

# ESPECTROSCOPIA ÓPTICA AUTOMATIZADA DE LÂMPADAS DE VAPOR DE GASES EM ALTA PRESSÃO PARA UTILIZAÇÃO DIDÁTICA DE BAIXO CUSTO

*Automated optical spectroscopy of high-pressure vapor lamps for low-cost didactic use*

**Amanda Pimenta** [apimenta52@gmail.com]

**Lucas Barboza Sarno da Silva** [lucasarno@usp.br]

*Escola de Engenharia de Lorena - Universidade de São Paulo (EEL-USP)*

*Estrada Municipal do Campinho, s/n, Campinho – Lorena/SP – CEP: 12.602-810*

*Recebido em: 05/01/2022*

*Aceito em: 15/07/2022*

## Resumo

Diferentemente do espectro contínuo que se observa quando um sólido incandescente é analisado por um espectrômetro, o espectro de gases sujeitos a uma descarga elétrica emite uma distribuição discreta de energia. O conjunto dessas linhas espectrais é característico de cada gás. Esse comportamento pode ser explicado do ponto de vista atômico, utilizando conceitos da Física Moderna. O fenômeno pode facilmente ser observado através de experimentos com lâmpadas de vapor de gases em alta pressão como sódio e mercúrio, por exemplo. Com o objetivo de demonstrar esses conceitos da Física Moderna de forma didática, automatizada e de baixo custo, foi desenvolvido um sistema simples para a análise desse fenômeno. Inspirado nos experimentos didáticos desenvolvidos pelo Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, foi utilizado um sensor fotodiodo linear, controlado via Arduino, para leitura da radiação emitida por lâmpadas de vapor de gases em alta pressão. Os resultados são testados e comparados com os valores obtidos de forma manual e com os valores relatados pela literatura. Esse sistema de aquisição de dados pode ser utilizado para demonstração, quantificação e identificação dos gases, podendo ser utilizado em sala de aula ou em feiras e exposições de física, com o objetivo de apoiar e expandir os conhecimentos de física. O contexto histórico do entendimento do fenômeno também é abordado.

**Palavras-chave:** espectroscopia óptica, sistema automatizado, experimentos de física, baixo custo, sensor fotodiodo

## Abstract

Instead of the continuum spectrum observed when an incandescent solid is analyzed by a spectrometer, a spectrum of gases subjected to an electric discharge emits a discrete energy distribution. The spectral lines' position is characteristic of each gas. This behavior can be explained by the atomistic point of view, using Modern Physics concepts. The phenomenon can be observed through science experiments using high-pressure vapor lamps such as Na and Hg. Having the Modern Physics concepts in mind, a project was developed to observe this phenomenon, focusing especially on the data collection system. Inspired by didactic experiments developed by the São Carlos Institute of Physics of the University of São Paulo, a linear photodiode sensor, controlled via Arduino, was used to read the radiation emitted by high-pressure gas vapor lamps. The results are tested and compared with the values obtained manually and with the values reported in the literature. This data acquisition system can be used in Physics' lectures and Science fair, supporting, and expanding the Physics knowledge. The historical context to understand the phenomenon is treated in a clear and simple didactic way.

**Keywords:** optical spectroscopy, automated system, physics experiments, low cost, photodiode sensor

## 1. Introdução

O ramo da física que realiza o estudo da radiação absorvida, refletida, emitida ou dispersa por uma substância, é conhecida como espectroscopia (Sole, Bausá e Jaque, 2005). A espectroscopia óptica é uma aplicação dos fenômenos de interferência e difração da luz visível. Do ponto de vista histórico, apresentou-se fundamental na elaboração da teoria quântica e, atualmente é de suma importância para caracterização e identificação de compostos (Leite e Prado, 2012).

Por volta de 1666, Isaac Newton mostrou, através de um experimento de refração utilizando prismas, que a luz branca é constituída de uma distribuição contínua de radiação com diferentes comprimentos de onda (espectro contínuo) (Azevedo *et al.*, 2015). Porém, foi no século XIX que Robert Bunsen e Gustav Kirchoff desenharam e construíram o primeiro espectrômetro, descobrindo que os espectros, obtidos a partir de um teste de chamas, mostravam conjuntos de finas linhas espectrais brilhantes traçadas contra um fundo escuro (espectro de emissão). Foi percebido que cada elemento químico emitia um único padrão de linhas espectrais, desta forma, nascia a análise espectral capaz de identificar substâncias químicas (Azevedo *et al.*, 2015).

Por mais que o avanço da espectrometria no século XIX fosse extraordinário, ainda não era possível obter uma explicação física dessas emissões discretas. Em 1913, Niels Bohr criou um modelo compatível com as observações do espectro de emissão do hidrogênio sendo, portanto, capaz de prever os comprimentos de onda correspondentes (Ferreira, 2018). Neste modelo, introduziu a ideia de energia quantizada do elétron, em que as emissões atômicas ocorrem quando um elétron passa de um nível de energia superior para um nível inferior (Santana e Santos, 2017).

Mais tarde, por volta de 1925, Heisenberg e Schrödinger criaram as formulações da Mecânica Quântica, cujos postulados diferiam bruscamente da conhecida Mecânica Clássica, permitindo o entendimento de diversos fenômenos que até então não tinham explicações científicas (Lakhtakia, 1996).

As novas formulações teriam trazido lucidez a alguns fenômenos que antes não podiam ser entendidos do ponto de vista físico, como por exemplo: espectros de emissão e absorção atômicos, ligações químicas, potenciais de ionização, polarização atômica, entre outros. Neste contexto, a junção entre espectroscopia e mecânica quântica é de extrema importância, já que a espectroscopia permite realizar medições, com bastante precisão, do espectro de emissão e absorção de substâncias e a mecânica quântica permite entender as propriedades atômico-moleculares através da elaboração de modelos matemáticos (Azevedo *et al.*, 2015).

Através da espectroscopia óptica é possível realizar um estudo composicional da matéria e diferenciar os compostos ou elementos químicos através de seus espectros de emissão ou absorção. Apesar de existirem diversas técnicas para estudo da composição da matéria (microscopia eletrônica de varredura, ressonância magnética nuclear, difração de raios X ou de elétrons e nêutrons), as técnicas ópticas são altamente sensíveis, não destrutivas e, portanto, bastante vantajosas para esta aplicação (Azevedo *et al.*, 2015).

Levando em consideração a importância científica dos estudos em espectroscopia óptica, neste trabalho o tema é abordado apresentando o contexto histórico acerca do entendimento das linhas espectrais, assim como o desenvolvimento de um sistema autônomo para observação, aquisição de dados e identificação do espectro de emissão atômico de lâmpadas de vapor de gases em alta pressão.

Este sistema autônomo é simples, de fácil manuseio, programação aberta e baixo custo de produção, o qual pode ser utilizado em sala de aula, laboratórios de física ou em feiras e exposições de física, com o objetivo de apoiar o ensino de física.

## 2. Contextualização histórica

No século XIX, ainda não se sabia a origem física das emissões discretas vindas da descarga elétrica sobre um gás rarefeito. As teorias baseadas na Mecânica Clássica falhavam em tentar explicá-las, porém surgiram algumas formulações (série de Lyman, Balmer, Paschen, Brackett, Pfund) de

embasamento empírico que eram capazes de descrever, com surpreendente precisão, os comprimentos de onda de emissão ( $\lambda$ ) do átomo para o espectro do hidrogênio (Oliveira, 2001).

- Série de Lyman das raias espectrais do hidrogênio:

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

onde,  $n$  são números inteiros positivos iniciando-se em 2.

- Série de Balmer das raias espectrais do hidrogênio:

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

onde,  $n$  são números inteiros positivos iniciando-se em 3.

- Série de Paschen das raias espectrais do hidrogênio:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3)$$

onde,  $n$  são números inteiros positivos iniciando-se em 4.

- Série de Brackett das raias espectrais do hidrogênio:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4)$$

onde,  $n$  são números inteiros positivos iniciando-se em 5.

- Série de Pfund das raias espectrais do hidrogênio:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5)$$

onde,  $n$  são números inteiros positivos iniciando-se em 6.

Nas equações 1-5,  $R_H$  corresponde à constante empírica chamada de constante de Rydberg e tem seu valor de aproximadamente  $1,0973732 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ .

Em 1980, Rydberg escreveu as equações 1-5 de forma generalizada, a partir da qual era possível calcular o comprimento de onda das raias do espectro de emissão de hidrogênio (Eisberg e Resnick, 1979). A equação generalizada de Rydberg pode ser descrita da seguinte forma:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (6)$$

onde,  $\lambda$  é o comprimento de onda da radiação correspondente a cada linha do espectro;  $n_1$  e  $n_2$  são números inteiros que podem variar de 1 a  $\infty$ , e  $n_2$  deve ser sempre maior que  $n_1$  (Oliveira, 2001).

O princípio da combinação de Ritz afirma que o número de onda  $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$  de qualquer linha espectral é a diferença entre dois termos (Atkins e Jones, 2012), como mostrado na equação 7, cada qual com a forma da equação 8.

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = T_1 - T_2 \quad (7)$$

$$T_n = \frac{R_H}{n^2} \quad (8)$$

Este princípio é aplicável a todo e qualquer tipo de átomo ou molécula, mas o valor de  $T_n$  só é descrito como na equação 8 se estiver relacionado aos átomos hidrogenoides, ou seja, átomo ou íon com um elétron, tendo um número atômico qualquer (H, He<sup>+</sup>, Li<sup>2+</sup>, O<sup>7+</sup>, U<sup>91+</sup>) (Atkins e Jones, 2012).

Para átomos de elementos alcalinos (Li, Na, K, ...) as fórmulas das séries têm a estrutura da equação 9 (Eisberg e Resnick, 1979).

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left[ \frac{1}{(m-a)^2} - \frac{1}{(n-b)^2} \right] \quad (9)$$

onde,  $a$  e  $b$  são constantes para a série considerada,  $m$  é um inteiro que é fixo para a série considerada, e  $n$  é um intervalo variável. A constante de Rydberg tem, aproximadamente, o mesmo valor para todos os elementos, mas aumenta ligeiramente com o aumento o peso atômico (Eisberg e Resnick, 1979).

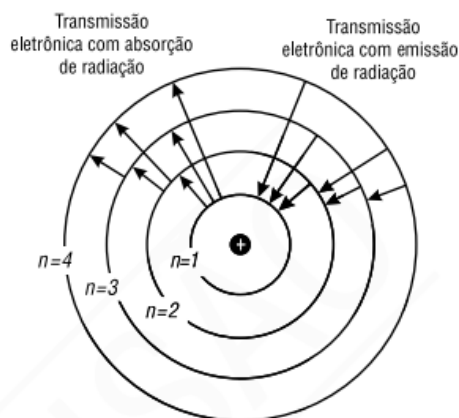
Apesar das equações empíricas 7 e 9 descreverem, com certa precisão, os espectros dos átomos hidrogenoides e dos átomos de elementos alcalinos, ainda não era possível explicar fisicamente o porquê as séries descreviam as raias espectrais características de cada átomo (Atkins e Jones, 2012).

A superposição da teoria quântica de Planck, com a teoria de fótons de luz de Einstein e com o modelo atômico de Rutherford originou o modelo de átomo de Bohr, capaz de explicar fisicamente os espectros característicos do átomo de hidrogênio (Tipler, 1981).

Em sua teoria, Bohr disse que o elétron se move em órbitas circulares em torno do próton na influência da atração coulombiana do núcleo e que somente certas órbitas eram estáveis, ou seja, a energia de cada camada é fixa. Além disso, radiação é emitida pelo átomo quando o elétron salta de um estado com maior energia para um estado com menor energia. A frequência da luz emitida é descrita pela fórmula de Planck- Einstein (Russel, 1994).

$$E_i - E_f = hf \quad (10)$$

onde,  $E_i$  é a energia inicial do elétron,  $E_f$  é a energia final do elétron,  $h$  é a constante de Planck ( $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js) e  $f$  é a frequência de emissão de radiação (Russel, 1994). A variação de energia emitida ou absorvida na transição de um estado estacionário para outro é representado pela diferença entre  $E_i$  e  $E_f$ , sendo ilustrada pela figura 1.



**Figura 1:** Modelo de Bohr para o átomo de hidrogênio (Oliveira, 2001).

A figura 1 ilustra o modelo de Bohr, deixando claro que o átomo possui estados permitidos ( $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ ). A energia radiante é emitida quando o elétron passa de um estado de maior energia para um estado de menor energia (Oliveira, 2001).

O tamanho das órbitas permitidas do elétron é determinado pela condição quântica adicional imposta ao movimento angular do elétron. As órbitas permitidas são aquelas em que o movimento angular orbital do elétron é múltiplo inteiro de  $\hbar$  (Azevedo *et al.*, 2015).

$$mvr = n\hbar \quad (11)$$

onde,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , em que  $h$  é a constante de Planck e  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$  é chamado de número quântico principal (Azevedo *et al.*, 2015).

Com base nos postulados, Bohr deduziu as equações para calcular o raio das órbitas, que é a distância entre o núcleo e a camada em questão (Oliveira, 2001).

$$r_n = \frac{n^2\hbar^2}{mke^2} \quad (12)$$

onde,  $r_n$  é o tamanho do raio da órbita de número quântico  $n$ ,  $m$  é a massa do elétron,  $k$  é a constante de Coulomb ( $k = 9 \times 10^9 N \cdot m^2 / C^2$ ) e  $e$  é a carga de um elétron ( $e = 1,6 \times 10^{-19} C$ ). A órbita com o número quântico principal igual a 1 (estado fundamental,  $n = 1$ ) é chamado de raio de Bohr ( $a_0 = \frac{\hbar^2}{mke^2} = 0,0529 \text{ nm}$ ) (Azevedo *et al.*, 2015).

Foi percebido que apenas algumas energias eram permitidas e estas eram determinadas pelo número quântico principal. É correto afirmar que os níveis de Energia do átomo são quantizados e a energia de cada camada pode ser calculada segundo a equação 13 (Oliveira, 2001).

$$E_n = -\frac{ke^2}{2a_0} \left( \frac{1}{n^2} \right) \quad (13)$$

Através da combinação entre as equações 10 e 13 é possível também calcular a frequência do fóton emitido quando o elétron salta de uma órbita mais externa para uma órbita mais interna.

$$f = \frac{E_i - E_f}{h} = \frac{ke^2}{2a_0h} \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (14)$$

Como a velocidade da luz pode ser expressa por  $c = \lambda f$ , pode-se calcular o comprimento de onda  $\lambda$ .

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{ke^2}{2a_0hc} \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (15)$$

Então, substituindo os valores das constantes  $\frac{ke^2}{2a_0hc}$ , surpreendentemente, chega-se ao valor da constante  $R_H$ . Com isso, pode-se reescrever a equação do comprimento de onda.

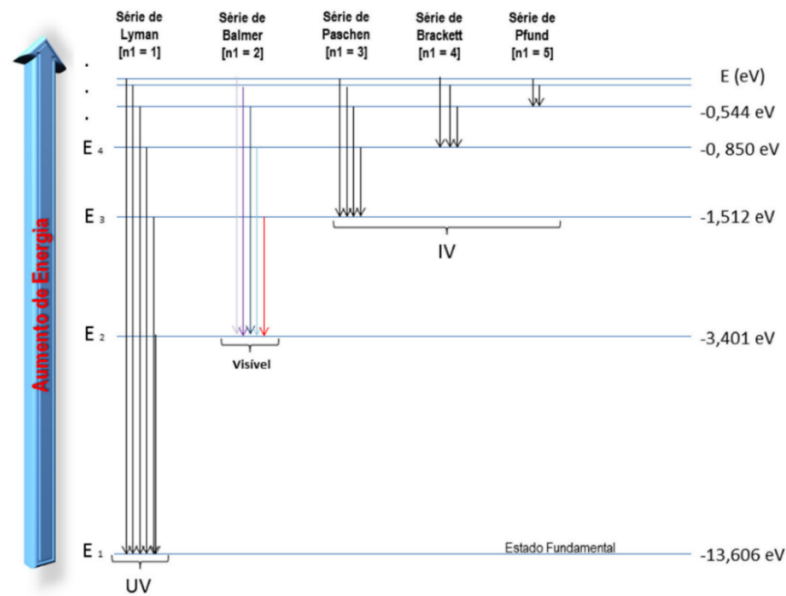
$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (16)$$

É possível notar a semelhança entre a equação 16 e a equação generalizada de Rydberg (equação 6). Pode-se fazer uma relação entre a equação 16 e as séries de Lyman ( $n_f = 1$  e  $n_i = 2, 3, 4, 5, \dots$ ), Balmer ( $n_f = 2$  e  $n_i = 3, 4, 5, 6, \dots$ ), Paschen ( $n_f = 3$  e  $n_i = 4, 5, 6, 7, \dots$ ), Brackett ( $n_f = 4$  e  $n_i = 5, 6, 7, 8, \dots$ ) e Pfund ( $n_f = 5$  e  $n_i = 6, 7, 8, 9, \dots$ ). Com isso, Bohr conseguiu, finalmente, explicar fisicamente a veracidade das séries anteriormente encontradas empiricamente (Eisberg e Resnick, 1979).

É importante notar que as transições correspondentes à série de Lyman emitem radiação na faixa do ultravioleta ( $15 \text{ nm} < \lambda < 400 \text{ nm}$ ), série de Balmer na faixa da luz visível ( $400 \text{ nm} < \lambda < 750 \text{ nm}$ ) e as séries de Paschen, de Brackett e de Pfund emitem radiação na faixa do infravermelho ( $750 \text{ nm} < \lambda < 1 \text{ mm}$ ), assim como é apresentado na figura 2. A explicação física destas emissões de radiação é com base nos “saltos” quânticos dos elétrons (Tipler, 1981).

A chamada “antiga” teoria quântica, apesar de ser bem-sucedida para átomos hidrogenoides e ser aproximada para elementos alcalinos, falha ao prever o espectro de outros átomos. Com os avanços da Mecânica Quântica, Schroedinger propôs uma nova teoria que seria capaz de prever

corretamente as frequências dos fótons emitidos em transições atômicas, além de prever as probabilidades por segundo de que as transições ocorram (Eisberg e Resnick, 1979).



**Figura 2:** Diagrama de níveis de energia do átomo de hidrogênio, mostrando algumas transições correspondentes às diferentes séries espectrais.

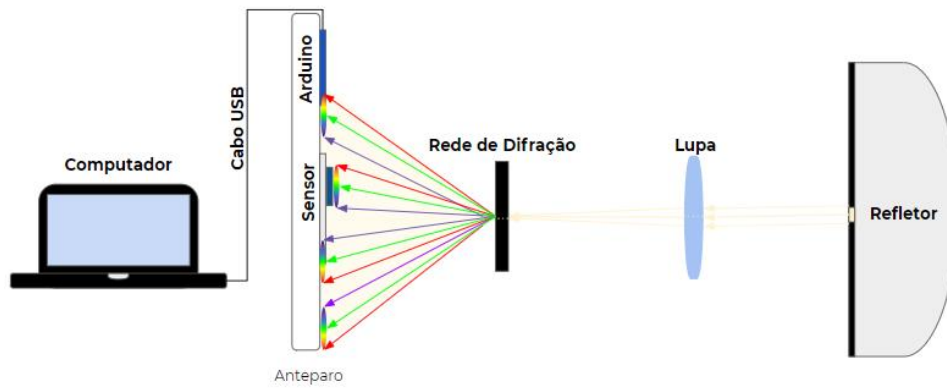
### 3. O experimento

A análise dos gases expostos a uma descarga de energia é feita através de lâmpadas de vapor de gases específicos de alta pressão, que são colocadas dentro de um refletor e ligadas a um reator, exatamente igual a uma instalação para uso doméstico. A forma de ligação do reator à lâmpada é indicada no reator. O reator é responsável por amplificar a tensão de 110V ou 220V para 4.500V. Para cumprir com o nosso propósito, o refletor foi encapado com uma fita opaca, deixando uma pequena fenda para passagem da luz, junto a um controlador de abertura para a fenda. Para a execução do experimento, foram utilizadas uma lâmpada de vapor de sódio e uma lâmpada de vapor de mercúrio, ambas de alta pressão.

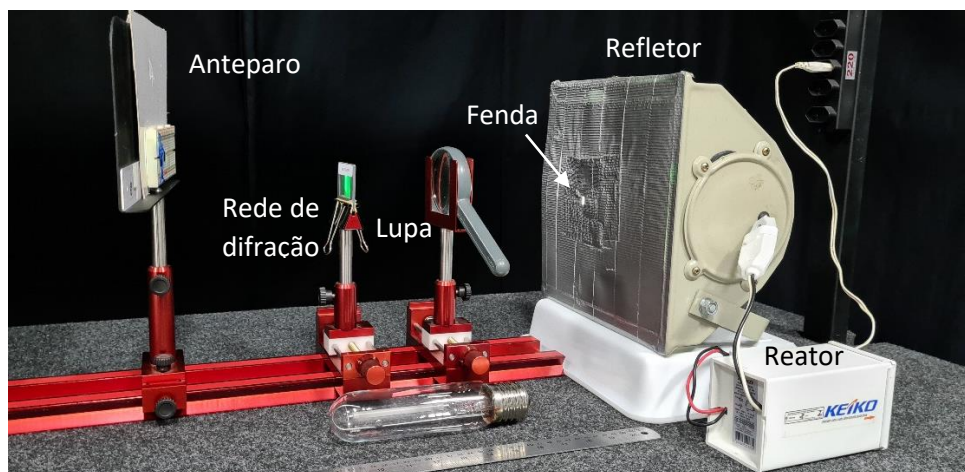
Para observar o espectro de emissão de cada lâmpada, foi montado um aparato experimental, como representado pelo diagrama esquemático da figura 3 e pela imagem da figura 4. O aparato é composto por um refletor, contendo uma lâmpada de vapor com o gás específico; uma lupa, que é uma lente convergente capaz de convergir os raios luminosos para um ponto específico; uma rede de difração de 600 linhas/mm (adquirida pela internet a preço acessível) para difratar a luz e revelar o espectro de emissão de cada gás em um anteparo branco de observação.

Para as análises quantitativas manuais, foram utilizadas as distâncias relativas medidas com uma régua. Para as análises automatizadas, no anteparo de observação, foi posicionado um sensor fotodiodo e um Arduino ligado a um computador via cabo USB. O detalhamento para as análises quantitativas manuais e do sistema automatizado está descrito mais adiante.



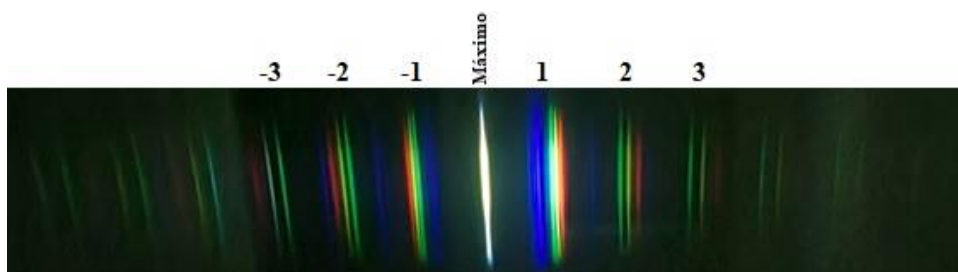


**Figura 3:** Diagrama esquemático do aparato utilizado para detecção dos espectros em linhas de lâmpadas de vapor de gases de alta pressão.



**Figura 4:** Imagem do aparato utilizado para detecção dos espectros em linhas de lâmpadas de vapor de gases de alta pressão.

Uma figura de interferência adquirida com esse aparato experimental pode ser observada na figura 5. Essa figura mostra o espectro em linhas de uma lâmpada de vapor de mercúrio em alta pressão. Pode ser observado um máximo central e figuras de interferências construtivas, as quais são classificadas como de ordem de interferência ( $m$ ), que se repetem periodicamente ao longo do anteparo de observação. Como pode ser observado, em interferência de ordens superiores ( $m > 1$ ) inicia-se uma superposição de linhas de interferências entre distintas ordens, além da diminuição da intensidade da luz observada no anteparo. Por esses motivos, utiliza-se para as análises quantitativas as interferências de primeira ordem ( $m = 1$ ).



**Figura 5:** Observação do espectro em linhas de uma lâmpada de mercúrio de alta pressão. Pode ser visto o máximo central e regiões de interferências construtivas e suas de ordens de interferência.

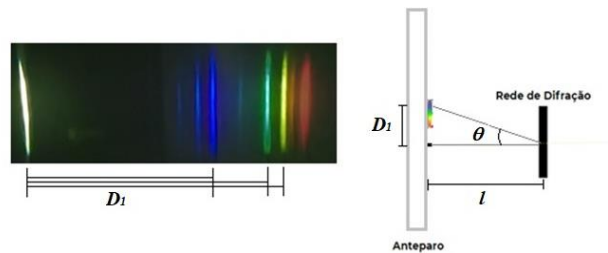
Para a análise quantitativa manual foi utilizada a metodologia descrita por Oliveira *et al.* (2015) e Assirati, Terra e Nunes (2012), onde a equação 17 é usada para o cálculo do comprimento de onda  $\lambda$  de cada linha espectral.

$$m\lambda = d \sin \theta \quad (17)$$

sendo,  $m$  a ordem de interferência;  $\lambda$  o comprimento de onda;  $d$  a distância de separação entre as linhas da rede de difração ( $d = 1/600 = 0,0016667 \text{ mm}$ );  $\theta$  o ângulo formado entre o máximo central e cada linha espectral, em relação à rede de difração.

O cálculo de  $\theta$  é determinado através da distância entre o máximo central ( $m = 0$ ) e cada linha espectral  $D_1$ , e a distância entre a rede de difração de difração e o máximo central  $l$ , como representado na Figura 6 e expresso pela equação 18:

$$\tan \theta = \frac{D_1}{l} \quad (18)$$



**Figura 6:** Medidas geométricas utilizadas para a determinação do comprimento de onda de cada linha espectral, de forma manual.

Para a análise quantitativa automatizada das linhas espectrais das lâmpadas, o circuito de sensoriamento e o Arduino foram posicionados sobre o anteparo de observação, para que o espectro fosse formado exatamente sobre os fotodiodos (TSL 1402R) e, desta maneira, foi possível a medição de intensidade de radiação por comprimento de onda. Esse experimento foi baseado em trabalhos anteriores desenvolvidos pelo Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo (Oliveira *et al.*, 2015; Assirati, Terra e Nunes, 2012).

O sensor fotodiodo TSL 1402R foi utilizado para medir a intensidade de luz por possuir alta precisão nas medições e alta velocidade de resposta. O TSL 1402R possui 256 pixels de sensores fotodiodo. Cada pixel desta matriz mede  $63,5\mu\text{m}$  por  $55,5\mu\text{m}$ , com  $8\mu\text{m}$  de espaçamento entre eles, o que fornece, aproximadamente, 16 mm de leitura (AMS, 2016). O conjunto de sensores lineares TSL 1402R consiste em duas seções de 128 fotodiodos cada, alinhados para formar um conjunto de pixels de  $256 \times 1$  contínuo, que são dispostos na linha central do sensor. O dispositivo incorpora uma função de retenção de dados de pixel que fornece integração simultânea para todos os pixels. A operação é simplificada por lógica interna que requer apenas leitura de sinal analógico e *clock* (AMS, 2016).

O ciclo de operação do sensor inicia com um pulso na porta serial *input*, que dá partida a uma rotina interna para configuração. Durante os 18 primeiros pulsos de *clock* na porta CLK o dispositivo descarrega os capacitores de integração e, depois começa o processo de integração do sinal de cada pixel. A integração finaliza até que um novo pulso seja aplicado no serial *input* e então os dados são fornecidos pela porta AO (AMS, 2016).

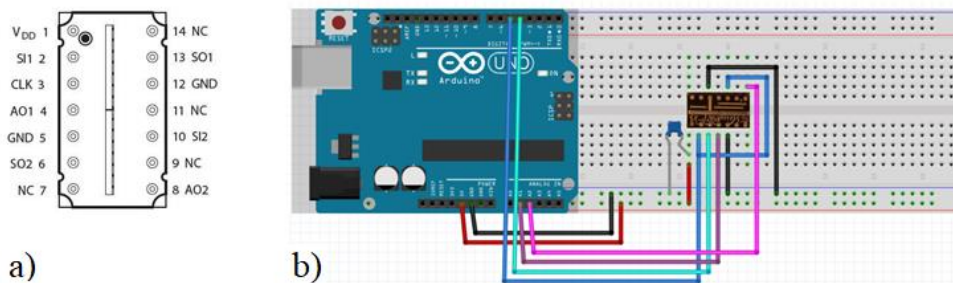
O microcontrolador Arduino Uno é utilizado neste projeto, por se tratar de um microcontrolador de programação simples, software aberto e de baixo custo. O projeto de aquisição de dados de um espectro de emissão de gases tem como base a leitura de intensidade luminosa em termos de comprimento de onda, por isso programou-se o Arduino que realiza a leitura do sensor para interpretar os dados obtidos através de um gráfico gerado por MATLAB. A comunicação entre esses dois softwares ocorre graças a *toolbox* do Arduino para MATLAB, disponível no site <http://www.mathworks.com>.



O circuito foi montado segundo a funcionalidade de cada terminal do TSL 1402R como mostrado na Tabela 1. Os terminais indicados na tabela são relacionados com a figura 7a do sensor. A montagem do circuito de sensoriamento é representada pelo esquema da figura 7b.

**Tabela 1:** Funções dos terminais do sensor TSL 1402R (AMS, 2016)

Terminal		Descrição
Vdd	1	Tensão de alimentação para circuitos analógicos e digitais
SI1	2	Define o início da sequência de dados para a seção 1
CLK	3	Controla a transferência de carga, saída de pixel e redefinição
AO1	4	Saída analógica da seção 1
GND	5, 12	Terra. Todas as tensões são referenciadas a GND
SO2	6	Saída serial da seção 2
NC	7, 9, 11, 14	Sem conexão interna
AO2	8	Saída analógica da seção 2
SI2	10	Define o início da sequência de dados para a seção 2
SO1	13	Saída serial da seção 1



**Figura 7:** Caracterização dos terminais do sensor TSL 1402R (a) (AMS, 2016). Esquema elétrico de ligação entre o Arduino Uno e o sensor fotodiodo (b).

#### 4. Resultados e discussões

A imagem do espectro de emissão de uma lâmpada de vapor de sódio em alta pressão pode ser vista na figura 8. A imagem é referente a interferência de primeira ordem, utilizando uma rede de difração de 600 linhas/mm e uma fenda de  $\sim 1$  mm. Pode ser visto de forma clara uma emissão de radiação discreta, caracterizada pelas linhas espectrais de emissão de radiação. Cada linha espectral corresponde a um valor específico de comprimento de onda e o conjunto dessas linhas espectrais é característico do gás excitado através de uma descarga elétrica de alta tensão (4.500 V) e pode ser utilizado para a identificação deste gás.



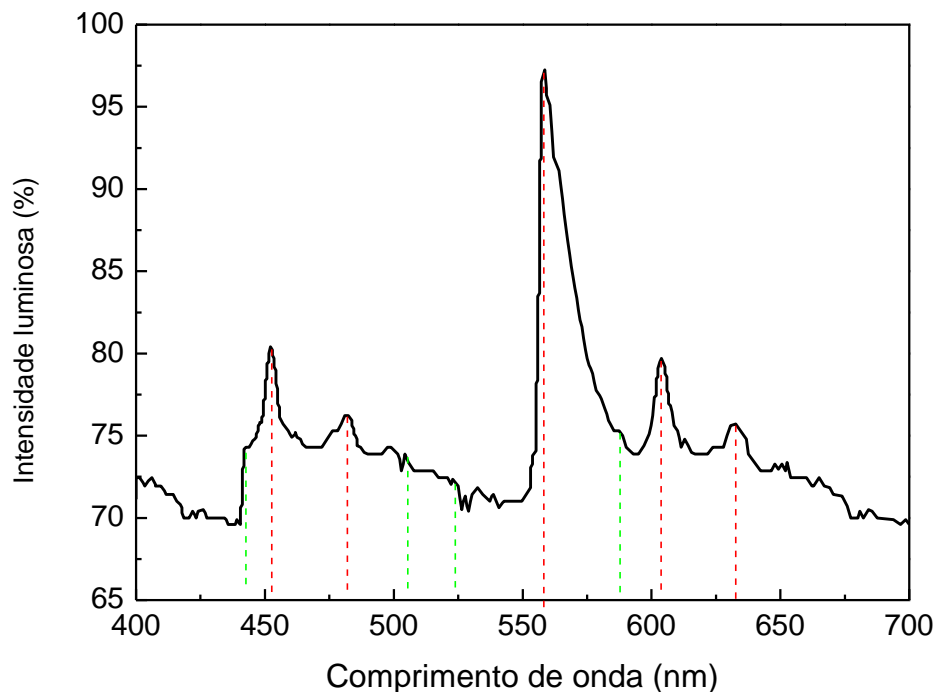
**Figura 8:** Espectro de emissão de uma lâmpada de vapor de sódio em alta pressão.

A figura 9 mostra a leitura do espectro de emissão da lâmpada de vapor de sódio em alta pressão adquirido através do sistema automatizado, no qual pode ser visto a intensidade de luz em função do comprimento de onda. As linhas verticais tracejadas mostram as posições dos comprimentos de onda nos picos de máxima intensidade. As linhas tracejadas em verde mostram picos de máximo de intensidade menos evidentes que nas linhas tracejadas vermelhas, porém previstos pela literatura (Reader *et al.*, 1980), observados na imagem da Figura 8 e calculados de forma manual. Os valores

do  $\lambda$  de cada máximo está apresentado na Tabela 2. O pico predominante de maior intensidade de luz está relacionado a irradiação de luz na cor amarelada, o que está de acordo com o esperado para uma lâmpada de vapor de sódio em alta pressão.

Utilizando a equação 17, de forma manual, foi encontrado os valores de comprimento de onda das linhas espectrais mais intensas (Tabela 2). Os valores relatados na literatura dos comprimentos de onda para o gás de sódio (Reader *et al.*, 1980) são apresentados na Tabela 2. A Tabela 2 também apresenta os erros relativos percentuais comparando os dados experimentais adquiridos de forma automatizada e manual (Erro A-M), e os erros relativos percentuais comparando os dados experimentais adquiridos de forma automatizada com os valores relatados pela literatura (Erro A-L).

Quando comparado os resultados entre dados adquiridos com o sistema automatizado e de forma manual, pode ser visto que maior erro relativo percentual é de 3,7 % para a linha de cor verde. Enquanto o maior relativo percentual é de 3,1 % entre as medidas adquiridas de forma automatizada e os valores relatados pela literatura, também para a linha de cor verde. Esses resultados mostram que há uma concordância grande entre os comprimentos de ondas encontrados de forma automatizada, calculados de forma manual e os relatados pela literatura.



**Figura 9:** Espectro de emissão do vapor de sódio em alta pressão submetido a uma descarga elétrica, adquirido pelo sistema automatizado. Os marcadores estão nos picos de máxima intensidade luminosa.

**Tabela 2:** Medidas dos comprimentos de onda referentes às raias de emissão de uma lâmpada de vapor de sódio em alta pressão obtida de forma automatizada, manual e pela literatura (Reader *et al.*, 1980).

Cor	Automatizado $\lambda$ (nm)	Manual $\lambda$ (nm)	Erro A-M (%)	Literatura $\lambda$ (nm)	Erro A-L (%)
Violeta	442,3*	446,2	0,9	446,4	0,9
Violeta	451,8	459,4	1,6	451,6	0,0
Violeta	481,5	479,0	0,5	475,9	1,2
Azul	504,8*	509,0	0,8	519	2,7

Azul	523,5*	525,9	0,5	521,5	0,4
Verde	558,3	579,7	3,7	541,5	3,1
Amarelo	587,4*	595,8	1,4	588,7	0,2
Amarelo	603,9	607,8	0,6	619,5	2,5
Vermelho	632,5	627,5	0,8	626,8	0,9

\* Picos de baixa intensidade, com marcadores pontilhados em verde na Figura 9.

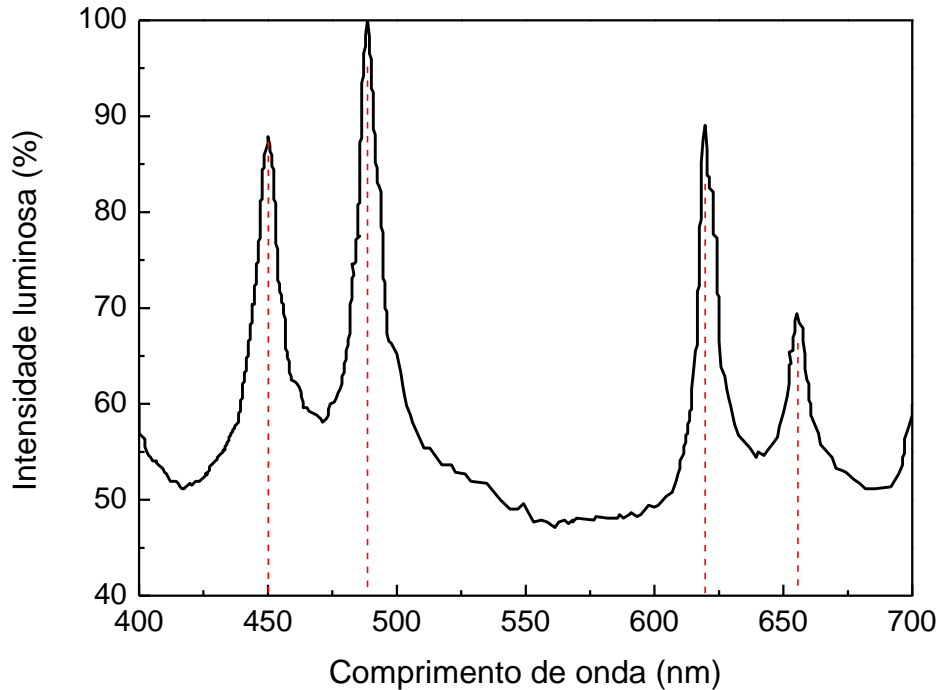
O espectro de emissão de uma lâmpada de vapor de mercúrio em alta pressão pode ser visto na figura 10. A imagem foi extraída do aparato experimental utilizando uma rede de difração de 600 linhas/mm e uma fenda de  $\sim 1$  mm. Pode ser observado que a quantidade de linhas espectrais, assim como o posicionamento dessas linhas são bem diferentes do espectro de emissão da lâmpada de vapor de sódio em alta pressão ilustrado na figura 8. Como discutido anteriormente, cada elemento emite um espectro característico.

O espectro de emissão de uma lâmpada de vapor de mercúrio em alta pressão relacionando a intensidade de luz emitida em função do comprimento de onda, adquirido de forma automatizada, pode ser observado na figura 11. As linhas tracejadas indicam o posicionamento dos picos de máximas intensidades. Pode ser observado que, diferentemente do espectro de emissão de uma lâmpada de vapor de sódio em alta pressão, o espectro de uma lâmpada de vapor de mercúrio em alta pressão não apresenta uma cor predominante, os máximos de intensidades luminosas são muito próximos uns dos outros, sendo que as cores azul, verde e laranja apresentam as maiores intensidades.



**Figura 10:** Espectro de emissão de uma lâmpada de vapor de mercúrio em alta pressão.

A Tabela 3 apresenta os valores de comprimento de onda para cada linha espectral, adquirido de forma automatizada, manual e com os valores referenciado pelos Dados de Espectroscopia Atômica Básica do NIST (*National Institute of Standards and Technology*) (NIST, 2017). Uma comparação entre os resultados extraídos de forma automatizada-manual (A-M) e automatizada-literatura (A-L) são apresentados na forma de erro relativo percentual. Onde pode ser visto que o maior erro relativo percentual é de 4,0% quando comparados os valores A-M, para a linha de cor vermelha. Entretanto, quando se faz a comparação entre os resultados A-L o maior erro relativo percentual é de 10,7% para a linha de cor verde. Um erro relativo percentual acima de 10% é expressivo, e mostra que pequenos ajustes no sistema de aquisição de dados automatizados podem trazer melhorias significativas para o aparato. Porém, os resultados experimentais para o sistema de aquisição de dados automatizado se mostram efetivos para uma aplicação onde não necessite de um nível de precisão muito elevado, que é o caso de equipamentos didáticos utilizados exclusivamente para fins de aprendizagem.



**Figura 11:** Espectro de emissão do vapor de mercúrio em alta pressão submetido a uma descarga elétrica, adquirido pelo sistema automatizado. Os marcadores estão nos picos de máxima intensidade luminosa.

**Tabela 3:** Medidas dos comprimentos de onda referentes às raias de emissão de uma lâmpada de vapor de mercúrio em alta pressão obtida de forma automatizada, manual e pela literatura (NIST, 2017).

Cor	Automatizado $\lambda$ (nm)	Manual $\lambda$ (nm)	Erro A-M (%)	Literatura $\lambda$ (nm)	Erro A-L (%)
Violeta	---	406,03	---	---	---
Azul	450	441,00	2,0	435,8	3,3
Verde	487,5	490,27	0,6	546,1	10,7
Amarelo	---	588,43	---	567,7	---
Laranja	621,5	605,42	2,7	614,9	7,5
Vermelho	655,5	630,19	4,0	---	---

## 5. Conclusão

Um aparato experimental para aquisição do espectro de emissão de lâmpadas de vapor de gases, automatizado e de baixo custo, foi apresentado, fazendo-se comparações entre os resultados adquiridos com o sistema autônomo e os resultados medidos de forma manual, e comparações entre o sistema autônomo e os dados relatados pela literatura. O sistema de aquisição de dados autônomo apresentou resultados positivos, uma vez que o software, construído em uma plataforma *open source* (Arduíno), teve um ótimo desempenho. O aparato experimental é de fácil manuseio e baixo custo, e pode direcionar corretamente o espectro para realizar as leituras. O sensor fotodiodo utilizado se mostrou adequado para leituras de intensidades luminosas. Através do sistema autônomo criado, foi possível plotar os gráficos de intensidade luminosa por comprimento de onda, que obtiveram resultados experimentais com erros relativos percentuais de leitura do comprimento de onda de no

máximo 3,7 % para lâmpada de vapor de sódio em alta pressão e 10,7 %, para a lâmpada de vapor de mercúrio em alta pressão.

O aparato experimental, assim como o sistema de aquisição de dados autônomos, pode ser diretamente utilizado para demonstração, quantificação e identificação de gases em lâmpadas de vapor de gases em alta pressão, podendo ser utilizado em sala de aula, laboratório de física experimental ou em feiras e exposições de física, com o objetivo de apoiar e expandir os conhecimentos de física.

## REFERÊNCIAS

AMS Engineering Technologies (2016). *TSL1402R: 256×1 Linear Sensor Array with Hold*. AMS Datasheet.

Assirati, L., Terra, I. A. A., & Nunes, L. A. O. (2012). Utilização do sensor linear de luz ILX554 em espectroscopia óptica. *Quim. Nova*, 35(1), 213-217.

Atkins, P. W., & Jones, L. (2012). *Princípio de química*. Porto Alegre: Bookman.

Azevedo, E. R., Faria, G. C., Batalhao, T. B., Castro Filho, J. A., Santoni, E., Sartori, J. L., & Nunes, L. A. O. (2015). Utilização de um espectrógrafo de projeção como uma ferramenta para demonstração sobre polarização da luz. *Quím. Nova*, 33(5), 1204-1210.

Eisberg, R., & Resnick, R. (1979). *Física Quântica*. Editora Campus, 1ª Edição.

Ferreira, C. T. T. (2018). *Primórdios do Átomo de Bohr*. Instituto de Física de São Carlos.

Lakhtakia, A. (1996). *Models and modelers of hydrogen: Thales, Thomson, Rutherford, Bohr, Sommerfeld, Heisenberg, Schrödinger, Dirac, Sallhofer*. River Edge: World Scientific Publishing.

Leite, D. O., & Prado, R. J. (2012). Espectroscopia no infravermelho: uma apresentação para o Ensino Médio. *Rev. Bras. Ensino Fís.*, 34(2), 2504.

NIST Atomic Spectra Database Lines Form (2017). Acesso em 17 de set., 2017, [https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html).

Oliveira, F. A. M., Azevedo, E. R., & Nunes, L. A. O. (2015). O uso de um sensor de luz linear como recurso didático para demonstrar princípios de difração e espectroscopia. *Quim. Nova*, 38(3), 451-458.

Oliveira, L. F. C. (2001). Espectroscopia Molecular. *Cadernos Temáticos de Química Nova na Escola*, 4.

Reader, J., Corliss, C. H., Wiese, W. L., & Martin, G.A. (1980). *Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions*, Natl. Stand. Ref. Data Ser., Natl. Bur. Stand. (U.S.), 68.

Russel, J. B. (1994). *Química Geral*, 2ª Edição, Volume 1, Makron Books.

Santana, B. S., & Santos, P. J. S. (2017) *Espectroscopia e modelos atômicos: uma proposta para a discussão de conceitos de Física Moderna no ensino médio*. Departamento de Física – Universidade Federal de Santa Catarina.

Sole, J. G., Bausá, L. E., & Jaque, D. (2005). *An introduction to Optical Spectroscopy of Inorganic Solids*, John Wiley & Sons, Chichester.

Tipler, P. A. (1981). *Física Moderna*, Guanabara Dois.