



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
Instituto de Física
Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física
Mestrado Profissional em Ensino de Física

UMA ABORDAGEM EXPERIMENTAL PARA O ENSINO DA QUANTIZAÇÃO DA LUZ

Jonathas Lidmar Junior

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ensino de Física.

Orientador:
Ricardo Borges Barthem

Rio de Janeiro
Janeiro de 2015

UMA ABORDAGEM EXPERIMENTAL PARA O ENSINO DA QUANTIZAÇÃO DA LUZ

Jonathas Lidmar Junior

Orientador: Ricardo Borges Barthem

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ensino de Física.

Aprovada por:

Dr. Ricardo Borges Barthem (Presidente)

Dr. Lilian Pantoja Sosman

Dr. Pedro Jorge Von Ranke Perlingeiro

Dr. Helio Salim de Amorim

Rio de Janeiro
Janeiro de 2015

CIP - Catalogação na Publicação

L714a Lidmar Junior, Jonathas
Uma abordagem experimental para o ensino da
quantização da luz / Jonathas Lidmar Junior. --
Rio de Janeiro, 2015.
115 f.

Orientador: Ricardo Borges Barthem.
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal
do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa
de Pós-Graduação em Ensino de Física, 2015.

1. Ensino de Física. 2. LEDs. 3. Constante de
Planck. 4. Espectrômetro. I. Barthem, Ricardo
Borges , orient. II. Título.

Elaborado pelo Sistema de Geração Automática da UFRJ com os
dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Dedico esta dissertação a minha família e aos
alunos que tive, que tenho e que terei.

Agradecimentos

Agradeço aos meus pais: Elizabeth da Silva Lidmar e Jonathas Lidmar, por terem me criado tão bem me dando oportunidades para estudar e ser uma boa pessoa. Mesmo sabendo que não foi fácil para estes disponibilizar recursos para tal. Espero nunca tê-los desapontados nas questões do estudo, por que se hoje sou o que sou ou tenho o que tenho foi graças aos meus pais.

Agradeço também a minha esposa, Luciana de Jesus da Silva Fróes, que acreditou em mim, fazendo com que eu me inscrevesse (mesmo sendo a força) no Mestrado Profissional em Ensino de Física da UFRJ.

Não posso esquecer-me de meu orientador que me aturou (não sei como) todos esses anos, mas pode ter certeza que aprendi muito com o senhor. É claro que não posso deixar de lembrar de todos os meus professores do curso.

RESUMO

UMA ABORDAGEM EXPERIMENTAL PARA O ENSINO DA QUANTIZAÇÃO DA LUZ

Jonathas Lidmar Junior

Orientador: Ricardo Borges Barthem

Resumo da Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ensino de Física.

O Ensino de Física Moderna, em particular no Ensino Médio, é uma questão em aberto e de difícil implementação. Com o intuito de proporcionar uma abordagem a essa demanda, propusemos a introdução da quantização da luz através da obtenção da constante de Planck. Com esse objetivo desenvolvemos propostas de atividades a serem realizadas em sala de aula a partir de experimentos baseados no uso de LEDs.

Os experimentos se baseiam em conhecimentos adquiridos ao longo do processo de aprendizado que os alunos já devem ter adquiridos até esse momento. Inicialmente recorreremos a um experimento na área de eletricidade, que é o levantamento das características elétricas dos LEDs. Aqui temos a oportunidade de apresentar um intrigante material não-ôhmico.

Com base nos conhecimentos de interferência e de difração da óptica física, propomos, em seguida, a construção e operação de um espectrômetro óptico, de baixo custo e qualidade razoável. Esse espectrômetro, que tem como objetivo a análise das curvas espectrais dos LEDs, também possibilita a observação de espectros luminosos, oferecendo a oportunidade de se apresentar os espectros contínuos e os espectros discretos.

No terceiro experimento os LEDs são utilizados como sensores de luz. Nele, trabalhamos a questão da tensão de saturação e de como o fenômeno de absorção da luz depende da faixa espectral da luz que sensibiliza os LEDs.

Por fim, apresentamos a constante de Planck, como resultado dessa sequência de observações, permitindo, assim, a introdução do conceito da quantização da luz.

Palavras-chave: Ensino de Física, LEDs, Constante de Planck, Espectrômetro de Baixo custo.

Rio de Janeiro
Janeiro de 2015

ABSTRACT

AN EXPERIMENTAL APPROACH TO LIGHT QUANTIZATION TEACHING

Jonathas Lidmar Junior

Supervisor: Ricardo Borges Barthem

Abstract of master's thesis submitted to Programa de Pós-Graduação em Ensino de Física, Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, in partial fulfillment of the requirements for the degree Mestre em Ensino de Física.

The Modern Physics Teaching, particularly in high school, is an open question and difficult to implement. In order to provide this demand approach, we proposed the introduction of quantization of light by the Plack constant determination. With this objective we develop activity proposals to be performed in the classroom from experiments based on the use of LEDs.

The experiments are based on knowledge acquired during the learning process that students must already have acquired so far. Initially resorted to an experiment in the field of electricity, which is the lifting of the electrical characteristics of the LEDs. Here we have the opportunity to present an intriguing non-ohmic material.

Based on the knowledge of interference and optical physics diffraction, we propose the construction and operation of an optical spectrometer, with cost and reasonable quality. This spectrometer, which aims to analyze the spectral curves of the LEDs, also allows the observation of light spectra offering the opportunity to present the continuous and discrete spectra.

In the third experiment, the LEDs are used as light sensors. In this one, we work the issue of saturation voltage and the phenomenon of light absorption dependence on the spectral range which touches LEDs.

Finally, we present the Planck constant as a result of this observation sequence, allowing the introduction of the concept of light quantization.

Keywords: Physics Education, LEDs, Planck's constant, Spectrometer Low cost.

Rio de Janeiro
January 2015

Sumário

INTRODUÇÃO.....	1
Justificativa e Objetivo	1
Fundamentação Legal	2
CAPÍTULO 1	4
Fundamentos Teóricos.....	4
1.1 A Quantização da Luz.....	4
1.1.1 Um pouco de história sobre o início da Física Quântica	4
1.1.2 A Radiação do Corpo Negro	5
1.1.3 O Efeito Fotoelétrico	10
1.1.4 A dualidade onda-partícula	12
1.2 LEDs.....	13
1.2.1 Ligações Químicas	14
1.2.2 Átomos em um sólido	16
1.2.3 Bandas de energia.....	17
1.2.4 Condutividade elétrica	18
1.2.4.1 Condutores	19
1.2.4.2 Isolantes.....	19
1.2.5 Semicondutores	19
1.2.5.1 Semicondutores Intrínsecos	19
1.2.5.2 Semicondutores Extrínsecos ou Dopados	21
1.2.5.3 Semicondutores do <i>Tipo-N</i>	21
1.2.5.4 Semicondutores do <i>Tipo-p</i>	22
1.2.5.5 Junção <i>p-n</i>	24
1.2.6 Diodos e LEDs	24
1.2.7 Dependência da corrente elétrica em função da voltagem	27
1.3 Espectroscopia Óptica.....	30
1.3.1 Espectroscopia.....	30
1.3.2 Redes de Difração	33
1.4 Espectrômetro feito com a caixa de Sucrilhos:.....	36
CAPÍTULO 2	41
Sistema Experimental.....	41
2.1. Montagem para o Levantamento das Curvas Características dos LEDs	41
2.1.1. Em laboratório	41
2.1.2. Adaptação para o uso em sala de aula	42
2.2. Montagem para obtenção da tensão de acendimento	42
2.3. Espectros de Emissão dos Leds	43
2.3.1. Montagem em Laboratório	43

2.3.2.	Espectrômetro de baixo custo.....	44
2.3.3.	Fotografando os Espectros	45
2.4.	Leds como Sensores.....	47
2.4.1.	Montagem no Laboratório	47
2.4.2.	Uso em Sala de Aula – Tensão de Saturação	47
2.5.	Absorção por filtros.....	49
CAPÍTULO 3	52
Resultados	52
3.1.	Tensão de Gap	52
3.1.1.	Curva característica dos LEDs.....	52
3.1.2.	Tensão de acendimento dos LEDs.....	53
3.1.3.	Tensão de Saturação	53
3.2.	Espectros de Emissão	54
3.2.1.	Resultados do Laboratório	54
3.2.2.	Resultados com o espectrômetro de baixo custo	55
3.3.	Espectros de absorção	60
3.3.1.	Resultados com o espectrômetro de laboratório	60
3.3.1.1.	LED como sensor	60
3.3.1.2.	<i>Absorção de Filtros Comerciais</i>	61
3.3.1.3.	<i>Absorção dos Filtros alternativos</i>	62
3.3.2.	Resultados da adaptação em sala de aula utilizando os Filtros Alternativos.....	63
CAPÍTULO 4	65
Análise	65
4.1.	Obtenção da constante de Planck	65
4.1.1.	Técnica Proposta para a determinação do comprimento de onda com o método da aproximação linear para a tensão	65
4.1.2.	Métodos utilizados por outros autores	70
4.1.2.1.	Constante de Planck pela tensão de acendimento	71
4.1.2.2.	Constante de Planck pela tensão de corte com o uso do método da aproximação linear.....	74
4.1.3.	Constante de Planck pela Tensão de saturação	76
4.1.3.1.	Tensão de saturação com a técnica proposta para o comprimento de onda	77
4.1.3.2.	Tensão de saturação com o comprimento de onda do pico	78
4.2.	Resultados comparativos dos espectros de emissão dos LEDs com o Espectrômetro do Laboratório e o Espectrômetro de baixo custo.	80
4.2.1.	Espectrômetro de baixo custo (rede difração de DVD) x Espectrômetro de laboratório	80

4.2.2. Espectrômetro de baixo custo (2 ^o ordem de difração do CD) vs Espectrômetro de laboratório	81
4.2.3. Comparativo das medidas do comprimento de onda dos LEDs	82
4.3. Absorção com LEDs.....	83
4.3.1. Espectros de absorção dos LEDs.....	83
4.3.2. Filtros alternativos Vs Filtros profissionais	84
4.3.2.1. Filtros de coloração Azul.....	85
4.3.2.2. Filtros de coloração Verde	86
4.3.2.3. Filtros de coloração Vermelha	87
4.3.3. Medidas da tensão nos LEDs	88
4.3.3.1. LED AZUL	88
4.3.3.2. LED VERDE.....	89
4.3.3.3. LED AMARELO	89
4.3.3.4. LED VERMELHO	90
CAPÍTULO 5	91
PLANO DE AULA – QUANTIZAÇÃO DA ENERGIA.....	91
ETAPA 1 – SEMICONDUTORES.....	92
ETAPA 2 – ESPECTROSCOPIA ÓPTICA.....	93
ETAPA 3 – QUANTIZAÇÃO DA ENERGIA	95
ETAPA 4 – RESPOSTA DOS LEDs AO ESPECTRO LUMINOSO.....	96
CONCLUSÃO.....	97
ANEXO A	100
Obtenção do Espectro Através do Programa ImageJ.....	100
ANEXO B	110
Construção do Espectrômetro de baixo custo	110
Bibliografia	114

INTRODUÇÃO

Justificativa e Objetivo

Este trabalho é voltado para o Ensino Médio (EM), mais prioritariamente ao ensino dos alunos do 3º ano do EM. Porém, também pode ser utilizado pelos professores da Graduação e Licenciatura em Física nos cursos de Física Moderna e Laboratório de Física Moderna.

Sabemos que a Física Moderna (FM), que aborda a física do início do século XX, é um tema muito comentado em documentários e outros meios de comunicação. Contudo, seu ensino é pouco difundido no EM, talvez por falta de conhecimento do assunto por parte dos professores que ministram a matéria de Física, que não são necessariamente físicos, ou pelo pouco tempo devido ao exíguo número de aulas que é deixado para a disciplina de Física (geralmente dois tempos por semana), ou mesmo a falta de interesse do próprio professor.

O objetivo deste trabalho não está em se discutir o porquê da FM não ser introduzida, na maioria das escolas. Temos como maior interesse medir e analisar técnicas envolvidas de como apresentar a FM (mais apropriadamente a Física Quântica) nas escolas com o uso de uma tecnologia acessível que são os LEDs.

Após o levantamento de uma vasta literatura (OLIVEIRA, 2009; TORRES, CARVALHAL e MEIRELES, 2009; COBO e ZANATTA, 2013; SANDOVAL; MOURA, SILVA, *et al.*, 2011) que trata de experimentos com LEDs, fizemos medições destas técnicas com um espectrômetro óptico a fim de analisar, com um grande grau de acurácia, as medidas destes artigos e compará-las. A partir dessa análise elaboramos uma proposta pedagógica e desenvolvemos uma técnica de medição com um espectrômetro de baixo custo, de forma a se assemelhar o máximo possível com o espectrômetro do laboratório de Espectroscopia Óptica do Instituto de Física da UFRJ. Os dados obtidos foram muito favoráveis e com isso pudemos elaborar um experimento que passível de ser reproduzido em sala com os alunos do 3º ano do EM, alunos da Graduação e Licenciatura em Física nos cursos de Física Moderna e Laboratório de Física

Moderna. Para esse intento adotamos uma modelagem teórica conceitual e utilizamos material prático de baixo custo, de modo a motivar o professor e o aluno nessa ciência tão presente em nossas tecnologias.

Fundamentação Legal

A LDB, no Art 35, item III, menciona como finalidade do Ensino Médio “a compreensão dos fundamentos científico-tecnológicos dos processos produtivos, relacionando a teoria com a prática, no ensino de cada disciplina.” No Art. 36, item I, referente aos conteúdos, especifica que eles devem contemplar o “domínio dos princípios científicos e tecnológicos que presidem a produção moderna”.

Os PCNs de Ciências da Natureza e suas tecnologias, por sua vez, apontam que “como cada ciência, que dá nome a cada disciplina, deve também tratar das dimensões tecnológicas a ela correlatas, isso exigirá uma atualização de conteúdos ainda mais ágil, pois as aplicações práticas têm um ritmo de transformação maior que o da produção científica.” (PCNS, 2002), podendo se depreender que não é possível um currículo estagnado, já que as ciências estão em constante evolução.

Em relação aos PCNs +, na parte destinada especificamente à Física, a defesa por uma atualização curricular não é diferente. Nela destaca-se o tema estruturador “Matéria e Radiação”, composto pelas unidades temáticas matéria e suas propriedades; radiações e suas interações; energia nuclear e radioatividade; eletrônica e informática, que, para serem contempladas, torna-se necessário que a proposta curricular apresente conteúdos atuais da Física, aqui denominados Física Moderna e Contemporânea.

Diante disso, fica evidente a necessidade de uma atualização curricular na Física no Ensino Médio, não somente por força de lei, mas principalmente por entender como importante para a formação do jovem.

Essa percepção, por refletir uma preocupação com as condições de formação da juventude brasileira, tem estado presente nas investigações dos pesquisadores do campo de pesquisa em Ensino de Física muito antes da

publicação da LDB/96, que têm chamado a atenção para uma atualização curricular, preocupando-se com um ensino de Física que contribua de fato para a formação de um cidadão atuante na sociedade moderna, como, por exemplo, o já destacado por Terrazzan em 1992:

“A influência crescente dos conteúdos de Física Moderna e Contemporânea para o entendimento do mundo criado pelo homem atual, bem como a inserção consciente, participativa e modificadora do cidadão neste mesmo mundo, define, por si só, a necessidade de debatermos e estabelecermos as formas de abordar tais conteúdos na escola de 2º grau.” (TERRAZZAN, 1992).

Procuramos desenvolver esse tema ao longo deste trabalho da seguinte forma:

No Capítulo 1 está toda a fundamentação teórica do trabalho. Como esta dissertação visa o uso de LEDs para os experimentos, essa fundamentação teórica foi voltada para a estrutura dos materiais semicondutores e a quantização da Luz. No Capítulo 2 está a descrição pormenorizada de todos os experimentos feitos (obtenção da curva característica, tensão de acendimento, espectros de emissão dos LEDs no laboratório e no espectrômetro de baixo custo, led como sensores, tensão de saturação e absorção por filtros). No Capítulo 3 são apresentados os resultados adquiridos com os experimentos, tanto os efetuados em laboratório como os propostos para sala de aula. A parte da análise dos resultados ficou para o Capítulo 4, onde também expomos uma técnica de medição da constante de Planck. No Capítulo 5 apresentamos um roteiro modelo de como apresentar a quantização da energia e da luz no Ensino Médio. O roteiro também pode ser usado para alunos da graduação em física, podendo este ser desenvolvido pelo professor de maneira a se aprofundar mais no assunto. Por fim, apresentamos a conclusão de todo o trabalho.

CAPÍTULO 1

Fundamentos Teóricos

1.1 A Quantização da Luz

1.1.1 Um pouco de história sobre o início da Física Quântica

Sempre tentamos explicar o mundo a nossa volta. Através dessa busca pelo conhecimento, construímos teorias que são utilizadas na criação de nossas tecnologias. Algumas pessoas hoje acham que já foi descoberto tudo o que se tinha para descobrir. Isso não é verdade. Nossa imaginação e curiosidade são infinitas e sempre iremos perguntar mais e mais. A busca pelas respostas é ainda mais interessante, pois às vezes queremos chegar a elas a qualquer preço e isso cria novas teorias e hipóteses que por muitas vezes, a princípio, não são aceitas, nem pelo próprio criador da hipótese. Um exemplo muito bom é o da criação da Mecânica Quântica.

Em 14 de dezembro de 1900, numa reunião da Sociedade Alemã de Física, Max Planck apresentou seu artigo “Sobre a Teoria da Lei de Distribuição de Energia do Espectro Normal”. (PLANCK, 1900a) Neste artigo ele fez o detalhamento do comportamento dos elétrons nas paredes do corpo negro e sua interação com a radiação eletromagnética dentro de uma cavidade (corpo oco ligado ao exterior por um orifício onde a luz pode penetrar e ser termalizada em suas paredes). Planck associou a energia a uma dada frequência da radiação de corpo negro à energia de um elétron na parede oscilando senoidalmente na mesma frequência. Neste primeiro artigo ele havia postulado que apenas a energia da partícula oscilante é quantizada. Somente mais tarde (PLANCK, 1900a) Planck introduziu este conceito para as ondas eletromagnéticas.

O fato é que, Planck não estava tão certo da introdução da constante h em sua teoria, conforme escreveu “... um ato de desespero...” “Eu sabia que o problema é de fundamental significado para a física; eu sabia a fórmula que

reproduz a distribuição de energia no espectro normal; uma interpretação teórica tinha que ser encontrada a qualquer custo, não interessando quão alto” (MEHRA e RECHENBERG, 1982-1987).

A Mecânica Clássica Newtoniana não é capaz de descrever o comportamento de sistemas como átomos e moléculas. Precisamos buscar novas formas (teorias) de explicar fenômenos que não são explicados através de teorias clássicas. Esta nova teoria, denominada Mecânica Quântica, fornece a base para entendermos o comportamento dos átomos e moléculas na matéria. A Mecânica Clássica Newtoniana também não é capaz de descrever tão bem o Universo como a Teoria da Relatividade de Einstein.

Assim como a Teoria da Relatividade estende o campo de aplicação das leis físicas para a região de altas velocidades, que incluem as leis clássicas como casos especiais, a física Quântica estende esse campo à região de pequenas dimensões. Assim como a velocidade da luz c é uma constante de significado fundamental para a Relatividade, caracterizando-a, a chamada constante de Planck h é uma constante universal que caracteriza a física Quântica.

1.1.2 A Radiação do Corpo Negro

Todo corpo emite radiação térmica quando aquecido. A matéria em um estado condensado (isto é, sólido ou líquido) emite um espectro contínuo de radiação. A temperaturas usuais, os corpos são visíveis não pela luz que emitem, mas sim pela luz que refletem. Porém, a temperaturas muito altas, os corpos podem ser observados pelas suas luminosidades próprias.

Considere o exemplo de uma barra metálica que é posta no fogo. Quando a barra está a uma temperatura relativamente baixa, ele irradia calor, mas esta radiação não é visível. Com o aumento da temperatura, a quantidade de radiação que a barra emite aumenta rapidamente. Primeiro a vemos com uma cor vermelha apagada, depois uma cor vermelha brilhante, e, a temperaturas muito altas, vemos uma cor branca amarelada intensa.

Como existe uma relação entre a temperatura de um corpo e o espectro de frequência da radiação emitida por ele, podemos estimar a sua temperatura observando a coloração da luz por ele emitida.

Os detalhes do espectro da radiação térmica dependem da composição do material de que o corpo é constituído. No entanto existe um corpo ideal que emite espectros térmicos de carácter universal. Esses corpos são chamados de *corpos negros*, isto é, absorvem toda a radiação térmica incidente sobre eles. O nome é apropriado, pois não refletem luz alguma e são, portanto, negros. Corpos negros à mesma temperatura emitem radiação térmica com o mesmo espectro. Isso não pode ser explicado através de argumentos clássicos, pois a forma específica do espectro não pode ser obtida a partir da termodinâmica clássica.

No final do século XIX os físicos então começaram a procurar uma explicação para as características específicas do espectro de corpo negro.

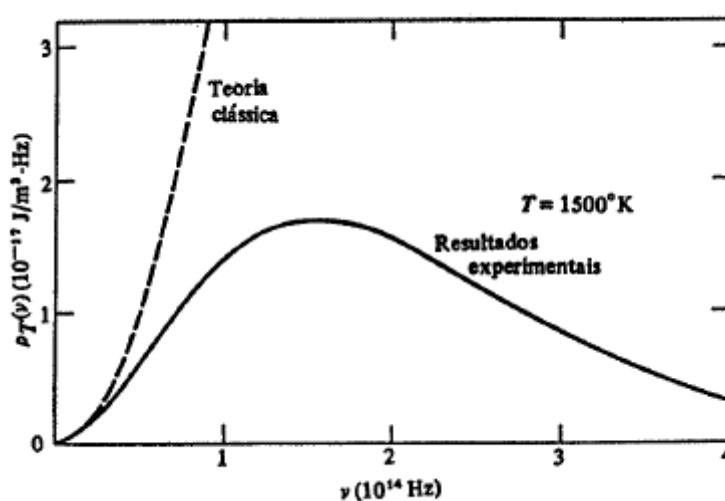


Fig.1.1 – O gráfico da densidade de emissão de radiação de um corpo negro em função da frequência da radiação comparado com o modelo clássico de Rayleigh e Jean. (EISBERG e RESNICK, 1994)

Estes modelos clássicos culminaram nos trabalhos de Rayleigh e Jeans (RAYLEIGH, 1905; JEANS, 1905), no início do século passado (XX), onde fizeram o cálculo da densidade de energia da radiação de corpo negro o qual mostrou uma séria divergência entre física clássica e os resultados experimentais (Fig.1.1). Do resultado deste cálculo encontramos a *equação*

$$\rho_T(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3} d\nu$$

representada na Fig. 1.1 pela curva da Teoria Clássica, onde: ρ_T é a densidade de energia; ν é a frequência; k é a constante de Boltzmann; T é a temperatura; e c é a velocidade da luz.

O comportamento da previsão da teoria clássica de Rayleigh e Jeans é tão ruim para altas frequências que essa parte é conhecida como “catástrofe do ultravioleta” (KUHN, 1978; KLEIN, 1962; MEHRA e RECHENBERG, 1982-1987).

Planck propôs que a energia média das ondas estacionárias fosse uma função da frequência $\bar{\mathcal{E}}(\nu)$. Isto contradiz a lei da equipartição da energia ($\bar{\mathcal{E}} = kT$), que associa à energia média um valor independente da frequência. Planck observou pelo gráfico (Fig.1.1) que a energia média dava valores satisfatórios quando a frequência tendia a zero, ou seja:

$$\bar{\mathcal{E}}_{\nu \rightarrow 0} \rightarrow kT$$

porém, a discrepância para altas frequências poderia ser eliminada se houvesse, por algum motivo, um corte, de forma que:

$$\bar{\mathcal{E}}_{\nu \rightarrow \infty} \rightarrow 0$$

Percebeu então que isso poderia ser feito se modificasse o cálculo. Tratou a energia \mathcal{E} como se ela fosse uma variável discreta em vez de uma variável contínua, pois esta deveria mudar em certa parte do gráfico, como podemos olhar na curva da Fig.1.1.

Observou, ainda, que deveria utilizar valores pequenos de $\Delta\mathcal{E}$ quando a frequência fosse baixa e valores grandes para $\Delta\mathcal{E}$ para frequências altas. Para isso propôs que $\Delta\mathcal{E}$ fosse uma função crescente de ν , ou seja, $\Delta\mathcal{E}$ era proporcional a frequência, onde a constante de proporcionalidade foi chamada posteriormente de **constante de Planck**. Ele escreveu a seguinte equação:

$$\Delta\mathcal{E} = h\nu$$

Como a energia \mathcal{E} é um número inteiro de $\Delta\mathcal{E}$, ou seja:

$$\mathcal{E} = n\Delta\mathcal{E}$$

então,

$$\mathcal{E} = nh\nu$$

Podemos perceber que a energia possui apenas valores múltiplos $h\nu$, energias que estão entre estes valores são energias proibidas.

A energia que obedece a teoria de Planck é dita *quantizada*, os estados de energias possíveis são ditos *estados quânticos*, e o inteiro n é dito *número quântico*.

O valor por ele obtido, para sua constante h , estava bem próximo do valor atualmente aceito:

$$h = 6,626\ 069\ 57\ (29) \times 10^{-34}\ J\ s\ (\text{CODATA, 2010})$$

Planck obteve, a densidade de energia para o espectro de corpo negro, usando $\bar{\mathcal{E}}(\nu)$ em vez do valor clássico $\bar{\mathcal{E}} = kT$, como vemos na equação abaixo (PLANCK, 1900a):

$$\rho_T(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}} d\nu$$

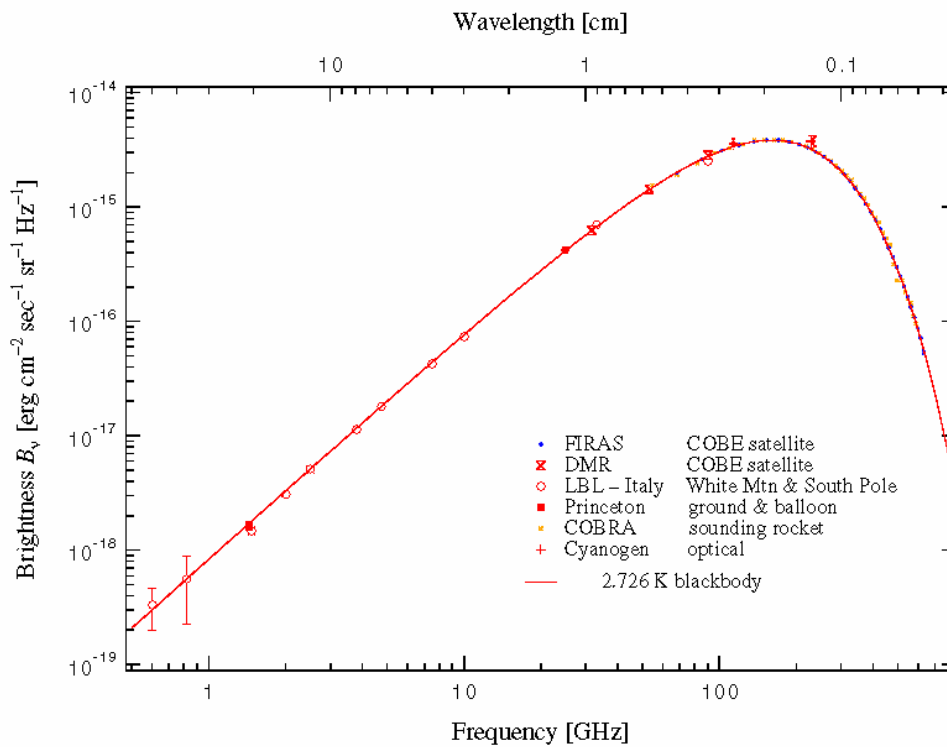


Fig.1.2 – O gráfico mostra a previsão de Planck para a densidade de energia (linha sólida) comparada aos resultados experimentais (círculos) para a densidade de energia de um corpo negro bem particular, o Cosmo (WUENSCHÉ, 2005).

A Fig. 1.2 é o espectro de corpo negro de Planck para a radiação de fundo do cosmo. Podemos perceber um total acordo entre sua teoria e os resultados experimentais. Toda essa contribuição de Planck pode ser posta na forma do seguinte postulado:

Qualquer ente físico com um grau de liberdade cuja coordenada é uma função harmônica do tempo, pode possuir apenas energias totais \mathcal{E} que satisfaçam à relação:

$$\mathcal{E} = nh\nu \quad n = 0, 1, 2, 3...$$

onde ν é a frequência da oscilação, h é uma constante universal e n é o número quântico.

1.1.3 O Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é a emissão de elétrons de uma superfície (metálica), devido à incidência de luz sobre a placa metálica emissora (catodo), que ejetará os elétrons que serão capturados pela placa coletora (anodo) (Fig.1.3).

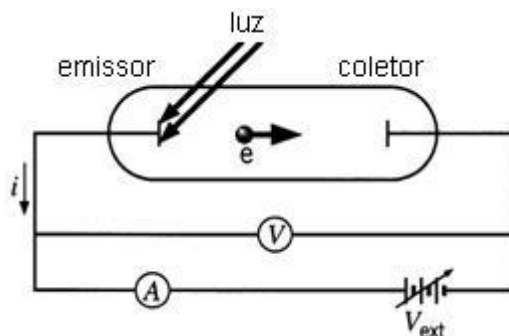


Fig. 1.3 – Diagrama de um experimento do efeito fotoelétrico.

Há três aspectos principais do efeito fotoelétrico que não podem ser explicados em termos da teoria ondulatória clássica da luz:

1. A teoria ondulatória requer que a amplitude do campo elétrico oscilante E da onda luminosa cresça se a intensidade da luz for aumentada. Já que a força aplicada ao elétron é eE . Isto sugere que a energia cinética dos fotoelétrons deveria também crescer ao se aumentar a intensidade do feixe luminoso. Entretanto, a energia cinética máxima independente da intensidade da luz:
2. De acordo com a teoria ondulatória, o efeito fotoelétrico deveria ocorrer para qualquer frequência da luz, desde que esta fosse intensa o bastante para dar a energia necessária à ejeção dos elétrons. Porém a experiência mostra que existe, para cada superfície, um limiar de frequência ν_0 característico. Para frequências menores que ν_0 o efeito fotoelétrico não ocorre, qualquer que seja a intensidade da iluminação.
3. Se a energia adquirida por um fotoelétron é absorvida da onda incidente sobre a placa metálica, a “área de alvo efetiva” para um elétron no metal é limitada, e provavelmente não é muito maior que a de um círculo de raio aproximadamente igual ao raio atômico. Na teoria clássica a energia luminosa está uniformemente distribuída sobre a frente de onda.

Portando, se a luz é suficientemente fraca, deveria haver um intervalo de tempo mensurável entre o instante em que a luz começa a incidir sobre a superfície e o instante da ejeção do fotoelétron. Durante esse intervalo, o elétron deveria estar absorvendo energia do feixe, até que tivesse acumulado o bastante para escapar. No entanto, nenhum retardamento detectável foi jamais medido.

Einstein argumentou que a luz pode ser considerada como se fosse composta de uma coleção de partículas independentes (quanta) de energia que se comportam como as partículas de um gás (KLEIN, 1962). Ele também supôs que a energia E deste tal pacote de energia, ou fóton, está relacionada com sua frequência ν pela equação (EISBERG e RESNICK, 1994):

$$E = h\nu$$

Supôs ainda que no processo fotoelétrico um fóton é completamente absorvido por um elétron no foto catodo.

Quando um elétron é emitido da superfície do metal, sua energia cinética é:

$$K = h\nu - w$$

onde K é a energia cinética do elétron emitido, $h\nu$ é a energia do fóton incidente e w é o trabalho necessário para remover o elétron do metal.

No caso de uma ligação mais fraca do elétron, o fotoelétron vai emergir com energia cinética máxima:

$$K_{max} = h\nu - w_0$$

onde w_0 é a energia característica do metal chamada função trabalho.

Através da hipótese de Einstein, resolvemos as três objeções levantadas contra a interpretação ondulatória do efeito fotoelétrico:

1. Dobrar a intensidade da luz seria dobrar o número de fótons, isto não muda a energia de cada fóton.
2. Um fóton terá exatamente a energia necessária para ejetar os fotoelétrons, se a frequência do fóton for menor do que o limiar de frequência ν_0 característico da superfície, não terá individualmente energia necessária para ejetar fotoelétrons.

3. A ausência de retardamento é eliminada pela própria hipótese do fóton, pois a energia necessária é fornecida em pacotes concentrados.

Para facilitar a compreensão do fenômeno, sugerimos a simulação do efeito fotoelétrico através de um programa que pode ser baixado no site da web: <http://phet.colorado.edu/en/simulation/photoelectric>. Este programa permite a visualização dos elétrons sendo ejetados quando uma luz (que podemos manipular seu comprimento de onda e sua intensidade) incide sobre a placa.

1.1.4 A dualidade onda-partícula

Antes do século XX, os físicos foram muito bem sucedidos em associar o transporte de energia ou por ondas ou por partículas. Assim eles explicavam a propagação do som em termos de um modelo ondulatório e pressões dos gases em termos de uma modelo corpuscular (teoria cinética). Porém, no início do século XX ao se depararem com a descoberta de partículas elementares da matéria, tais como o elétron e o próton, não podiam mais explicar classicamente os fenômenos observados por estas partículas.

Como por exemplo, o elétron: A razão entre carga massa do elétron e o rastro de ionização que ele deixa na matéria sugerem um comportamento corpuscular (ALEXANDER LANGSDORF, 1938), mas a difração de elétrons (DAVISSON e GERMER, 1927) sugere um comportamento ondulatório.

Niels Bohr resume esta situação (DÜRR, NONN e REMPE, 1998) como o *princípio da complementaridade*, ou seja, os modelos ondulatórios e corpusculares são complementares. Portanto radiação e matéria não são apenas ondas ou partículas. A escolha do modelo é determinada pela natureza da medida.

Louis de Broglie propôs em 1923 (DE BROGLIE, 1923a) a existência de ondas de matéria. O pensamento é relativamente simples; se um fóton tem associado a ele uma onda luminosa, uma partícula material, por exemplo, o elétron, deverá ter associado a ela uma onda de matéria.

De acordo com de Broglie uma partícula tem um comprimento de onda (λ) associado a ela, pela fórmula:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

onde, p é o momento linear da partícula.

A natureza ondulatória da luz não é percebida por experiências em óptica geométrica, porque as dimensões dos equipamentos utilizados são muito grandes se comparados ao comprimento de onda da luz. Para observar os aspectos ondulatórios da luz precisamos de obstáculos com dimensões da ordem do comprimento de onda da luz.

Os aspectos ondulatórios do movimento se tornam mais dificilmente observáveis quando os comprimentos de onda ficam menores. Mais uma vez vemos o papel fundamental desempenhado pela constante de Planck h . Se $h = 0$ então em

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

obteríamos sempre $\lambda = 0$. Todas as partículas materiais teriam então um comprimento de onda menor do que qualquer dimensão característica, e nunca poderíamos observar efeitos de difração. Embora o valor de h absolutamente não seja zero, ele é pequeno. E é exatamente pelo fato de ser pequeno que a existência de ondas de matéria no mundo material fica disfarçada, pois deveríamos ter momentos muito pequenos para que obtivéssemos comprimentos de onda mensuráveis.

1.2 LEDs

O trabalho realizado se baseia no uso direto de LEDs, que são Dispositivos Emissores de Luz, do inglês *Light Emission Device* cujas iniciais formam a palavra LED. Para entendermos o seu funcionamento, abordaremos inicialmente as Ligações Químicas, em seguida a Teoria de Bandas com os processos de condução elétrica, semicondutores e por fim os dispositivos semicondutores onde chegamos aos LEDs.

1.2.1 Ligações Químicas

Uma estrutura molecular ou cristalina é formada pelas ligações inter-atômicas. Vamos nos ater às mais comuns que são: a ligação iônica, a ligação covalente e a ligação metálica.

- *Ligação Iônica:*

Na ligação entre dois átomos, os elétrons das camadas internas permanecem fortemente ligados aos núcleos dos átomos originais. Os elétrons mais externos e fracamente ligados são fortemente perturbados e arrancados/capturados pelos átomos das vizinhanças.

O cristal de NaCl (Fig.1.4) é um exemplo de ligação iônica. A ligação iônica baseia-se na atração eletrostática entre dois íons carregados com cargas opostas. Na formação da ligação iônica, um metal mais eletropositivo tem uma grande tendência a perder elétron(s), formando um íon positivo ou cátion. Isso ocorre devido à baixa energia de ionização deste metal mais eletropositivo, isto é, a energia necessária para remover seu elétron é pequena. Simultaneamente, um ametal mais eletronegativo possui uma grande tendência a ganhar elétron(s), formando um íon de carga negativa ou ânion.

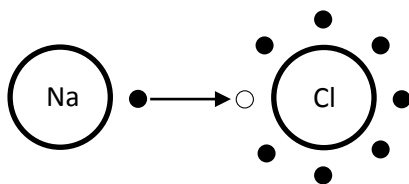


Fig. 1.4 – Exemplo de uma ligação iônica entre o cloro (Cl) e o sódio (Na). O sódio perde seu elétron para o cloro formando dois íons, o Na^+ e o Cl^- , que por atração eletrostática formam NaCl (sal de cozinha).

- *Ligação Covalente:*

Ligação covalente é aquela onde os átomos compartilham os elétrons de sua camada de valência, ou seja, de sua camada mais externa. Neste tipo de ligação não há a formação de íons, pois a estrutura formada mantém os átomos eletronicamente neutros (Fig. 1.5). O oxigênio da molécula da água necessita de dois elétrons para ficar estável o hidrogênio (que possui um

elétron) irá compartilhar seu elétron com o oxigênio. Porém, o oxigênio ainda necessita de outro elétron para se estabilizar, então é preciso de mais um hidrogênio para estabilizá-lo. Sendo assim é formada uma molécula de H_2O .

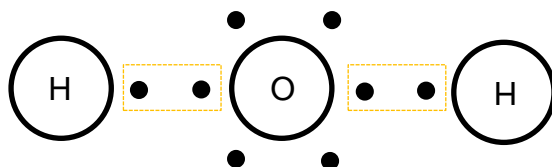


Fig. 1.5 – Dois átomos de hidrogênio (H) compartilham seus elétrons com um átomo de oxigênio (O) formando uma ligação covalente H_2O ou vulgarmente conhecida como água.

- *Ligação Metálica:*

A ligação metálica ocorre entre átomos do grupo dos metais, isto é, átomos de maior eletropositividade. Esses átomos têm grande tendência a compartilhar elétrons da última camada e transformar-se em cátions. Esses elétrons (elétrons livres), entretanto, são simultaneamente compartilhados por outros íons. Nesse sentido eles se comportam como um “gás ou nuvem de elétrons”. Um sólido metálico é uma rede regular de íons positivos esfericamente simétricos, dispostos como esferas compactas, através das quais os elétrons movem-se (Fig.1.6). Por isso, apesar de predominarem íons positivos e elétrons livres, diz-se que os átomos de um metal são eletricamente neutros.

É caracterizada normalmente por um orbital eletrônico p completo e um d incompleto pelo qual os elétrons encontram-se deslocalizados através de uma estrutura cristalina definida. Em relação às condições normais de temperatura e pressão, a ligação metálica confere à substância um alto ponto de fusão e vaporização, e usualmente apresenta uma densidade superior a de compostos com outras ligações químicas. Tal ligação também fornece outras propriedades tais como maleabilidade, ductibilidade, brilho e alta condutividade (térmica e elétrica) mesmo quando no estado líquido.

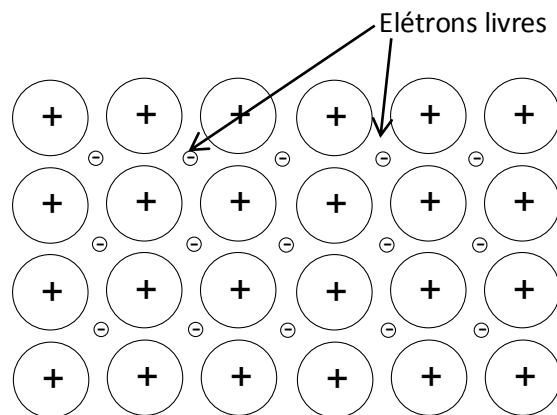


Fig. 1.6 – Estruturas com ligações metálicas. Os elétrons livres se posicionam entre os íons, sendo compartilhado por todos, são chamados também de “nuvem de elétrons”.

1.2.2 Átomos em um sólido

Os elétrons de cada átomo em um sólido estão sujeitos à interação com os átomos vizinhos. Ao se aproximar um átomo a outros, os níveis de energia de cada um são perturbados pela presença do vizinho. O efeito da aproximação faz com que os elétrons das camadas mais externas de um átomo compartilhem os níveis de energia dos átomos vizinhos deslocalizando-se sobre toda a estrutura. Quando consideramos N átomos idênticos (Fig.1.7), o efeito da proximidade faz com que cada um dos seus níveis de energia altere seus valores produzindo N níveis distintos. A distância entre os átomos é relacionada à sobreposição dos níveis de energia, sendo assim, devido ao grande número de átomos num sólido, os níveis de energia são tão numerosos e próximos uns dos outros que na verdade consistem em uma banda contínua de energia.

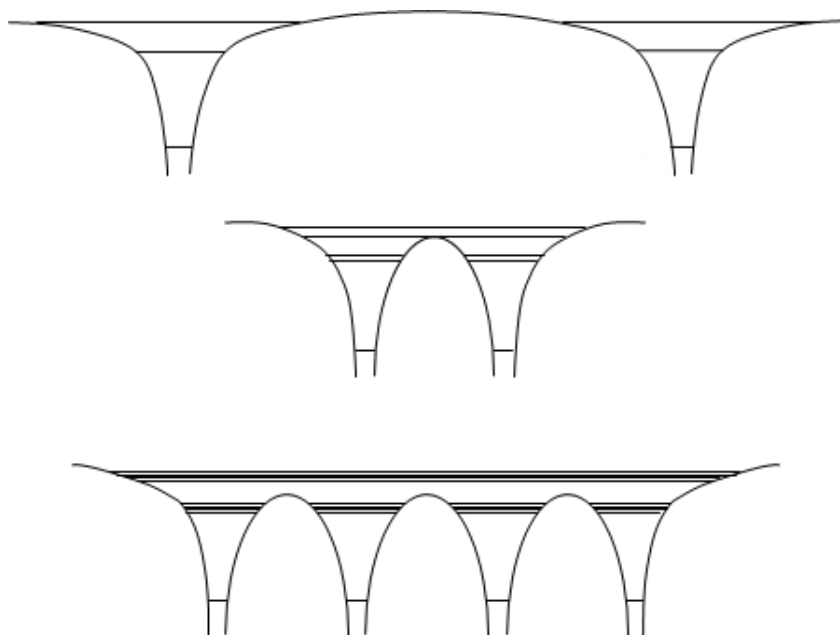


Fig. 1.7 – Em cima: Esquema de níveis de energia para dois átomos isolados. No meio: Esquema de níveis de energia para os mesmos dois átomos numa molécula diatômica. Embaixo: Esquema de níveis de energia para quatro átomos do mesmo tipo num cristal rudimentar unidimensional. Observe que o nível mais baixo não é desdobrado apreciavelmente porque as autofunções atômicas para esse nível não se superpõem de forma significativa. O eixo vertical, em cada uma das figuras, representa a energia. (EISBERG e RESNICK, 1994).

1.2.3 Bandas de energia

Ao confinar o movimento de elétrons a uma região limitada do espaço esses podem ocupar apenas estados discretos de energia. Dizemos que esses possuem energia quantizada. Dentro de um sólido as energias possíveis dos elétrons estão agrupadas em bandas permitidas separadas por bandas proibidas devido à periodicidade do potencial criado por íons em sólidos.

Podemos observar na Fig. 1.8 os espaços vazios em branco que são as bandas proibidas, também chamadas de gap, e as partes escuras as bandas permitidas. As bandas permitidas podem estar completamente preenchidas, denominando-se de bandas de valência e semi ou não preenchidas, que são as bandas de condução. A banda com mais alto nível de energia ocupada ou não pelos elétrons de condução e a banda de valência são as que determinam as propriedades de condução do sólido cristalino.

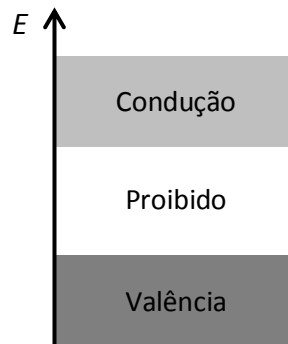


Fig.1.8 – Ilustração de um material isolante. Há um grande gap de energia entre as bandas de valência e a de condução. O eixo Vertical representa a energia.

1.2.4 Condutividade elétrica

Condutividade elétrica é o movimento de cargas elétricas de uma posição para outra. A carga é carregada por íons ou por elétrons, porém a mobilidade destes varia para diversos tipos de materiais.

Nos metais os elétrons de valência não estão ligados a nenhum átomo específico. Com isso, eles se movem em todas as direções da estrutura cristalina com uma velocidade média nula. Porém, se um campo elétrico é aplicado ao material, os elétrons que se movem em direção ao polo positivo recebem energia e são acelerados (VLACK, 1970).

Alguns fatores interferem na condutividade como impurezas, deformação, agitação térmica.

Metal	Condutividade Elétrica $[(\Omega.m)^{-1}]$
Prata	$6,8 \times 10^7$
Cobre	$6,0 \times 10^7$
Ouro	$4,3 \times 10^7$
Alumínio	$3,8 \times 10^7$
Latão (70 Cu-30 Zn)	$1,6 \times 10^7$
Ferro	$1,0 \times 10^7$
Platina	$0,94 \times 10^7$
Aço-carbono	$0,6 \times 10^7$
Aço inoxidável	$0,2 \times 10^7$

Tabela 1.1 – Valor da condutividade elétrica de alguns metais.

1.2.4.1 Condutores

Um condutor tem uma banda de condução semi-preenchida. Neste caso é muito fácil fazer com que um elétron ascenda a um nível mais alto de energia, de modo a que ele possa adquirir energia devido à presença de um campo elétrico e, assim, participar da condução elétrica. Os metais em geral são bons condutores.

1.2.4.2 Isolantes

Um material isolante tem uma banda de valência cheia e uma banda de condução vazia. Além disso, o gap entre a banda de valência e a de condução é largo. Como resultado os elétrons não podem adquirir energia pela ação de um campo elétrico e, portanto, participarem da condução elétrica. Por exemplo, o diamante, a água pura, borracha, etc.

1.2.5 Semicondutores

No caso do semicondutor, o quadro é o mesmo que no isolante, só que os gaps de energia não são tão grandes quanto nos isolantes.

Os elétrons da banda de valência, ao se excitarem passam para a banda de condução. Como na banda de condução eles podem se deslocalizar. Ao fazerem deixam um buraco que corresponde a um excesso de carga positiva. Estes buracos se comportam como partículas de cargas positivas que também podem ganhar energia. Deste modo, sob a ação de um campo elétrico, a condutividade do semicondutor será caracterizada pelo fluxo de cargas positivas e negativas ao longo do material.

1.2.5.1 Semicondutores Intrínsecos

Um semicondutor é um sólido com ligações feitas através da deslocalização dos elétrons via ligações “covalentes” entre átomos vizinhos, que pode ser considerado “isolante”. Sua banda de valência está totalmente cheia e a banda

de condução totalmente vazia no zero absoluto, pois existe um gap. Para o silício este intervalo é de 1,14eV e para o germânio 0,67eV.

Em temperatura ambiente, entretanto, ocorre uma excitação térmica da banda de valência para a banda de condução para um número significativo de elétrons. A condutividade de um semiconductor cresce rapidamente com a temperatura, sendo que no silício, por exemplo, o número de elétrons excitados aumenta por um fator de um bilhão (10^9) quando a temperatura dobra de 300K para 600K. Como a banda de valência está totalmente ocupada à baixa temperatura, com os quatro elétrons de valência do silício ou germânio fazendo ligações covalentes, cada excitação eletrônica para a banda de condução deixa um buraco na banda de valência (Fig.1.9). Esses buracos, funcionando como portadores de carga positiva, também contribuem para a condutividade.

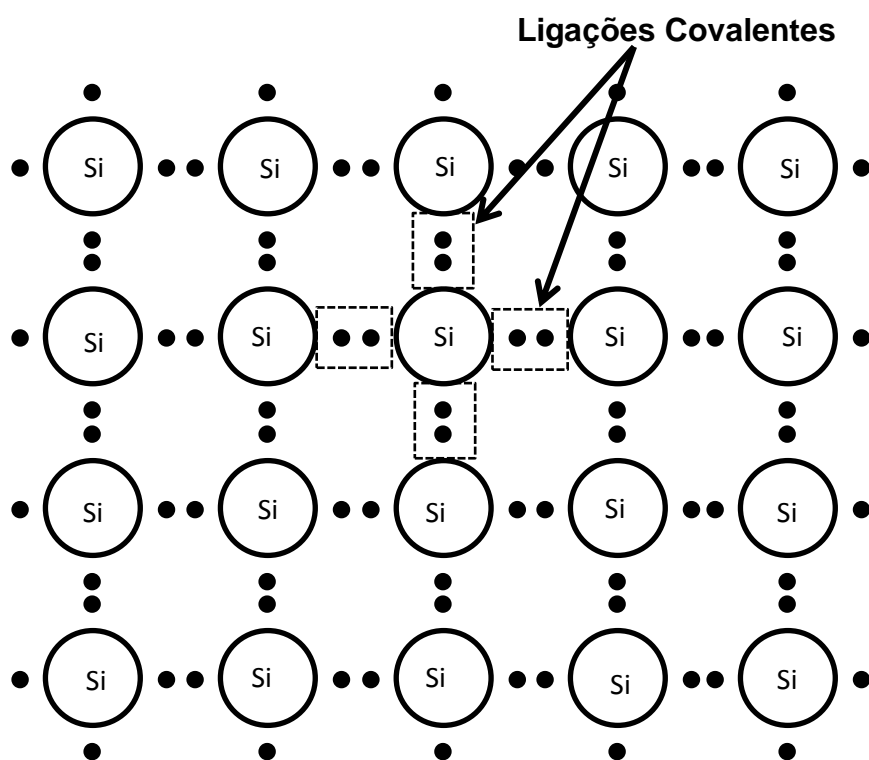


Fig. 1.9 – Estrutura eletrônica da camada de ligação de um cristal de silício. Os átomos de silício estão ligados entre si, por meio de uma ligação covalente.

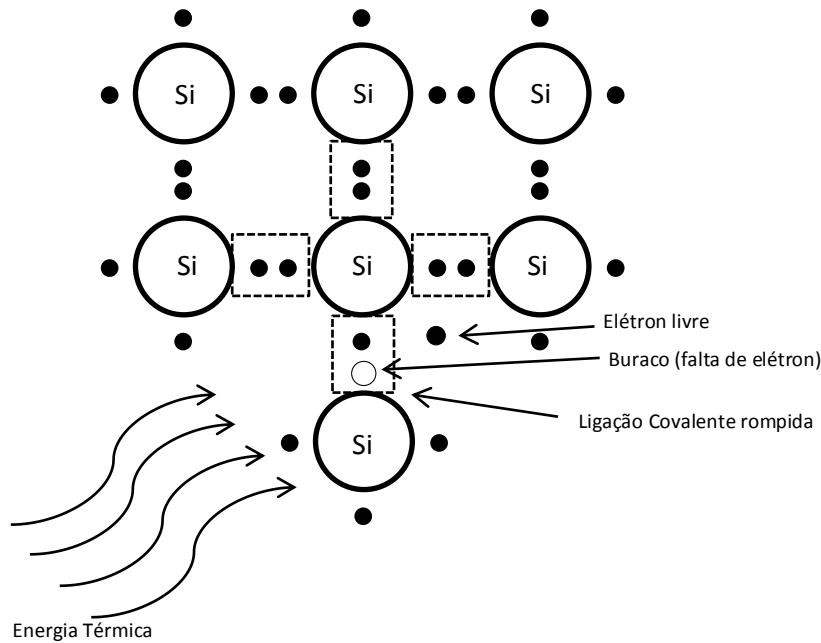


Fig. 1.10 – Mecanismo por ativação térmica de criação de portadores de carga em um material semiconductor. A energia térmica libera um elétron e deixa um buraco na ligação.

1.2.5.2 Semicondutores Extrínsecos ou Dopados

Outra forma de aumentar a condutividade dos semicondutores é pela adição de impurezas no mesmo. Isto é, substituem-se alguns átomos do semiconductor por átomos de outro elemento, tendo aproximadamente o mesmo tamanho, porém valência diferente. A condutividade resultante é denominada de condutividade extrínseca e o processo de substituição de dopagem.

1.2.5.3 Semicondutores do *Tipo-N*

Na Tabela 1.2 vemos que os elementos do grupo 15 da Tabela Periódica apresentam cinco elétrons na camada de valência. Se um elemento deste grupo, como o arsênio, for introduzido em diminuta quantidade num cristal de Si (Fig.1.11), o quinto elétron de As não estará na camada de valência por estar já completamente preenchida. Sendo assim, a energia de ligação desse elétron ao átomo de As poderá ser suprida pela energia térmica e esse elétron estará livre para se mover sob a ação de um campo elétrico aplicado. Uma estrutura de silício dopada com As terá comportamento condutor mesmo a

temperaturas abaixo da ambiente. Como o elétron possui carga negativa, esse semiconductor dopado será um *semiconductor do tipo-n* (negativo). Uma impureza que fornece elétrons, ou seja, que tem um elétron livre é denominada impureza doadora.

ELEMENTO	TIPO	NÚMERO ATÓMICO	CONFIGURAÇÃO
N	não-metal	7	$1s^2 2s^2 2p^3$
P	não-metal	15	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$
As	semimetal	33	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^3$
Sb	semimetal	51	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^3$

Tabela 1.2- Configuração eletrônica de elementos do grupo 15 (V A) da tabela periódica.

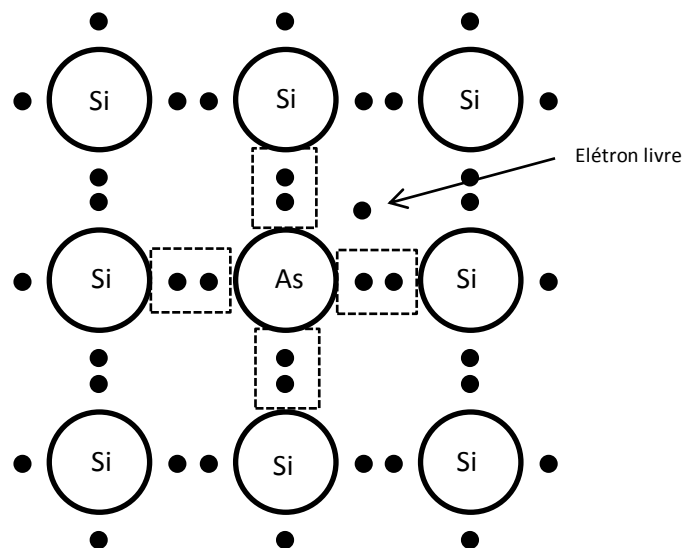


Fig. 1.11 – Dopagem do silício com arsênio. O arsênio tem 5 elétrons na última camada, ficando portanto um elétron livre na estrutura, criando um semiconductor do tipo-N.

1.2.5.4 Semicondutores do Tipo-p

Se a dopagem do silício for feita com um elemento do grupo 13 (Tabela 1.3), veremos que se tratam de elementos com três elétrons na última camada. Sendo assim, a presença de um elemento desses, por exemplo, boro, em um cristal de Si criará um buraco na camada de valência do material.

ELEMENTO	TIPO	NÚMERO ATÓMICO	CONFIGURAÇÃO
B	semimetal	5	$1s^2 2s^2 2p^1$
Al	metal	13	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$
Ga	metal	31	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^1$
In	metal	49	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^1$

Tabela 1.3 – Configuração eletrônica de elementos do grupo 13 (III A) da tabela periódica.

O boro tem três elétrons por átomo na banda de valência, tendo, portanto, um déficit de um elétron por átomo na formação das ligações covalentes. O resultado é a formação de um buraco (Fig. 1.12), que pode se deslocar através do cristal, comportando-se como uma carga positiva à medida que sucessivos elétrons preenchem um buraco e criam outro. Do ponto de vista da energia, essa impureza introduz níveis discretos vazios ligeiramente acima do topo da banda de valência. Elétrons de valência são então facilmente excitados para esses níveis de impureza, que podem aceitá-los, deixando buracos na banda de valência. A separação em energia entre os níveis aceitadores e o topo da banda de valência é pequena, pelas mesmas razões que produzem uma pequena separação entre os níveis doadores e a base da banda de condução. Uma impureza deficiente em elétrons é denominada impureza aceitadora e o semiconductor resultante é denominado do *tipo-p* (positivo).

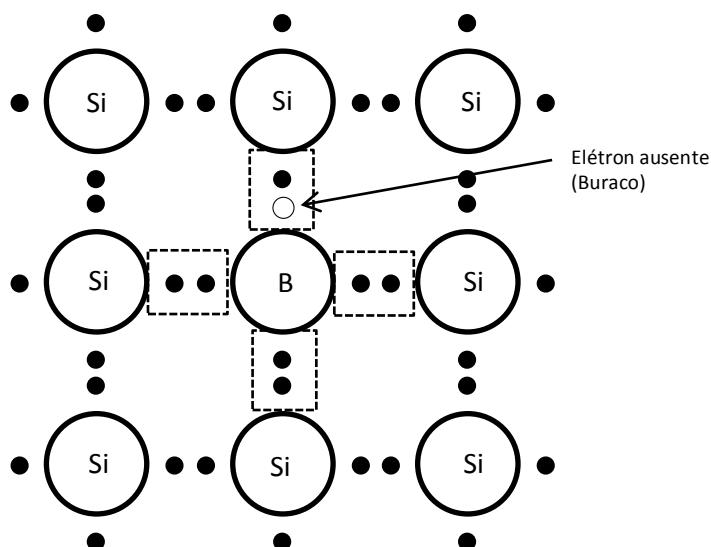


Fig. 1.12 – Dopagem do silício com boro. O boro tem três elétrons na última camada ficando, portanto um buraco na ligação com o silício, criando um semiconductor tipo-p.

1.2.5.5 Junção p-n

Um cristal pode ser constituído de impurezas aceitadoras (*tipo-p*) numa região e impurezas doadoras (*tipo-n*) em outra. O limite entre estas duas regiões é denominada *junção p-n*. Quando as duas regiões são postas em contato os elétrons do lado *n* se difundem alcançando o lado *p* assim como os buracos do lado *p* passam para o lado *n*. Desta forma, produz-se um acúmulo de elétrons do lado *p* da junção e falta de elétrons, ou acúmulo de buracos, no lado *n*. O acúmulo de cargas em ambos os lados, devido à difusão de elétrons e buracos, cessa em função do aumento do potencial elétrico do lado *n*, decorrente do excesso de cargas positivas levadas com os buracos, e da redução do potencial do lado *p*, pelo excesso de elétrons cujas cargas não compensadas desse lado.

1.2.6 Diodos e LEDs

Se uma fonte de tensão externa é aplicada nas extremidades do dispositivo, com o lado negativo na região *n* e o lado positivo na região *p* (Fig.1.13), isso aumentará a energia de todos os elétrons da região *n* e diminuirá a energia dos elétrons na região *p*, reduzindo assim à altura da barreira potencial entre as duas regiões. Com isso, os elétrons da região *n* terão energia suficiente para atravessar a junção na direção da banda de condução da região *p*, porque a base dessa banda desceu em energia. Da mesma forma, os buracos na região *p* terão a energia aumentada podendo atravessar a junção para a região *n*.

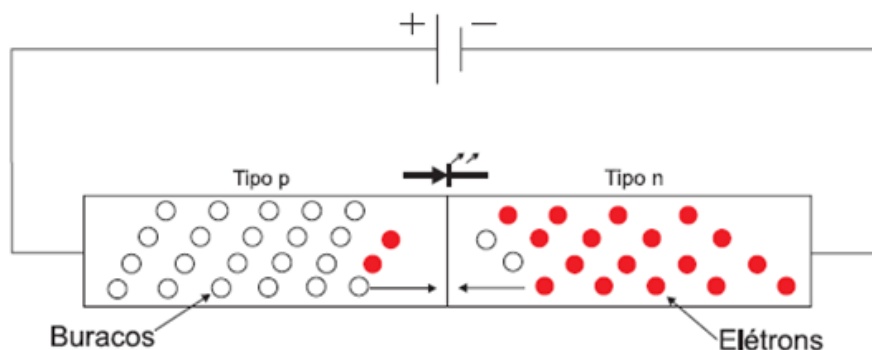


Fig. 1.13 – Recombinação elétron-buraco após uma fonte externa de tensão ser aplicada sobre os terminais do diodo (MOURA, SILVA, et al., 2011).

Como visto, os diodos (Fig.1.14) são um bom exemplo de junções $p-n$. Eles contêm eletrodos em seus extremos, e fazem com que só haja condução em uma direção. Quando não há voltagem aplicada no diodo os elétrons do material tipo n preenchem os buracos do material tipo p , retornando ao seu estado de isolantes.

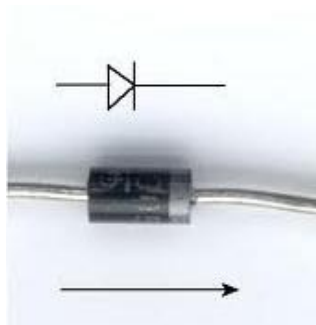


Fig. 1.14 – Foto de um diodo, acima seu símbolo e abaixo a seta indica o sentido permitido de passagem da corrente elétrica.

Na recombinação elétron-buraco a energia gerada é emitida na forma de radiação. Certos diodos podem emitir essa radiação na forma de luz e são construídos de forma a permitir que a luz escape do dispositivo. Estes são chamados de LEDs (Light Emitting Diode) (Fig. 1.15). Por também emitirem luz visível e invisível são muito utilizados e suas aplicações são bem diversas.

O LED emite em uma banda espectral de largura de comprimento de onda bem estreita (não tão estreita quanto um LASER). Ele é apenas um tipo especializado de diodo de junção $p-n$, feita a partir de uma fina camada de material semicondutor fortemente dopado (Fig. 1.16).



Fig. 1.15 – Ilustração de um Diodo Emissor de Luz (LED)

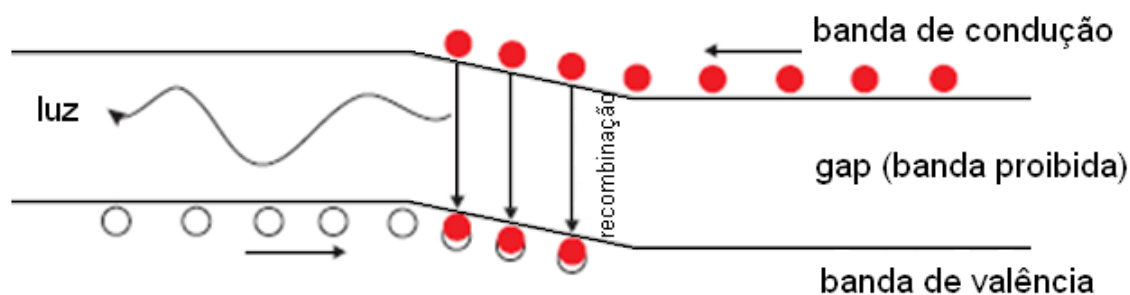


Fig. 1.16 – Representação esquemática de um LED. Os elétrons da banda de condução recombina-se com os buracos da banda de valência, um fóton de luz é emitido (MOURA, SILVA, et al., 2011).

O LED este é mais brilhante na parte superior, pois ele é construído com um corpo de resina epóxi de tal forma que os fótons da luz emitida pela junção são refletidos a partir da base do substrato em torno do qual o diodo é ligado e são focados para cima através da parte superior da cúpula, que atua como uma lente concentrando uma grande quantidade de luz (Fig. 1.15).

Ao contrário das lâmpadas incandescente e fluorescente, o LED não gera tanto calor. A maior parte da irradiação está dentro do espectro visível, por isso, sua alta eficiência energética. Além disso proporciona muito mais tempo de vida útil do que lâmpadas convencionais (GREGGIANIN, MARCHESINI, et al., 2013)

Abaixo vemos a Tabela 1.4 que descreve como a escolha do material semiconductor determina o comprimento de onda dos fótons de luz emitidos pelos LEDs, que, por conseguinte, resulta em sua cor. Compostos diferentes emitem luzes em regiões específicas do espectro de luz visível.

Características típicas do LED			
Material Semicondutor	Banda de comprimento de onda	Cor	V_F (tensão de corte) a 20mA
GaAs	850-940 nm	Infra-Vermelha	1,2 V
GaAsP	630-660 nm	Vermelha	1,8 V
GaAsP	605-620 nm	Âmbar	2,0 V
GaAsP: N	585-595 nm	Amarela	2,2 V
AlGaP	550-570 nm	Verde	3,5 V
SiC	430-505 nm	Azul	3,6 V
GaInN	450 nm	Branca	4,0 V

Tabela. 1.4 – Compostos diferentes de semicondutores dos LEDs e sua cor. A tensão de corte (V_F) dependerá do fabricante, os valores acima são apenas um exemplo (ELETRONICS TUTORIAL)

1.2.7 Dependência da corrente elétrica em função da voltagem

Na Fig. 1.17 (MILLMAN e HALKIAS, 1967) está representado o diagrama de bandas para a junção $p-n$ com o circuito aberto. E_F é a energia de Fermi que é estabelecida igual em ambos lados da junção com a migração dos elétrons da região n para a p e dos buracos da região p para a n . A energia do gap é descrita por E_G e E_0 indica o deslocamento dos níveis de energia ocasionado pela migração das cargas na junção.

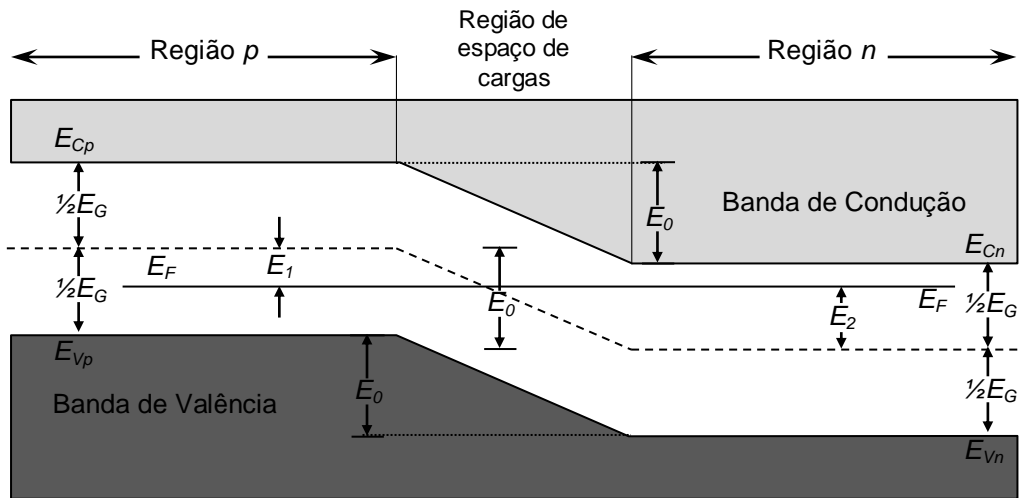


Fig. 1.17- Diagrama de bandas para uma junção p-n em condições de circuito aberto. Esse esquema representa a energia potencial para os elétrons. A largura do gap proibido é E_G .

A corrente de carga gerada na camada de transição em um diodo pela aplicação de uma diferença de potencial V nas extremidades do diodo é dada por

$$I = I_0(e^{V/\eta V_T} - 1)$$

Onde η leva em conta a possibilidade da geração e recombinação de portadores de cargas na região de espaço de cargas em comparação com a corrente de difusão. Isso varia muito de um semiconductor para outro. Para o germânio $\eta = 1$. No caso do silício, a corrente de difusão é desprezível e $\eta \approx 1$ para altas correntes e $\eta \approx 2$ para baixas correntes, devido a corrente de portadores de cargas gerados na camada de transição.

A dependência com a temperatura fica embutida em I_0 , que depende das concentrações de portadores de cargas $n_i^2 = n.p$. Isso varia de material para material. Essa dependência aparece da potência m a que está elevada a temperatura na expressão

$$I_0 = KT^m e^{-V_G/\eta V_T}$$

Onde K é uma constante, $V_G = \left(\frac{E_G}{e}\right)$, E_G = energia do gap, e = carga do elétron, $V_T = \frac{kT}{e} \approx \frac{8,617 \times 10^{-5} \text{ eV/K} \times 300\text{K}}{e} = 26 \text{ mV}$. Para o germânio $m = 2$ e para o silício $m = 1,5$.

Como se opera a tensões bem superiores a V_T , temos que $V/\eta V_T \gg 1$ e $e^{V/\eta V_T} \gg 1$. Logo, a expressão de I_0 para uma temperatura T constante, e baixas correntes, pode ser simplificada em:

$$I_0 = K' e^{(V-V_G)/\eta V_T}$$

onde $K' = KT^m$. Em um gráfico monolog teremos:

$$\text{Log}(I) = \text{Log}(K') + \frac{(V - V_G)}{\eta V_T} = \frac{1}{\eta V_T} \cdot V + \text{Log}(K') - \frac{V_G}{\eta V_T}$$

Para correntes mais altas o comportamento ôhmico do diodo prevalece. Isto vai depender do tipo do contato elétrico estabelecido. Em LEDs esse contato é bastante delicado, de forma a bloquear o mínimo possível a superfície da camada emissora, como mostra a Fig. 1.18

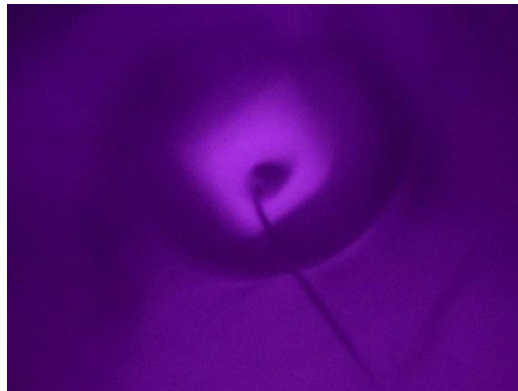


Fig. 1.18 – Foto obtida de um LED violeta através do uso de uma lente convergente de 5 cm de distância focal. Canon PowerShot SX150 IS, ISO-400, 1/250s, f/5.6, distância focal 33mm.

Para o silício o valor da energia do gap é $V_G = 1,17\text{eV}$ (ASHCROFT e MERMIN, 1976). Com esse valor e operando a temperatura ambiente ($T = 300\text{K} \rightarrow V_T \approx 26 \text{ mV}$) a curva dada pelo modelo assume a forma da apresentada pela Fig. 1.19. Como podemos observar dessa figura, é muito difícil obter o valor da energia do gap, E_G , da análise da curva I vs V . Dela podemos apenas estimar o

valor $V_\gamma \approx 0,8$ V, a partir do momento em que (LOW, KREIDER, *et al.*, 2008) a corrente ultrapassa cerca de 0,1 mA. A forma mais indicada é através da dependência com a temperatura [Low 2008]. Mantendo-se a intensidade da corrente constante obtemos, de forma simplificada, a relação linear $T = aV + b$ em que $a = \frac{e}{kC}$ e $b = \frac{-E_G}{kC}$ sendo $C = f(I)$.

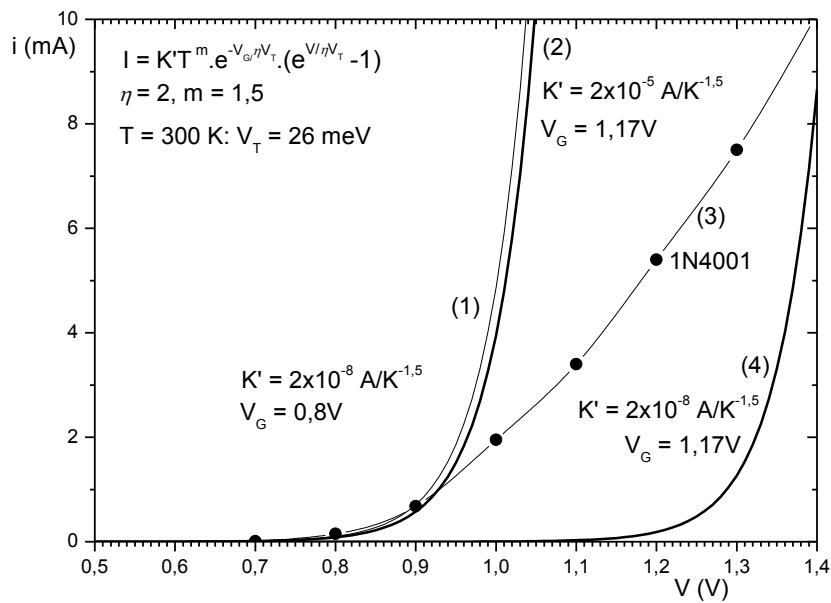


Fig. 1.19 – Curvas da corrente direta em função da voltagem sobre um diodo de silício. As curvas (1), (2) e (4) são simulações feitas para tensões de gap V_G e as constantes K' indicadas na figura. A curva (3) é a curva fornecida pelo fabricante para o diodo 1N4001 (Diodes Incorporated).

1.3 Espectroscopia Óptica

1.3.1 Espectroscopia

Sabemos que o arco-íris representa a decomposição da luz do Sol, mas foi Newton que, no século XVII, pela primeira vez descreveu de forma adequada o fenômeno da decomposição da luz por um prisma, assim como sua recomposição por um segundo prisma (NEWTON, 1704). A decomposição da luz produzida por um prisma (Fig.1.17) é conhecido como espectro, e varia desde o vermelho até o violeta.

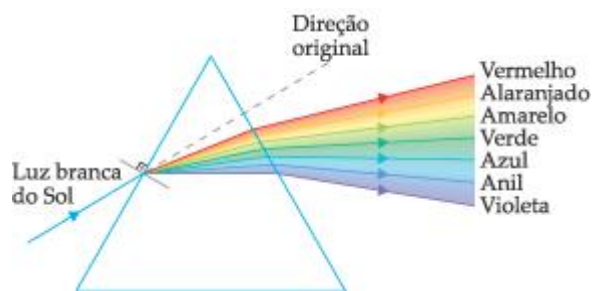


Fig. 1.17 – Luz branca do Sol, sendo decomposta por um prisma, dando origem ao espectro Solar.

Nos anos iniciais do século XIX, descobriu-se que o espectro solar também apresenta radiações invisíveis ao olho humano. Em 1800 o astrônomo inglês William Herschel, colocou o bulbo de um termômetro em cada uma das regiões coloridas do espectro solar. Ele observou que a temperatura do mercúrio aumentava com a incidência da luz e este era mais rápido quanto mais próximo da extremidade vermelha. E em 1801 o alemão Johann Wilhelm Ritter, pôs uma amostra de sal de prata na região escura além do violeta. Johann verificou que a reação de redução da prata se dava com mais facilidade ainda (FILGUEIRAS, 1996).

A conclusão destes experimentos é que a luz contém componentes invisíveis ao olho humano. A ultravioleta, de menor comprimento de onda que o violeta, e o infravermelho com maior comprimento de onda.

O químico William Hyde Wollaston descobriu que se trabalhasse com um feixe de luz muito estreito, oriundo de uma fenda de 0,01mm, o espectro da luz solar assim obtido apresentava sete linhas negras superpostas às cores brilhantes. Mais tarde então, em 1859, o físico Gustav Robert Kirchhoff percebeu que duas linhas escuras do espectro solar coincidiam com as duas linhas amarelas do espectro do sódio. Porém, quando se passava uma luz branca contínua através da chama de sódio, o resultado obtido, após atravessar o prisma, era um espectro contínuo com as cores do arco-íris, contendo duas linhas negras, na mesma posição do espectro de emissão do sódio. Kirchhoff chegou à conclusão então que deveria haver sódio na atmosfera solar que absorve estas linhas do espectro. Assim, a luz que chega à Terra é o espectro contínuo subtraído dos componentes absorvidos na atmosfera do Sol (SEGRÉ, 1987).

A espectroscopia, em poucos anos, possibilitou a descoberta de inúmeros elementos químicos. Porém, havia um problema sem solução. O que representavam os valores de energias correspondentes às emissões e absorções? E por que esses fenômenos só se operavam naqueles valores precisos de energia?

Os físicos tentavam obter uma relação para as linhas espectrais, porém foi Johann Jakob Balmer, um matemático, que chegou em 1885 a uma fórmula empírica que expressa a relação para as linhas espectrais do átomo de hidrogênio, na região do visível. A equação é modernamente formulada, como:

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

onde, R é a constante, chamada de constante de Rydberg e seu valor atual é de $10973731,6 \text{ m}^{-1}$ (CODATA, 2010), n é um número inteiro ($n = 3,4,5,6,\dots$).

Hoje se sabe que a luz é uma forma de energia, que não pode ser descrita apenas com a teoria ondulatória ou a teoria corpuscular. Porém, a teoria ondulatória nos mostra que a propagação da luz através da onda luminosa envolve campos magnéticos e elétricos. Estes dois campos constituem a **RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA**.

O espectro eletromagnético (Fig. 1.18) é a distribuição da intensidade da radiação eletromagnética com relação ao seu comprimento de onda ou frequência. A luz visível é uma região bem pequena de todo o espectro eletromagnético.

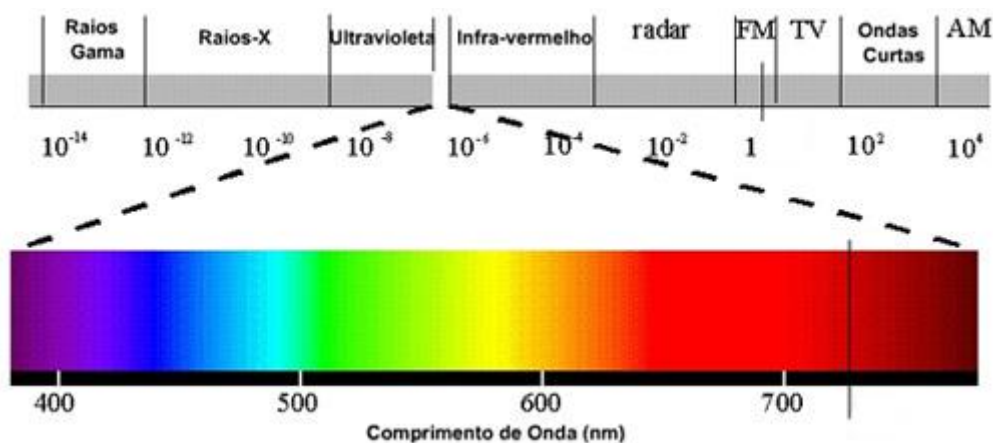


Fig. 1.18 – As bandas do espectro eletromagnético, mostrando o detalhe do espectro visível.

1.3.2 Redes de Difração

Difração é o fenômeno associado à interferência ondulatória, o que mostra a natureza ondulatória da luz. É difícil observar difração por radiações como a γ (gama).

No nosso mundo macroscópico, o efeito de difração é facilmente observado com as ondas sonoras. Esta possui comprimento de onda grande, na faixa de 1,7 cm (som agudo) até 17m (som grave) e o objeto de difração tem que ser da ordem do comprimento de onda da onda que incide sobre ele. Por isso podemos conversar com uma pessoa que está atrás de um muro (Fig. 1.19), pois ali acontece o efeito da difração das ondas sonoras.



Fig. 1.19 – Ondas sonoras contornando um muro. Cada ponto da frente de onda funciona como uma nova fonte sonora.

Para observarmos o efeito da difração da luz, temos que usar uma fenda da ordem do seu comprimento de onda. Se passarmos um feixe de luz por uma

fenda simples observaremos em um anteparo regiões de maiores intensidades luminosas que outras sendo separadas por regiões escuras (Fig. 1.20).

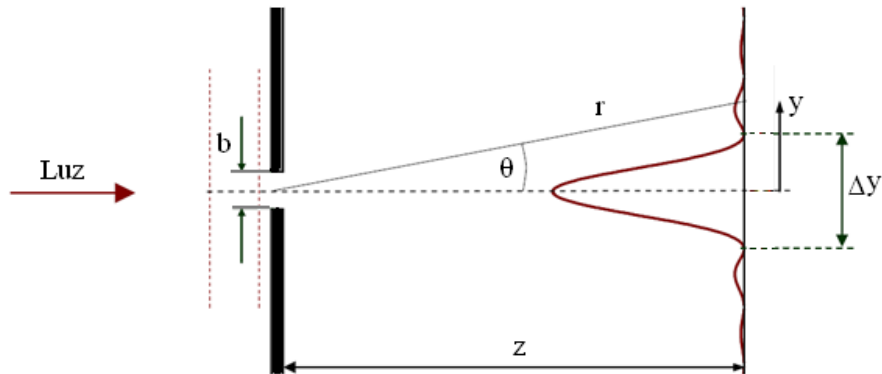


Fig. 1.20 – Difração da luz por uma fenda de largura b vista de um anteparo a uma distância z . A largura do máximo central é Δy .

Os valores de mínimos correspondem a valores de y tais que:

$b \cdot \sin \theta = m \cdot \lambda$, como $\sin \theta = \frac{y}{r}$, então:

$$b \cdot \frac{y}{r} = m \cdot \lambda \rightarrow y = \frac{m \cdot \lambda \cdot r}{b}$$

considerando θ muito pequeno $r \approx z$, ou seja:

$$y_m = \frac{m \cdot \lambda \cdot z}{b}$$

onde, $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, que denota a ordem do mínimo.

Uma rede difração é um aparato que contém múltiplas fendas. A onda ao passar por mais de uma fenda, além de difratar, interfere consigo mesma. Esta interferência pode ser construtiva ou destrutiva, criando, portanto, um padrão no anteparo (Fig. 1.21).

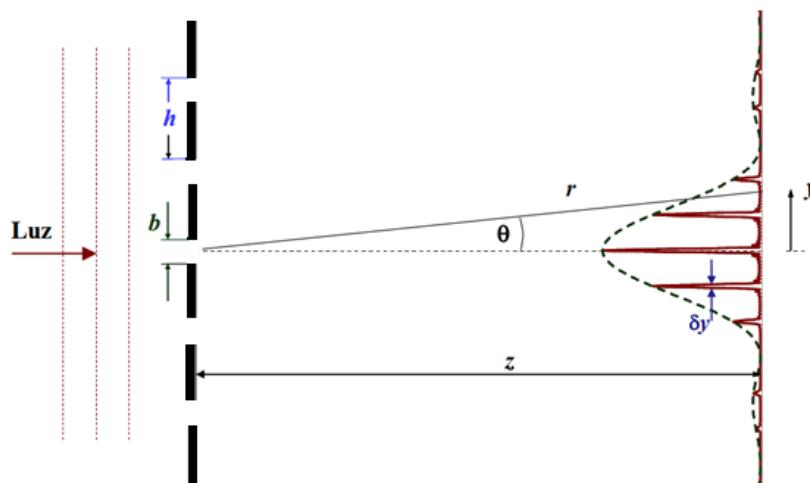


Fig. 1.21 – Difração por uma rede de N fendas. Os máximos de interferência com largura δy , ficam cada vez mais finos à medida que aumenta N .

Atualmente redes difração de boa qualidade são feitas a partir de matrizes as quais foram geradas com controle interferométrico ou geradas holograficamente e são empregadas em uma larga faixa de instrumentação espectroscópica. Uma rede de difração típica consiste de um substrato, normalmente um material óptico (vidro), com uma superfície com ranhuras (da ordem de 1000 linhas/mm) feitas mecanicamente, quimicamente através de processos fotográficos, interferometricamente conjugados com processos fotográficos, ou ainda holograficamente, também conjugados com processos fotográficos. A qualidade e o espaçamento dos sulcos são fatores cruciais para o desempenho das redes difração (MELTZER, 1969). Um CD ou DVD também podem ser usados como rede difração, por conterem bastantes linhas por milímetro (um CD contém por volta de 700 linhas/mm e um DVD 1500 linhas/mm). Porém, mesmo podendo servir como rede difração de baixo custo, as ranhuras variam muito em relação umas as outras (Fig.1.21), não são bem definidas como em redes difração comerciais e são curvas.

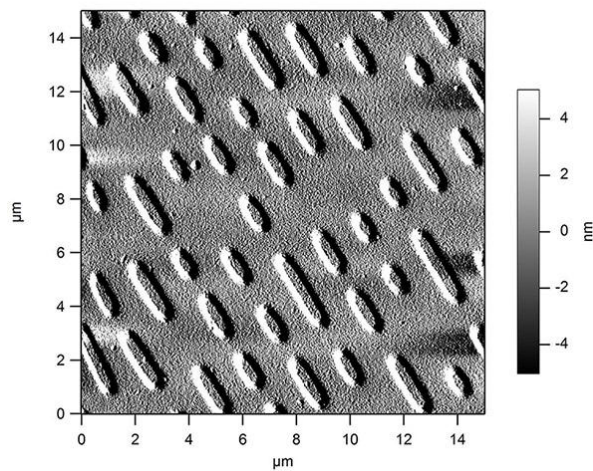


Fig. 1.22 – CD visto por um microscópio. Pode-se observar como os tamanhos das ranhuras não são uniformes. As distâncias entre as ranhuras de um CD é de aproximadamente $1,4\mu\text{m}$.

1.4 Espectrômetro feito com a caixa de Sucrilhos:

O espectrômetro feito a partir da caixa de sucrilhos é esquematizado na Figura 1.23. A fenda de entrada, de largura f , está posicionada em um dos vértices do triângulo retângulo de altura h e base b . O ângulo α indicado na figura é determinado por:

$$\alpha = \text{tg}^{-1}\left(\frac{b}{h}\right) = 52,4^\circ$$

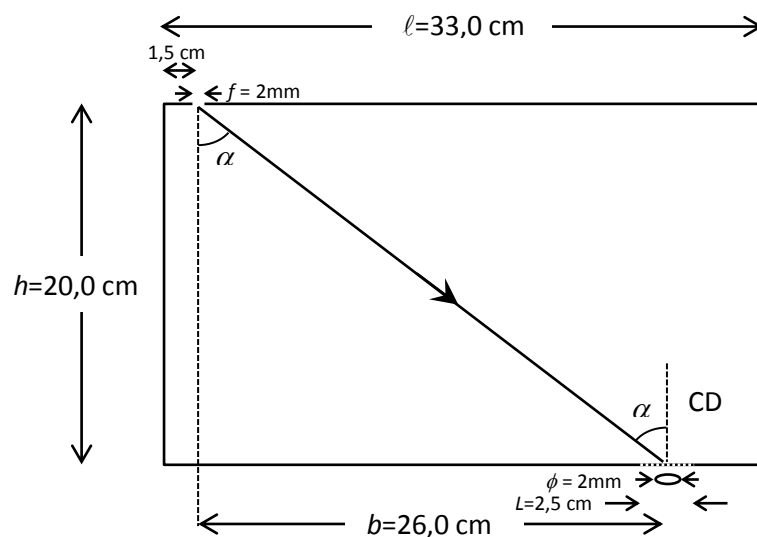


Figura 1.23 – Diagrama da montagem com a caixa de sucrilhos.

Esse ângulo sofre desvios ocasionados pela largura da fenda de entrada f . Já a fenda de saída é determinada pela largura dos pixels da câmera fotográfica e podemos considerar como de ± 1 pixel. A seção perpendicular à direção que a luz (Fig. 1.24a) percorre para ir da fenda de entrada à de saída é dada por $f_{\perp} = f \cdot \cos \alpha = 1,2$ mm. Como a distância que separa as duas fendas é de:

$$d = \sqrt{b^2 + h^2} = 32,8 \text{ cm}$$

Isso gera um desvio no ângulo α (Fig. 1.24b) de:

$$\pm \Delta \alpha \approx \text{tg}^{-1} \left(\frac{f_{\perp}/2}{d} \right) = 0,1^{\circ} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ rad}$$

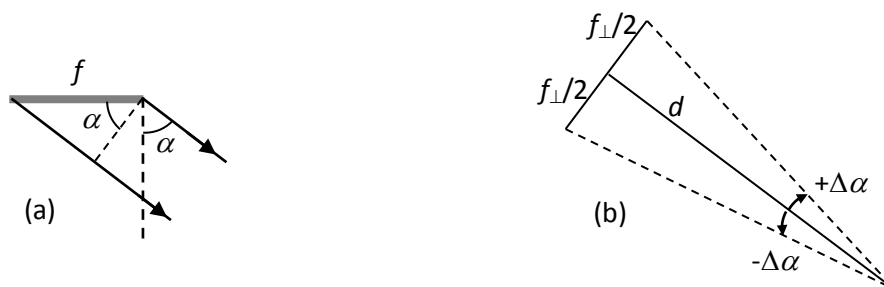


Figura 1.24 – (a) Seção reta do feixe de luz que sai da fenda de entrada e se dirige para a fenda de saída. (b) Ângulo de observação da fenda de entrada a partir da posição da fenda de saída, onde d é a distância entre as duas fendas

Na Figura 1.25 é esquematizada a questão da interferência na rede do CD. O espaçamento entre duas fendas da rede é definido pelo parâmetro r . O ângulo α de incidência do feixe sobre a rede introduz um aumento no caminho óptico de $r \cdot \text{sen} \alpha$ para o raio ao passar pela fenda subsequente. Da mesma forma, esse caminho é reduzido em $r \cdot \text{sen} \theta$ na saída do feixe sob um ângulo θ . No total a diferença de caminho óptico entre os raios passando por fendas subsequentes é de:

$$\Delta s = r \cdot \text{sen} \alpha - a \cdot \text{sen} \theta = r \cdot (\text{sen} \alpha - \text{sen} \theta) = m \lambda$$

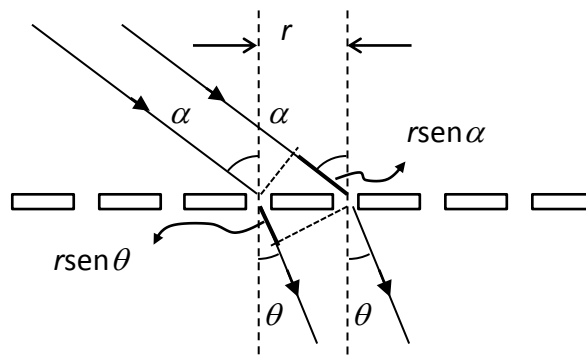


Figura 1.25 – Interferência entre dois raios de luz de comprimento de onda λ incidindo sobre duas fendas subsequentes de uma rede de difração separadas pelo intervalo a .

Escrevendo r em função da densidade n de linhas da rede de difração por comprimento:

$$\frac{1}{n} \cdot (\text{sen}\alpha - \text{sen}\theta) = m\lambda$$

Utilizando os valores obtidos para o CD em segunda ordem, $n = 650$ linhas/mm e $m=2$:

$$\lambda = \frac{1}{2 \times 6,5 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-1}} \cdot (\text{sen}(52,4^\circ) - \text{sen}\theta) = 769 \text{ nm} \cdot (0,7923 - \text{sen}\theta)$$

Isto significa que para $\theta = 0^\circ$ o espectro fica centrado em 609 nm. O alargamento angular de $\pm\Delta\alpha$ vai introduzir uma largura espectral de:

$$\Delta\lambda = 769 \text{ nm} \cdot \cos\theta \cdot \Delta\theta \leq 769 \text{ nm} \cdot 1,7 \times 10^{-3} = 1,3 \text{ nm}$$

A essa largura de $\pm\Delta\lambda = \pm 1,3 \text{ nm}$ ocasionado pela largura da fenda devemos adicionar a largura dada pela resolução da rede de difração:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = Nm$$

onde N é o número de linhas da rede que efetivamente participam da difração do feixe. Considerando o diâmetro ϕ da objetiva da máquina fotográfica como definindo a região de interesse da rede de difração, temos que $N = n\phi = 650$ linhas/mm. $2 \text{ mm} = 1300$ linhas. Sendo a ordem utilizada $m=2$, temos:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{Nm} \approx \frac{609 \text{ nm}}{1300 \times 2} = 0,2 \text{ nm}$$

resultando em uma largura total de linha de cerca de 3 nm, o que é muito bom para um equipamento dessa qualidade!

Para se ter uma ideia de como os pixels da câmera CCD são relacionados ao comprimento de onda temos de relacionar o ângulo máximo de captura da câmera CCD com o seu número de pixels. Como exemplo, uma câmera de 5MP de um celular Samsung Mini SIII possui 2560x1920 pixels, ou seja, o número de pixels no maior eixo é $P = 2560$. A uma distância de $D = 35$ cm da câmera, ela consegue enquadrar uma tela de largura de $L = 35$ cm. Desta forma, conforme o esquema da Figura 1.26, o ângulo máximo de captura é de:

$$\varphi = \text{tg}^{-1}\left(\frac{L/2}{D}\right) = 26,6^\circ$$

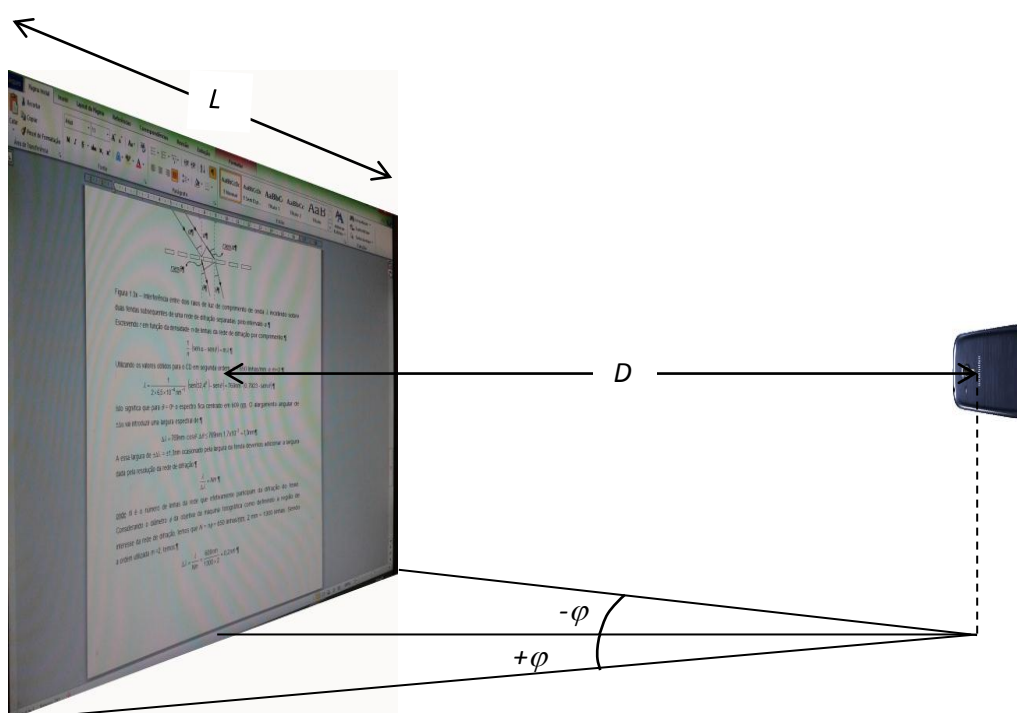


Figura 1.26 – Determinação do ângulo máximo φ de enquadramento de uma câmera CCD. D é a distância entre a câmera e a tela, L a largura da tela.

Utilizando esse ângulo e conhecendo o número p de pixels do CCD da câmera na direção longitudinal, estabelecemos (Figura 1.26) que:

$$k = \frac{\text{sen}\varphi}{P/2}$$

e um determinado ângulo θ é relacionado ao pixel p ($\in [-P/2, P/2]$) por:

$$\text{sen}\theta = -k \cdot p$$

Desta forma, a um determinado comprimento de onda λ é relacionado ao pixel p por:

$$\lambda = \frac{1}{nm} \cdot (\text{sen } \alpha - \text{sen } \theta) = \frac{1}{nm} \cdot (\text{sen } \alpha + k \cdot p) = 769 \text{ nm} \cdot \left(0,7923 + \frac{\text{sen } 26,6^\circ}{2560/2} p \right)$$

ou

$$\lambda = a + b \cdot p$$

onde $a = 609 \text{ nm}$ e $b = 0,2687 \text{ nm/pixel}$.

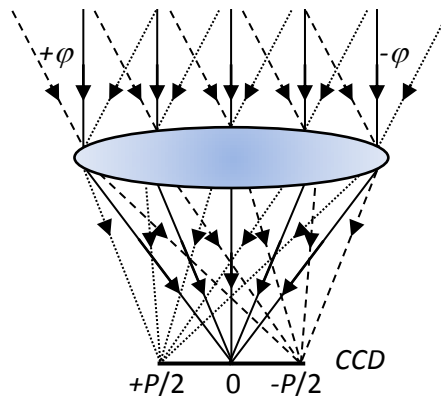


Figura 1.27 – Imagem formada sobre o CCD da câmera fotográfica a partir de um objeto localizado no infinito. A orientação dos pixels está invertida, pois a câmera faz essa inversão ao apresentar a imagem.

Os valores obtidos são apenas ilustrativos, pois dependem do posicionamento da câmera fotográfica sobre a rede de difração e do tipo de celular utilizado. Contudo, podemos prever uma relação linear entre o comprimento de onda e os pixels que pode ser facilmente observada nos dados encontrados.

CAPÍTULO 2

Sistema Experimental

Apresentaremos neste capítulo a parte experimental que será usada para que a ideia da quantização seja apresentada aos alunos. Explicaremos primeiro como obter as curvas características dos LEDs, para que, por meio deste experimento, sejam obtidas as tensões de gap. Como opção à obtenção destas tensões introduziremos a tensão de saturação. Depois, detalharemos a montagem para o estudo do espectro dos LEDs no espectrômetro calibrado do laboratório da UFRJ. Este estudo se faz necessário para que possamos comparar a curva espectral do espectrômetro calibrado e a curva espectral obtida pelo espectrômetro de baixo custo (anexo A). Por fim, veremos o experimento que usa os LEDs como sensores a fim de demonstrar que um LED tem uma banda de absorção do espectro limitada.

2.1. Montagem para o Levantamento das Curvas Características dos LEDs

2.1.1. Em laboratório

Para o levantamento das Curvas Características dos LEDs medimos a tensão e a corrente em cada LED. As correntes foram mantidas baixas para evitar a parte ôhmica. Para fazermos esta medida utilizamos uma fonte de tensão DC de 5V, dois multímetros Tektronix DM250, um potenciômetro de $1k\Omega$, um resistor de segurança de 100Ω .

Toda a montagem no laboratório foi feita de forma a se assemelhar a uma montagem que poderia ser usada em sala de aula. A fonte de tensão pode ser obtida em descartes de torres de computador. Fizemos as medidas com os LEDs: vermelho, amarelo, verde, azul, infravermelho e ultravioleta.

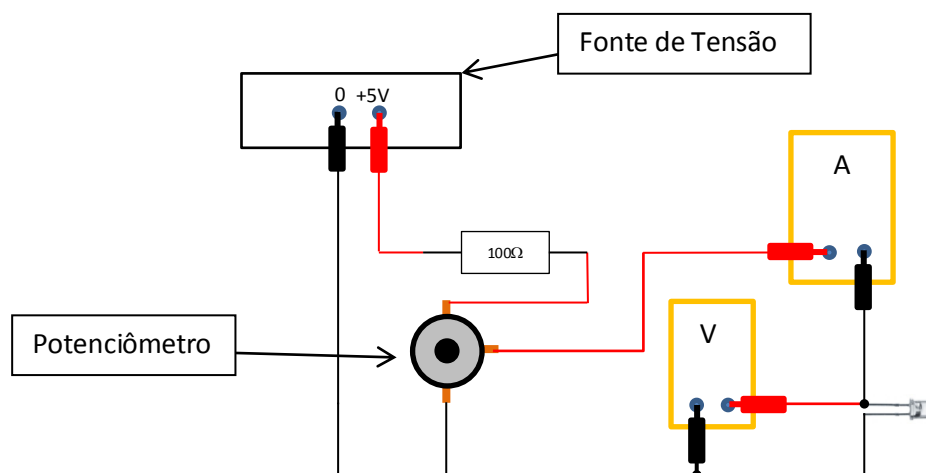


Fig. 2.1 – Esquema da montagem física dos equipamentos para a leitura da tensão e corrente.

2.1.2. Adaptação para o uso em sala de aula

Existe certa dificuldade em se realizar as medidas da corrente e da tensão nos LEDs, pois pode haver mau contato na montagem do circuito acima citado. O potenciômetro tem de estar em boas condições e os multímetros sugeridos são os digitais, que são facilmente encontrados hoje em dia. Uma sugestão é levar já pronto para a sala de aula o circuito montado com suas partes devidamente soldadas para evitar o mau contato, ou então, montar o circuito com os alunos usando um *protoboard* (matriz de contatos) em perfeitas condições. Não é aconselhável montar o circuito só ligando os componentes com alguns fios. As medidas obtidas desta forma não serão boas, o que colocará toda essa parte experimental em risco.

2.2. Montagem para obtenção da tensão de acendimento

Para a obtenção da tensão de acendimento do LED, utilizamos um multímetro Tektronix DM250, um potenciômetro de 1kΩ, um resistor de segurança de 100Ω e uma fonte de tensão. O esquema utilizado para a montagem foi exatamente igual à montagem para obtenção da curva característica, como visto na Fig.2.1. A sala onde foram feitas as medidas estava quase totalmente escura, porém, podendo-se enxergar o visor do multímetro. Um fato

interessante é que quando o LED começa a emitir luz, esta era esbranquiçada para todos os LEDs analisados, não emitiam a cor da luz características dos LEDs em questão.

2.3. Espectros de Emissão dos Leds

2.3.1. Montagem em Laboratório

Os espectros de emissão dos LEDs azul, verde, amarelo e vermelho foram estudados no laboratório. A montagem no espectrômetro óptico (McPherson 2061) foi feita da forma como mostra a sequência de fotos a seguir.



Fig. 2.3 – Foto do espectrômetro e dos equipamentos utilizados para o estudo do espectro dos LEDs.

O LED era posto num cilindro metálico com orifício voltado para o espectrômetro (Fig.2.3 superior direita). Entre o espectrômetro e o LED foi posicionada uma lente convergente, a fim de focalizar os raios luminosos do LED sobre a fenda de entrada do espectrômetro, após passar por um modulador (Variable Speed Chopper – PARTM Modelo 191). Na saída do espectrômetro foi colocada uma foto-multiplicadora de arsenieto de gálio (BURLE C31034) ligada ao LOCK-IN (Fig.2.3 inferior esquerda). A foto-

multiplicadora é alimentada por uma fonte de alta-tensão 412B FLUKE 1500V. O controle do espectrômetro é o McPherson 788 STEPPER SYSTEM ao qual o computador é ligado.

Usamos o espectrômetro para obter a curva espectral dos LEDs com mais exatidão para comparação com o espectrômetro de baixo custo de sala de aula.

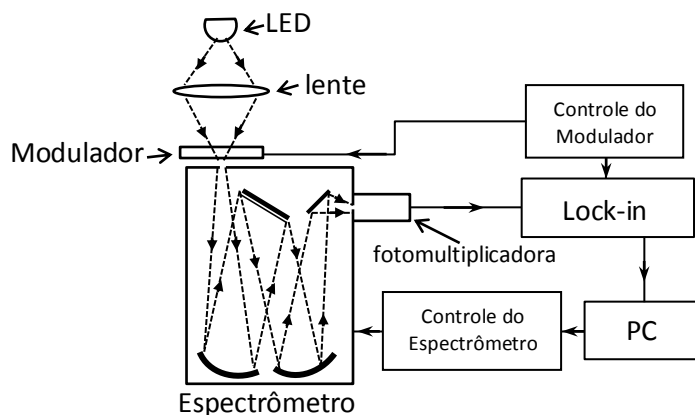


Fig. 2.4 – Diagrama da montagem para o estudo da emissão dos LEDs.

2.3.2. Espectrômetro de baixo custo

O espectrômetro de baixo custo foi pensado com a finalidade de analisarmos o espectro de emissão dos LEDs através de uma rede difração de baixo custo. A rede difração de baixo custo que podemos conseguir sem muito esforço é através de um CD ou um DVD. Para sabermos qual a melhor rede a ser usada, fizemos uma comparação com o espectro obtido no espectrômetro do laboratório.

Construímos dois espectrômetros diferentes, um com uma caixa de papelão média (lasanha congelada de 650g) e outro com uma caixa grande (cereais de 730g). Os dois se mostraram muito bons, porém como a caixa de cereais é maior, os reflexos da borda interior foram reduzidos melhorando a medição. Pelo fato da caixa de cereais de 730g ser grande, tínhamos várias vantagens, como: uma foto melhor da 2ª ordem de difração do CD, um apoio melhor para tirar estas fotos e poder ter em um só espectrômetro duas redes difração para análise a do CD e a do DVD. Portanto, todas as medidas que apresentamos neste trabalho foram com o espectrômetro de caixa de cereais (Fig. 2.5).

O espectrômetro de caixa de cereais foi adaptado para pormos um LED sobre a fenda que faríamos neste, pois o objetivo era superpor os espectros do LED com o espectro da lâmpada fluorescente compacta (Fig. 2.7 e 2.8).

2.3.3. Fotografando os Espectros

As fotos dos espectros observados dentro da caixa foram obtidas com uma câmera 3 megapixel de um celular. Simulamos uma situação de sala de aula, onde dependeríamos apenas de livros ou cadernos para fazer o apoio da caixa. Entre o espectrômetro de baixo custo e a lâmpada, porém mais perto da lâmpada, colocamos uma fenda, para diminuirmos a intensidade luminosa da lâmpada sobre a fenda do espectrômetro (figura 2.5). O celular foi apoiado sobre livros, de tal forma, que a lente da câmera ficasse encostada na rede difração escolhido. Foram batidas várias fotos e ficamos com a de melhor enquadramento e nitidez.

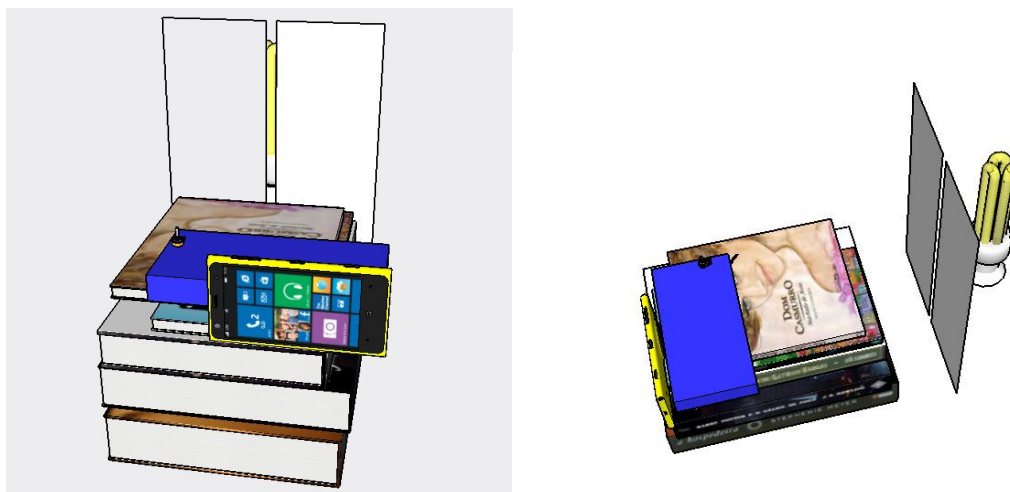


Fig.2.5 – Esquema da montagem para fotografia dos espectros. Foram utilizados livros para apoio do celular e do espectrômetro. Uma fenda foi posta entre a lâmpada e o espectrômetro para diminuir o brilho da mesma.

É de fato um trabalho árduo nas primeiras tentativas, mas depois pega-se o jeito. Um fato importante e muito interessante é que pela foto observamos melhor o espectro, pois o olho humano não consegue enxergar no ultravioleta

nem no infravermelho, porém graças ao filtro da câmera podemos observar estes comprimentos de onda.



Fig. 2.6 – À esquerda os apoios com livros para o espectrometro de baixo custo. À direita foto do LED infravermelho aceso, sem a camera não dá para perceber se o LED está ou não aceso.

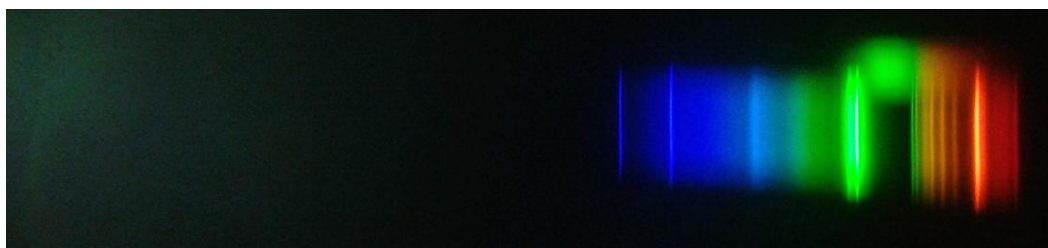


Fig. 2.7 – Imagem obtida a partir de uma foto, tirada com uma câmera de celular de 3MP, pela rede difração de DVD no espectrômetro de baixo custo, do LED verde sobreposto à lâmpada fluorescente. Podemos ver apenas a 1º ordem de difração. O espectro do LED e da lâmpada fluorescente nesta ordem de difração é bem mais nítido do que a 1º ou a 2º ordem de difração do CD.



Fig. 2.8 – Imagem obtida a partir de uma foto, tirada com uma câmera de celular de 3MP, pela rede difração de CD no espectrômetro de baixo custo, do LED verde sobreposto à lâmpada fluorescente. À esquerda podemos ver a 1º ordem de difração, o espectro do LED na 1º ordem de difração é muito difuso. A direita a 2º ordem de difração, o espectro do LED na 2º ordem de difração é mais nítido. Podemos observar que a 2º ordem de difração é bem mais espaçada.

2.4. Leds como Sensores

2.4.1. Montagem no Laboratório

Uma lâmpada halogênica de 50W foi posicionada em um cilindro metálico oco com orifício voltado para o espectrômetro. Entre o espectrômetro e a lâmpada halogênica foi colocada uma lente convergente, a fim de focalizar os raios luminosos da lâmpada sobre a fenda de entrada do espectrômetro. Na saída do espectrômetro foram colocados os LEDs (um por vez). Eles fazem o papel de sensores no lugar da fotomultiplicadora.

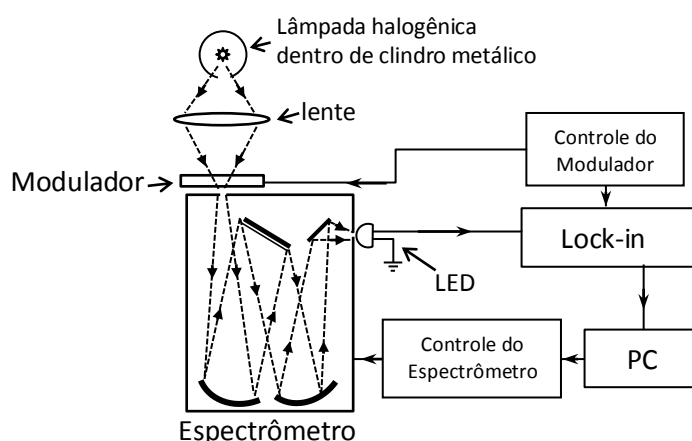


Fig. 2.9 – Diagrama da montagem para o estudo da absorção pelos LEDs. Observe o LED colocado agora no lugar da Fotomultiplicadora.

Esta montagem foi realizada com intuito de se conseguir o espectro de absorção de cada LED para podermos visualizar em que banda do espectro o LED responde.

Para tornarmos absolutos os espectros de absorção, esses foram normalizados pelo espectro obtido por um sensor de resposta espectral absoluta, Standard Solar Cell Ser. No. 00086, produzido e calibrado pela Centralab Semiconductor, posicionado no lugar do LED da Fig. 2.9.

2.4.2. Uso em Sala de Aula – Tensão de Saturação

Realizamos no laboratório uma montagem de como uma experiência da absorção do LED poderia ser feita em sala de aula. Utilizamos um trilho com uma régua milimetrada de 100 centímetros, uma lâmpada halogênica com espelho dicróico, um multímetro (Tektronix DM250) e os LEDs de emissão de luz vermelha, verde, amarela e azul.



Fig. 2.10 – Foto da montagem para obtenção da tensão de saturação dos LEDs.

A tensão de saturação foi obtida ligando um voltímetro no led, esta ligação é feita sem o uso de resistores, e aproximando o mais perto possível de uma lâmpada halogênica de espelho dicróico, a maior tensão é a tensão de saturação (no caso escolhida a uma distância de 5 cm). Neste método o led é usado como sensor.

Este método visa observar a tensão medida de um LED posto à frente de uma lâmpada halogênica de espelho dicróico¹. É observado que a tensão a certa distância da lâmpada satura, ou seja, permanece com o mesmo valor, chamemos esta tensão de tensão de saturação.

¹ Utilizamos uma lâmpada halogênica de espelho dicróico neste experimento, pois no mercado é a mais barata das que possui maior intensidade luminosa, além do espelho dicróico oferecer uma proteção visual.

A tensão de saturação nada mais é do que o oposto teórico da tensão de corte. A tensão de corte V_γ é a tensão mínima que o LED precisa estar submetido para que os portadores de cargas possam atravessar a junção $p-n$ emitindo um fóton de luz no processo de recombinação. Porém na tensão de saturação, o LED está submetido a uma incidência de radiação luminosa tal que a corrente i gerada pelos portadores de carga produzidos pela absorção dos fótons, conseguindo assim atravessar a junção $p-n$, permitindo a leitura do potencial de corte V_γ através da impedância Z_V do voltímetro: $V_\gamma = Z_V \cdot i$.

Iremos utilizar a tensão de saturação no cálculo da constante de Planck e iremos ver nas análises (Capítulo 3) que esta tensão nos dará bons resultados. Porém esta tensão também não é a tensão de gap é apenas uma outra forma de aproximação, que ao meu ver é mais confiável que a tensão de acendimento.

Em sala de aula, para se achar esta mesma tensão de saturação, basta que aproximemos o LED da lâmpada halogênica de espelho dicróico e marquemos com o multímetro a maior tensão que ele obtiver. Com o LED fixo a um pedestal os resultados serão melhores, pois a mão livre sempre podemos, na hora da verificação da tensão, tirar o LED da posição. É importante salientar que a lâmpada halógena, na fabricação do seu encapsulamento de quartzo, gera regiões no espaço em que sua luz é mais ou menos concentrada. Por isso ocorrem flutuações da intensidade a uma mesma distância da lâmpada e a intensidade se desvia da equação $1/d^2$, onde d é a distância entre o filamento e o sensor.

2.5. Absorção por filtros

Em sala de aula podemos também discutir com os alunos se o LED absorverá em todo o espectro emitido pela lâmpada halogênica de espelho dicróico. Como observado anteriormente na experiência de se obter a tensão de saturação, o LED quando aproximado da lâmpada dava valores de tensão até ter um valor de pico, que era a saturação. Porém, e se colocarmos filtros na frente da lâmpada, será que os valores de tensões seriam os mesmos?

Para esta montagem utilizamos três tipos de filtros de materiais diferentes: filtro de garrafa PET, filtro de papel celofane e filtros comerciais. Cada filtro de cada material tinha uma das cores: vermelha, verde e azul e os LEDs verificados foram os LEDs de emissão nas cores vermelha, verde, amarela, azul e infravermelha. Para esta medida os LEDs foram postos a uma distância fixa de 10 cm da lâmpada halogênica de espelho dicróico, cortamos garrafas PETs e papel celofane. Fizemos um retângulo de quatro pedaços fixando-os em frente à lâmpada halogênica.

A montagem foi igual para todos os filtros, mudando apenas o tipo de filtro na frente da lâmpada e coletando as tensões.



Fig 2.12 – À esquerda: Garrafas utilizadas para a confecção dos filtros de PET. À direita: Garrafas PET já cortadas para servirem de filtros.

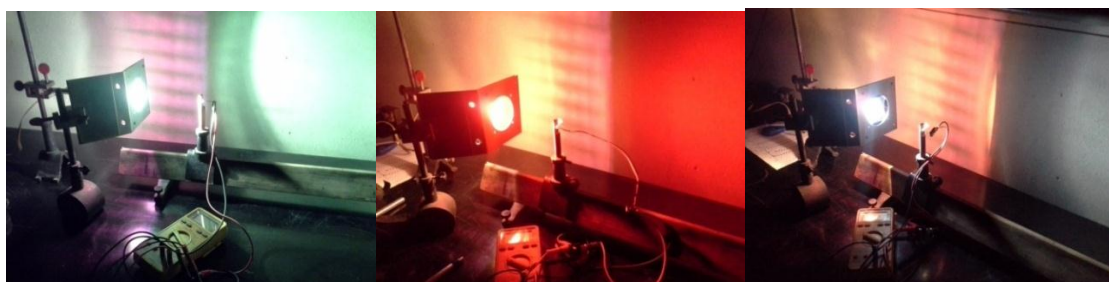


Fig 2.13 – Montagem para absorção do LED, com o uso de filtro de garrafa PET. O filtro foi posto em uma base para ficar fixo. À esquerda a aquisição dos dados sendo feita com o filtro PET verde, no meio está sendo utilizado o filtro PET vermelho e à direita o filtro PET azul.

Para fazermos um estudo de comparação com os filtros comerciais, cortamos garrafas PETs e papel celofane, todos nas cores azul, vermelho e verde. Fizemos um retângulo de quatro pedaços fixando-os em frente à lâmpada halogênica. A luz da lâmpada passava pelos filtros e era focalizada na entrada do espectrômetro (Fig.2.14), para ser feita a leitura.

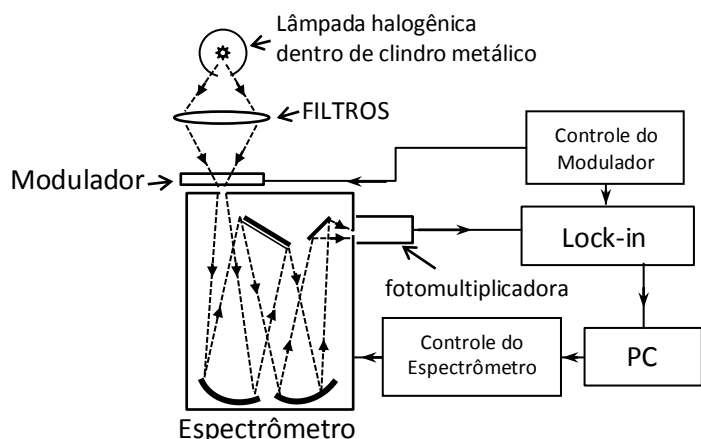


Fig. 2.14 – Diagrama da montagem para o estudo da transmissão dos filtros de garrafa PET e papel celofane.

CAPÍTULO 3

Resultados

3.1. Tensão de Gap

Para a obtenção da tensão de corte ou limiar (tensão aproximada à tensão de gap) foram utilizadas três formas diferentes, duas de acordo com os artigos e trabalhos analisados que são os resultados da curva característica dos LEDs (seção 2.1) e a tensão observada no multímetro quando o LED começa a acender (seção 2.2) e uma pelo método proposto da tensão de saturação (seção 2.4.2).

3.1.1. Curva característica dos LEDs

Para encontrarmos a tensão de corte por meio da curva característica dos LEDs (gráfico I vs V) iremos utilizar a extrapolação por meio da aproximação linear, conforme indicação dos artigos e trabalhos observados (OLIVEIRA, 2009; TORRES, CARVALHAL e MEIRELES, 2009; COBO e ZANATTA, 2013; SANDOVAL; MOURA, SILVA, *et al.*, 2011).

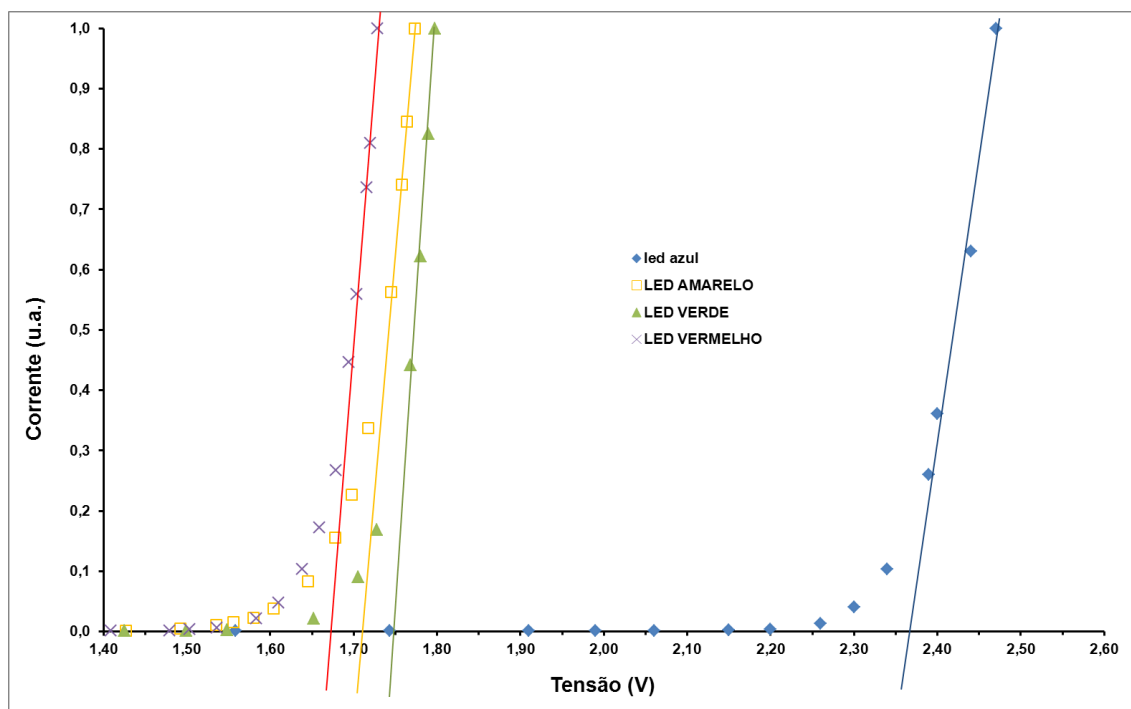


Fig. 3.1 – Curva característica dos LEDs vermelho, amarelo, verde e azul. A reta cheia representa a extrapolação por meio da aproximação linear.

Por este método obtemos as tensões de corte mostradas na Tabela 3.1.

LEDs	Vermelho	Amarelo	Verde	Azul
Tensão de Corte (V)	$1,68 \pm 0,05$	$1,71 \pm 0,05$	$1,75 \pm 0,05$	$2,37 \pm 0,05$

Tabela 3.1 – Valores da tensão de corte utilizando a aproximação linear.

3.1.2. Tensão de acendimento dos LEDs

Alguns artigos e trabalhos utilizam, ao invés da tensão de corte obtida através da curva característica, a tensão de acendimento do LED. Recolhemos os dados das tensões de acendimento dos LEDs vermelho, amarelo, verde e azul, de acordo com a montagem da seção 2.2.

LEDs	Vermelho	Amarelo	Verde	Azul
Tensão de Acendimento (V)	$1,61 \pm 0,05$	$1,70 \pm 0,05$	$1,77 \pm 0,05$	$2,38 \pm 0,05$

Tabela 3.2 – Valores da tensão de acendimento dos LEDs.

3.1.3. Tensão de Saturação

Para termos certeza que está ocorrendo a saturação fizemos uma medida de distância vs tensão. Como mostrado nos gráficos abaixo, as escalas horizontais são logarítmicas.

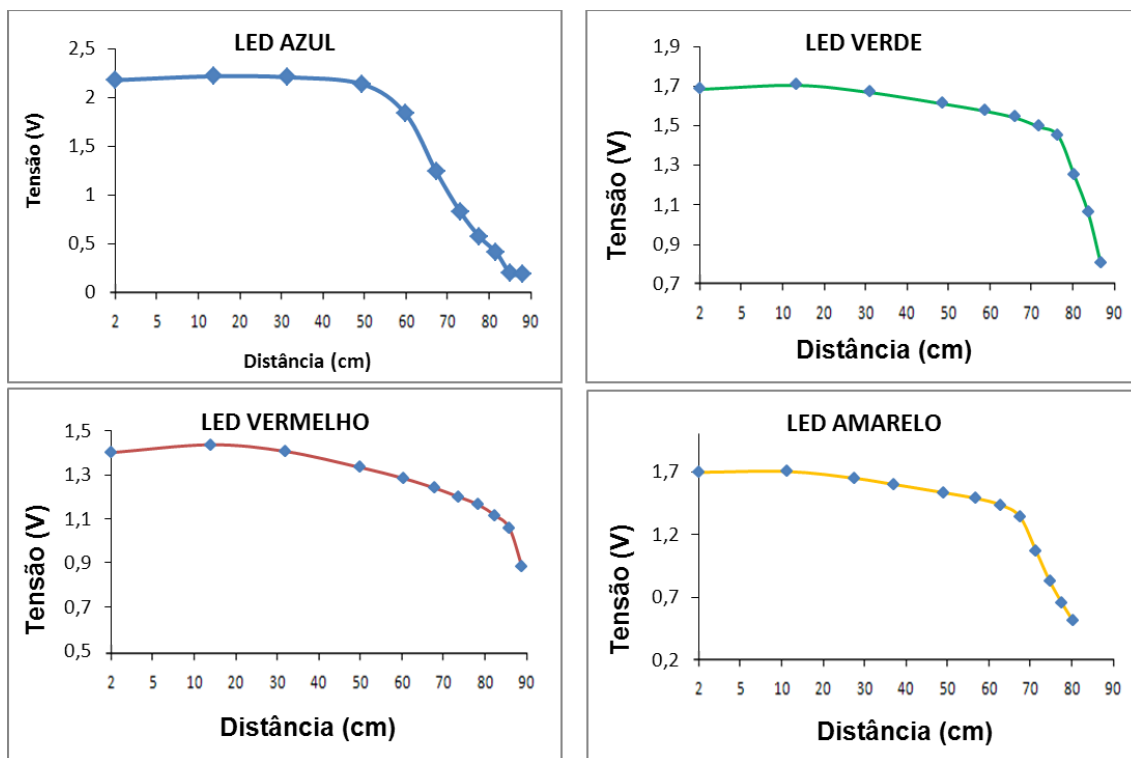


Fig. 3.2 – Os gráficos acima demonstram que depois de certa distância a tensão observada no multímetro satura.

Encontramos, assim, as tensões de saturação mostradas na tabela 3.3.

LEDs	Vermelho	Amarelo	Verde	Azul
Tensão de Saturação (V)	$1,44 \pm 0,05$	$1,70 \pm 0,05$	$1,70 \pm 0,05$	$2,22 \pm 0,05$

Tabela 3.3 – Valores da tensão de saturação dos LEDs a uma distância de 5 cm da fonte luminosa.

3.2. Espectros de Emissão

3.2.1. Resultados do Laboratório

A varredura do espectro dos LEDs analisada no laboratório forneceu os dados da intensidade luminosa, normalizada na Fig. 3.3, por comprimento de onda.

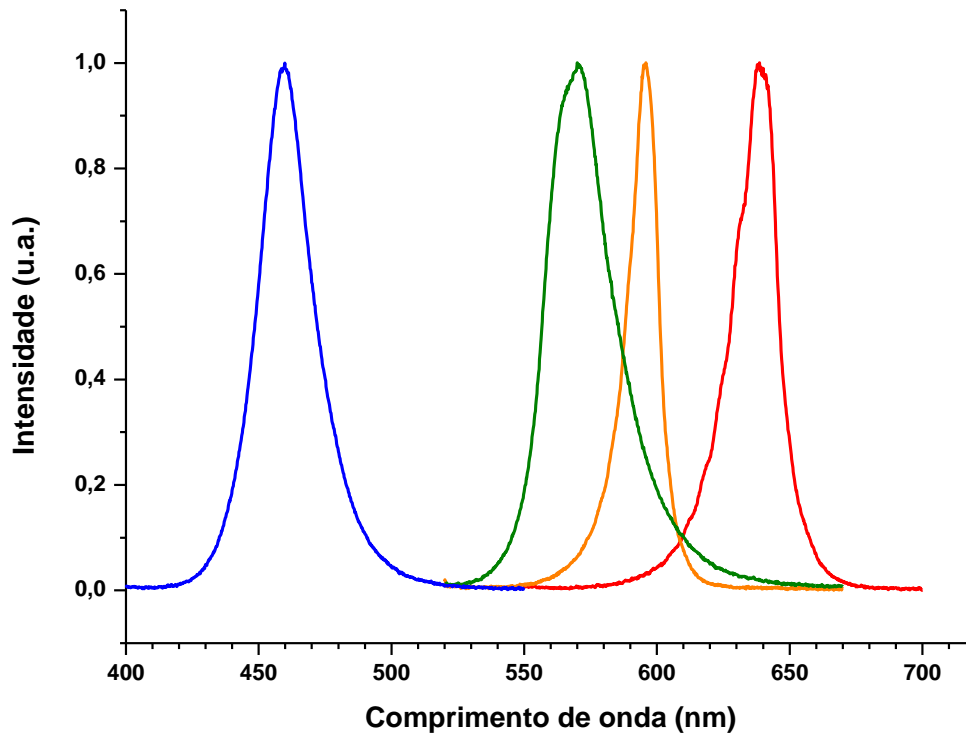


Fig 3.3 – Emissão dos LEDs medida no espectrômetro do laboratório. As intensidades das curvas foram normalizadas.

3.2.2. Resultados com o espectrômetro de baixo custo

No espectrômetro de baixo custo foram medidos os LEDs: azul, verde, amarelo e vermelho. A radiação do LED infravermelho não passava pela rede difração de CD nem DVD, mesmo tendo a câmera captada a iluminação do LED sem o uso do CD ou do DVD. Não utilizamos em nossas medidas o LED ultravioleta, pois para a sala de aula aconselha-se a não utilizá-lo. Além de não ser de fácil aquisição no mercado, pode ser prejudicial à vista dos alunos se olharem diretamente para ele.

Os gráficos foram obtidos com a montagem descrita no **Anexo A**.

❖ 2º Ordem de Difração do CD

Os espectros dos LEDs nas Fig. 3.5 a 3.12 estão superpostos ao da lâmpada fluorescente e foram obtidos por meio do programa ImageJ.

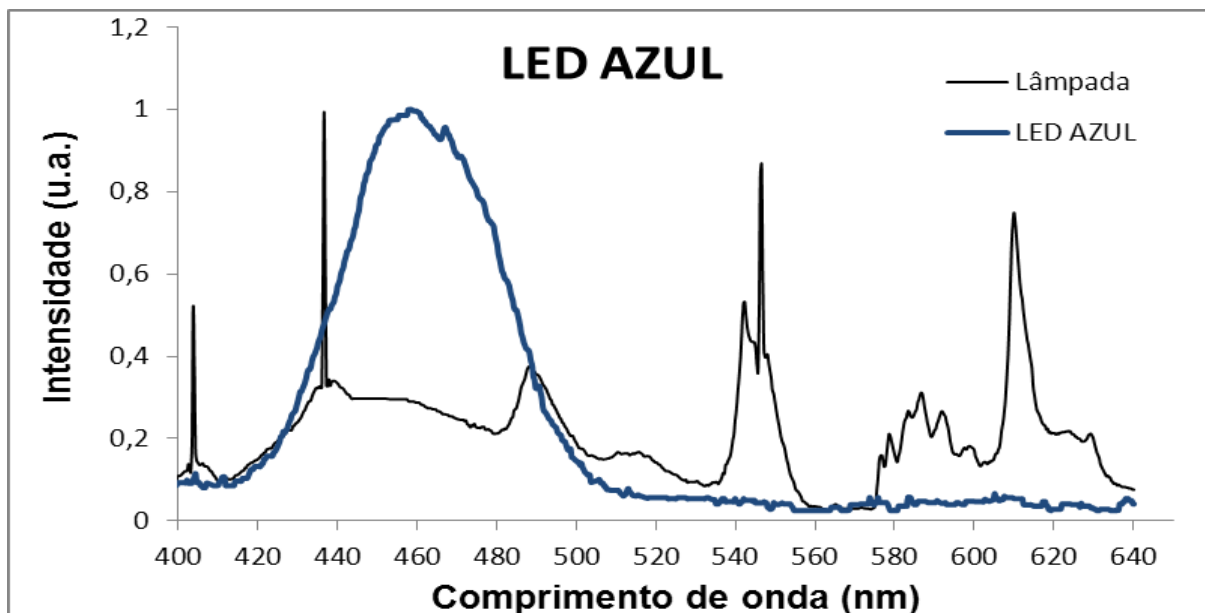


Fig. 3.5 – Espectro da 2ª Ordem de Difração do CD do LED azul superposto ao da lâmpada fluorescente.

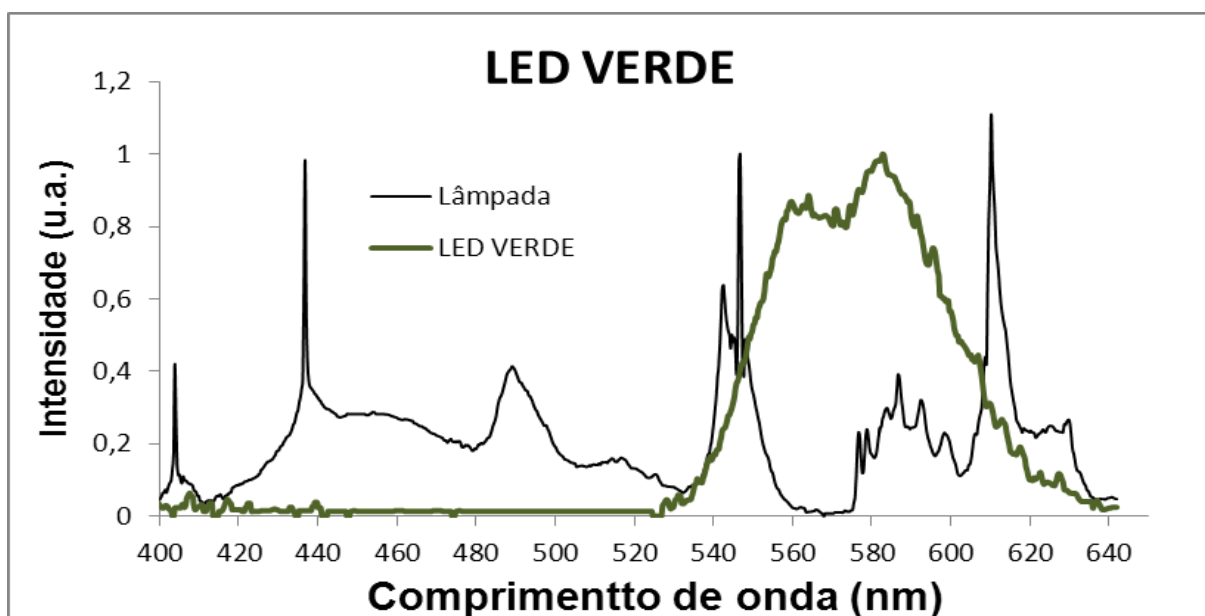


Fig. 3.6 – Espectro da 2ª Ordem de Difração do CD do LED verde superposto ao da lâmpada fluorescente.

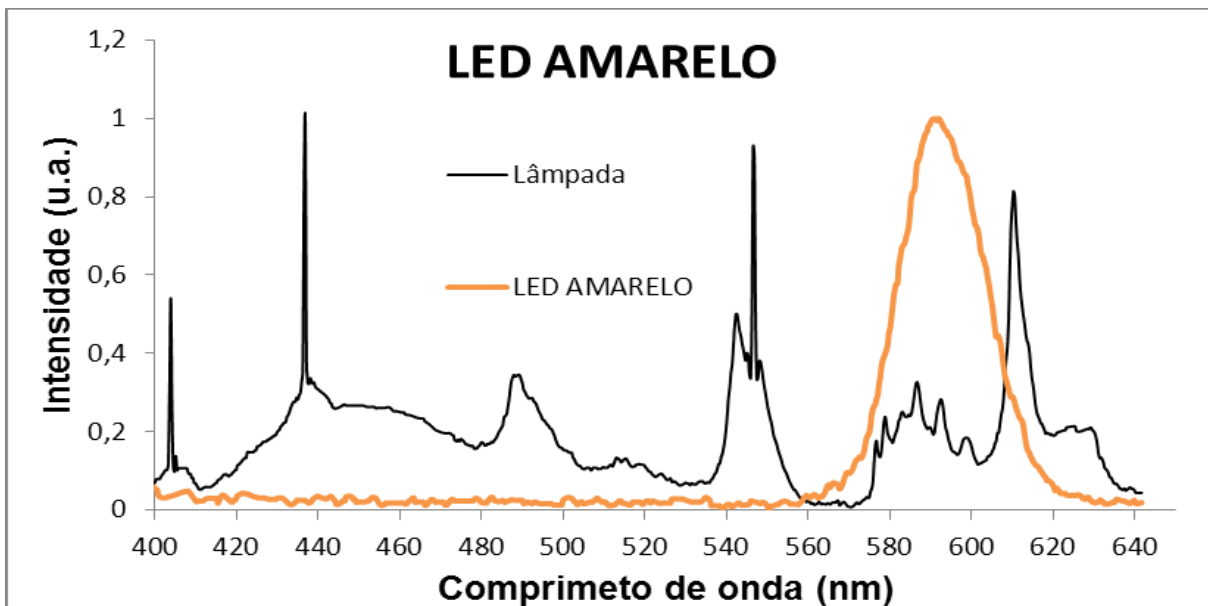


Fig. 3.7 – Espectro da 2ª Ordem de Difração do CD do LED amarelo superposto ao da lâmpada fluorescente.

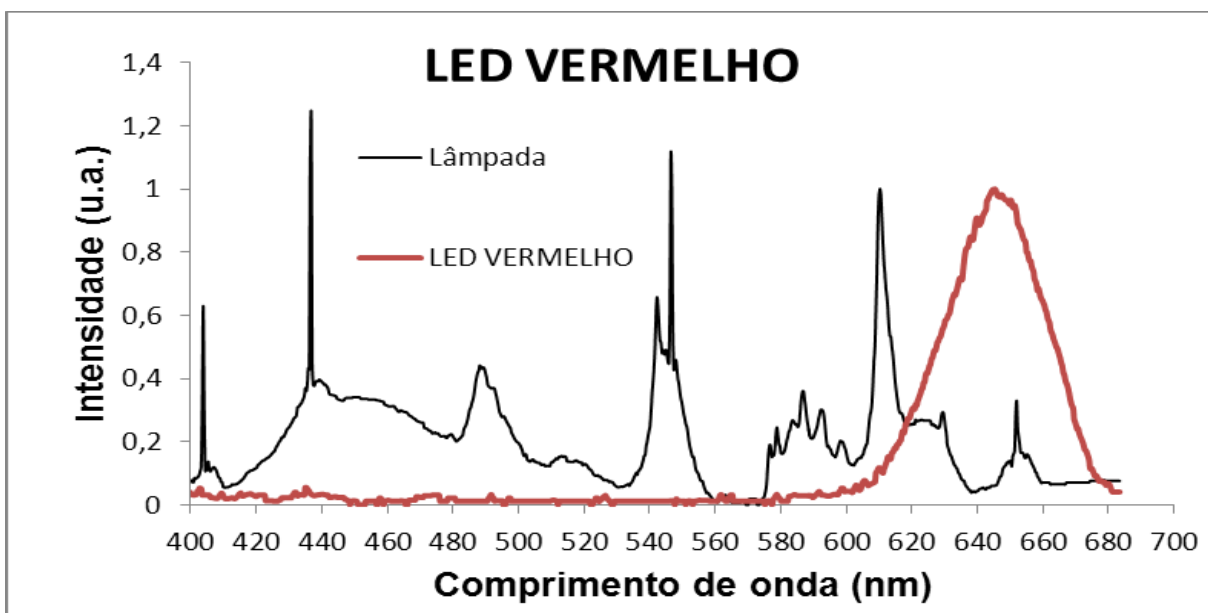


Fig. 3.8 – Espectro da 2ª Ordem de Difração do CD do LED vermelho superposto ao da lâmpada fluorescente.

❖ 1º Ordem de Difração do DVD

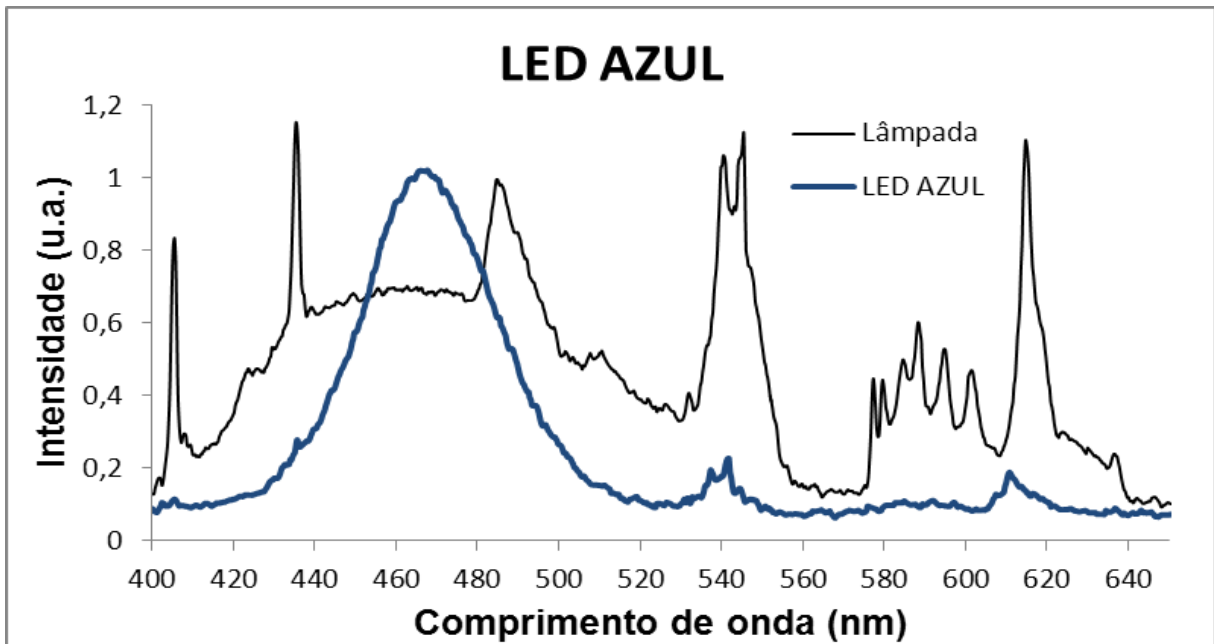


Fig. 3.9 – Espectro da 1ª Ordem de Difração do DVD do LED azul superposto ao espectro da lâmpada fluorescente.

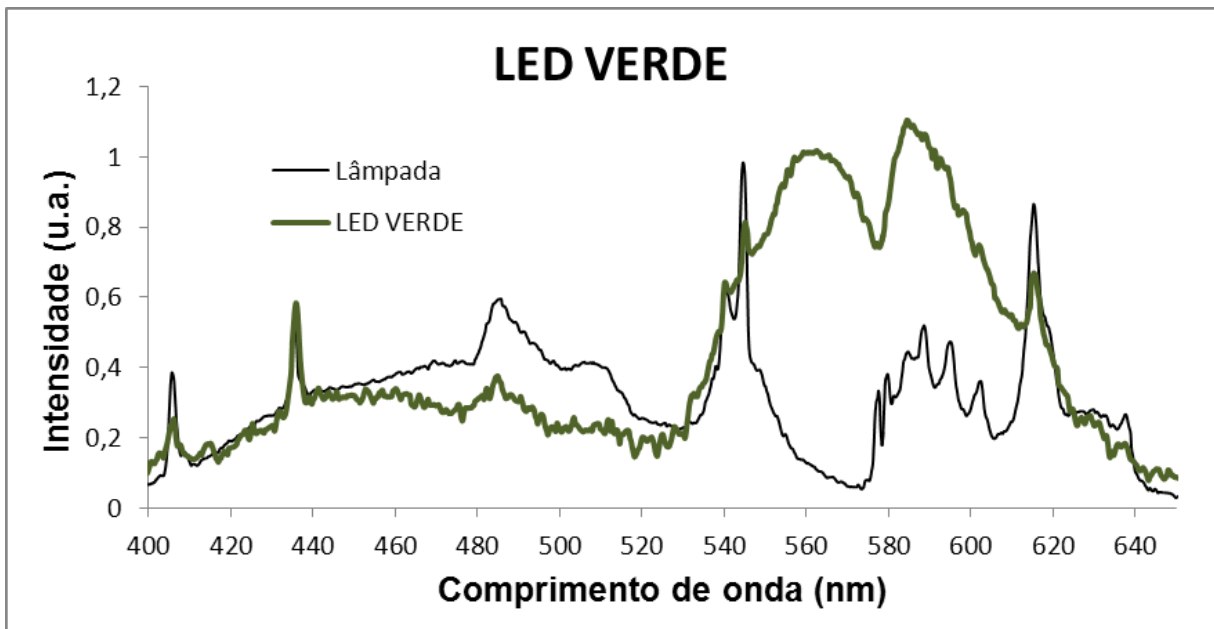


Fig. 3.10 – Espectro da 1ª Ordem de Difração do DVD do LED verde superposto ao espectro da lâmpada fluorescente.

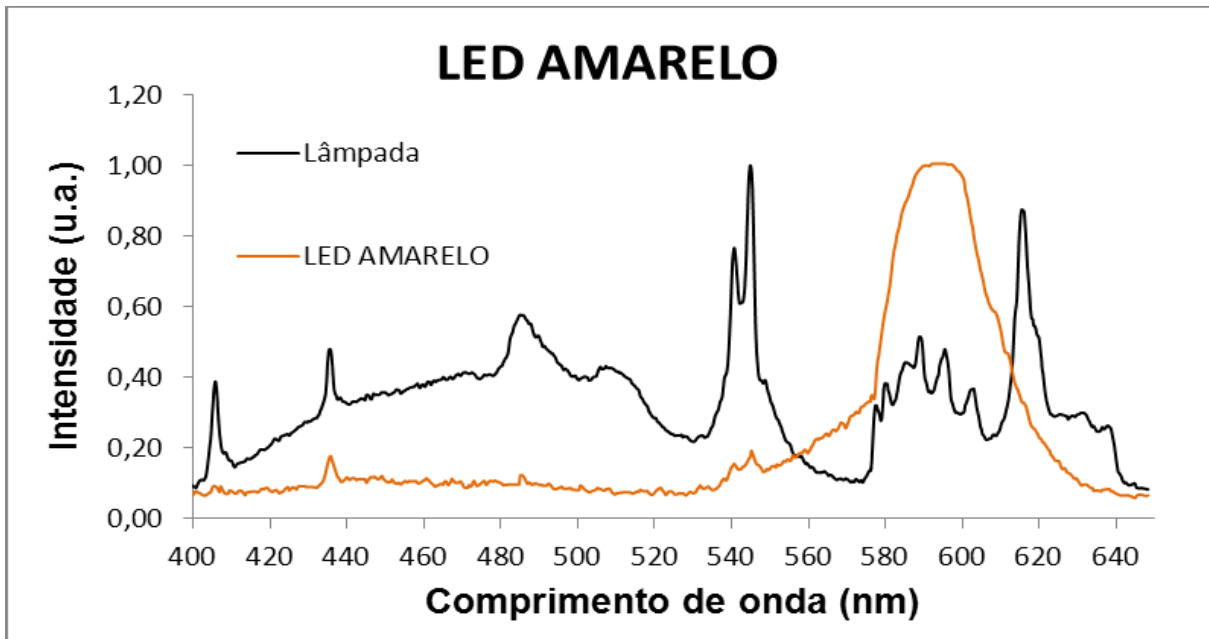


Fig. 3.11 – Espectro da 1ª Ordem de Difração do DVD do LED amarelo superposto ao espectro da lâmpada fluorescente.

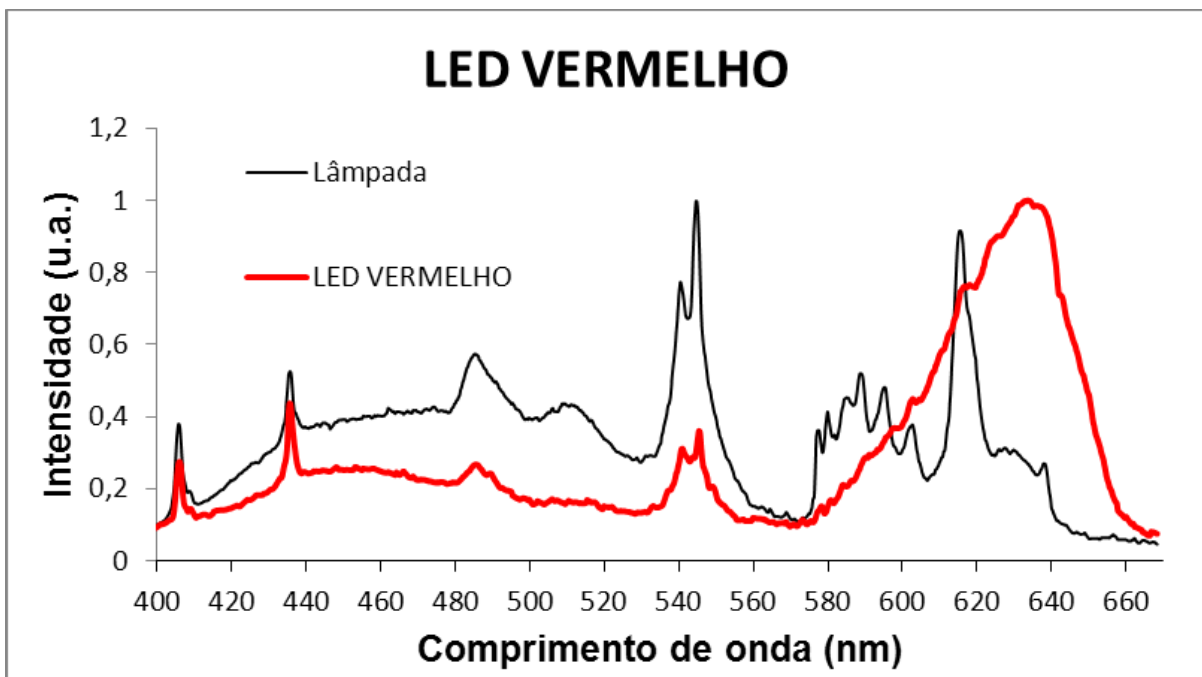


Fig. 3.12 – Espectro da 1ª Ordem de Difração do DVD do LED vermelho superposto ao espectro da lâmpada fluorescente.

3.3. Espectros de absorção

3.3.1. Resultados com o espectrômetro de laboratório

Usamos primeiramente os LEDs como sensores, colocando-os no lugar da fotomultiplicadora na saída do espectrômetro do laboratório. Para as medidas com os filtros alternativos o objetivo é saber com precisão o espectro de absorção em comparação aos filtros comerciais. Para isso voltamos a por a fotomultiplicadora na saída do espectrômetro.

3.3.1.1. LED como sensor

Os resultados obtidos pelo espectrômetro com os LEDs colocados no lugar da fotomultiplicadora estão apresentados na Fig. 3.14. Superpomos todas as curvas e para melhor identificar a área de absorção do espectro o eixo vertical está em escala logarítmica.

Antes de analisarmos cada LED, usamos um sensor de silício calibrado (Absolute Spectral Response, Standard Solar Cell, número de série 00086, Centralab Semiconductor) e obtivemos a curva da lâmpada (Fig. 3.13), esta curva é a nossa base para normalizar as curvas dos LEDs.

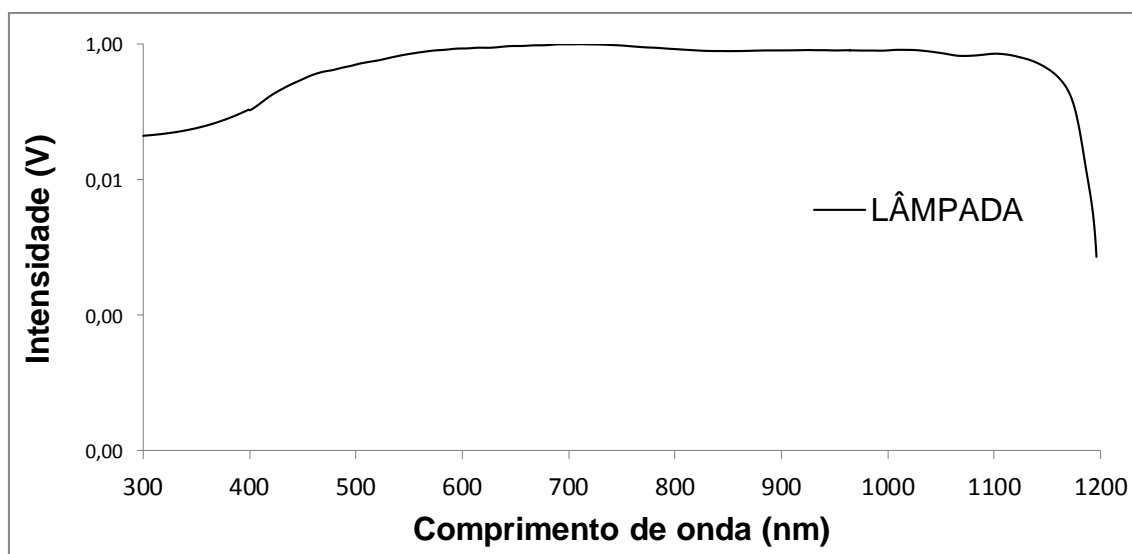


Fig. 3.13 – Gráfico de emissão da lâmpada obtida pelo sensor de silício, para servir como normalização para os LEDs.

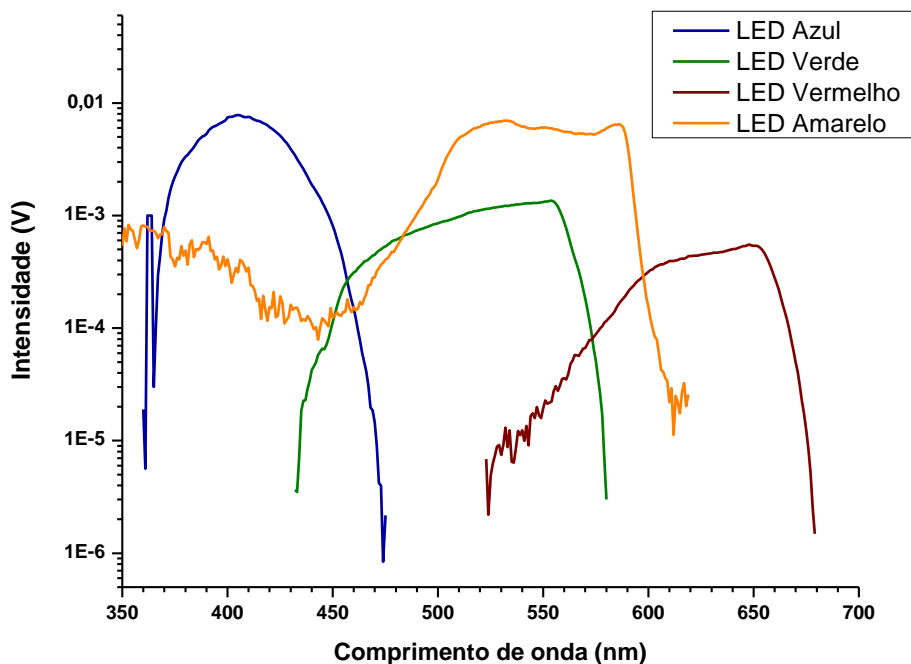


Fig. 3.14 – Gráfico da resposta espectral dos LEDs normalizada pela curva da lâmpada.

3.3.1.2. Absorção de Filtros Comerciais

Utilizamos filtros comerciais fabricados pela Corning-Schott, cujas cores se assemelhassem com as dos outros filtros verificados. As cores e as numerações de cada um deles estão explicitadas na Fig. 3.15. Podemos observar que o gráfico que mostra o espectro de absorção do filtro azul (CS5-58) deixa transmitir na faixa entre 350 e 450 nm, ou seja, ele absorve todas as outras faixas; o filtro verde (CS4-64) absorve na faixa aproximada de 450 nm a 600 nm; o filtro vermelho (CS2-62) absorve em toda faixa anterior a aproximadamente 600 nm e transmite na faixa posterior a este comprimento de onda, ou seja, ele é um passa-baixo.

Ao fazermos a montagem para a adaptação para sala de aula (seção 2.5), fizemos as medidas primeiramente utilizando esses filtros comerciais para comparação com os demais filtros.

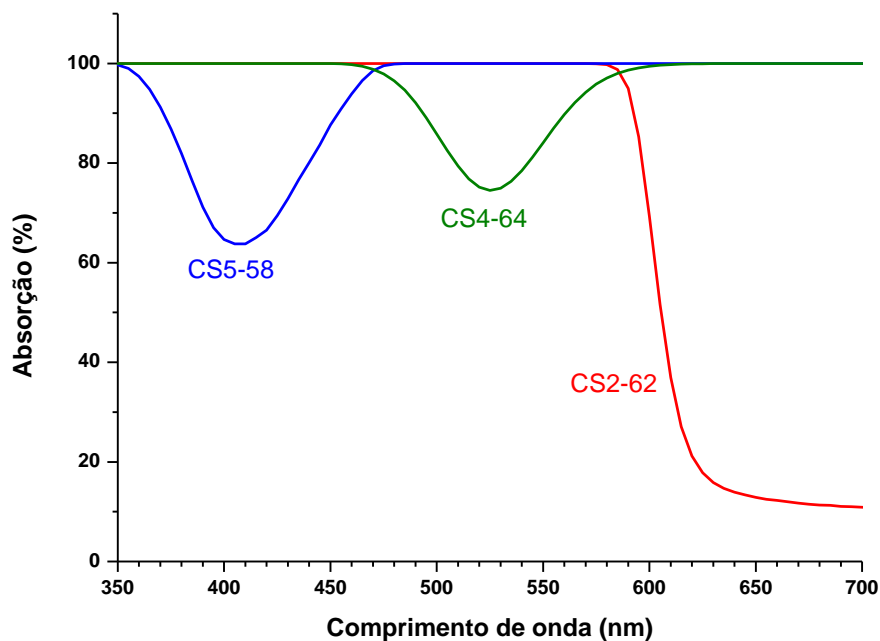


Fig. 3.15 – As curvas obtidas mostram o espectro de absorção dos filtros comerciais fabricados pela Corning-Schott.

3.3.1.3. Absorção dos Filtros alternativos

Utilizando o espectrômetro do laboratório conseguimos os gráficos de absorção dos filtros de garrafa PET (Fig.3.16) e do papel celofane (Fig.3.17).

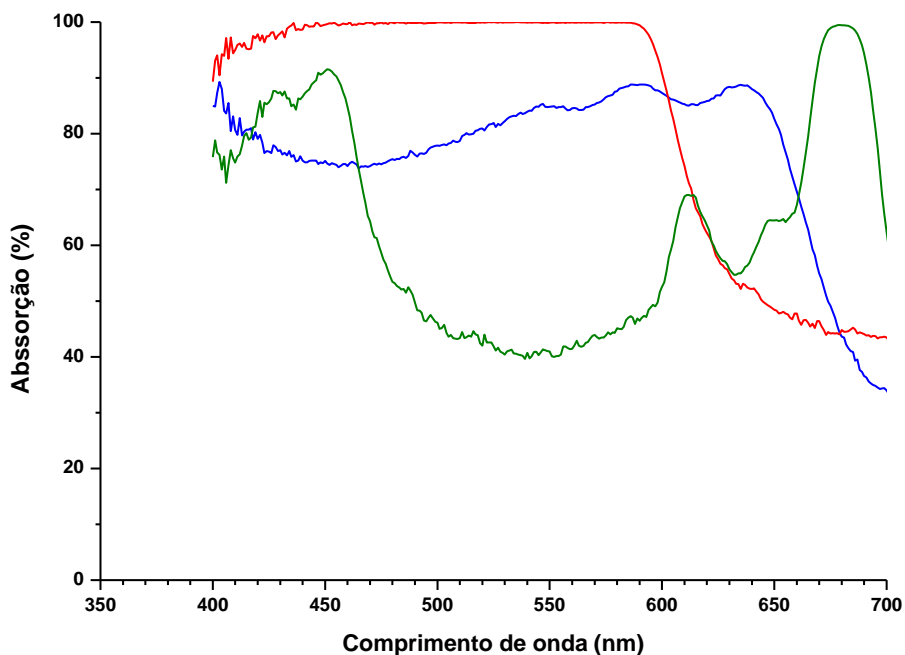


Fig 3.16 – Gráfico do espectro de absorção dos filtros de PETs azul, verde e vermelho.

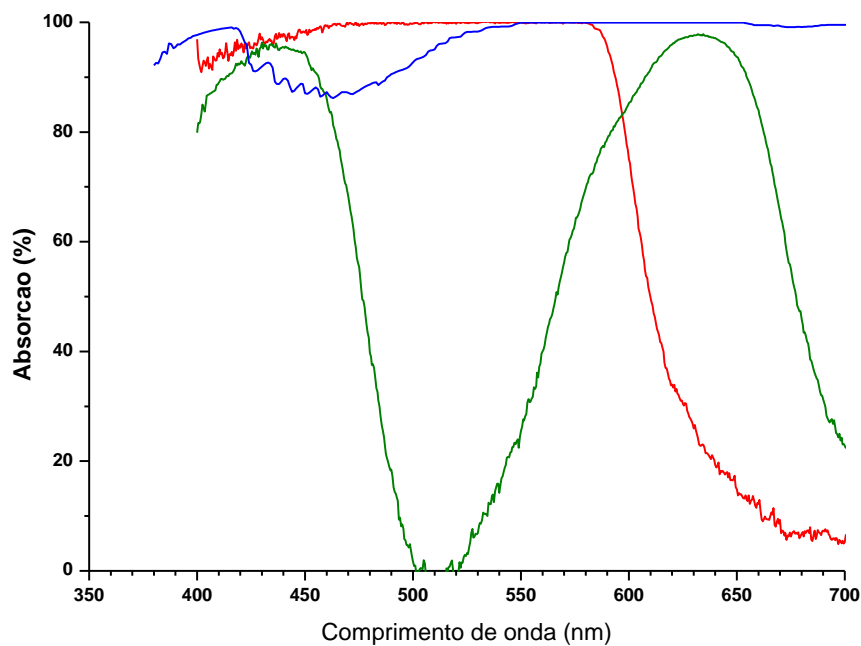


Fig. 3.17 – Gráfico do espectro de absorção dos filtros de PETs azul, verde e vermelho.

3.3.2. Resultados da adaptação em sala de aula utilizando os Filtros Alternativos

Os resultados da adaptação para a sala de aula desses filtros alternativos (seção 2.5) foram obtidos com os LEDs azul, verde, amarelo e vermelho. A lâmpada halógena com espelho dicróico foi mantida a uma distância de 10 cm dos LEDs. E obtivemos os dados que estão registrados na tabela 3.4.

FILTROS	LED AZUL (V)	LED VERDE (V)	LED AMARELO (V)	LED VERMELHO (V)	LED IV (V)
SEM FILTRO	2,28	1,68	1,58	1,42	0,87
FILTRO CS5-58 (AZUL)	2,09	0,43	0,18	0,01	0,15
FILTRO CS4-64 (VERDE)	0,00	1,60	1,48	0,81	0,85
FILTRO CS2-62 (VERMELHO)	0,00	0,05	0,01	1,39	0,86
FILTRO PAPEL CELOFANE AZUL	1,84	1,54	1,05	0,09	0,84
FILTRO PAPEL CELOFANE VERDE	1,28	1,64	1,54	1,26	0,85
FILTRO PAPEL CELOFANE VERMELHO	0,33	0,02	0,12	1,41	0,86
FILTRO PET AZUL	2,12	1,61	1,49	1,28	0,85
FILTRO PET VERDE	1,87	1,65	1,55	1,35	0,87
FILTRO PET VERMELHO	0,55	0,02	0,07	1,36	0,84

Tabela 3.4 – Valores de tensão de saturação mostrados no multímetro para os diversos tipos de filtros.

CAPÍTULO 4

Análise

Faremos neste capítulo uma análise detalhada dos dados vistos no capítulo 3. Para isso faremos as comparações com as medidas feitas no laboratório e com técnicas de outros artigos e trabalhos.

4.1. Obtenção da constante de Planck

Nesta seção iremos mostrar as técnicas utilizadas em alguns artigos e trabalhos em comparação à técnica proposta nesta dissertação.

Para a comparação das técnicas apresentaremos duas formas diferentes de se obter a constante de Planck através da melhor que reta que se ajusta aos pontos do gráfico 'Energia Vs. Frequência'. Usaremos, para a nossa técnica, a reta que passa pela origem mostrando, assim, que nossa metodologia está correta e que este não necessita de correções adicionais. Para a obtenção da constante de Planck através dos outros métodos demonstraremos que para se ter um valor aceitável os resultados obtidos necessitam de uma correção, ou seja, a reta não deve passar pela origem.

4.1.1. Técnica Proposta para a determinação do comprimento de onda com o método da aproximação linear para a tensão

Vemos no capítulo 1 da teoria na seção “1.2.7 Dependência da corrente elétrica em função da voltagem”, que a corrente de carga gerada na camada de transição em um diodo pela aplicação de uma diferença de potencial V nas extremidades do diodo é dada por

$$I = I_0 \left(e^{V/\eta V_T} - 1 \right)$$

Observando esta equação notamos que um gráfico de I vs V não nos dará a tensão de GAP (V_G). Dará apenas a tensão associada à energia E_0 (Fig.1.17). Esta tensão é apenas da ordem de grandeza de V_G , quando utilizamos o método da aproximação linear. Método este, que muitos experimentos que

visam descobrir a constante de Planck em sala de aula utilizam, mas não explicam o porquê de se utilizar este método.

O problema está em se comparar essa tensão com o comprimento de onda do LED, pois geralmente pega-se o pico do comprimento de onda, mas a energia de GAP está na parte de menor energia da curva espectral de emissão, ou seja, na parte de maior comprimento de onda.

Utilizando estas duas observações, conseguimos estimar, com uma melhor acurácia, o valor da constante de Planck.

Traçamos as curvas da intensidade de corrente elétrica em função da diferença de potencial elétrico (I vs V) dos LEDs e os espectros de emissão destes LEDs. O eixo de comprimento de onda foi convertido em energia, através do uso da constante de Planck, e dividida pela carga do elétron e , de forma a termos uma comparação dos resultados entre as duas técnicas. O ponto onde o gráfico de emissão se levanta (Fig. 4.2), no eixo horizontal, é o comprimento de onda adotado para nossa análise.

A figura 4.1 mostra essas curvas sobrepostas de I vs V e da emissão medida no espectrômetro de baixo custo dos LEDs azul, verde, amarelo e vermelho. Esta figura serve para mostrar a viabilidade do método, pelo fato do eixo horizontal estar em volts para podermos comparar a tensão pela aproximação linear com o método proposto acima.

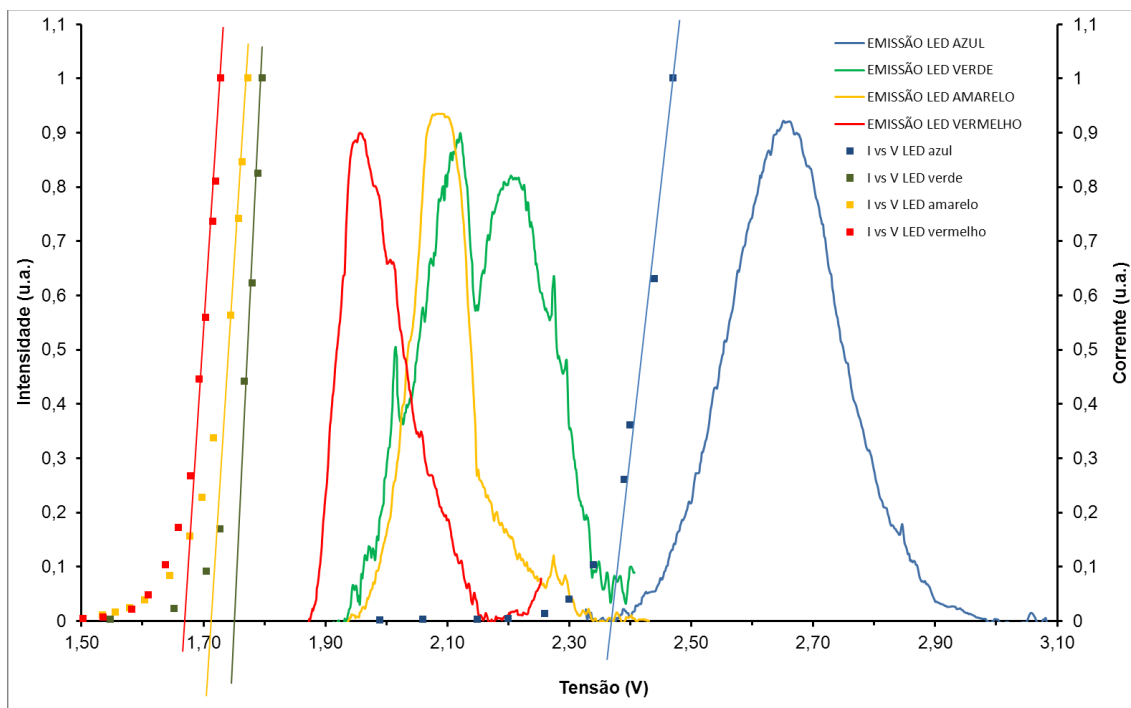


Fig. 4.1 – Gráficos sobrepostos da emissão dos LEDs, observada pela rede difração de DVD, com a curva característica dos LEDs. A corrente foi normalizada pelo valor de maior corrente medido em miliampères.

Visto que essa técnica fornece tensões, pela emissão espectral dos LEDs e pela aproximação linear, mais semelhante, obteremos o comprimento de onda do mesmo modo que fizemos para verificar a tensão. Usaremos as Fig. 4.2 e 4.3 para determinarmos os comprimentos de onda utilizados para a obtenção da constante de Planck. Os comprimentos de onda obtidos por este método serão transformados em frequência pela equação

$$C = \lambda \cdot f$$

onde: C é a velocidade da luz;

λ é o comprimento de onda;

f é a frequência.

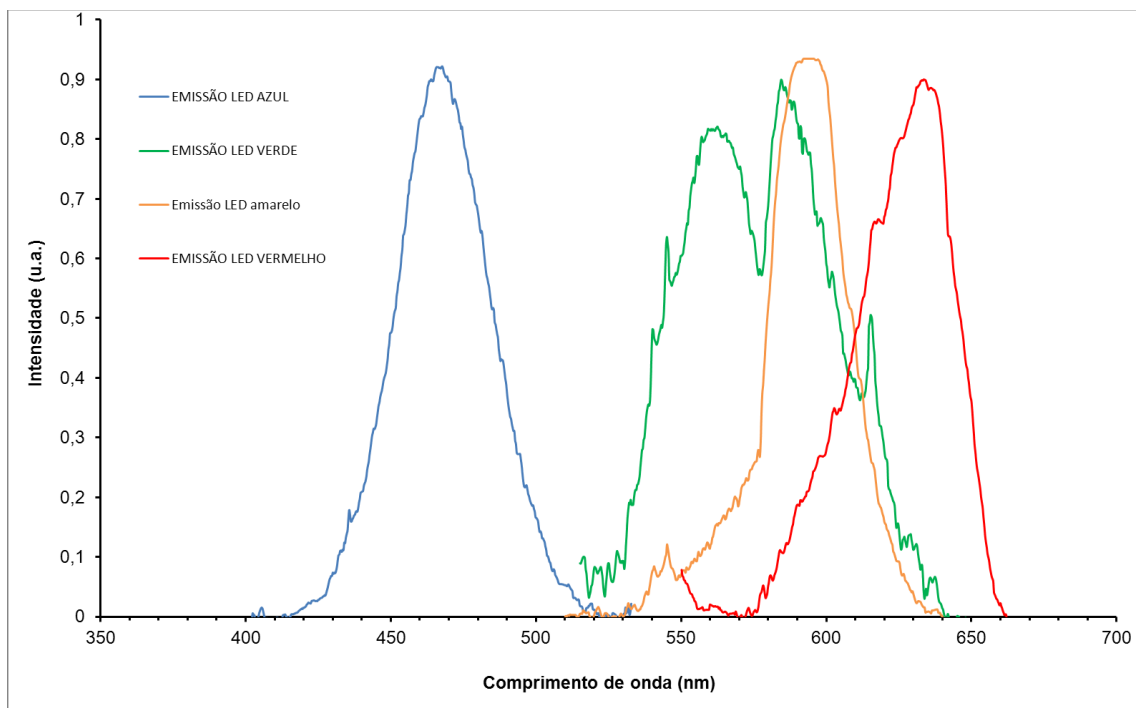


Fig. 4.2 – Gráfico da emissão dos LEDs, observada pela rede de difração de DVD, mostrando a técnica proposta para obtenção do comprimento de onda utilizado para se calcular a constante de Planck.

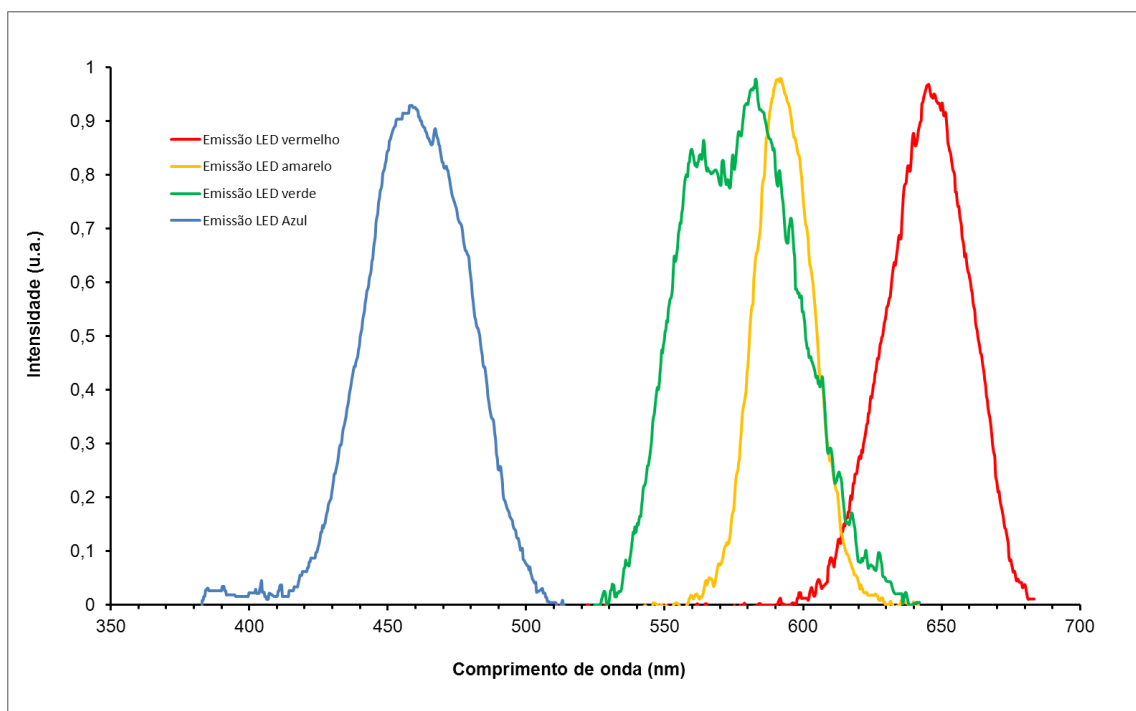


Fig. 4.3 – Gráfico da emissão dos LEDs, observada pela rede de difração de CD, mostrando a técnica proposta para obtenção do comprimento de onda utilizado para se calcular a constante de Planck.

LED'S	led azul	led verde	led amarelo	led vermelho
Comprimento de onda DVD (nm) ($\delta\lambda = 5\text{nm}$)	525	640	640	662
Frequência DVD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14}\text{Hz}$)	5,71	4,68	4,68	4,53
Comprimento de onda CD (nm) ($\delta l = 5\text{nm}$)	510	635	630	681
Frequência CD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14}\text{Hz}$)	5,88	4,72	4,76	4,40
Tensão de corte (V) ($\delta V = 0,05\text{V}$)	2,37	1,75	1,72	1,68

Tabela 4.1 – Comprimento de onda e frequência pelas redes de difração do CD e DVD, obtidas pela técnica proposta.

A constante de Planck foi obtida através do gráfico de ‘Energia x Frequência’ (Fig.4.4) feito a partir da tabela 4.1. O coeficiente angular nos fornece o valor da constante de Planck.

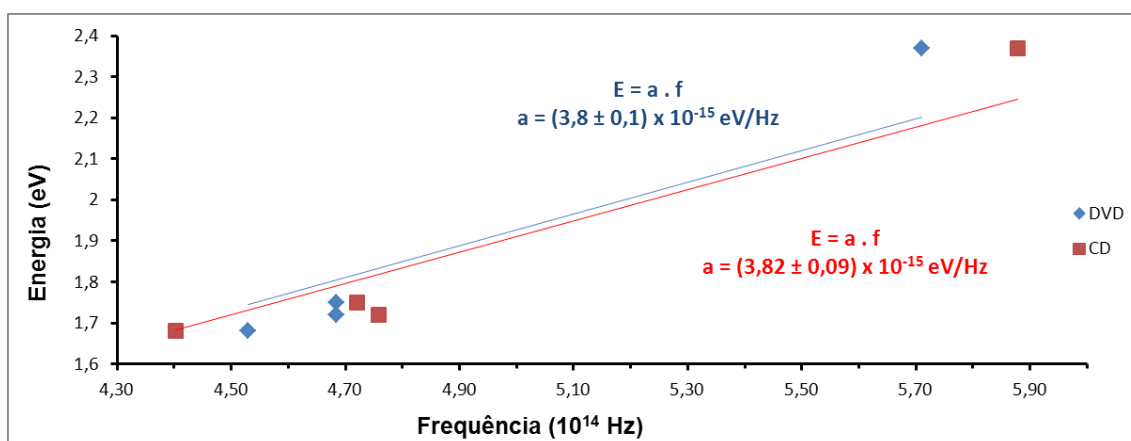


Fig. 4.4 – Gráfico dos dados da tabela 4.1. As retas passam pela origem.

A reta do gráfico da Fig. 4.4 passa pela origem e seu coeficiente angular nos fornece valores consistentes para a constante de Planck. Iremos observar que nos outros métodos não poderemos traçar a reta passando pela origem, se quisermos obter a constante de Planck com valores significativos. Isto dá mais confiança ainda neste método proposto. Os valores da tabela 4.2 nos fornece a constante de Planck em J.s e a discrepância foi calculada tendo como base a constante de Planck de $h = 6,626\ 069\ 57(29) \times 10^{-34} \text{ J s}$ (CODATA, 2010).

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	6,09	8%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	6,12	8%

Tabela 4.2 – Constante de Planck obtida pelo coeficiente angular da reta da Fig. 4.4 em unidade J.s ($1\text{eV} = 1,602\ 176\ 565(35) \times 10^{-19}$ J).

4.1.2. Métodos utilizados por outros autores

Em muitos artigos (OLIVEIRA, 2009; TORRES, CARVALHAL e MEIRELES, 2009; COBO e ZANATTA, 2013; SANDOVAL; MOURA, SILVA, *et al.*, 2011) a curva característica 'I vs V' é utilizada com extrapolação linear para obter a tensão de gap. Em alguns essa tensão é referida como tensão limiar ou tensão de corte, porém, como foi dito, esta tensão não está associada à tensão de gap, sendo apenas uma aproximação. Devemos chamar a atenção a esse problema indicando que esta é uma técnica apenas qualitativa, mas muitos destes trabalhos não indicam isto.

Outra técnica muito utilizada é marcar a tensão do LED quando este começa a acender. O problema desta técnica está na percepção de quando o LED começa a acender. Isto dependerá de alguns fatores, como a iluminação da sala, a percepção da retina, que depende de pessoa para pessoa, e este não dará o valor da tensão de gap, apenas uma tensão de valor da ordem de grandeza da tensão de gap.

Porém, em todas estas duas técnicas utilizam-se como comprimento de onda o valor do pico da emissão do espectro dos LEDs.

Refizemos estas técnicas com as montagens do capítulo 2 e obtivemos os resultados no capítulo 3. Iremos utilizar estes dados e o espectro de emissão dos LEDs através da técnica proposta nesta dissertação, com o espectrômetro de baixo custo e o uso do programa ImageJ, pois consideramos que os espectros obtidos desta forma são bastante satisfatórios quando comparados aos obtidos com os do espectrômetro de laboratório. Para a obtenção da Constante de Planck o valor do comprimento de onda do LED com o centro do pico do espectro, pois todos estes artigos e trabalhos assim o fazem e o comprimento de onda proposto pela técnica da seção 4.1.1.

4.1.2.1. Constante de Planck pela tensão de acendimento

Através da montagem da seção 2.2 que nos forneceu a tabela 3.2 e usando como comprimento de onda como pico do centro da emissão dos espectros dos LEDs das figuras da seção 3.2.2., obtemos a constante de Planck tanto para os espectros pela rede difração do CD quanto para o DVD.

Utilizando os valores dos gráficos das Fig. 4.2 e 4.3 para obtenção dos comprimentos de onda relativos aos máximos de intensidade, obtemos a Tabela 4.3.

LED'S	led azul	led verde	led amarelo	led vermelho
Comprimento de onda DVD (nm) ($\delta\lambda = 5\text{nm}$)	467	576	594	633
Frequência DVD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14} \text{Hz}$)	6,42	5,20	5,05	4,74
Comprimento de onda CD (nm) ($\delta l = 5\text{nm}$)	459	572	591	645
Frequência CD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14} \text{Hz}$)	6,53	5,24	5,07	4,65
Tensão de corte (V) ($\delta V = 0,05\text{V}$)	2,38	1,77	1,70	1,61

Tabela 4.3 - Comprimento de onda, frequência e tensão de acendimento pelas redes de difração do CD e DVD.

A constante de Planck foi obtida através do gráfico de Tensão x Frequência (Fig.4.7) feito com os dados da Tabela 4.3. O coeficiente angular nos fornece o valor da constante de Planck em eV.s.

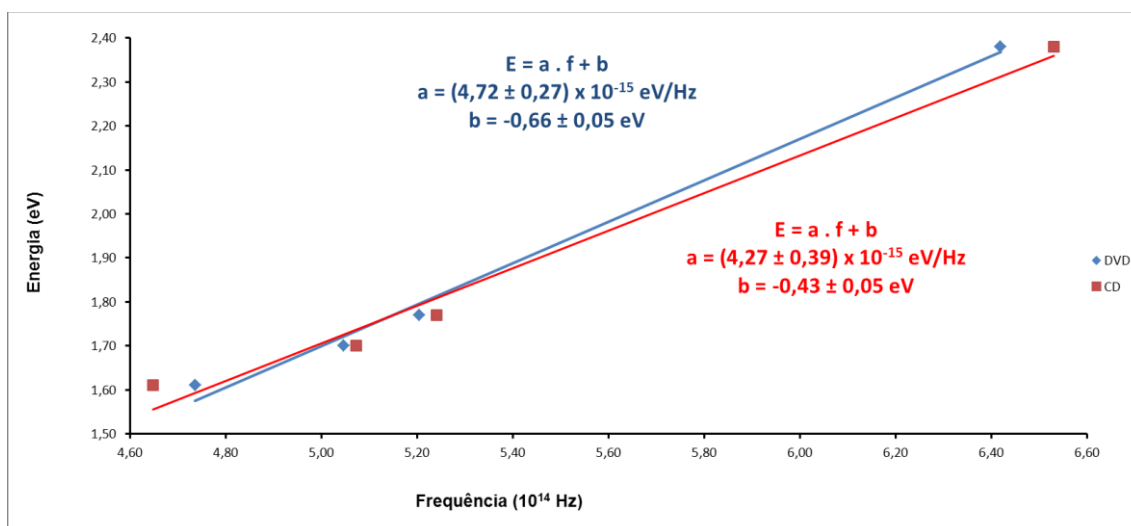


Fig. 4.5 – Gráfico da tabela 4.4. A reta é a melhor reta que passa pelos pontos, porém não passa pela origem.

A reta do gráfico da Fig. 4.5 é a melhor reta que passa pelos pontos dados da tabela 4.3, porém esta reta não passa pela origem. Os valores da tabela 4.4 nos fornece a constante de Planck em J.s e a discrepância foi calculada tendo como base a constante de Planck de $h = 6,626\ 069\ 57(29) \times 10^{-34}$ J s (CODATA, 2010).

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	7,56	14%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	6,84	3%

Tabela 4.4 – Constante de Planck obtido pelo coeficiente angular da reta da Fig. 4.5 transformada na unidade J.s.

Podemos fazer a reta da Fig. 4.5 passar pela origem. Com isso obtemos o ajuste apresentado na Fig. 4.6.

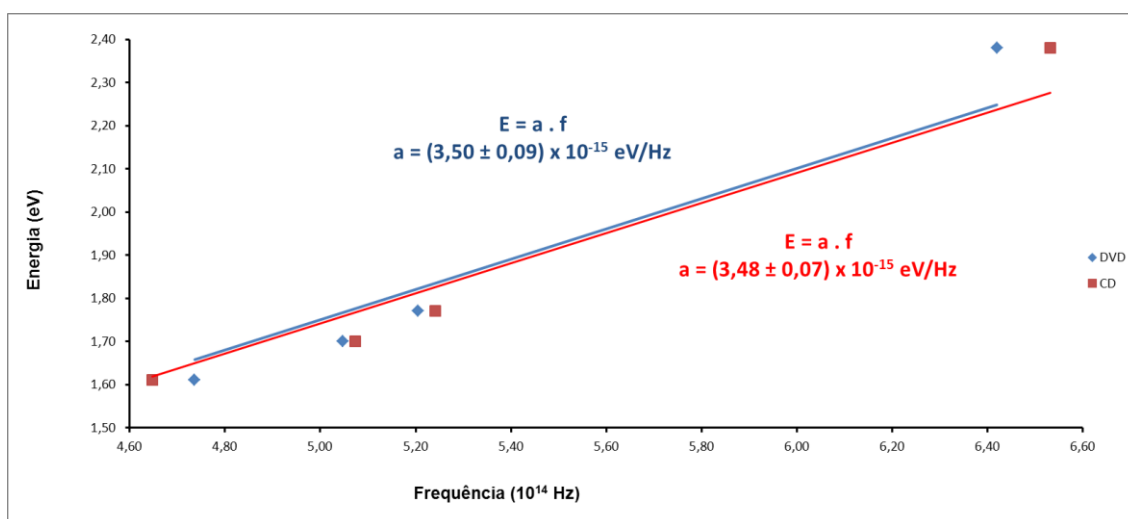


Fig. 4.6 – Gráfico da tabela 4.4. As retas passam pela origem.

Podemos perceber que os coeficientes angulares são muito próximos uns dos outros. Os novos valores para a constante de Planck pela rede difração de CD e DVD nos dão discrepâncias muito altas, como visto na tabela 4.5.

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	5,61	15%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	5,58	16%

Tabela 4.5 – Constante de Planck obtido pelo coeficiente angular da reta da Fig. 4.6 em unidade J.s.

Para efeitos comparativos utilizaremos estas tensões de acendimento com os comprimentos de onda do método proposto da seção 4.1.1 das Fig.4.2 e Fig.4.3, obtendo os valores da tabela 4.6 abaixo.

LED'S	led azul	led verde	led amarelo	led vermelho
Comprimento de onda DVD (nm) ($\delta\lambda = 5\text{nm}$)	525	640	640	662
Frequência DVD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14}\text{Hz}$)	5,71	4,68	4,68	4,53
Comprimento de onda CD (nm) ($\delta l = 5\text{nm}$)	510	635	630	681
Frequência CD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14}\text{Hz}$)	5,88	4,72	4,76	4,40
Tensão de corte (V) ($\delta V = 0,05\text{V}$)	2,38	1,77	1,70	1,61

Tabela 4.6 - Comprimento de onda (pela nossa técnica proposta da seção 4.1.1), frequência e tensão de acendimento pelas redes de difração do CD e DVD.

Da Tabela 4.6, obtemos o gráfico da energia relacionada à tensão de acendimento vs. frequência das redes difração de DVD e CD. Como visto na Fig.4.7.

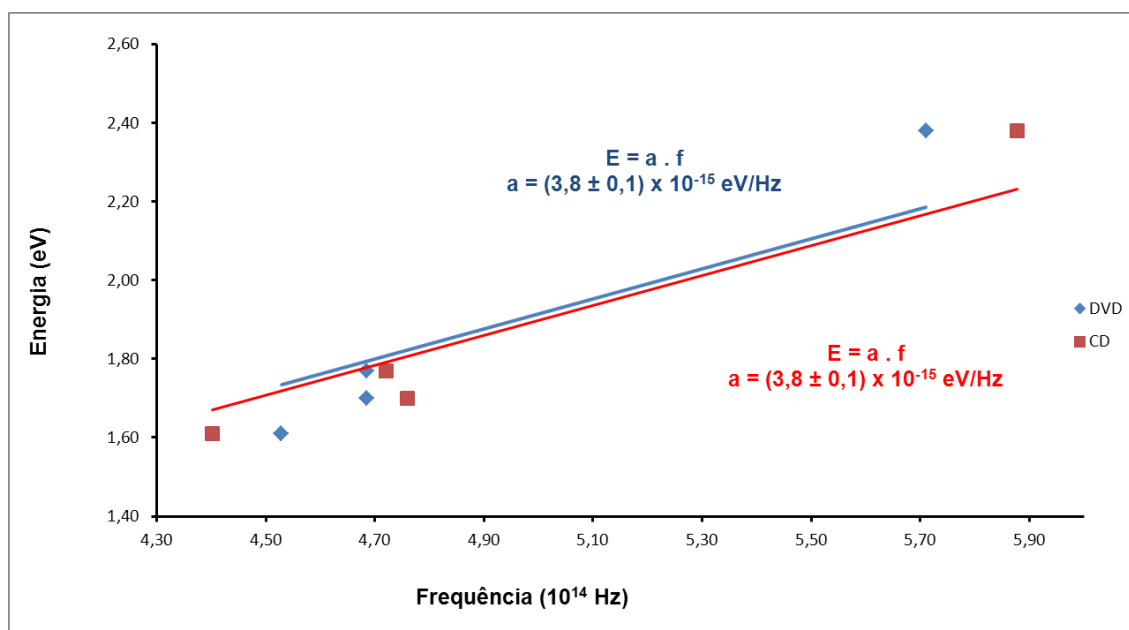


Fig. 4.7 – Gráfico da tabela 4.6. As retas passam pela origem.

Da Fig.4.7 obtemos através do coeficiente angular da reta, que melhor passa pelos pontos da tabela 4.6 e que corta a origem, a constante de Planck. Na tabela 4.7 mostra a constante de Planck com sua devida transformação de unidade para J.s.

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	6,09	8%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	6,09	8%

Tabela 4.7 – Constante de Planck obtido pelo coeficiente angular da reta da Fig. 4.7 transformada na unidade J.s.

Podemos notar claramente que utilizando os valores de comprimento de onda pela técnica proposta da seção 4.1.1 obtemos melhores valores para a constante de Planck. A discrepância de 3% para a constante de Planck observada na tabela 4.4 para a rede difração do CD não é real, pois o coeficiente angular da reta usado não é de uma reta que passa na origem, se fizermos a reta passar pela origem, como os valores da tabela 4.5, encontramos uma discrepância de aproximadamente 15% para a constante de Planck.

4.1.2.2. Constante de Planck pela tensão de corte com o uso do método da aproximação linear

Para este método iremos utilizar a tensão de corte pela aproximação linear da Fig.4.1 com os picos dos comprimentos de onda dos espectros de emissão pelas redes difração do CD e DVD das Fig.4.2 e 4.3. Com isso obtemos a Tabela 4.8.

LED'S	led azul	led verde	led amarelo	led vermelho
Comprimento de onda DVD (nm) ($\delta\lambda = 5\text{nm}$)	467	576	594	633
Frequência DVD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14}\text{Hz}$)	6,42	5,20	5,05	4,74
Comprimento de onda CD (nm) ($\delta l = 5\text{nm}$)	459	572	591	645
Frequência CD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14}\text{Hz}$)	6,53	5,24	5,07	4,65
Tensão de corte (V) ($\delta V = 0,05\text{V}$)	2,37	1,75	1,72	1,68

Tabela 4.8 - Comprimento de onda, frequência e tensão de corte com aproximação linear pelas redes de difração do CD e DVD.

Com os dados da Tabela 4.8 obtemos o gráfico da Fig.4.8 e 4.9, sendo que na Fig.4.8 a reta não passa pela origem, diferentemente da Fig.4.9 onde a reta passa pela origem.

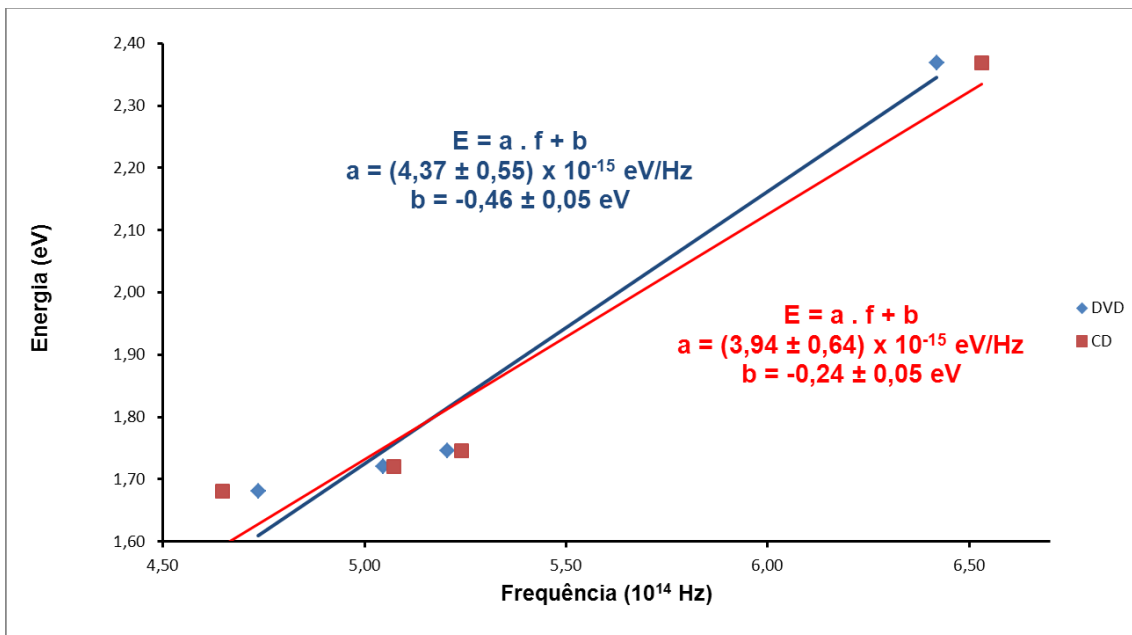


Fig. 4.8 – Gráfico da tabela 4.8. A reta é a melhor reta que passa pelos pontos e esta não reta passa pela origem.

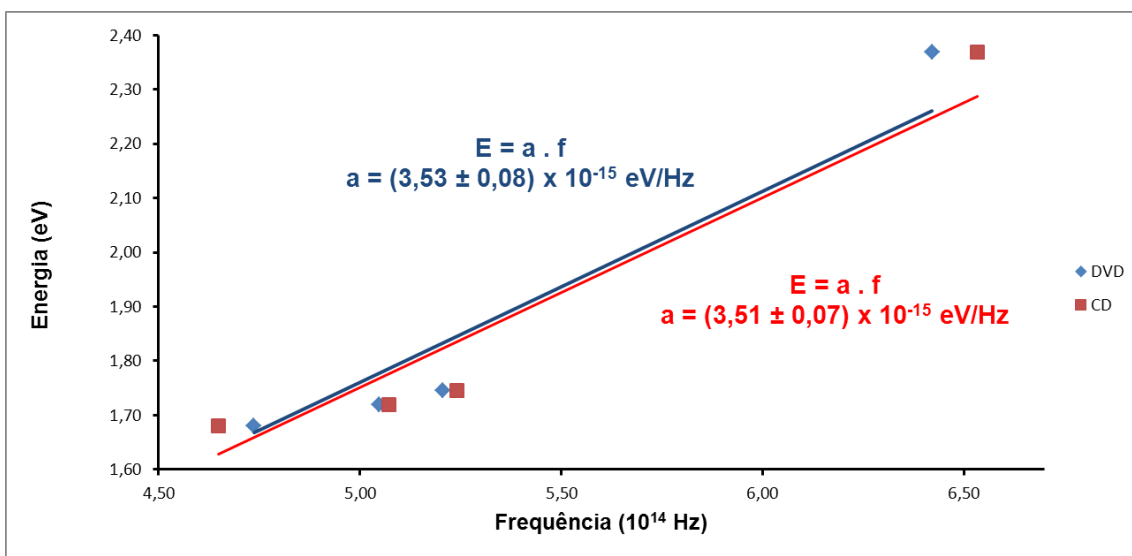


Fig. 4.9 – Gráfico da tabela 4.6. As retas passam pela origem.

Da Fig.4.8 obtemos através do coeficiente angular da resta ajustada a constante de Planck, apresentada na tabela 4.9 com sua devida transformação de unidade para J.s.

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	7,00	6%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	6,31	5%

Tabela 4.9 – Constante de Planck obtido pelo coeficiente angular da reta da Fig. 4.8 transformada na unidade J.s.

Observamos que o erro é de 6% por esta técnica, porém a Tabela 4.10 nos mostrará que a constante de Planck obtida pela Fig.4.9 (retas passando pela origem) dá erros de aproximadamente 15%.

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	5,66	15%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	5,62	15%

Tabela 4.10 – Constante de Planck obtido pelo coeficiente angular da reta da Fig. 4.9 transformada na unidade J.s.

Notamos também nesta seção, que os valores para a constante de Planck obtidos na Tabela 4.2 são próximos dos da Tabela 4.9, mesmo sendo a Tabela 4.9 construída com base no coeficiente angular de uma reta que não passa pela origem.

4.1.3. Constante de Planck pela Tensão de saturação

A técnica da tensão de saturação também é uma aproximação para a obtenção da tensão de gap. É uma técnica inovadora que se faz neste trabalho e possui melhor embasamento teórico que a tensão de acendimento. Porém, é preciso notar que estes valores da tensão de saturação são menores do que a tensão de acendimento o que prejudica os cálculos para a constante de Planck. Mas vale a pena lembrar que nenhum dos métodos dará a tensão de gap. Em comparação para a constante de Planck o método da tensão de acendimento foi melhor neste trabalho, porém isto depende de quem faz a medida e como ela é tomada. Por exemplo, se a sala está mais clara encontramos valores maiores para a tensão de acendimento e em uma sala mais escura, os valores encontrados ficam menores. Além disso, a percepção do acendimento muda de pessoa para pessoa, ou seja, temos uma abertura muito grande para falhas, pois o método poderá dar valores muito distintos. O método da tensão de

saturação é por extrapolação dos gráficos da Fig.3.2, ou seja, temos certeza que a tensão saturou.

Iremos utilizar dois métodos; o primeiro com a técnica proposta na seção 4.1.1. para o comprimento de onda visto na tabela 4.1, porém a tensão será a tensão de saturação da Tabela 3.3.; o segundo método irá utilizar o comprimento de onda obtido no centro do pico de emissão dos espectros dos LEDs verificados nas Fig.4.5 e Fig.4.6, porém a tensão utilizada será também a da Tabela 3.3.

4.1.3.1. Tensão de saturação com a técnica proposta para o comprimento de onda.

Utilizando os dados da tabela 3.3 e substituindo na tensão da tabela 4.1, obtemos a tabela 4.11 abaixo.

LED'S	led azul	led verde	led amarelo	led vermelho
Comprimento de onda DVD (nm) ($\delta\lambda = 5\text{nm}$)	525	640	635	662
Frequência DVD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14} \text{Hz}$)	5,71	4,68	4,72	4,53
Comprimento de onda CD (nm) ($\delta\lambda = 5\text{nm}$)	510	635	627	681
Frequência CD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14} \text{Hz}$)	5,88	4,72	4,78	4,40
Tensão de saturação (V) ($\delta V = 0,05\text{V}$)	2,22	1,70	1,70	1,44

Tabela 4.11 - Comprimento de onda, frequência e tensão de saturação pelas redes de difração do CD e DVD.

Com os valores da Tabela 4.11 obtemos o gráfico da Fig.4.10. Com o coeficiente da reta que melhor passa pelos pontos obtemos a constante de Planck, para as rede difração de CD e DVD, apresentadas na tabela 4.12.

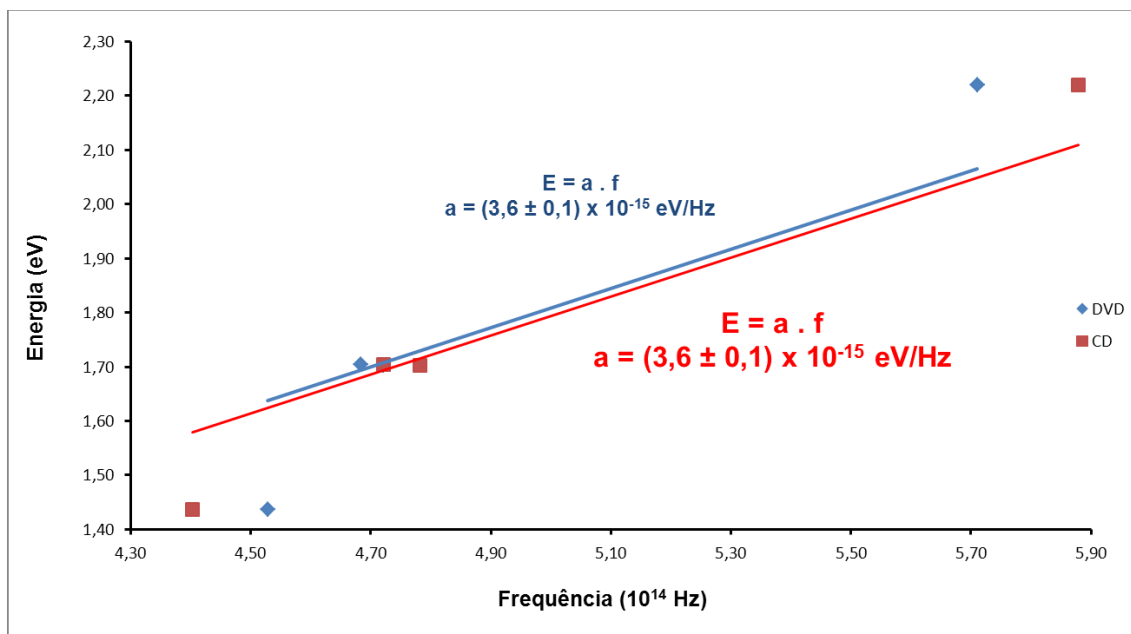


Fig. 4.10 – Gráfico da tabela 4.11. As retas passam pela origem.

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	5,77	13%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	5,77	13%

Tabela 4.12 – Constante de Planck obtido pelo coeficiente angular da reta da Fig. 4.10 transformada na unidade J.s.

4.1.3.2. Tensão de saturação com o comprimento de onda do pico

Utilizamos agora os centros dos picos do espectro do comprimento de onda com a tensão de saturação. Como visto na tabela 4.13.

LED'S	led azul	led verde	led amarelo	led vermelho
Comprimento de onda DVD (nm) ($\delta\lambda = 5\text{nm}$)	467	576	594	633
Frequência DVD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14} \text{Hz}$)	6,42	5,20	5,05	4,74
Comprimento de onda CD (nm) ($\delta\lambda = 5\text{nm}$)	459	572	591	645
Frequência CD (10^{14} Hz) ($\delta f = 0,01 \times 10^{14} \text{Hz}$)	6,53	5,24	5,07	4,65
Tensão de saturação (V) ($\delta V = 0,05\text{V}$)	2,22	1,70	1,70	1,44

Tabela 4.13 - Comprimento de onda, frequência e tensão de saturação pelas redes de difração do CD e DVD.

Com os valores da tabela 4.13 obtemos o gráfico da Fig.4.11. Com o coeficiente da reta que melhor passa pelos pontos da tabela 4.11 temos a constante de Planck para as rede difração de CD e DVD na tabela 4.14.

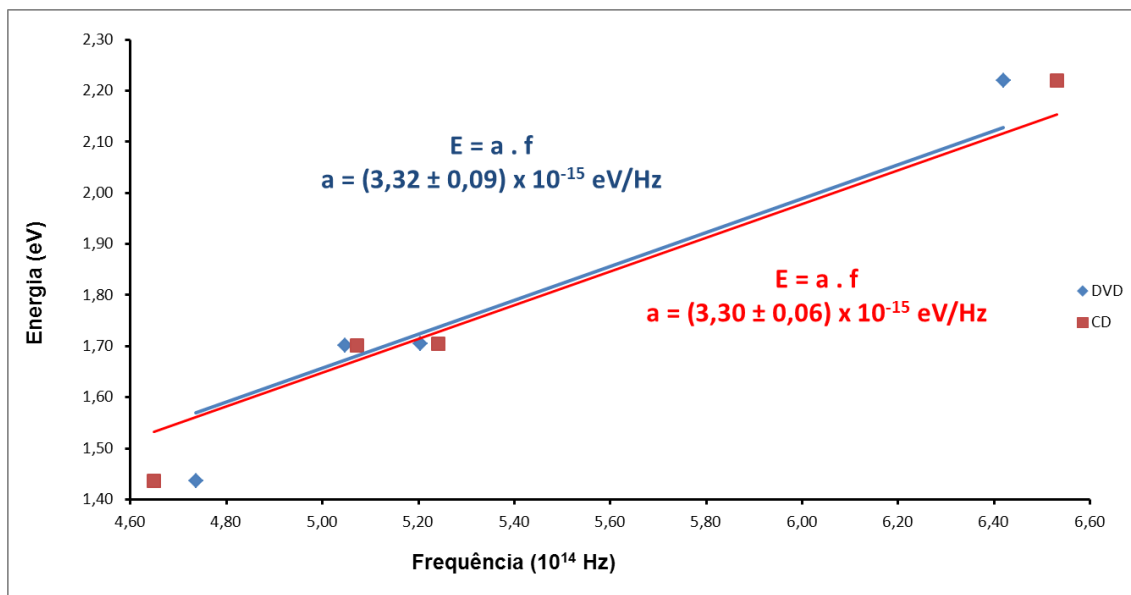


Fig. 4.11 – Gráfico da tabela 4.13. As retas passam pela origem.

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	5,32	20%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	5,29	20%

Tabela 4.14-a) – Constante de Planck obtido pelo coeficiente angular da reta da Fig. 4.11 transformada na unidade J.s.

Se não forçarmos a reta passar pela origem teremos valores muito melhores, como pode ser visto na tabela 4.14-b.

		DISCREPÂNCIA
constante de planck DVD(10^{-34} Js)	7,02	6%
constante de planck CD(10^{-34} Js)	6,42	3%

Tab. 4.14-b) Constante de Planck obtida pelo coeficiente angular da reta que melhor passa pelos pontos.

4.2. Resultados comparativos dos espectros de emissão dos LEDs com o Espectrômetro do Laboratório e o Espectrômetro de baixo custo.

Faremos agora uma comparação entre os espectros obtidos no laboratório e com o espectrômetro de baixo custo. A comparação será feita com os LEDs nas cores azul, verde, amarelo e vermelho. Será feita em dois processos; primeiro a comparação do espectro obtido no laboratório será feita com o obtido com a rede difração de DVD e depois o com a rede difração de CD.

4.2.1. Espectrômetro de baixo custo (rede difração de DVD) x Espectrômetro de laboratório

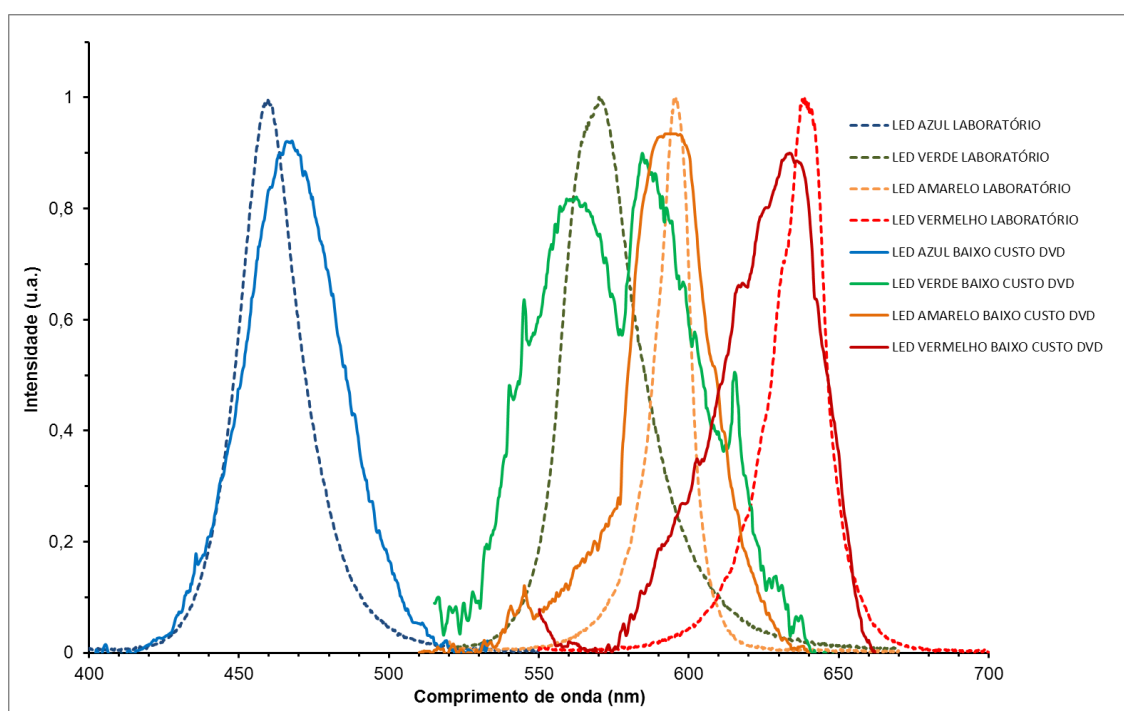


Fig.4.12 – Gráfico de emissão dos LEDs, medido no espectrômetro de baixo custo por meio da rede difração de DVD sobreposto ao espectro medido no laboratório.

Podemos reparar pela comparação (Fig. 4.12) que o espectro do LED vermelho medido no espectrômetro de baixo custo está apenas um pouco deslocado para a esquerda e o LED azul um pouco deslocado para a direita em relação ao espectro do laboratório. O espectro do LED verde do espectrômetro de baixo custo é mais largo e tem dois picos em comparação ao espectro do

espectrômetro do laboratório. Esses dois picos do LED verde é mais acentuado na rede difração do DVD do que na rede difração do CD, porém para a escolha do pico, escolheremos pode ser utilizado o centro entre os dois picos da banda. O pico do espectro do LED amarelo do espectrômetro de baixo custo se encontra perfeitamente com o medido no laboratório. Provavelmente, a grande causa da diferença entre os espectros é que no espectrômetro de baixo custo a câmera fotográfica deve ter saturado. Ela não tem capacidade de lidar com uma variação de intensidades tão grande quanto à fotomultiplicadora ou o sensor de Germânio. Isso fez com que as linhas se alargassem, pois o topo foi achatado.

4.2.2. Espectrômetro de baixo custo (2º ordem de difração do CD) vs Espectrômetro de laboratório

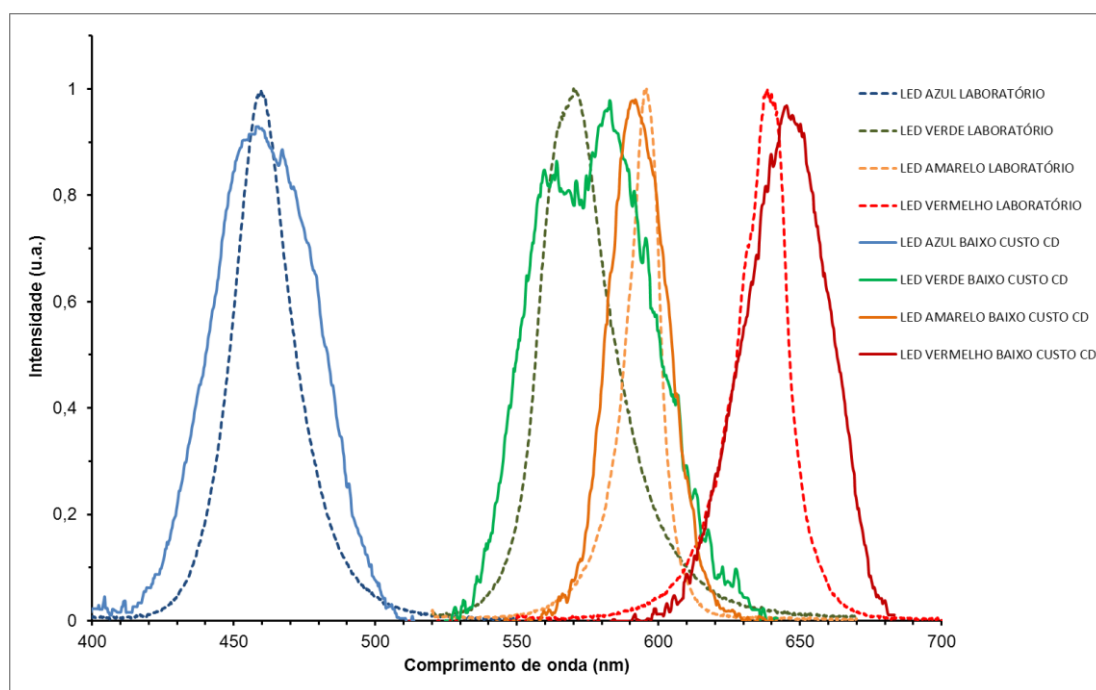


Fig.4.13 – Gráfico de emissão dos LEDs, medido no espectrômetro de baixo custo por meio da rede difração de CD sobreposta ao espectro medido no laboratório.

Reparemos, pela comparação (Fig. 4.13), que o espectro do LED vermelho medido no espectrômetro de baixo custo está um pouco deslocado para a direita e o pico do LED azul coincide com o espectro medido no

laboratório. O espectro do LED verde do espectrômetro de baixo custo tem dois picos em comparação ao espectro do espectrômetro do laboratório. Esses dois picos do LED verde não são tão acentuados na rede difração do CD, como falado anteriormente. O pico do espectro do LED amarelo do espectrômetro de baixo custo se encontra muito pouco deslocado para a esquerda em comparação com o medido no laboratório.

4.2.3. Comparativo das medidas do comprimento de onda dos LEDs

Abaixo podemos a tabela de comparação dos valores de comprimento de onda dos picos analisados pelos dois tipos de espectrômetro.

LEDs	AZUL	VERDE	AMARELO	VERMELHO
CD	459	572	591	645
DVD	467	576	594	633
LABORATÓRIO	460	570	595	639
DISCREPÂNCIA CD (%)	0,22	0,35	0,67	0,94
DISCREPÂNCIA DVD (%)	1,52	1,05	0,17	0,94

Tab.4.15 – Tabela informando os picos de comprimento de onda analisado com o CD, DVD e o espectrômetro do laboratório (chamado apenas de “laboratório”), todos em nanômetros. A discrepância com relação à medida do laboratório foi calculada colocando o pico do espectrômetro do laboratório como o ideal.

A comparação dos métodos utilizados com os comprimentos de onda verificados em laboratório é muito boa para os objetivos deste trabalho. Podemos observar que a discrepância, tomando como ideal o comprimento de onda medido no laboratório, é muito baixo. Esses resultados nos dão muita confiança no método proposto. E, sem sombra de dúvida, pode ser utilizado como alternativa de baixo custo para se obter e medir o espectro de emissão dos LEDs. E tanto a rede difração de CD como a de DVD se mostraram muito

boas, não tendo necessidade de informar qual é a melhor, podendo assim qualquer uma das duas ser usada em experimentos que visam obter o espectro luminoso.

4.3. Absorção com LEDs

Os espectros de absorção com os LEDs foram obtidos com o intuito de se saber exatamente a resposta espectral na absorção da luz que incide sobre eles. Estes espectros foram obtidos somente com o espectrômetro do laboratório na montagem da seção 2.4.1. Os espectros obtidos com esta montagem estão na seção 3.3.1.1.

Nesta seção iremos analisar a faixa de absorção dos LEDs, azul, verde, amarelo e vermelho, e verificar se condiz com os resultados obtidos para uma aplicação em sala de aula com ajuda de alguns filtros de baixo custo ou filtros alternativos, como visto na montagem da seção 2.5 e resultados obtidos na seção 3.3.2.

4.3.1. Espectros de absorção dos LEDs

A Tabela 4.16 apresenta as regiões espectrais, em que os LEDs analisados absorvem, em unidades de comprimento de onda e em elétron-volt (eV), determinadas a partir da Fig.3.14. A transformação de comprimento de onda para eV foi feita utilizando-se a constante de Planck mais aceita atualmente.

LEDs	Faixa de absorção (nm)	Faixa de absorção (eV)	Tensão de saturação(V)	Tensão de Corte (V)
AZUL	370 – 470	3,35 – 2,63	2,22	2,37
VERDE	450 – 580	2,76 – 2,13	1,704	1,75
AMARELO	480 – 620	2,58 – 2,00	1,702	1,71
VERMELHO	550 – 680	2,25 – 1,82	1,437	1,68

Tabela 4.16 – Faixa de absorção aproximada em comprimento de onda e elétron-volt dos LEDs analisados da Fig.3.14.

A Tabela 4.16 servirá de base para as comparações com as técnicas propostas de absorção dos LEDs para aplicação em sala de aula. Podemos perceber que o limite da banda de absorção na região de menor energia do LED em volts não bate com a sua tensão de saturação medida. A tensão de saturação é a

tensão na qual o lado p do LED é elevada com relação ao lado n pela criação de pares elétrons-buracos na região de espaço de cargas. Ela deve ser próxima de $V_0 = E_0/e$, que é o deslocamento dos níveis de energia ocasionado pela migração das cargas na junção. A saturação pode ser observada quando a taxa de criação de pares é compensada pela corrente de descarga sobre a impedância do voltímetro. Assim sendo, o valor da tensão de saturação deve ser bem próximo do valor da tensão de corte V_{γ} como mostra a tabela 4.16.

4.3.2. Filtros alternativos Vs Filtros profissionais

Iremos agora comparar cada filtro por cor, dessa maneira iremos analisar os filtros alternativos com o filtro profissional. Todos os filtros foram analisados utilizando-se o espectrômetro do laboratório, com exceção dos filtros comerciais cujas curvas de absorção foram fornecidas pelo fabricante. Desta forma podemos saber em qual região do espectro esses filtros deixam passar (faixa de transmissão) e em qual eles absorvem (faixa de absorção). E qual filtro alternativo de baixo custo será a melhor escolha.

4.3.2.1. Filtros de coloração Azul

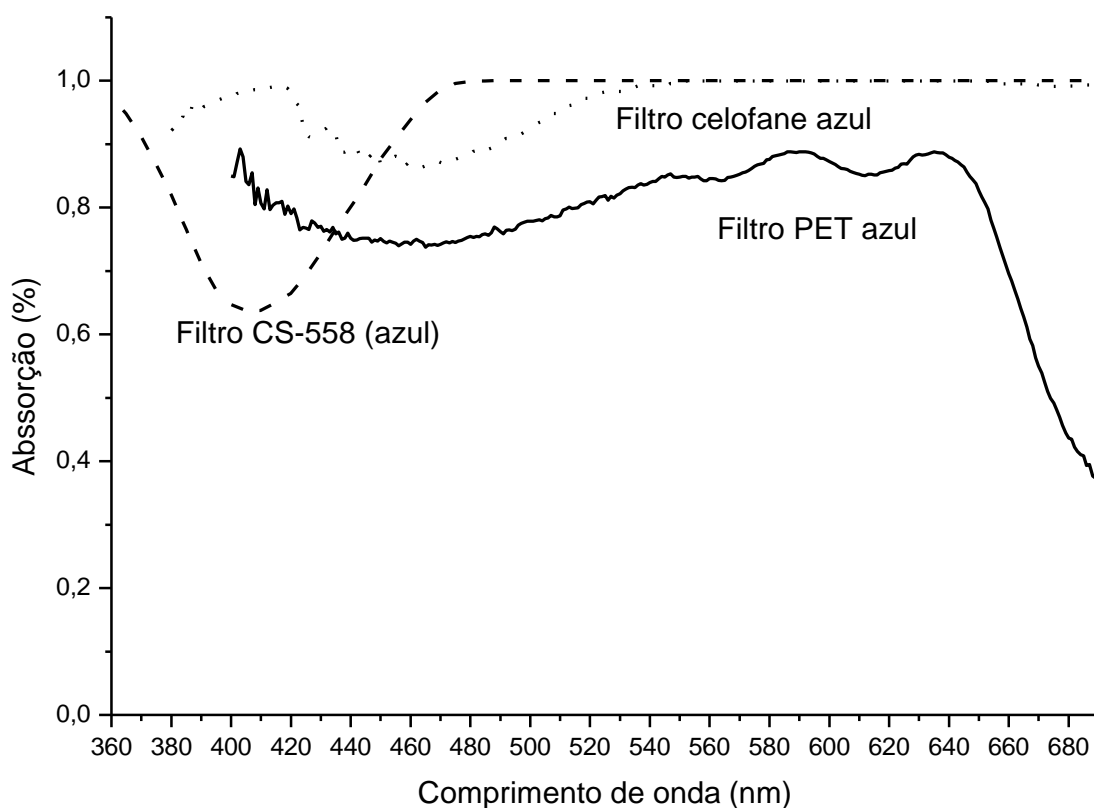


Fig. 4.14 – Gráfico do espectro de absorção dos filtros com coloração azul.

Ao observar as curvas de absorção dos filtros alternativos, de coloração azul, comparadas com a do filtro comercial CS5-58 que também tem coloração azul, notamos que existe uma certa discrepância. Podemos notar melhor com a Tabela 4.17 que indica a faixa aproximada de comprimento de onda e energia em elétron-volt de transmissão de cada um dos filtros. O filtro de PET azul é mais difícil de determinar a faixa de transmissão, sendo praticamente transparente.

COLORAÇÃO	AZUL		
FILTROS	COMERCIAL	PET	CELOFANE
Faixa de Transmissão (nm)	360 – 490	420 – 590; 640 em diante	400 – 550
Faixa de Transmissão (eV)	3,44 – 2,53	2,95 – 2,30	3,10 – 2,25

Tabela 4.17 – Faixa de transmissão aproximada dos filtros de coloração azul em comprimento de onda (nm) e energia (eV).

4.3.2.2. Filtros de coloração Verde

A Fig. 4.15 apresenta os espectros de absorção dos filtros alternativos de coloração verde em comparação com o filtro verde comercial CS4-64. Todos possuem uma faixa de absorção parecida. Porém, como podemos notar o filtro de celofane é o que mais se assemelha ao CS4-64.

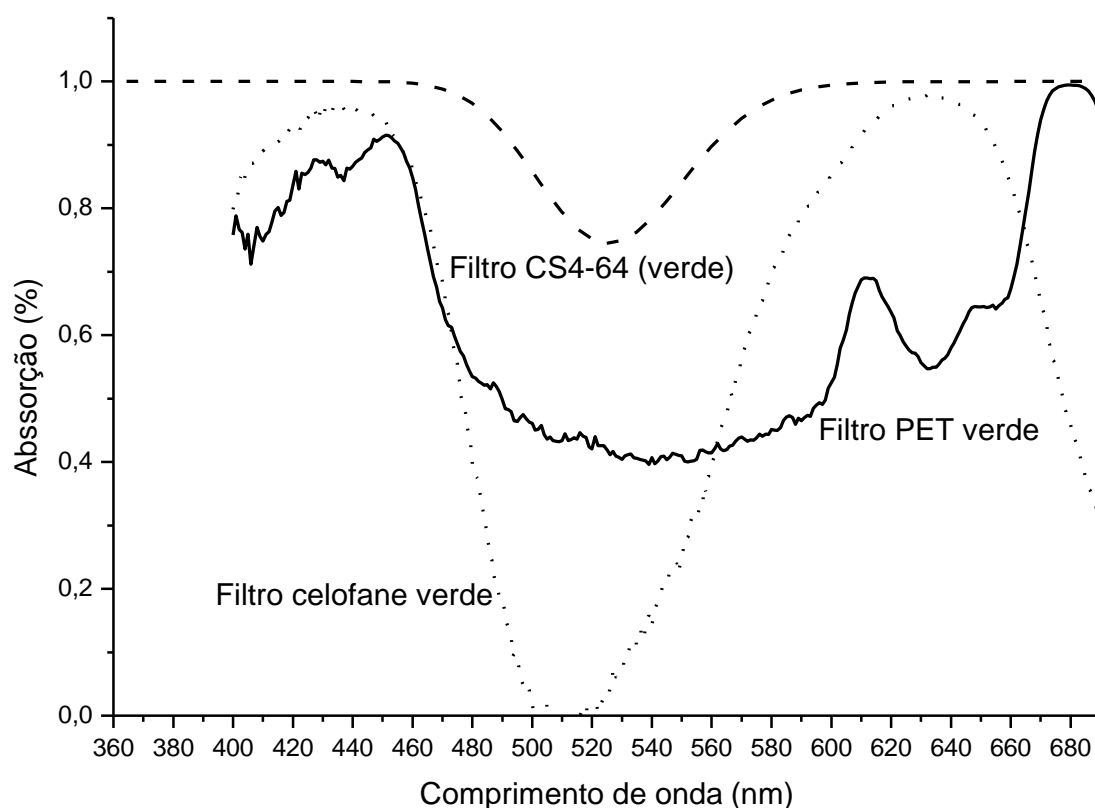


Fig. 4.15 – Gráfico do espectro de absorção dos filtros com coloração verde.

COLORAÇÃO	VERDE		
FILTROS	COMERCIAL	PET	CELOFANE
Faixa de transmissão (nm)	480 – 580	455 – 680	455 – 630; 650 em diante
Faixa de transmissão (eV)	2,58 – 2,14	2,70 – 2,03	2,70 – 2,10

Tabela 4.18 – Faixa de transmissão aproximada dos filtros de coloração verde em comprimento de onda (nm) e energia (eV).

4.3.2.3. Filtros de coloração Vermelha

Podemos notar na Fig. 4.16 que todos os três filtros de coloração vermelha são passa baixo, ou seja, somente deixam passar depois de um determinado comprimento de onda. Novamente o que melhor se assemelha ao filtro comercial é o filtro de celofane.

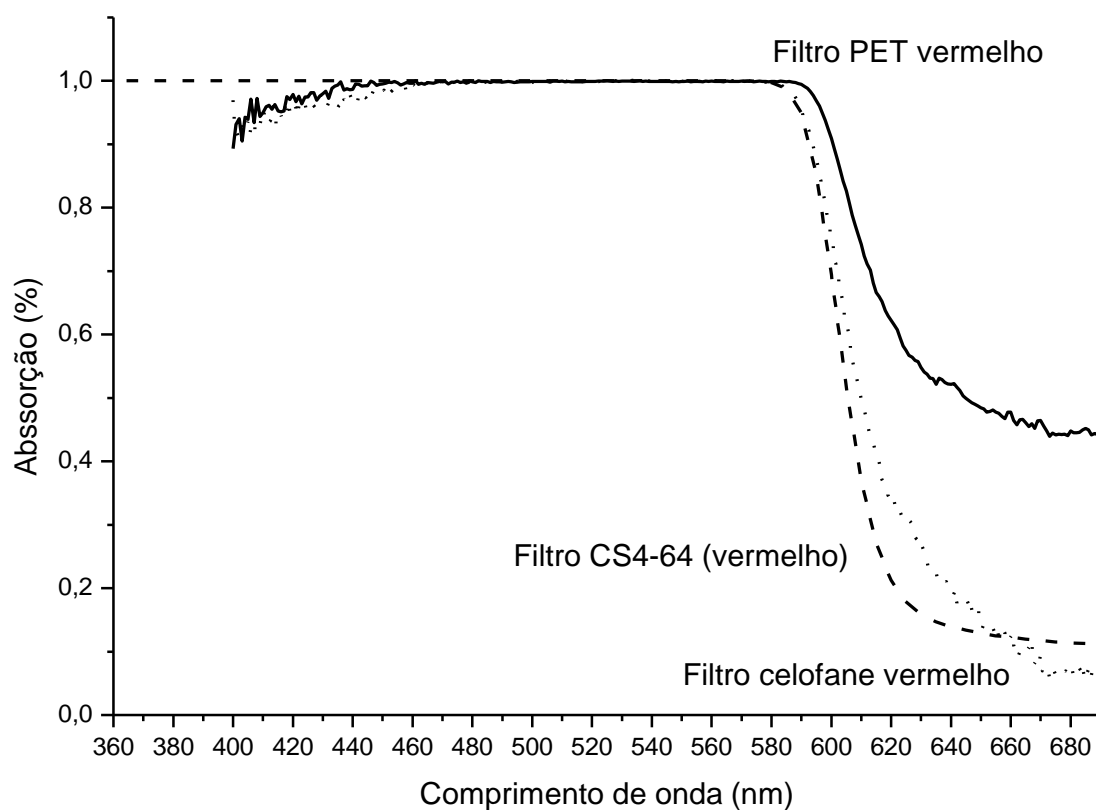


Fig. 4.16 – Gráfico do espectro de absorção dos filtros com coloração vermelha.

Na tabela 4.19 observamos o limite de absorção do comprimento de onda em que os filtros deixam passar o espectro eletromagnético. Foi calculado a sobre a taxa de 100% de absorção da escala vertical.

COLORAÇÃO	VERMELHA		
FILTROS	COMERCIAL	PET	CELOFANE
limite para absorção (nm)	582	590	582
limite para absorção (eV)	2,13	2,10	2,13

Tabela 4.19 – Limite de absorção aproximada dos filtros de coloração vermelha em comprimento de onda (nm) e energia (eV).

Depois dos valores de comprimento de onda verificados na tabela 4.19 acontece a transmissão, ou seja, o filtro deixa passar as radiações com esses comprimentos de onda.

4.3.3. Medidas da tensão nos LEDs

A Utilização dos LEDs como sensores em sala de aula foi pensada justamente para verificar se todos os LEDs respondem da mesma forma, ou não, quando expostos a uma fonte luminosa e como eles respondem se algum filtro colorido for interposto entre este LED e a fonte luminosa, como visto na seção 2.5. Os resultados obtidos para as tensões verificadas no LED sobre diversas condições estão apresentadas na tabela 3.4.

Para um melhor entendimento faremos uma análise LED a LED.

4.3.3.1. LED AZUL

Observando a Tabela 3.4 verificamos que o LED azul sofre uma pequena queda em sua tensão quando colocado os filtros alternativos de coloração azul, porém isto se dá devido à porcentagem de absorção deste comprimento de onda (azul) que é absorvida pelo próprio filtro azul, como observado na tabela 4.16. Parte da faixa de energia que o LED azul absorve está na faixa de absorção dos filtros de coloração azul (tabela 4.17).

Quando posto o filtro comercial verde a tensão cai à zero o que é de se esperar, pois a faixa de tensão de absorção do LED azul está toda fora da faixa de transmissão do filtro comercial verde (tabela 4.18), ou seja, sofre 100% de absorção. Os outros filtros alternativos não chegam a reduzir à tensão a zero, pois parte da faixa espectral de energia do LED azul está dentro da faixa de transmissão dos filtros alternativos. Porém, há uma queda significativa sendo que para o filtro de celofane a queda é muito mais significativa, chegando a reduzir de 1V.

Verificamos uma queda muito mais significativa quando eram postos os filtros de coloração vermelha chegando à zero para o filtro comercial, como esperado pela Tabela 4.19, e quase zero para os outros filtros.

4.3.3.2. LED VERDE

O LED verde não sofre queda de tensão quando colocado os filtros de coloração verde.

Quando posto o filtro comercial azul a tensão cai bastante, porém não chega à zero o que é de se esperar, pois uma parte considerável da faixa de tensão de absorção do LED verde (Tabela 4.16) está fora da faixa de transmissão do filtro comercial azul (Tabela 4.17), ou seja, sofre muita absorção, mas não chega a ser 100%. Os outros filtros alternativos de coloração azul não absorvem quase nada, pois quase toda parte da faixa de tensão do LED verde está dentro da faixa de transmissão dos filtros alternativos, porém tem maior queda o filtro de celofane.

É notada uma queda significativa quando postos os filtros de coloração vermelha, chegando à aproximadamente zero para todos os tipos de filtros.

4.3.3.3. LED AMARELO

O LED amarelo sofre queda considerável de tensão quando colocado o filtro comercial de coloração azul (CS5-58), porém não vemos uma queda parecida com os filtros alternativos de coloração azul. A absorção do LED amarelo (Tabela 4.16) está quase toda dentro da faixa de transmissão dos filtros alternativos de coloração azul porém, como o filtro de celofane azul tem uma

faixa mais definida, vemos uma queda de tensão maior para o filtro de celofane do que o de PET, como esperado de acordo com a Tabela 4.17.

Os filtros de coloração verde são praticamente transparentes para o LED amarelo, e isto é verificado na tabela 4.18.

E novamente é notada uma queda significativa quando postos os filtros de coloração vermelha chegando à aproximadamente zero para todos os filtros.

4.3.3.4. LED VERMELHO

A faixa de absorção do LED vermelho está fora da faixa de transmissão do filtro comercial e de celofane azul sendo observada, como esperado, uma tensão próxima à zero. O mesmo não ocorre com o filtro de PET azul, pois grande parte da faixa de absorção do LED vermelho está dentro da faixa de transmissão do filtro PET, que deixa passar o vermelho como pode ser observado na Tabela 4.17. Não tendo uma diminuição significativa em sua tensão.

Com a colocação do filtro comercial verde era esperado que a tensão chegasse próximo a zero e isso ocorreu, porém para os filtros alternativos não se deu assim. Como observado na Tabela 4.18, à faixa de transmissão dos filtros de celofane e PET englobam a faixa de absorção do LED vermelho sendo praticamente transparente a ele. O filtro de celofane verde tem uma faixa de transmissão mais estreita que a do PET, a tensão do LED vermelho quando colocado este filtro (celofane verde) diminui mais do que o filtro de PET.

Como esperado pela Tabela 4.19, quando foram colocados os filtros de coloração vermelha não vimos uma mudança significativa na tensão medida no LED vermelho, sendo estes filtros transparentes para este LED.

CAPÍTULO 5

PLANO DE AULA – QUANTIZAÇÃO DA ENERGIA

Com base nos resultados obtidos propomos uma sequência de atividades a serem desenvolvidas em sala de aula para introduzir o fenômeno da quantização da luz. Estes experimentos não provam que a luz é quantizada, mas permitem que a ideia seja apresentada aos alunos.

Esse plano de aula visa mostrar ao professor como podemos abordar com os alunos a ideia da quantização da energia. Para isso ela foi dividida em quatro etapas:

1º etapa – Semicondutores;

2º etapa – Espectroscopia Óptica;

3º etapa – Quantização da Energia;

4º etapa – Resposta dos LEDs ao espectro luminoso.

Todas as etapas gastariam um total de no máximo 4 a 5 tempos de aula, mais o trabalho em casa que os alunos teriam, dos 20 tempos em média que a matéria de Física dispõe para um bimestre. No caso, o aconselhável para este plano de aula é ser administrado no 4º bimestre do 3º ano do Ensino Médio. É claro que o mesmo pode ser utilizado para os alunos de graduação em Física, nas matérias de Física Moderna e outras.

Para as atividades divida a turma em grupos de 4 a 5 alunos. Recomenda-se que já se tenha explicado aos alunos circuitos elétricos e o espectro eletromagnético.

ETAPA 1 – SEMICONDUTORES

OBJETIVO

Familiarizar com materiais semicondutores como objeto de estudo da física quântica.

SEQUÊNCIA DA ATIVIDADE

Explique que alguns materiais tem características muito peculiares como os semicondutores.

Faça a conexão entre semicondutores e a física quântica. Como opção leia um pouco sobre isso na parte teórica desta dissertação.

Esclareça que o LED é construído por meio de semicondutores. Cabe ao professor, dependendo da turma, perceber se é necessário explicar de forma mais aprofundada ou não o assunto para seus alunos. Se forem alunos de nível superior é muito recomendável que se explique a junção P-N e a energia de GAP de forma mais profunda. Para alunos de nível médio basta que se esclareça que no LED os semicondutores são materiais isolantes que podem ter sua condutividade aumentada dependendo da tensão aplicada a ele. E que quando isto ocorre, luz é emitida. A cor da luz emitida depende do material que é feito o semicondutor do LED.

EXPERIMENTO

O objetivo deste experimento é demonstrar que o LED só acenderá depois que uma quantidade específica de tensão for aplicada a ele. Cada cor (frequência) de LED terá sua própria tensão específica. Esta tensão está diretamente ligada à energia de GAP, ou seja, o LED precisará de uma quantidade específica de energia para acender, diferentemente de lâmpadas de filamento como as incandescentes ou as fluorescentes. Esta energia é diretamente proporcional à frequência ν do LED:

$$E = h \cdot \nu$$

onde h é uma constante de proporcionalidade denominada Constante de Planck.

Monte o experimento do capítulo 2, seção 2.1 e 2.2. Conforme for preenchendo a tabela de 'Tensão vs. Corrente' anote a tensão de acendimento para cada LED analisado. Escureça a sala para esse procedimento. Compare e discuta com os alunos esta tensão de acendimento com a tensão de corte encontrada pelo procedimento de aproximação linear do gráfico obtido da tabela de 'Tensão vs. Corrente' que os alunos preencheram. Informe que estas duas tensões são aproximações para a tensão de GAP. Outra forma de realizar este experimento é através da seção 2.4.2 que vem mostrando como se conseguir a tensão de saturação que é o análogo a tensão de acendimento.

- ❖ *Obs.1: A energia em eletron-volts (eV) é numericamente igual a tensão medida nestes experimentos.*

ETAPA 2 – ESPECTROSCOPIA ÓPTICA

OBJETIVOS

Apresentar o fenômeno da difração da luz e as suas aplicações em quântica.

SEQUÊNCIA DA ATIVIDADE

Explique ou retome com os alunos o fenômeno da difração. Em particular o fenômeno da difração da luz.

Esclareça que a difração ocorre sempre quando as ondas em propagação encontram mudanças, seus efeitos geralmente são marcados por ondas cujo comprimento de onda é comparável às dimensões do objeto de difração. Por isso, a difração acontece mais recorrentemente nas ondas sonoras, pois são ondas com comprimento de onda grande, variando de 2cm a 20m, dimensões mais comuns em nosso mundo e perceptíveis para nós. A difração

da luz, nesse sentido, torna-se extremamente mais rara de acontecer, ou perceber, tendo em vista seu pequeníssimo comprimento de onda, embora possam ocorrer fenômenos grandiosos com interferência óptica, tais como o arco-íris.

Lembre que a difração da luz foi de vital importância para constatar sua natureza ondulatória.

Explique que este fenômeno também é objeto de estudo da física quântica.

EXPERIMENTO

O objetivo deste experimento é obter a frequência, da cor de cada LED. Para isso monte com seus alunos o espectrômetro de baixo custo como o mostrado no Anexo B, porém, faça a escolha da rede difração de CD ou DVD, pois não há necessidade de colocá-las no mesmo espectrômetro como o do Anexo B (sugerimos que se monte o espectrômetro em sala de aula com a orientação do professor). Siga o roteiro do Anexo A para se conseguir os comprimentos de onda. Divida este experimento em duas partes; a primeira em sala de aula que vai desde a montagem do espectrômetro até as fotos dos espectros dos LEDs, a segunda parte fica com os alunos, que em grupo e fora da sala de aula, baixem o programa ImageJ e consigam os gráficos dos espectros vistos em sala. Para esta segunda parte dê um roteiro escrito com tudo o que os alunos têm que fazer para se obter os gráficos dos espectros. O Anexo A é um roteiro muito bom para isso. Imprima e dê para cada grupo. É recomendável que se faça uma demonstração para os alunos de como se constrói os gráficos nessa segunda parte, fazendo pelo menos um gráfico de um LED.

Depois de se conseguir os gráficos dos comprimentos de onda dos espectros de cada LED, recomenda-se utilizar a técnica proposta no capítulo 4 da seção 4.1.1 para se obter o comprimento de onda de cada LED.

Escreva os comprimentos de onda em uma tabela, e transforme o comprimento de onda em frequência através da equação:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

ETAPA 3 – QUANTIZAÇÃO DA ENERGIA

OBJETIVOS

Compreender que a energia é quantizada e que a constante de Planck desempenha um papel fundamental para este conceito.

SEQUÊNCIA DA ATIVIDADE

Esta etapa dependerá das duas anteriores. Faremos uma análise dos dados obtidos com o comprimento de onda e as tensões de corte de cada LED preenchendo uma tabela igual à tabela 4.1.

A constante de proporcionalidade h será obtida através do gráfico de ‘Tensão vs. Frequência’ desta tabela. O coeficiente angular irá fornecer o valor desta constante de proporcionalidade.

Mostre e discuta com os alunos que esta constante é chamada na literatura de constante de Planck e seu valor *tabelado* é $h = 4,13566743 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$. Ela é de vital importância para a física quântica, pois demonstra a quantização da energia em pacotes muitíssimos pequenos, porém, não é contínua.

- ❖ *Obs.2: Caso não encontre todos os LEDs analisados nesta dissertação ou ache que analisar 4 LEDs tomaria muito tempo e que ficaria cansativo para os alunos, faça a experiência com dois LEDs, o LED azul e o LED vermelho, pois são os extremos do espectro visível. É altamente recomendável que se faça o experimento com ao menos dois, para ver a diferença entre as tensões de corte e frequência da cor dos LEDs.*

ETAPA 4 – RESPOSTA DOS LEDs AO ESPECTRO LUMINOSO

OBJETIVO

Demonstrar que um LED tem uma banda de absorção do espectro limitada.

SEQUÊNCIA DA ATIVIDADE

Discutir com os alunos se o LED absorverá em todo o espectro emitido pela lâmpada halogênica de espelho dicróico. Como observado o LED quando aproximado da lâmpada dava valores de tensão até ter um valor de pico, que era a saturação. Porém, e se colocarmos filtros coloridos na frente da lâmpada, será que os valores de tensões seriam os mesmos?

A resposta a essa pergunta deve ser negativa, ou seja, as tensões não devem ser as mesmas, pois parte do espectro luminoso que ativa o LED é suprimido pelo filtro. Todavia, para fazer os alunos chegarem a esta conclusão preparamos o seguinte experimento.

EXPERIMENTO

A experiência a ser montada encontra-se no capítulo 2, seção 2.5. Recomendamos, conforme análise feita no capítulo 4 desta dissertação, que se use o papel celofane como filtro alternativo.

Faça uma tabela como a tabela 3.4, porém somente para os filtros de celofane.

Discuta e reflita com seus alunos os resultados obtidos.

Esse experimento talvez incite nos alunos a dúvida se poderíamos usar LEDs para obtenção de energia elétrica e qual seria o mais viável.

CONCLUSÃO

Nos tempos atuais fala-se muito em como se ensinar a Física Moderna no Ensino Médio. Porém, apenas a sua parte teórica com os assuntos que ela aborda é pouco relevante para a construção do conhecimento dos alunos. Toda a parte experimental é importante. Esta dissertação visou justamente analisar os métodos experimentais da Física Moderna que tratam sobre aspectos da física quântica além de propor outros.

Sabe-se também que a implementação deste assunto no Ensino Médio não é fácil e muito menos simples. Precisa-se também que os alunos sejam devidamente estimulados para quererem fazer os trabalhos propostos. Pode-se propor divisões de trabalhos em classe e discussões coletivas de resultados, como forma de tornar o trabalho mais operacional. Dependendo da escola em que se for trabalhar, a implementação dessa proposta pode ser muito complicada. Cabe ao professor a tarefa de incentivar esses alunos a desejarem adquirir um conhecimento que é muito utilizado nas principais tecnologias atuais, porém pouco difundido nas escolas.

Da análise feita dos métodos de determinação da tensão do *gap* a partir das curvas da corrente em função da tensão observamos que a tensão obtida por estes métodos não é a tensão de *gap*, pois para se conseguir esta tensão também teríamos variar a temperatura do semicondutor, como explicado na seção 1.2.1. Concluimos então que esta tensão medida por estes métodos nos fornecerá uma aproximação da tensão do *gap* e que em muitos trabalhos na literatura isso não é deixado claro.

O levantamento das curvas de corrente em função da tensão dos LEDs, provavelmente deve parecer estranho aos alunos do Ensino Médio, pois estão acostumados a estudarem resistores ôhmicos. Ao olharem a curva verão claramente que um LED, com aplicação de uma corrente muito baixa, não terá características ôhmicas. Dessa forma, essa atividade experimental também possibilita aos alunos um contato com um novo tipo de dispositivo que não segue à lei ôhmica.

Vale ressaltar, também, a oportunidade do professor relacionar o conceito de energia elétrica ao da frequência da radiação. O processo de emissão de luz de um LED, pela aplicação de uma fonte elétrica de energia, resulta na emissão em uma banda espectral relativamente estreita que é produzida pelas interações energéticas do elétron.

Outra etapa relevante foram os resultados obtidos para os espectros dos LEDs e das lâmpadas, com o espectrômetro desenvolvido aqui, que mostraram-se surpreendentemente bons, para o que se propõe um experimento de baixo custo. Concluímos que os desvios em comparação a um espectrômetro de boa resolução espectral, eram realmente muito pequenos. Isso nos deixou muito contentes e motivados em desenvolver um roteiro de aplicação do método em sala de aula, como pode ser visto no capítulo 5.

Toda a parte espectroscópica desta dissertação foi desenvolvida de modo diferente de qualquer outro trabalho. Ela foi feita de forma a melhorar a medida do espectro e se assemelhar o máximo possível ao de um espectrômetro comercial de boa resolução espectral.

O espectrômetro desenvolvido aqui pode ser construído de forma relativamente simples pelo aluno. No próprio desenvolvimento do espectrômetro ele irá perceber alguns conceitos da óptica geométrica, como: a retilinearidade dos raios luminosos, a reflexão e a refração da luz. Além disso também lidará com conceitos da ótica física, como a difração da luz, que será o objeto de estudo do espectrômetro. O aluno logo perceberá que ao analisar a luz da lâmpada e a luz do Sol observará espectros diferentes. E dependendo da fabricação de cada lâmpada, estas também terão espectros diferentes.

Podemos notar que mesmo que o material utilizado seja de baixo custo, proporcionará aos alunos uma aprendizagem significativa, podendo-se trabalhar com boa parte da física óptica e espectroscópica.

A introdução ao fenômeno quântico pôde ser realizada de forma satisfatória com a obtenção da constante de Planck que pode ser com boa aproximação, através dos experimentos aqui desenvolvidos. O aluno perceberá que para ele obter esta constante ele fará uso de diversos tópicos conhecidos da física,

como: 'circuitos elétricos, medidas elétricas, óptica, espectro eletromagnético' e também matérias que eles veem em química.

Encontramos certas dificuldades de encontrar a constante de Planck com uma boa aproximação com os experimentos propostos pela literatura. Por isso sugerimos uma forma diferente de escolha do comprimento de onda da banda espectral do LED. Somente pelo uso desse método de escolha já obtemos resultados com aproximações muito boas. Porém, o problema era conseguir a curva espectral dos LEDs. Com o espectrômetro desenvolvido aqui podemos utilizar a câmera de um celular para fotografar esses espectros. Isso se mostra eficiente, pois muitos alunos possuem celular com câmera fotográfica. Mas, o melhor de se poder tirar a foto do espectro é analisá-la com algum programa que faça isso e o programa ImageJ, que tem distribuição gratuita, se mostrou muito eficiente. Através desse programa tivemos a possibilidade de obter a curva espectral do LED em termos de pixels. O trabalho ficou em passar de pixels para comprimento de onda ou energia.

Por fim, para que o conceito da quantização da luz possa ser reforçado, apresentamos o experimento de saturação de LEDs e uso de filtros coloridos. É uma forma inovadora de introduzir esse fenômeno pois relaciona a cor da luz, uma propriedade familiar aos alunos, à capacidade de excitar um determinado LED. Mostrando a relação que a energia de excitação de um LED depende diretamente da frequência da radiação que incide sobre este LED.

O trabalho não está completo. Nosso objetivo agora é de aplicar este trabalho em sala de aula e fazer um estudo de como os alunos se saem na preparação das atividades propostas e como eles reagem quanto a isso. Dessa discussão mais ampla com os próprios alunos visamos obter um retorno e, assim, melhorarmos cada vez mais este trabalho.

ANEXO A

Obtenção do Espectro Através do Programa ImageJ

1º) Tirar a foto com uma câmera de celular ou tablet (de preferência acima de 2 mega pixel) do espectro sobreposto do LED e da lâmpada fluorescente do espectrômetro de caixa de sucrilhos;

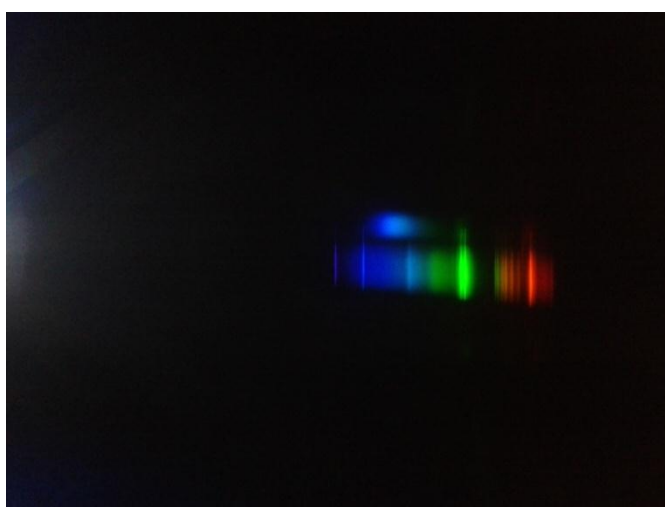


Fig. A.1 – Foto original sem tratamento do espectro do LED azul superposto com o espectro da lâmpada fluorescente compacta observado no espectrômetro de baixo custo através da rede difração de DVD.

- Obs.1: A lâmpada fluorescente servirá para calibragem.
- Obs.2: Para este passo aconselha-se a por um apoio no celular ou tablet para que a foto não saia tremida. Nós utilizamos como apoio livros (figura 3.5 esquerda). Também é necessário que a câmera fotográfica do celular esteja encostada na rede difração do CD ou DVD. Demora um pouco achar o espectro somente posicionando a câmera, mas depois pega-se o jeito acaba sendo mais rápido.

2º) Passar a foto para o computador;

3º) Abra a foto com o programa Paint o outro programa de edição de imagem, porém o Paint é o mais recomendado, visto que muitos estão familiarizados

com ele. Selecione (recorte) somente a área da foto com o espectro de interesse;

4º) Trace uma linha vertical (de preferência na cor branca e espessa) na parte esquerda da foto, esta servirá para marcar o pixel zero;

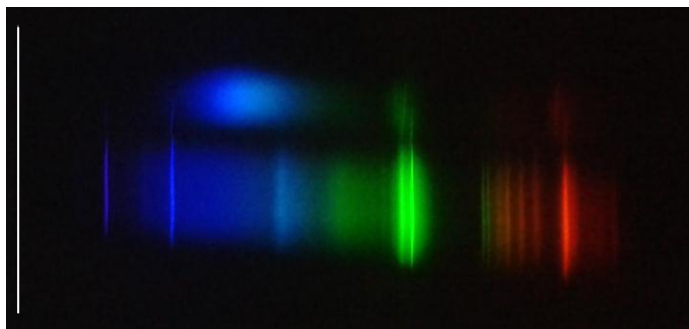


Fig. A.2 – Foto tratada para ser usada com o programa ImageJ.

5º) Salve a foto em formato JPEG;

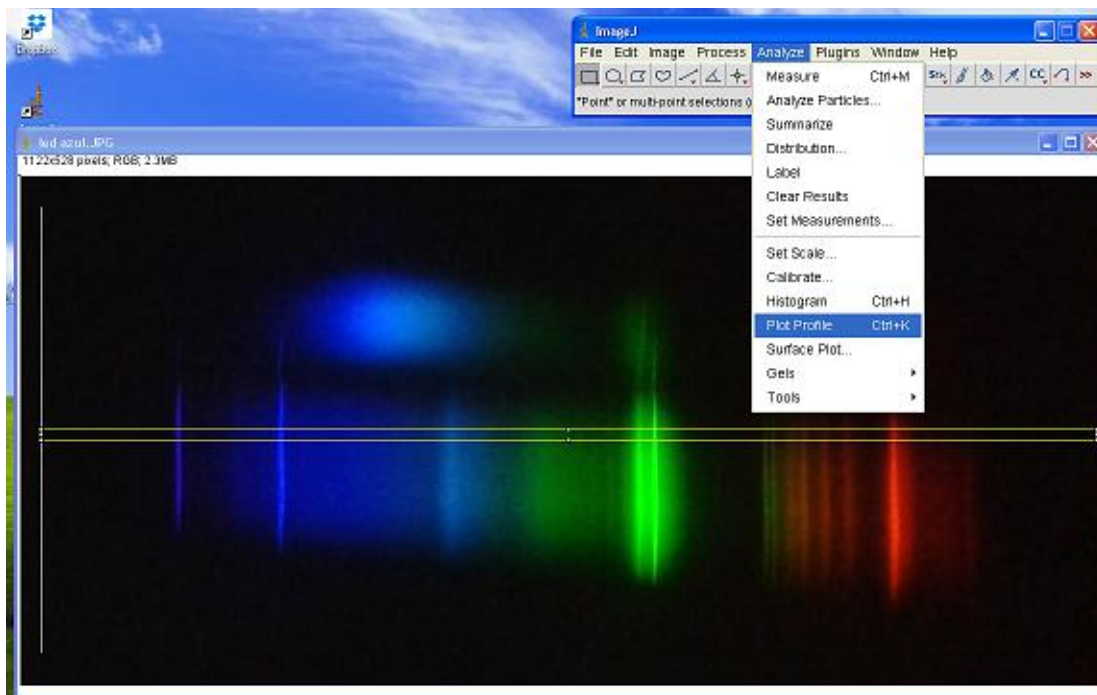
6º) Abra a foto salva e formatada com o programa ImageJ;

Este programa é gratuito, pode ser baixado através do site:
<http://www.baixaki.com.br/download/imagej.htm>.

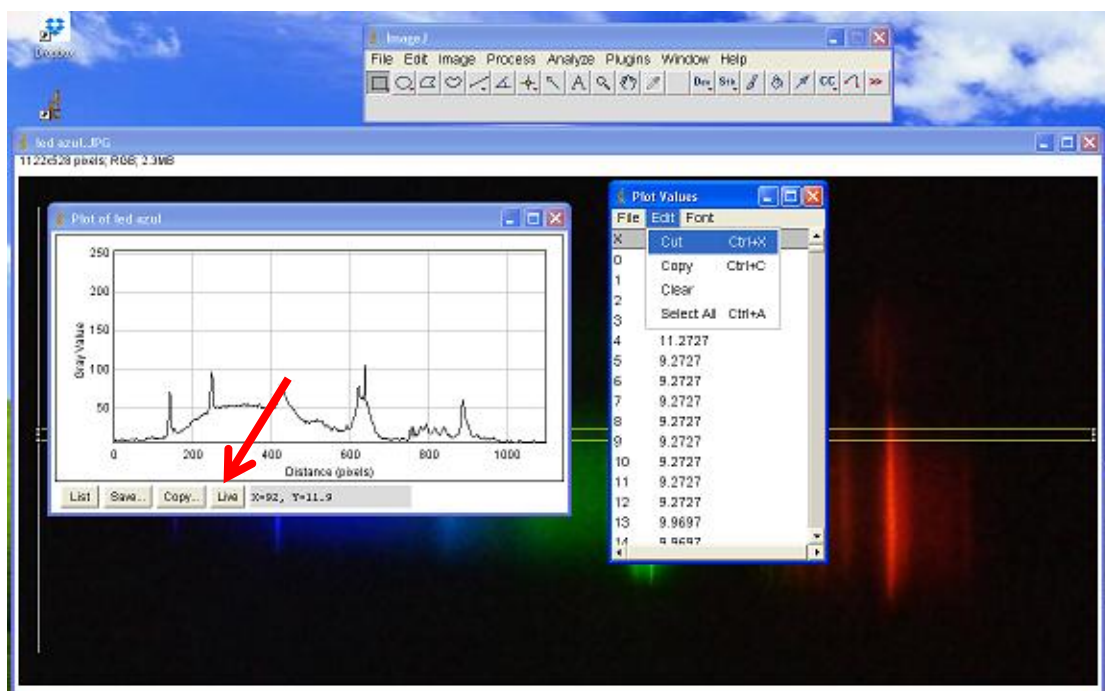
7º) Com a seleção retangular, selecione a área (selecione uma área fina) do espectro da lâmpada, desde a linha vertical em branco (colocada no passo 4) até o final da foto;

Obs.: Siga este passo a risca para todos os tratamentos das outras fotos.

8º) Vá em “analyze” => “Plot Profile” (abrirá uma nova janela contendo o gráfico);



9º) Na janela do gráfico click em list, depois em edit => Copy;



10º) Cole os dados copiados em uma planilha do Excel, fazendo 3 colunas com os dados, uma para pixel, outra para comprimento de onda (que só será preenchida após a calibração) e outra para o eixo y (que são valores arbitrários de tons de cinza da figura);

	pixel's (X)	comprimento de onda	tons de cinza (Y)
0	0		0
1	1		113.846
2	2		131.923
3	3		105.769
4	4		123.846
5	5		109.615
6	6		110.769
7	7		111.538
8	8		108.462
9	9		108.462
10	10		103.846
11	11		103.077
12	12		101.923
13	13		102.692
14	14		105.385
15	15		106.923
16	16		109.615
17	17		109.615
18	18		106.923
19	19		105.385
20	20		102.692
21	21		101.154

11º) Faça o mesmo para o LED, seguindo os passos 7 à 10. Porém, na marcação retangular deverá ser pego o espectro do LED que está acima do espectro da lâmpada;

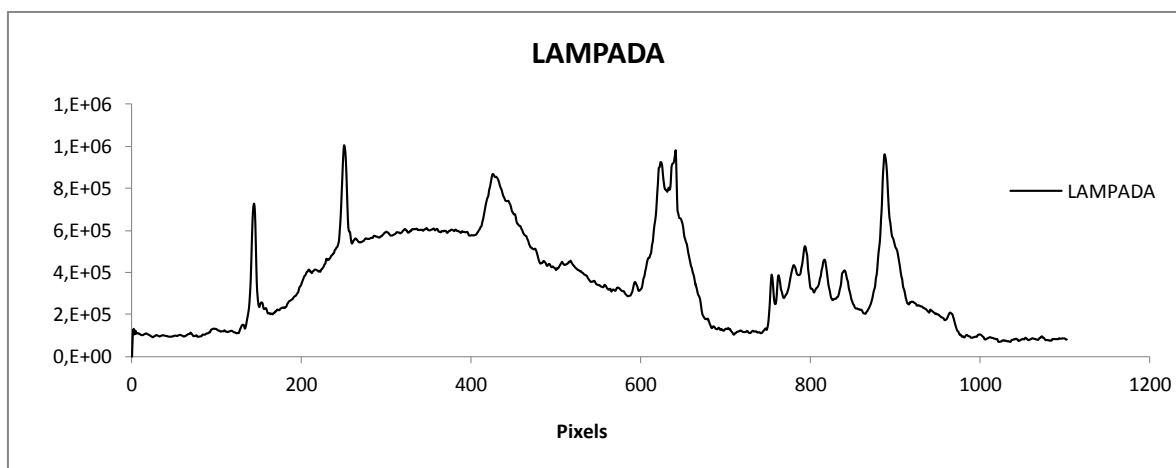
	pixel's (X)	comprimento de onda	tons de cinza (Y)
0	0		0
1	1		117.937
2	2		132.381
3	3		105.079
4	4		123.810
5	5		119.524
6	6		119.524
7	7		114.762
8	8		105.873
9	9		106.190
10	10		97.302
11	11		97.619
12	12		97.302
13	13		101.905
14	14		98.095
15	15		96.190
16	16		93.333
17	17		93.333
18	18		98.095
19	19		100.000
20	20		103.810
21	21		99.048

Depois de todos estes passos, iremos obter uma planilha como a figura acima. Essa planilha terá duas tabelas: uma para o LED e outra para a lâmpada. Cada tabela terá três colunas, a coluna do meio é deixada em branco para somente ser preenchida no passo 15.

CALIBRAGEM DO COMPRIMENTO DE ONDA

Lembre-se que os dados obtidos no Excel estão em pixels então temos que transformá-los para comprimento de onda.

12º) Construa um gráfico “dispersão sem rótulos de dados” de pixel contra y, com os dados da tabela que criou para a lâmpada;



13º) Cada pico do gráfico é o espectro de emissão do mercúrio, compare os pixels destes picos com os comprimentos de onda tabelados pela literatura do espectro de emissão do mercúrio, faça uma nova tabela com esses dados, sendo os valores de “X” os pixels e os de “Y” os comprimentos de onda tabelados.

***obs.:** Após um estudo mais detalhado do espectro da lâmpada fluorescente no espectrômetro do laboratório, percebemos que havia certa discrepância entre os valores do espectro do mercúrio tabelado pela literatura e os valores dos picos do espectro da lâmpada fluorescente medido no espectrômetro do laboratório. Pode-se perceber com a comparação abaixo.

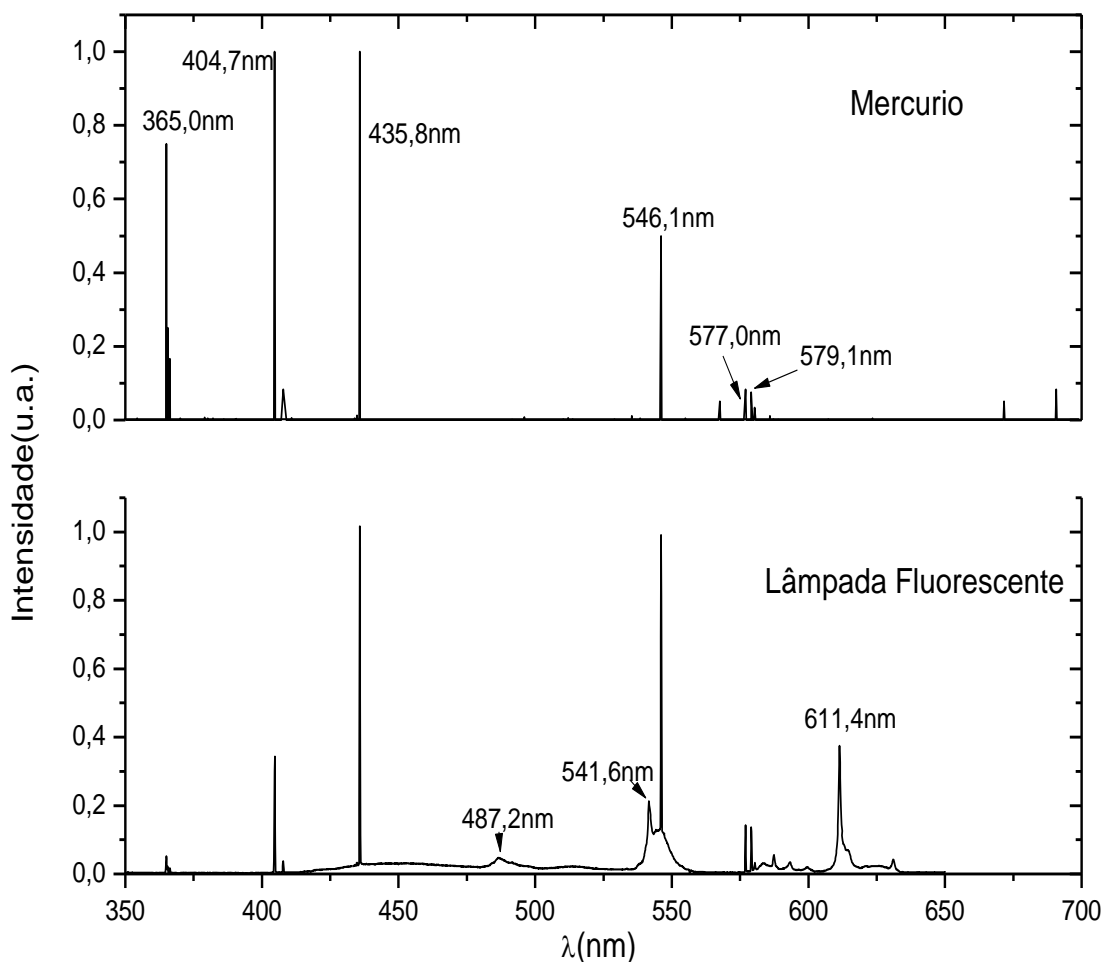


Fig. A.3 – Na parte superior, espectro do mercúrio (NIST Atomic Spectra Database Lines - http://www.nist.gov/pml/data/asd_contents.cfm). Na parte inferior, espectro da lâmpada fluorescente medido no espectrômetro do laboratório.

Repare que os picos do ultravioleta e do azul se encaixam perfeitamente no tabelado pela literatura. A discrepância ocorre na região do vermelho onde o material fluorescente que reveste a lâmpada emite para proporcionar uma luz menos azulada.

Com isso, ao invés, de utilizar todos os picos supondo que sejam iguais aos tabelados pela literatura, decidimos usar somente os picos que batem perfeitamente. Isso fez com que o espectro da lâmpada feito pelo programa ImageJ, ficasse mais alinhado com o medido no espectrômetro do laboratório.

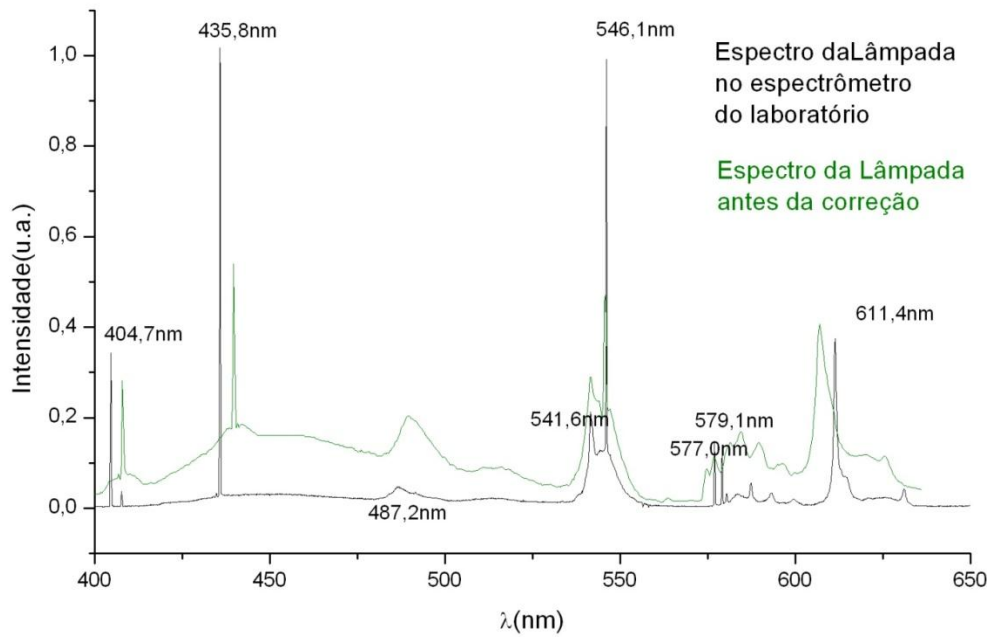


Fig. A.4 – Comparação entre os espectros da lâmpada medidos no espectrômetro e o visto no ImageJ (em verde) antes da correção. Podemos perceber que o espectro em verde é mais comprimido dos lados.

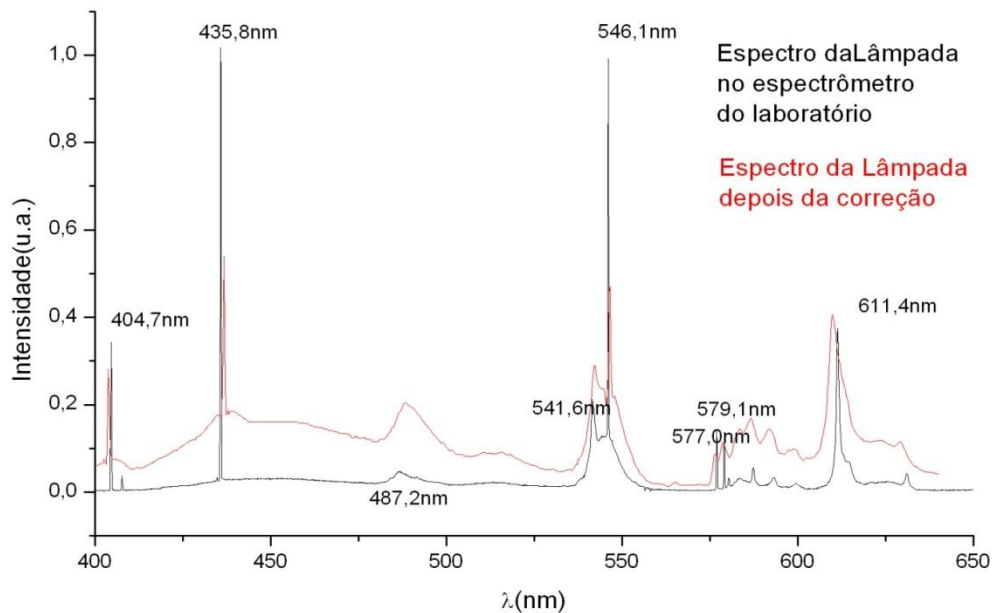


Fig. A.5 – Comparação entre os espectros da lâmpada medidos no espectrômetro e o visto no ImageJ (em vermelho) depois da correção. Podemos perceber que o espectro em vermelho está quase idêntico ao medido pelo espectrômetro do laboratório.

Aconselhamos a utilizar os comprimentos de onda 577nm e 579nm (os dois primeiros picos, depois o pico de 546,1nm visto pelo espectro do ImageJ). Mesmo que esses picos sejam menores que os posteriores, pois, de acordo com a medida que fizemos no espectrômetro do laboratório, esses dois primeiros são os que devem ser utilizados para a conversão pixel – comprimento de onda.

Então os valores dos picos que deveremos usar no passo 13 para obtenção de dos espectros, são: **404,7nm; 435,8nm; 546,1nm; 577nm e 579nm.**

14º) Faça um gráfico dessa nova tabela e obtenha uma equação de conversão de pixel para comprimento de onda;

pixel	comprimento de onda tabelado
143	404,7
250	435,8
423	502,5
640	546,1
792	577
795	579
887	615,2
939	623,4

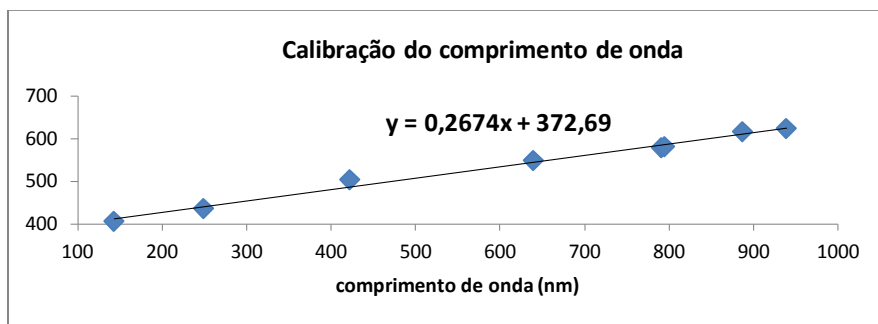
TABELA A.1 – Esta tabela é um exemplo, ela está relacionada ao LED azul.

***obs: Os passos a seguir são para o Excel 2010.**

14.1 Clique no gráfico e aparecerá na parte superior do Excel (provavelmente em verde claro) “Ferramentas de Gráfico”, clique em “Layout” e depois em “linha de tendência” => “mais opções de linha de tendência”;

14.2 Na nova janela escolha a opção “*Linear*”;

14.3 Selecione nesta mesma janela um pouco mais abaixo a opção “Exibir Equação no Gráfico” e feche a janela;



15º) Agora iremos preencher a coluna da tabela da lâmpada que estava vazia do passo 10 anterior com esta equação que obtivemos. Os valores, **na fórmula encontrada no passo 14**, de “Y” serão os nossos comprimentos de onda que queremos obter e os de “X” os valores de pixel. Então copie a equação transformando em uma fórmula que o Excel leia, onde os “X” serão as células referentes aos pixels, basta fazer isso apenas na primeira célula referente ao primeiro pixel e depois é só arrastar até a última célula da coluna que os valores aparecerão automaticamente, faça o mesmo para tabela do LED ou copie e cole, pois os valores serão os mesmos.

LÂMPADA	
Comprimento de onda	Tons de cinza (Y)
372,69	0
372,96	117.937
373,22	132.381
373,49	105.079
373,76	123.810
374,03	119.524
374,29	119.524
374,56	114.762
374,83	105.873
375,10	106.190
375,36	97.302
375,63	97.619
375,90	97.302
376,17	101.905
376,43	98.095
376,70	96.190
376,97	93.333
377,24	93.333
377,50	98.095
377,77	100.000

LED AZUL	
Comprimento de onda	Tons de cinza (Y)
372,69	0
372,96	117.937
373,22	132.381
373,49	105.079
373,76	123.810
374,03	119.524
374,29	119.524
374,56	114.762
374,83	105.873
375,10	106.190
375,36	97.302
375,63	97.619
375,90	97.302
376,17	101.905
376,43	98.095
376,70	96.190
376,97	93.333
377,24	93.333
377,50	98.095
377,77	100.000

16º) Faça novamente o gráfico para a lâmpada com os valores de “X” como comprimento de onda (que acabamos de obter com a equação de conversão) e “Y” (o mesmo do passo 1) e no mesmo gráfico coloque o valores da tabela do LED. Para isso faça duas legendas uma para a lâmpada e outra para o LED;

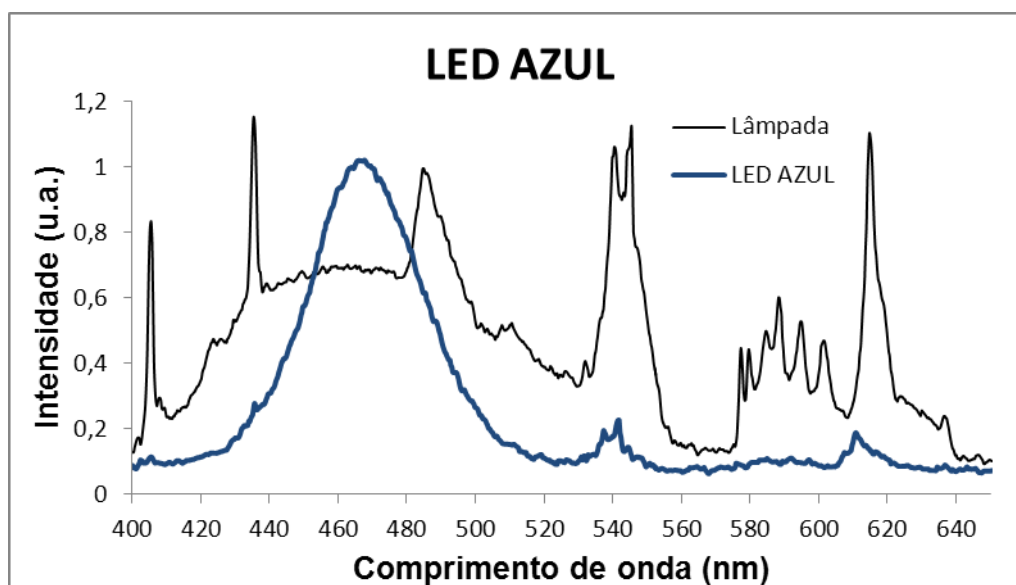


Fig. A.6 – Espectros superpostos da Lâmpada e do LED azul com a intensidade já normalizada.

Pronto, os gráficos agora já estarão superpostos e com o eixo “X” como comprimento de onda. É bom normalizar as curvas (Fig. A.6), para isso encontre o valor mais alto do espectro da lâmpada e divida todos os valores de intensidade por esse valor, faça o mesmo para o LED.

****Obs.: Esses passos, de LED e Lâmpada, deverão ser feitos para cada LED, mesmo que a lâmpada usada como calibradora seja a mesma, pois serão fotos diferentes, o que levará a pixéis diferentes.***

ANEXO B

Construção do Espectrômetro de baixo custo

Para fazer esse espectrômetro utilizamos os seguintes materiais:

- Um CD
- Um DVD
- Uma caixa grande de cereais (730g)
- Uma bateria de 9V
- Um suporte (para ligar a bateria ao led)
- Um interruptor (chave pequena)
- Um resistor de 100 Ω
- Potenciômetro de 1k Ω
- Um canudo

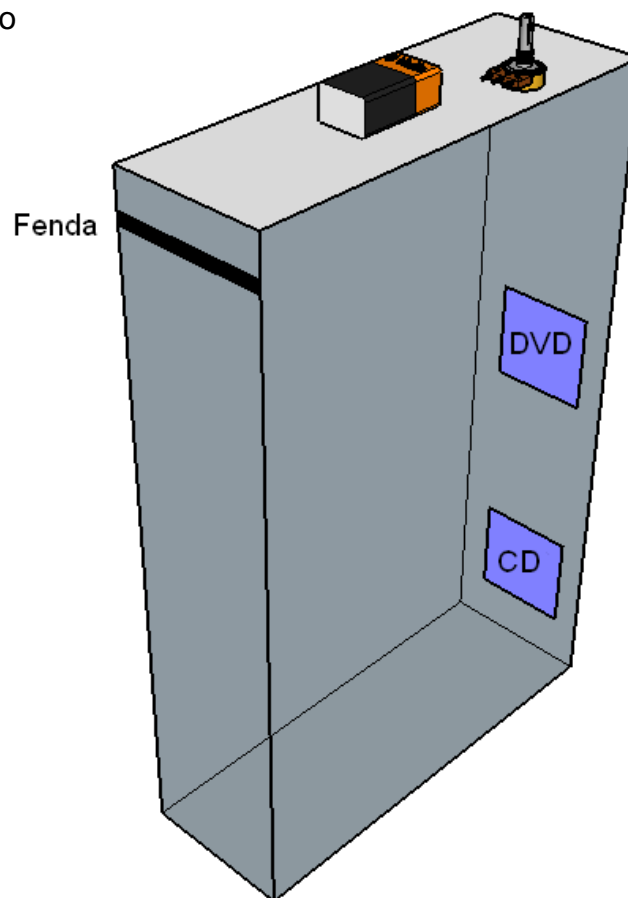


Fig. B.1 – Diagrama do posicionamento dos diversos componentes na caixa (figura fora de escala).

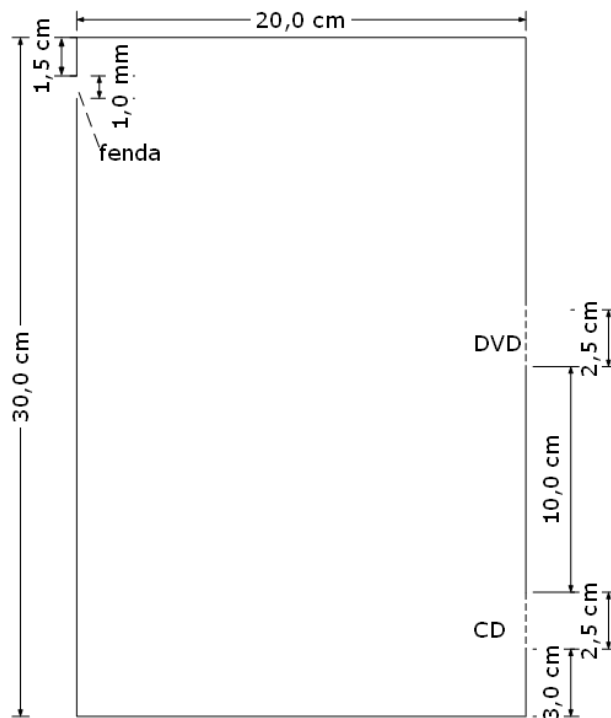


Fig. B.2 – Diagrama da montagem com a caixa de cereais.

Veja na sequência de fotos abaixo onde foram postos cada componente na caixa de sucrilhos.



Fig. B.3 – Na parte lateral de cima da caixa foi feita uma fenda e para melhor delinear-la utilizamos um cartão plástico. Neste cartão foi feito um furo de mesmo diâmetro do canudo para poder fixá-lo (a fixação foi feita com cola branca). O canudo servirá como sustentação do LED para ser observado seu espectro em conjunto com a da lâmpada fluorescente.

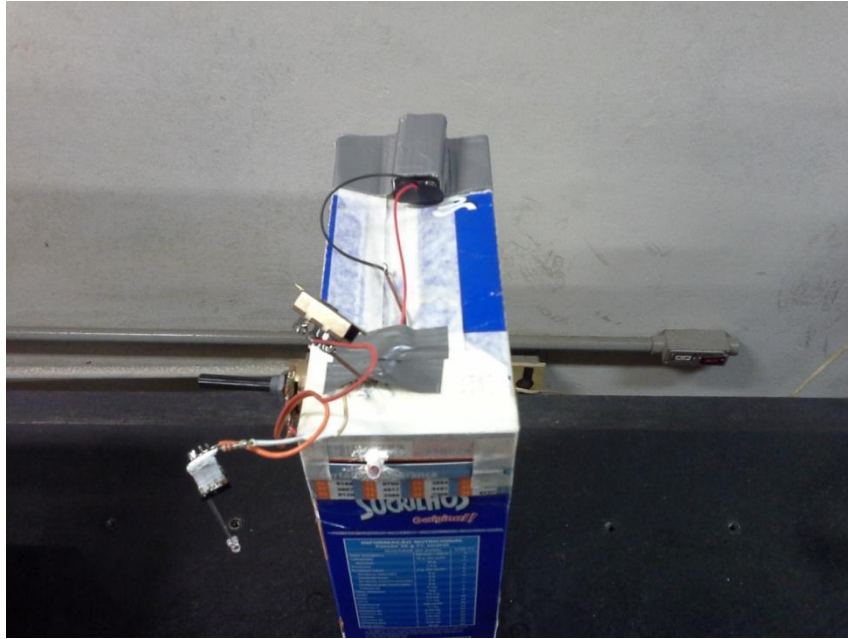


Fig. B.4 – Na parte de cima perto da fenda fixamos a bateria de 9V, o potenciômetro, o interruptor e o suporte onde será ligado o led.

Os componentes elétricos na parte de cima da caixa de sucrilhos são ligados de acordo com o diagrama abaixo.

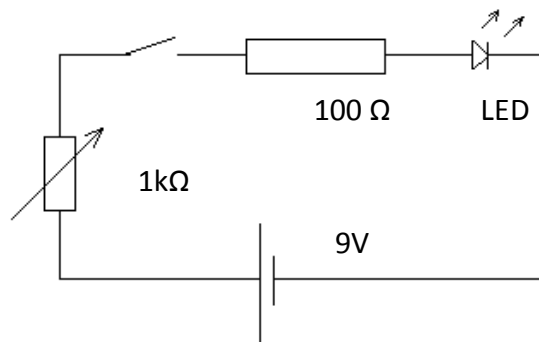


Fig. B.5 – Diagrama elétrico da montagem dos componentes do circuito elétrico que ficará na parte superior do espectrômetro de baixo custo.



Fig. B.6 – Do lado oposto à fenda fizemos dois furos retangulares, um no meio da caixa e outro na parte de baixo. No furo retangular do meio foi fixado o DVD. No furo abaixo foi posto o CD (para fazer a fixação foi utilizada fita crepe). O CD e o DVD foram cortados e retirados à película metálica.

Está pronto seu espectrômetro de baixo custo.

- ❖ obs.1: para retirar a película metálica do CD, faça dois riscos na parte metálica do CD indo do centro até a borda, cole uma fita crepe ou qualquer outra adesiva e puxe-a, toda a parte metálica irá sair facilmente. Com o DVD é diferente, faça o corte um pouco maior que o furo retangular que havia sido feito na caixa, dobre de leve o DVD, fazendo um pequeno arco de um lado e de outro. Provavelmente irá fazer um leve estalo. Tente separar as duas camadas do DVD com a ponta dos dedos (use a unha), quando tiver separado as camadas uma será a parte metálica a outra é a transparente que iremos utilizar.

- ❖ Obs.2: O furo central para colocação do DVD e o furo mais abaixo para a colocação do CD é proposital, pois nestas posições podemos ver claramente o espectro de 1º ordem de difração do DVD e os espectros de 1º e 2º ordem de difração do CD. O espectro de 1º ordem de difração do DVD é mais largo e mais bem definido do que o espectro de 1º ordem de difração do CD, como pode ser visto nas figuras 3.11 e 3.12.

Bibliografia

ALEXANDER LANGSDORF, J. A Continuously Sensitive Diffusion Cloud Chamber. **Review of Scientific Instruments**, Berkeley, v. 10, p. 13, December 1938.

ASHCROFT; MERMIN. **Solid State Physics**. 1. ed. [S.l.]: Saunders College Publishing, 1976. p. 566, tabela 28.1.

COBO, M. F.; ZANATTA, A. R. **Constante de Planck**. Instituto de Física de São Carlos. São Paulo. 2013.

CODATA. Constante de Planck. **Committee on Data for Science and Technology**, 2010. Disponível em: <<http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?h>>. Acesso em: 25 Julho 2014.

CODATA. Constante de Rydberg. **Committee on Data for Science and Technology**, 2010. Disponível em: <<http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?ryd>>. Acesso em: 25 Julho 2014.

DAVISSON, C.; GERMER, L. H. Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel. **Physical Review**, v. 30, n. 6, p. 705, December 1927.

DE BROGLIE, L. Ondes et quanta. **Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris**, 1923a. 508.

DIODES Incorporated. Disponível em: <<http://www.diodes.com/datasheets/ds28002.pdf>>. Acesso em: 30 Julho 2014.

DÜRR, S.; NONN, T.; REMPE, G. Origin of quantum-mechanical complementarity probed by a 'which-way' experiment in an atom interferometer. **Nature**, n. 395, p. 35-37, September 1998.

EISBERG, R.; RESNICK, R. **FÍSICA QUANTICA**. 9. ed. Rio de Janeiro: Campus, 1994.

ELETRONICS TUTORIAL. The Light Emitting Diode. **Electronics Tutorial**. Disponível em: <http://www.electronics-tutorials.ws/diode/diode_8.html>. Acesso em: 25 julho 2014.

FILGUEIRAS, C. A. L. A ESPECTROSCOPIA E A QUÍMICA DA DESCOBERTA DE NOVOS ELEMENTOS AO LIMIAR DA TEORIA QUÂNTICA. **QUÍMICA NOVA NA ESCOLA**, n. 3, p. 22-25, Maio 1996.

GREGGIANIN, C. A. et al. Estudo comparativo entre lâmpadas: incandescentes, fluorescentes compactas e LED. **Espaço energia**, n. 18, p. 19-27, Abril 2013.

JEANS, J. H. A Comparison between Two Theories of Radiation. **Nature**, v. 72, p. 293, 1905.

KLEIN, M. J. Max Planck and the beginnings of quantum theory. **Archive for History of Exact Sciences**, n. 1, p. 459-479, 1962.

KUHN, T. S. Black-body theory and the quantum discontinuity (1894-1912). **Oxford University Press**, Oxford, 1978.

LOW, J. J. et al. Band Gap Energy in Silicon. **AMERICAN JOURNAL OF UNDERGRADUATE RESEARCH**, Pennsylvania, v. 7, n. 1, p. 27-32, April 2008.

- MEHRA, J.; RECHENBERG, H. **The historical developmet of quantum theory**. New York: Springer, v. 5, 1982-1987.
- MELTZER, R. J. Spectrographs and Monochromators. **Applied Optics and Optical Engineering**, v. 5, 1969.
- MILLMAN, J.; HALKIAS, C. C. **Electronic Devices and Circuits**. [S.l.]: McGraw-Hill Book, v. 1, 1967.
- MOURA, S. L. D. et al. Constante de Planck: Uma Nova Visão para o Ensino Médio. **QUÍMICA NOVA NA ESCOLA**, v. 33, n. 4, p. 246-251, novembro 2011.
- NEWTON, I. Opticks or, a treatise of the reflections, refractions, inflexions, and colours of light, London, 1704.
- OLIVEIRA, C. F. D. Medição da constante de Planck, 16 Julho 2009.
- PCNS. Secretaria de Educação Média e Tecnológica. **Ciências da natureza, matemática e suas tecnologias**, Brasília, 2002. 209.
- PLANCK, M. Uber eine Verbesserung der Wien'schen Spektralgleichung. **Verhandlugen der Deutschen physikalische Gesellschaft**, n. 2, p. 202-204, 1900a.
- RAYLEIGH, J. The Dynamical Theory of Gases and of Radiation. **Nature**, v. 72, p. 54-55, 1905.
- SANDOVAL, R. F. **Medição da Constante de Planck h usando LED**. IF – UFRGS. [S.l.].
- SEGRÉ, E. **Dos raios X aos quarks. Físicos modernos e suas descobertas**. Tradução de Wamberto Hudson Ferreira. Brasília: Editora Universidade de Brasília, 1987.
- TERRAZZAN, E. A. A inserção da Física Moderna e Contemporânea no Ensino de Física na. **Caderno Catarinense de Ensino de Física**, Florianópolis, v. 9, n. 3, p. 209-214, Dezembro 1992.
- TORRES, C. M.; CARVALHAL, M. J.; MEIRELES, M. S. **Atividades de Sala de Aula com calculadora gráfica e sensores, para o 3º ciclo do Ensino Básico e Ensino Secundário**. Faculdade de Ciências da Universidade do Porto. [S.l.], p. 18. 2009.
- VLACK, L. H. V. **Princípios de Ciências dos Materiais**. 13º. ed. São Paulo: Edbard Blucher Ltda, 1970.
- WUENSCHÉ, C. A. Cosmologia Observacional Charla II. **III Curso Boliviano de Astrofísica y Cosmologia**, La Paz, Setiembre 2005.