenvolvidos no projeto já estão sendo realizados por todos alunos do Centro de Ciências e Tecnologia da UFCG na disciplina Física Experimental, e desde o semestre passado já fazem parte da disciplina Materiais Elétricos (significaram 20% de um estágio escolar). Os materiais utilizados são justamente os guias escritos pelos participantes do projeto. Apesar de constar recentemente no programa de Física Experimental, os experimentos ainda são desconhecidos de grande maioria dos alunos da atual turma de Materiais Elétricos. No futuro, pretende-se deixar os experimentos sob a responsabilidade do Departamento de Física; enquanto a defasagem não for superada (todos os alunos de Materiais Elétricos terem conhecimento dos experimentos por meio da disciplina de Física). Ainda haverá a tentativa de se inserir o experimento de Ressonância-Spins para apresentação, visto que a revisão bibliográfica já foi concluída há bom tempo. Mas, inexplicavelmente os resultados obtidos são altamente insatisfatórios (suspeita-se que o equipamento foi mal projetado). Mesmo com a inserção desses experimentos, ainda há o que se melhorar na parte experimental de Física para os alunos; pois ainda estão ausentes do laboratório experimentos importantes, como: fundamentos dos lasers, espectroscopia de materiais semicondutores, experiência de Franck-Hertz, e montagens com fibras ópticas para verificação de propriedades (há apenas um experimento muito básico ainda). Os experimentos realizados na disciplina Laboratório de Materiais Elétricos, além de poucos, funcionam precariamente, com bancada única e com equipamentos muito antigos. A adição dos novos experimentos mencionados certamente trouxe benefícios aos alunos; porém não sana todos os problemas existentes. O Laboratório de Materiais Elétricos precisa ser modernizado e melhor equipado para que os estudantes possam, através de procedimentos experimentais, vivenciar o estado da arte do desenvolvimento de materiais e acompanhar as novas tendências do mercado de trabalho.

O trabalho desenvolvido rendeu publicações em eventos como o COBENGE e o EGSE. Assuntos novos foram estudados, e serão disponibilizados aos alunos como notas de aula; e ajudarão a elucidar aspectos fundamentais da Mecânica Quântica aplicados a Materiais Elétricos, como a procedência dos números quânticos, os fundamentos de lasers, o uso da Teoria da Relatividade para o estudo dos campos eletromagnéticos; e também a alocação dos novos experimentos à disciplina. A partir do semestre corrente pode-se ter uma comparação qualitativa e quantitativa do aprendizado com a inserção do que foi desenvolvido, quando houver a realização dos estágios escolares.

9. BIBLIOGRAFIA

- [01] S. O. Kasap, Principles of Electrical Engineering Materials and Devices, McGraw Hill, 1997.
- [02] L. Solymar and D. Walsh, Electrical Properties of Materials, Oxford University Press, sixth edition, 1998.
- [03] R. A. Serway, Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, Third edition Updated Version, Saunders Golden Sunburst Series, Saunders College Publishing, Harcourt Brace College Publishers, 1992.
- [04] A. Nussbaum, Electromagnetic and Quantum Properties of Materials, Prentice Hall, Inc., 1966.
- [05] W. L. A. Neves, "Materiais Elétricos", Capítulo 3, Notas de Aula, DEE/UFPB, 2000.
- [06] J. S. Filho, "Tópicos Especiais em Espectroscopia – Tópico 01", Notas Didáticas, DF/UFPB, 1998".
- [07] J. S. Filho, "Conceitos Fundamentais de Ótica Quântica", Notas Didáticas, DF/UFPB, 1998".
- [08] R. Eisberg, R. Resnick, Física Quântica, Campus, 1979.
- [09] J. A. C. B. Silva, W. L. A. Neves, J. S. Filho, Experimentos de Apoio à Disciplina Materiais Elétricos, COBENGE 2001.
- [10] J. A. C. B. Silva, W. L. A. Neves, J. S. Filho, Experimentos de Física de Apoio à Disciplina Materiais Elétricos, EGSE 2002.
- [11] J. A. C. B. Silva, *Experimentos de Apoio à Disciplina Materiais Elétricos*, Projeto de Pesquisa de Iniciação Científica, submetido ao PIBIC, Campina Grande, PB, Maio de 2000/2001.
- [12] E. R. Huggins, Physics 2000, Dartmouth College, 2000.
- [13] <http://www.fisica.ufc.br>
- [14] S. Gasiorowicz, Física Quântica, Guanabara Dois, Rio de Janeiro, 1974.
- [15] Cutnell, Johnson, Physics, 3rd edition, John Wiley & Sons, 1995.
- [16] E. J. Finn, M. Alonso, Fundamental University Physics – Vol. II – Fields and Waves.
- [17] E.G. Costa, W. L. A. Neves, O Ensino de Materiais Elétricos na UFPB, COBENGE 2000.
- [18] PASCO Scientific, Instruction Manual and Experiment Guide for the PASCO scientific Model SP – 9416 Advanced Spectrometer, 1991.
- [19] PASCO Scientific, Instruction Manual for the PASCO scientific Model SF – 9584A and SF – 9584A-230 Low Voltage AC/DC Power Supply, 1987.
- [20] PASCO Scientific, Instruction Manual and Experiment Guide for the PASCO scientific Model SE – 9638 e/m Apparatus, 1987.
- [21] PASCO Scientific, h/e Apparatus and h/e Apparatus Accessory Kit, Instruction Manual and Experiment Guide, Model AP-9368 and AP-9369, 1989.
- [22] Precision Interferometer, Instruction Manual and Experiment Guide, Models OS-9255A thru OS-9258A, 1990.