

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

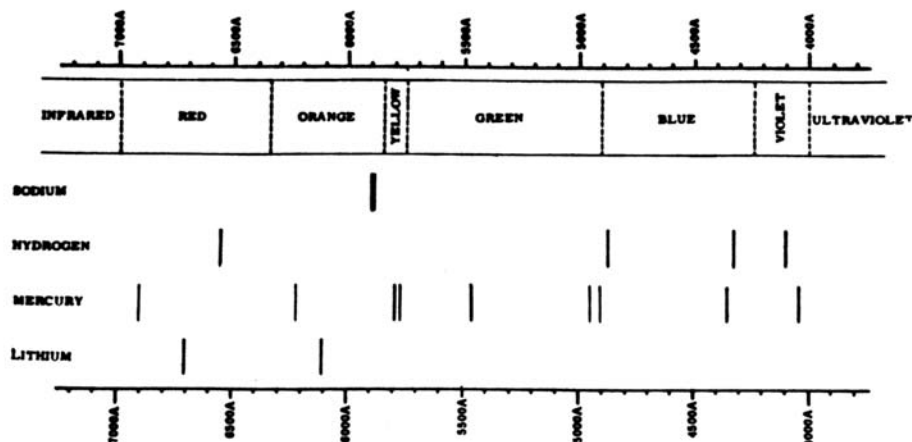


Instituto de Física

Laboratório de Estrutura da Matéria

Física 5 – FNC-313

Espectro de H e Na



ESPECTRO DO HIDROGÊNIO

I. INTRODUÇÃO

Um elemento no estado de gás pode emitir luz quando excitado, por exemplo, pela passagem de corrente elétrica. Observada através de um espectroscópio ou espectrógrafo, essa luz mostra um espectro constituído por certos comprimentos de onda discretos e bem definidos (chamados linhas) e que são característicos do elemento emissor. Assim, a espectroscopia constitui um instrumento útil para identificar e analisar a composição de uma substância.

Num gás rarefeito, os átomos ou as moléculas encontram-se em média bem afastados entre si. Pode-se então considerar que qualquer radiação emitida é característica dos átomos individuais ou das moléculas presentes.

No fim do século XIX descobriu-se que comprimentos de onda presentes nos espectros dos elementos têm valores que podem ser relacionados, constituindo séries algébricas (séries espectrais).

Esta propriedade, exibida pela emissão atômica, constitui um dado importante para o entendimento da estrutura do átomo quântico.

No laboratório observaremos inicialmente a regularidade existente na série de Balmer do espectro de hidrogênio fotografado num filme. Será utilizado o próprio negativo. A seguir, construiremos um diagrama de níveis de energia para esse átomo, confirmando o modelo quântico.

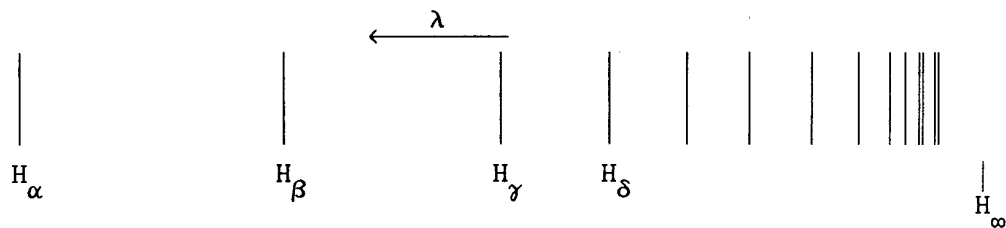
A fórmula de Balmer:

Em 1885 Balmer encontrou uma fórmula empírica que relacionava os comprimentos de onda λ conhecidos do espectro do

átomo de hidrogênio com números inteiros. Essa fórmula é a seguinte:

$$\lambda = b \frac{m^2}{m^2 - n^2}$$

com $b = \text{cte} = 3645,6\text{\AA}$, $m = 3, 4, 5$, etc e $n = 2$. Os λ são, então, dados em Angstrons ($1\text{\AA} = 10^{-8}\text{cm}$). A série de Balmer do espectro do hidrogênio apresenta-se como um conjunto de linhas cujos espaçamentos tendem a um limite nulo, conforme é mostrado na figura adiante. A partir de uma expressão como a de Balmer mostra-se que o inverso do comprimento de onda pode ser escrito como a diferença de dois termos. As linhas são indicadas por H_α , H_β , H_γ etc. e o limite por H_∞ e são respectivamente vermelha, azul, violeta, ultravioleta; somente as primeiras três ou quatro são visíveis. Todas podem, porém, ser fotografadas, pois as emulsões fotográficas são sensíveis no ultravioleta (o olho não é sensível nessa região espectral).



O primeiro que conseguiu deduzir teoricamente a fórmula de Balmer foi Bohr, em 1913.

A teoria do átomo de Bohr é, neste estágio, bem conhecida, não sendo necessário entrar em maiores detalhes (vide bibliografia).

Em lugar da fórmula original de Balmer, utiliza-se na prática uma expressão equivalente, devida a Rydberg:

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

$n = 3, 4, 5..$

R_H = cte. de Rydberg

Os números de onda, ν' , freqüentemente utilizados em espectroscopia são proporcionais às freqüências das radiações emitidas. Por sua vez, as freqüências são proporcionais às energias das radiações, que são as grandezas de interesse.

Assim:

$$E = h\nu = h c \nu' = h c \frac{1}{\lambda}$$

E = Energia

h = cte. de Planck

ν = freqüência

c = velocidade da luz

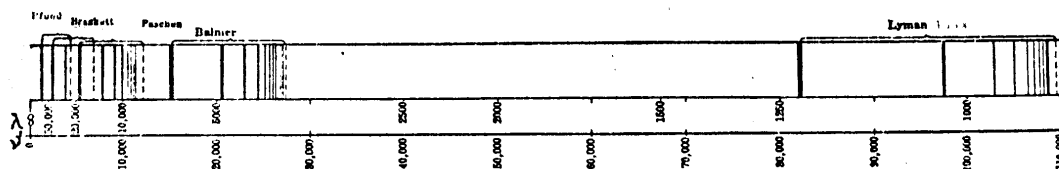
A partir da expressão de Rydberg, as energias das radiações da série de Balmer são então obtidas pelas diferenças entre dois termos, um fixo $1/2^2$ e um variável $1/n^2$.

Outras séries de linhas foram também observadas no espectro do hidrogênio atômico. Elas não são visíveis, pois caem nas regiões espectrais do ultravioleta e do infravermelho. Elas estão caracterizadas na tabela abaixo que dá seus nomes, sua localização espectral e a fórmula de Rydberg correspondente, que fornece os números de onda.

NOME	LOCALIZAÇÃO	$1/\lambda$	n
Lyman (ou de ressonância)	ultravioleta(u.v.)	$R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	2,3,4...
Balmer	visível e u.v.	$R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	3,4,5...
Paschen	infravermelho(i.v.)	$R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	4,5,6...
Brackett	i.v.	$R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	5,6,7...
Pfund	i.v.	$R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	6,7,8...

Isto sugere a idéia de de graus na emissão de radiação, que podem ser saltados ou intercalados, obedecendo a certos módulos. A associação dessa idéia a quantidades quantizadas de energia da radiação leva ao conceito de níveis de energia discretos, únicos possíveis dentro do átomo.

A figura seguinte representa, esquematicamente, em uma escala linear em números de onda, as linhas das diversas séries do espectro do átomo de hidrogênio. As espessuras das linhas indicam suas intensidades. As linhas tracejadas correspondem aos limites das séries. Adjacente ao limite de cada série há um espectro



contínuo (isso indica que linhas de todas as frequências são ali possíveis). O sistema não é mais quantizado nessa região, pois as energias correspondem à dissociação do átomo de hidrogênio.

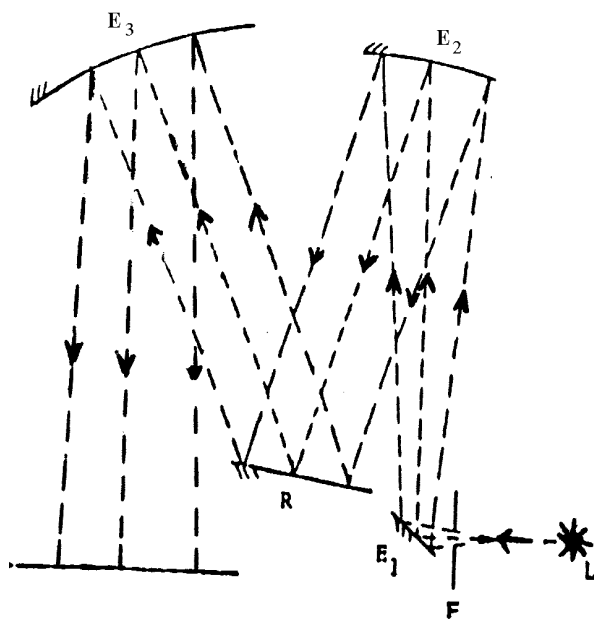
Métodos experimentais:

A lâmpada de hidrogênio é constituída por um tubo de descarga de vidro, provido de dois eletrodos de ferro, no qual foi feito inicialmente alto vácuo e depois foi introduzida uma pequena quantidade de hidrogênio gasoso. A pressão do hidrogênio no tubo é de alguns (3 a 10) milímetros de mercúrio. Esse tubo de descarga, que é também denominado de tubo de Geissler ou de catodo frio, é operado por meio de um transformador de alta tensão especial (provido de Shunt magnético, para limitar a corrente).

CUIDADO COM CHOQUES DE ALTA TENSÃO QUE PODEM SER MORTAIS

Ligando-se a alta tensão circulará pelo tubo uma corrente elétrica e o hidrogênio se tornará luminescente. Com o hidrogênio no tubo está sob a forma molecular (H_2), a luminosidade é devida não apenas ao átomo H, como também à molécula H_2 .

A luz emitida é analisada, nesta experiência, por meio de um espectrógrafo. O espectrógrafo permite decompor em suas componentes de frequências diferentes (comprimentos de onda ou cores diferentes) a radiação policromática que é emitida por uma lâmpada ou tubo de Geissler. O elemento óptico separador utilizado pode ser um prisma ou uma rede de difração. O esquema abaixo mostra o espectrógrafo que será utilizado neste laboratório: é um espectrógrafo de rede de difração.



- L = lâmpada
- F = fenda ajustável
- E₁ = espelho plano
- E₂, E₃ = espelho esférico
- R = rede de difração
- C = filme e chassís
fotográfico
- - - = raio luminoso

A radiação proveniente da lâmpada (L) incide numa fenda bilateral ajustável F (que funciona como fonte secundária), que se encontra no foco de um espelho esférico E_2 . A imagem de F é então projetada no infinito, ou seja, de E_2 sai um feixe paralelo de luz que incide na rede de difração (R). Esse feixe incidente é decomposto em seus componentes que saem na forma de feixes monocromáticos sob diversos ângulos com a direção do feixe incidente. Os feixes difratados incidem num segundo espelho esférico E_3 e são por ele focalizados na região (C). Nessa região há um chassis fotográfico onde se pode colocar, seja um anteparo translúcido para observação visual do espectro, seja um filme fotográfico para fotografá-lo. O espectro será constituído por uma série de imagens da fenda F, uma para cada frequência (cor) componente do espectro emitido pela lâmpada de hidrogênio (L). Quando se utiliza observação visual, o instrumento denomina-se espectroscópio, quando a fotografia, espectrógrafo. Pode-se também utilizar um detector de radiação, como uma célula fotoelétrica ou um fotodiodo que é deslocado ao longo do espectro. Neste caso o instrumento é um espectrômetro. Em princípio, é possível observar um espectro mais completo utilizando-se um fotosensor em lugar da vista. A fotografia, por exemplo, é sensível desde os raios X, passando pelo ultravioleta, visível, até o infravermelho próximo.

As redes de difração decompõem (difratam) a radiação por interferência. A equação de difração obedecida pelas redes de difração é:

$$n\lambda = D (\sin\theta_r \pm \sin\theta_i)$$

onde n é um número inteiro chamado ordem do espectro;

λ é o comprimento da onda difratada;

D é a constante da rede ou distância entre os sulcos da rede;

θ_r e θ_i são ângulos dos raios difratado e incidente, respectivamente, com a normal à superfície da rede.

Conhecendo-se os ângulos θ_1 , θ_r , n e D é possível determinar o comprimento de onda de qualquer radiação utilizando-se a equação da rede. Para ângulos pequenos, a diferença entre a posição das linhas espectrais ao longo do filme fotográfico é proporcional à diferença entre seus comprimentos de onda, para um mesmo n . Nessas condições, basta conhecer o comprimento de onda de uma única linha com precisão, para se determinar o comprimento de onda de qualquer outra linha, conhecido θ_1 .

II. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Comece identificando, no espectrógrafo do laboratório, quais os seus elementos: fenda ajustável, obturador (que é utilizado para exposição fotográfica), o diafragma de Hartmann (que é utilizado para se obter diversos espectros sobre o filme fotográfico), o chassis fotográfico, etc.

Colocando no lugar do filme fotográfico, no chassis do espectrógrafo, um pedaço de papel vegetal, é possível observar visualmente o espectro da lâmpada de mercúrio, que será utilizado para calibração. É então possível ajustar a posição mais conveniente para a lâmpada (1): é a que produz a maior luminosidade para as linhas observadas no anteparo. Utilizando a seguir a lâmpada de hidrogênio, é possível ver a linha H_α (vermelha) e com algum esforço e obscurecendo o ambiente, é possível ver também H_β e H_γ , assim como outras linhas mais fracas que pertencem ao espectro de H_2 (que não serão utilizadas aqui). Ajuste, então, a lâmpada de hidrogênio para a maior luminosidade.

Uma vez feito esse ajuste, deve-se fechar o obturador na frente da fenda, e retirar o chassis que poderá ser carregado com um filme virgem na câmara escura. O chassis, bem fechado, deverá ser colocado de volta no seu suporte. A seguir deverão ser feitas algumas exposições do espectro do hidrogênio, utilizando-se o diafragma obturador e o diafragma de Hartmann em frente da fenda. O

tempo de exposição correto deverá ser de alguns minutos. Faça uma série de exposições sucessivas deslocando de cada vez o diafragma de Hartmann.

Revele o filme na câmara escura seguindo as instruções que lá se encontram afixadas.

Após revelar e secar o filme, pode-se examiná-lo convenientemente, utilizando-se um projetor de diapositivos. Obtém-se assim uma imagem aumentada que pode ser observada sobre uma folha de papel milimetrado. Esse procedimento facilitará a medida dos comprimentos de onda das linhas do espectro.

Medida dos comprimentos de onda:

Essas medidas são feitas tomando-se como referência os comprimentos de onda de linhas emitidas por uma lâmpada de mercúrio. Esses comprimentos de onda são conhecidos com precisão, e seus valores são dados nas figuras adiante que reproduzem uma fotografia do espectro de uma lâmpada de mercúrio entre o ultravioleta e o amarelo visível.

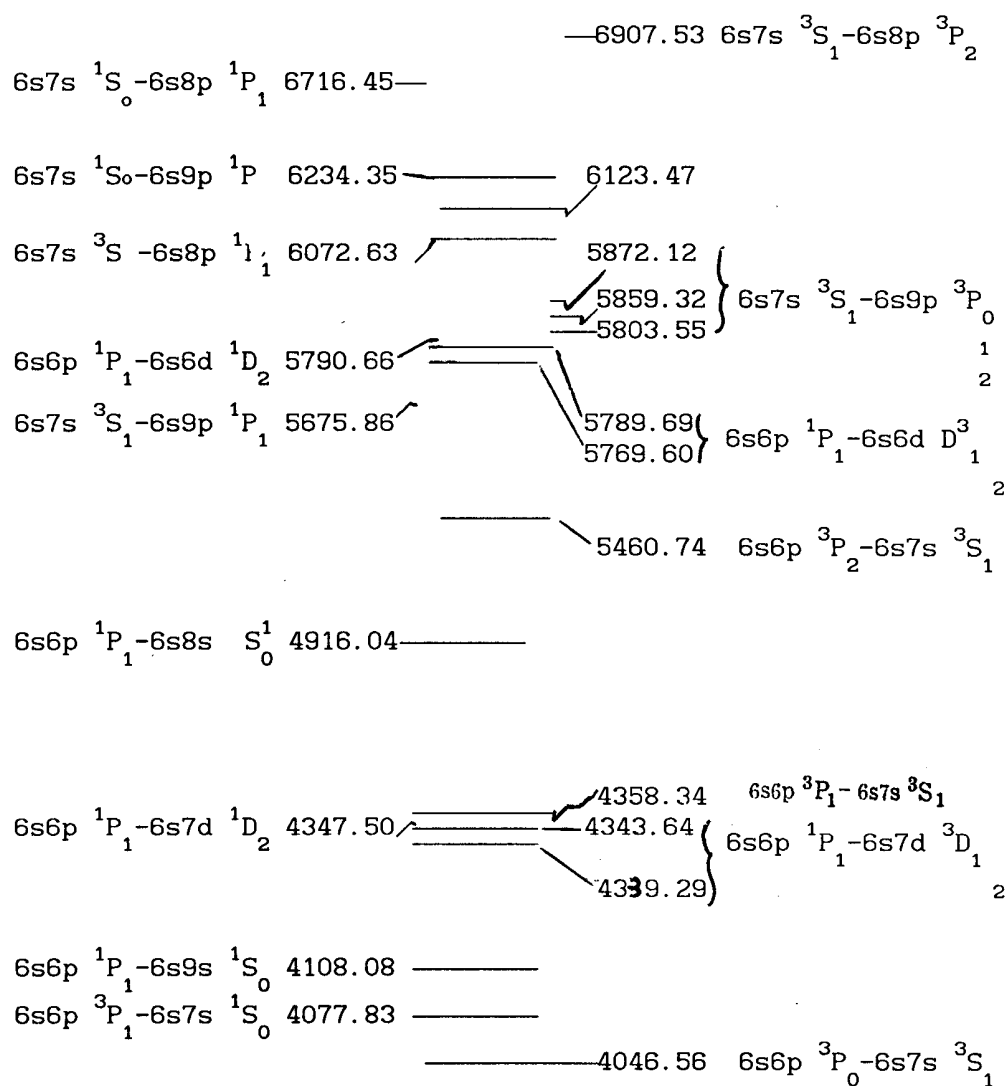


Fig. 7-15 - The spectrum of mercury in the visible region, taken with a small glass instrument and a vacuum are, as described in the text.

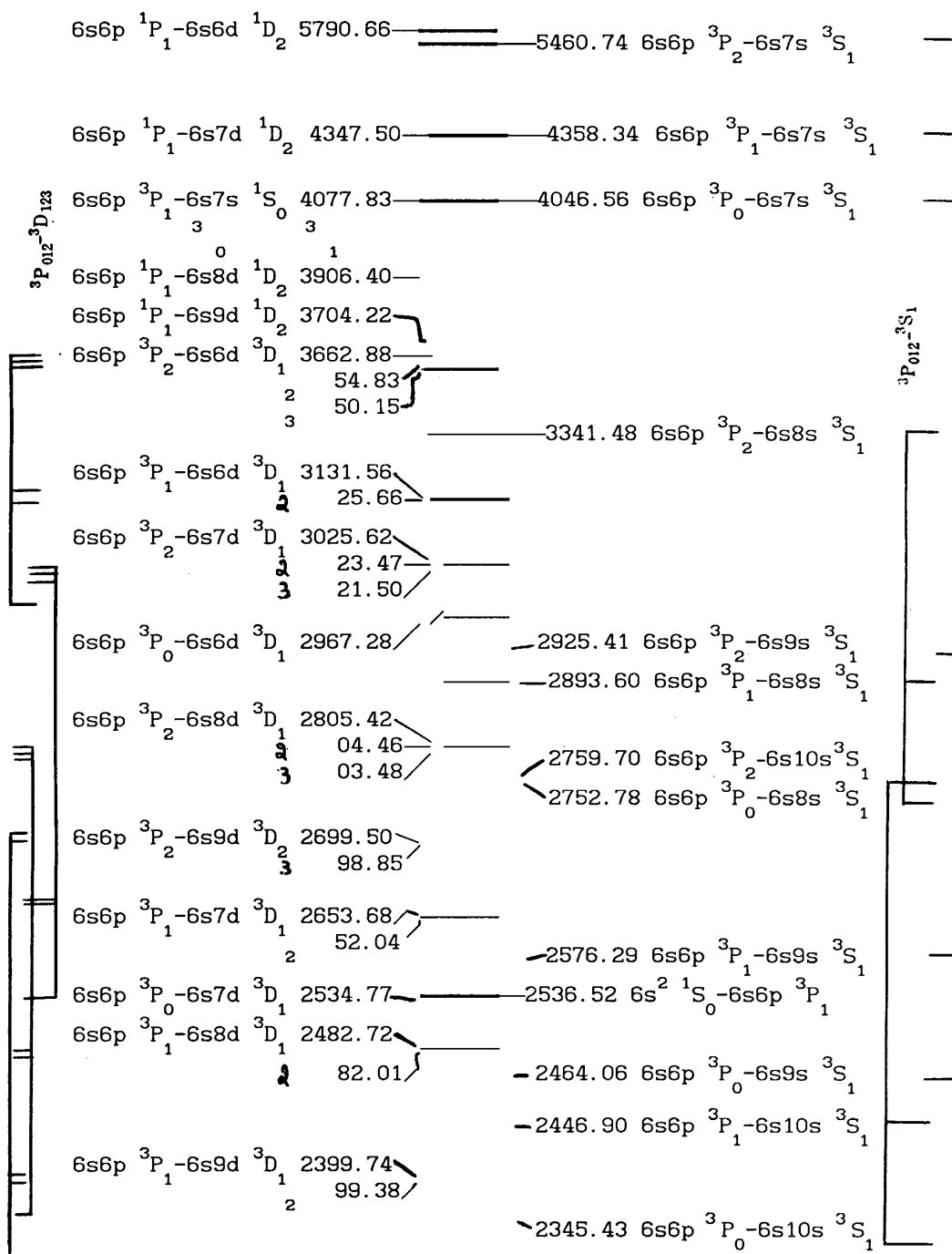


Fig.7-16 - The spectrum of mercury in the visible and near ultra-violet, taken with a small quartz prism instrument and a quartz vacuum are. Two of the series of multiplets are indicated.

Coloque um novo filme no chassis e fotografe os dois espectros. Como a lâmpada de mercúrio é muito intensa, alguns segundos de exposição são suficientes.

O potencial de ionização corresponde à energia que deve ser fornecida a um átomo no estado fundamental para ionizá-lo.

III ANÁLISE DOS ESPECTROS

1. Faça inicialmente a calibração da escala de posições lidas no filme com as linhas conhecidas do mercúrio. Para isso deve ser feito um ajuste analítico usando uma função até 3º grau. Essa função de calibração permitirá a obtenção dos comprimentos de onda do H e do Na com boa precisão.
2. Analise o espectro do hidrogênio, localizando a série de Balmer.
3. Determine a constante de Rydbeg.
4. Determine o potencial de ionização do hidrogênio.
5. Construa o diagrama de níveis de energia do hidrogênio.

BIBLIOGRAFIA:

1. Harnwell & Livingood - Experimental Atomic Physics.
2. Eisberg & Resnick - Quantum Physics of Atoms, Molecules Solids, Nuclei and Particles.
3. Resnick & Halliday - Física, vol. II - 2.

4. Gerhard Herzberg - Atomic Spectra & Atomic Structure.
5. Jenkins and White - Fundamentals of Optics.
6. Kondratyev V. - The Structure of Atoms
7. Chpolski E. - Physique Atomique (MIR) - 1ª volume.
8. Helene O.A.M. e Vanin V.R. - Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental

ESPECTRO DO SÓDIO

I. INTRODUÇÃO

Os metais alcalinos Li, Na, K, Rb e Cs possuem uma estrutura constituída por um caroço central, que contém o núcleo e os elétrons que formam camadas fechadas (com a configuração correspondente ao gás nobre que o precede na classificação periódica), e um único elétron, externo. Este elétron se chama elétron óptico porque é o responsável pela emissão (e absorção de luz por esses átomos. Essa estrutura, com um caroço fechado e um único elétron externo, tem alguma semelhança com a de um átomo de hidrogênio. Espera-se, então, que os níveis energéticos e os espectros dos metais alcalinos tenham também alguma semelhança com o do átomo de hidrogênio. Isso realmente ocorre, pois verifica-se que as linhas espectrais emitidas pelos metais alcalinos podem ser agrupadas em séries, semelhantes às já descritas para o átomo de hidrogênio (Lyman, Balmer, Paschen etc.). Essas séries, apesar de deslocadas, em relação às do hidrogênio, para comprimentos de ondas maiores, também consistem de linhas com separação e intensidades decrescentes, que tendem a um limite, que é seguido por um espectro contínuo. Os números de onda das linhas de cada série podem, da mesma forma, ser expressas pela diferença entre dois termos, como no átomo de hidrogênio; porém, as expressões não são tão simples. Um dos termos é, também, uma constante (chamado termo fixo) = Lim e tem a frequência do limite da série, e o outro é o termo móvel, dado por:

$$\frac{R}{(n+\mu)^2}$$

onde: R = cte. de Rydberg

n = número inteiro

$\mu < 2$ é a correção de Rydberg (cte.) (ou defeito quântico).

A fórmula genérica de Rydberg para os números de onda das linhas das séries dos espectros dos metais alcalinos é escrita como:

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \text{Lim} - \frac{R}{(n+\mu)^2} \quad (\text{cm}^{-1}).$$

Os limites das séries foram determinados experimentalmente e verificou-se que o termo fixo de cada série corresponde ao termo móvel de outra para determinado n .

Como no caso do átomo de hidrogênio, as séries espectrais dos metais alcalinos têm certas denominações de origem histórica. É nessas denominações que se baseia a notação espectroscópica atualmente em uso e elas serão introduzidas a seguir. Os nomes das quatro séries mais intensas dos espectros dos metais alcalinos e as fórmulas de Rydberg, particularizadas para o sódio, são as seguintes:

Série principal	$\nu' = \frac{R}{(3+s)^2} - \frac{R}{(n+p)^2}$	$n = 3, 4, \dots$
Série Sharp (nítida)	$\nu' = \frac{R}{(3+p)^2} - \frac{R}{(n+s)^2}$	$n = 4, 5, \dots$
Série Difusa	$\nu' = \frac{R}{(3+p)^2} - \frac{R}{(n+d)^2}$	$n = 3, 4, \dots$
Série Fundamental	$\nu' = \frac{R}{(3+d)^2} - \frac{R}{(n+f)^2}$	$n = 4, 5, \dots$

De modo a salientar que essas séries podem ser interpretadas como resultantes de transições entre níveis de energia do átomo, as diferenças acima costumam ser escritas com a seguinte notação:

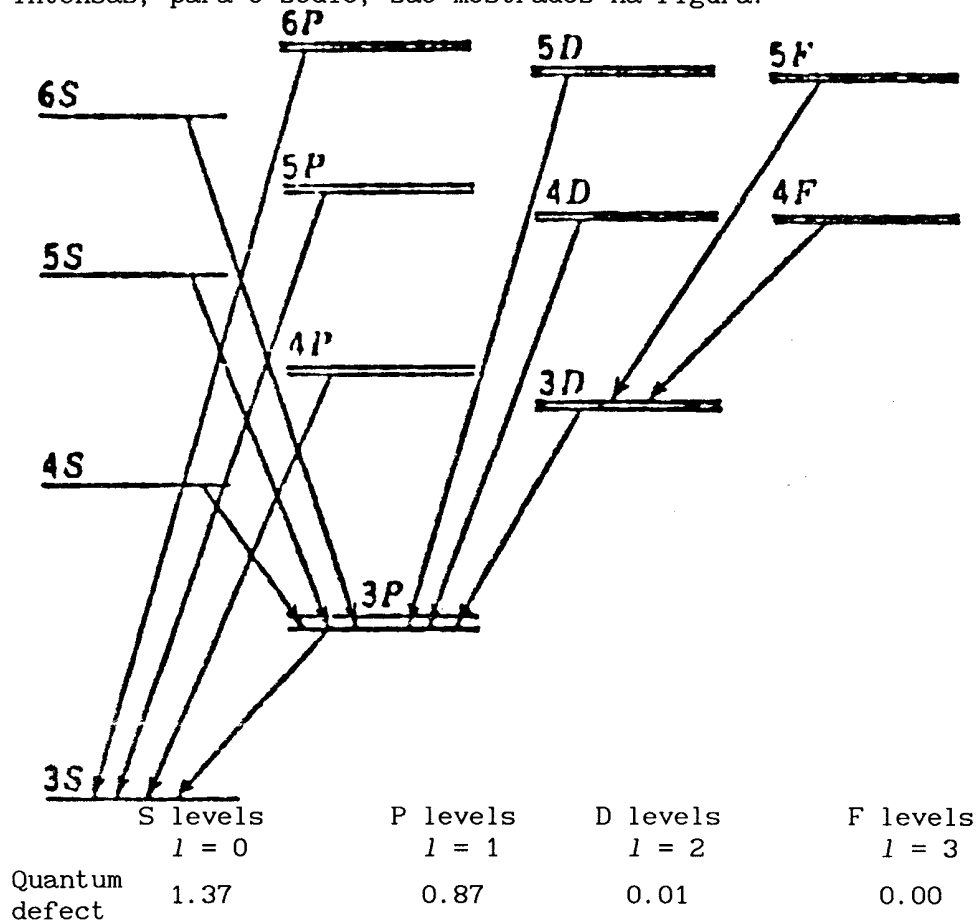
Principal	$\nu' = 3S - nP$
Sharp	$\nu' = 3P - nS$

Difusa $\nu' = 3P - nD$

Fundamental $\nu' = 3D - nF$

onde, $3S$ e nP etc. são os símbolos utilizados respectivamente para $\frac{R}{(3+s)^2}$, $\frac{R}{(n+p)^2}$ etc..

O esquema de níveis de energia e as transições mais intensas, para o sódio, são mostrados na figura:

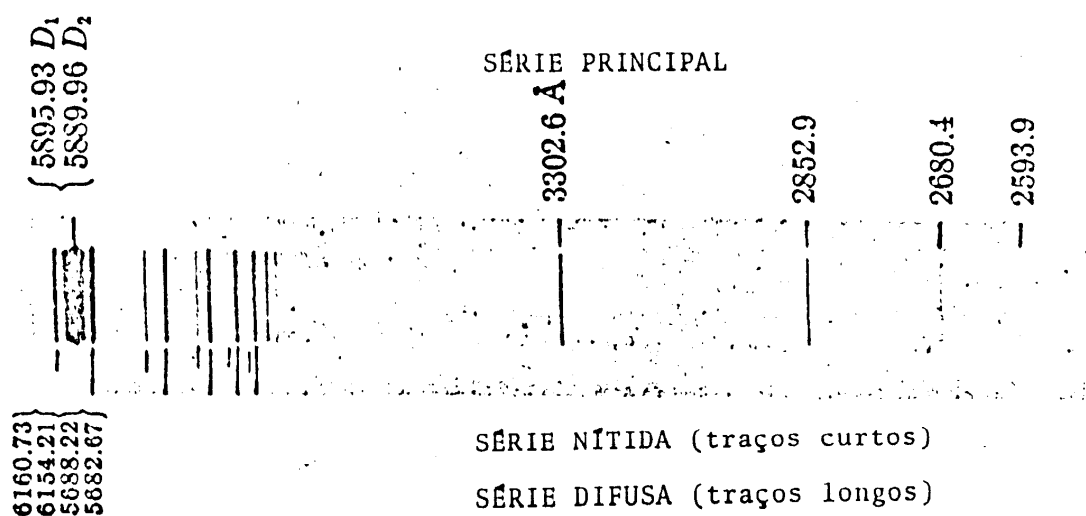


Níveis de energia do ^{11}Na (figura 7.4 de Blackwood, Osgood e Ruark)

Pode-se logo ver que não é entre qualquer par de níveis que ocorrem transições. Por exemplo, termos S só combinam com P, termos P combinam só com S e D etc.. As transições correspondentes são governadas por regras de seleção.

Examinando-se os espectros dos metais alcalinos, observa-se algo não mencionado até agora: as linhas são duplas (por isso se chamam dubletos). A separação das componentes dos dubletos aumenta consideravelmente com Z , e constitui o que se chama de estrutura fina das linhas dos espectros dos metais alcalinos. O espectro do hidrogênio atômico e do lítio, também mostram dubletos. A separação das componentes é, porém, muito pequena e sua observação extremamente difícil.

Esta experiência refere-se a um estudo do espectro de Na, onde a estrutura fina é mensurável com o equipamento à disposição.



Algumas Considerações Teóricas:

A maioria dos espectros dos metais alcalinos era conhecida com bastante detalhe antes de ter sido proposta a teoria de Bohr em 1913. Nessa teoria foi postulado o modelo do átomo de Bohr que explicou bastante bem o espectro do hidrogênio. Aperfeiçoamentos posteriores, introduzidos principalmente por Sommerfeld, como as órbitas elípticas para o elétron e a correção relativística aplicada ao seu movimento, permitiram explicar os espectros dos metais alcalinos, inclusive a estrutura fina dos dubletos. Contudo, os espectros do hélio e dos metais alcalinos terrosos, que têm dois elétrons fora de camada fechada, já não podem ser explicados satisfatoriamente por essa teoria.

A explicação quantitativa completa dos espectros de todos os elementos só foi obtida pela mecânica quântica.

A resolução da equação de Schrödinger para o átomo de hidrogênio, em que a interação coulombiana é responsável pela atração entre próton e elétron, mostra que as energias permitidas concordam com as previstas pela teoria de Bohr e dependem de apenas um número quântico n .

Embora os níveis de energia dependam, como já foi dito, de apenas um número quântico, as funções que descrevem o comportamento espacial do elétron (auto-funções) dependem de três números quânticos n , ℓ , m_ℓ . A justificativa disso será vista no curso de teoria. Entretanto, o conhecimento de algumas condições, que os números quânticos satisfazem, é necessário para a explicação do espectro.

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

(número quântico principal; é o mesmo que aparece na teoria de Bohr e no termo móvel das fórmulas de Rydberg)

$$\ell = 0, 1, 2, \dots$$

$n-1$ (n° quântico associado ao momento angular orbital)

$$m_l = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l \quad (\text{n}^\circ \text{ quântico associado à projeção do momento angular orbital sobre o eixo de quantização que pode ser a direção de um campo magnético})$$

O momento angular orbital está relacionado no modelo de Bohr ao movimento de um elétron numa órbita. Na Mecânica Quântica os números quânticos aparecem naturalmente no formalismo.

A teoria quântica de Schrödinger prevê, satisfatoriamente os níveis de energia do átomo de hidrogênio, e explica os resultados de medidas espectroscópicas efetuadas com resoluções moderadas.

Entretanto, estudos mais precisos de espectroscopia (com resolução maior) e verificações experimentais de outras experiências usando feixes atômicos através de campos magnéticos não uniformes (experiência de Stern-Gerlach), conduziram a um novo conceito quântico: o spin do elétron).

O número quântico associado ao spin do elétron é $s = \frac{1}{2}$ e os números quânticos associados à projeção do spin são $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Costuma-se dizer "spin para cima" e "spin para baixo" para diferenciar as duas possibilidades.

O spin foi inicialmente postulado e só surgiu naturalmente na formulação da mecânica quântica relativística de Dirac.

Os números quânticos a que se refere o princípio de Pauli são n , l , m_l e m_s e caracterizam o estado que pode ser ocupado por um único elétron.

A resolução da equação de Schrödinger para o caso de átomos de muitos elétrons é possível (usando a teoria de Hartree) e explica todas as características importantes dos átomos de mais de um elétron. A relativa facilidade de cálculo baseia-se no fato de que, nos casos de átomos de muitos elétrons, vários elétrons podem ser agrupados para formar um caroço inerte e simétrico e não precisam ser tratados individualmente. O efeito dos elétrons nas

camadas fechadas seria blindar as cargas positivas do núcleo originando um Z efetivo. Somente os elétrons que não estão em tais camadas precisam então ser considerados explicitamente nos cálculos.

Entretanto, como já foi dito, os espectros dos alcalinos não podem ser representados por uma fórmula igual à do átomo de hidrogênio. Isto significa que correções devem ser introduzidas ao modelo simplificado de caroço inerte, isto é, a blindagem não é perfeita. De fato, a existência dos outros elétrons deve ser levada em conta. Isso é feito por um procedimento iterativo na teoria de Hartree, tanto para os alcalinos como para outros elementos. As energias dos estados permitidos para o elétron óptico, além do número quântico principal, dependem do momento angular orbital, já que conforme o valor de ℓ , o elétron faz uma amostragem diferente das camadas interiores, o que corresponde a um Z efetivo diferente. Mostra-se que, para o mesmo n , os estados mais ligados correspondem aos valores de ℓ permitidos menores. No átomo de hidrogênio, dada a existência de apenas um elétron, os estados de energia associados ao mesmo n e a diferentes ℓ 's são degenerados, isto é, tem mesma energia.

Existe, ainda, outro efeito que pode remover degenerescências de estados de energia: é a interação spin-órbita. Esta é uma interação de origem magnética entre os momentos magnéticos associados ao momento angular orbital e ao spin. Classicamente, pode-se pensar no movimento orbital de elétron, originando um momento magnético associado a uma espira de corrente. A interação spin-órbita acopla, então, o momento angular intrínseco (spin) do elétron e seu momento angular orbital. O momento angular total é $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{s}$ e o número quântico j associado é quantizado e pode assumir os valores $\ell + \frac{1}{2}$ ou $\ell - \frac{1}{2}$. O efeito desse acoplamento é o desdobramento dos níveis correspondentes a $\ell \neq 0$.

Voltando agora, às expressões de Rydberg, para as séries Sharp (S), Principal (P), Difusa (D) e Fundamental (F) do sódio, escritas na forma simplificada, pode-se começar a entender a

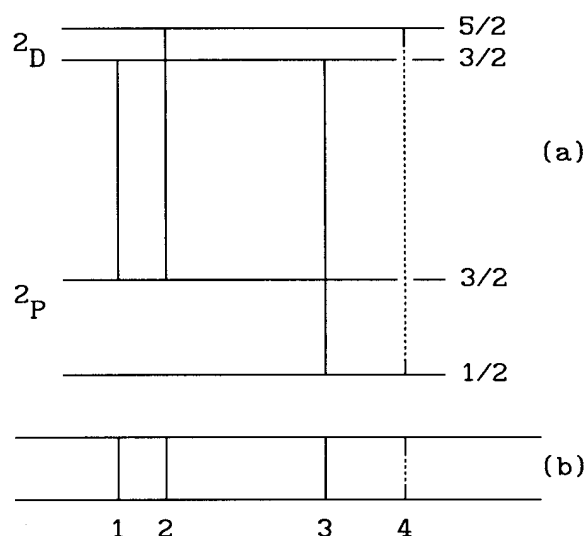
notação espectroscópica. Os termos variáveis são nS, nP, nD e nF, onde n é o número quântico principal e S, P, D e F representam o número quântico orbital $\ell = 0, 1, 2$ e 3, respectivamente, dos estados correspondentes do elétron óptico.

A notação espectroscópica completa utilizada, de maneira geral, é dada por $2S + 1_{L_J}$, onde L é o número quântico associado ao momento angular orbital (a letra maiúscula é utilizada em átomos de muitos elétrons) e é representada por S(L=0), P(L=1), D(L=2), F(L=3), G(L=4) etc.; J, o subscrito da direita, é o número quântico associado ao momento angular total e pode assumir os valores (L+S), (L+S-1), ... |L-S|; 2S+1, o superescrito da esquerda, com S o número quântico associado ao spin, representa o número de valores de J possíveis para L > S e é chamado de multiplicidade do estado.

Note que para o caso de átomos de um elétron óptico a multiplicidade é sempre 2.

As regras de seleção, deduzidas na teoria, para átomos de um elétron óptico são: $\Delta\ell = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$. As regras para átomos com mais de um elétron são $\Delta L = \pm 1$, $\Delta J = 0, \pm 1$ ($J=0 \rightarrow J=0$, proibida), $\Delta S=0$.

Cabe aqui mais um comentário que facilitará a posterior interpretação dos resultados no estudo do espectro do sódio. Apesar das linhas observadas serem dubletos, pelo esquema de níveis de energia e com as regras de seleção, no exemplo ao lado, se esperam três linhas. Na parte (a) são mostrados os níveis de energia das transições correspondentes e na parte (b) as respectivas linhas espectrais. As transições 1, 2 e 3 são permitidas e a transição 4 é proibida, pelas regras de seleção. Ainda assim, o espectro se apresentará como um duplete (chamado duplete composto) pois o desdobramento do nível superior 2D é pequeno e não será possível resolver as linhas 1 e 2 (vide figura na página seguinte).



II. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O mesmo espectrógrafo já utilizado na obtenção do espectro do hidrogênio é utilizado na obtenção do espectro do sódio.

A determinação do comprimento de onda das linhas do sódio também é feita tomando-se como referência as linhas do mercúrio.

Faça exposições, num mesmo filme, como no caso do hidrogênio, sem deslocar o chassi, fotografando os espectros do mercúrio e do sódio. Para o espectro do sódio faça duas exposições com tempos diferentes, para obter fotografias nítidas das linhas mais e menos intensas.

Revele o filme seguindo as instruções disponíveis na câmara escura, lave-o e seque-o.

Identifique no filme as linhas dos espectros do sódio e do mercúrio e obtenha a curva de calibração do espectrógrafo. Classifique as linhas nas séries correspondentes e determine a seguir os comprimentos de onda das linhas do sódio.

III. ANÁLISE DOS ESPECTROS

1. Determine graficamente a constante de Rydberg e o limite da série difusa, supondo $\mu=0$ (na realidade $\mu=0,01$).
2. Calcule μ e R para a série sharp, utilizando o limite da série (obtido em 1).
3. Obtenha Lim, e μ para a série principal, utilizando o R médio obtido.
4. Determine o potencial de ionização do sódio em eV e compare-o com o do hidrogênio.
5. Verifique a que transição corresponde cada linha observada, utilizando o esquema de níveis de energia do sódio.
6. Calcule a diferença de energia correspondente a cada dubleto observado, em eV.
7. Verifique que em cada transição são obedecidas as regras de seleção.
8. Explique por que é tão intenso o dubleto amarelo.
9. Construa o diagrama de níveis de energia do sódio, a partir do espectro obtido neste laboratório.

BIBLIOGRAFIA

1. G. Herzberg - Atomic spectra and atomic structure.
2. H. Semat - Introduction to atomic and nuclear physics (seção 8-11 e 8-12).
3. R. Eisberg e R. Resnik - quantum Physics of atoms, molecules, solids, nuclei and particles.
4. A. Melissinos - Experiments in Modern Physics.
5. S.I. Tomanaga - Quantum Mechanics, vol. 1 (deve ser consultado quanto aos conceitos de Mecânica Quântica).
6. O.H. Blackwood, T.H. Osgood e A.E. Ruark - An outline of atomic physics.
7. H.E. White - Introduction to atomic spectra (cap. 1).