

## **Guia de estudos “Astrofísica Estelar para o Ensino Médio”**

### **Capítulo 6 – Entendendo os espectros das estrelas**

No Capítulo 1 vimos que o desenvolvimento da espectroscopia no século XIX significou a gênese da Astrofísica Estelar e se tornou o principal fator para o prodigioso avanço dessa ciência até hoje. É a análise das linhas dos espectros que nos permite descobrir os elementos químicos presentes nas estrelas e calcular sua composição. Mas não é só isso. Podemos também determinar a temperatura das estrelas; sua rotação; sua velocidade; a presença de companheiras eventuais; sua luminosidade e eventuais variações; sua densidade; e uma série de outros parâmetros essenciais para entendermos a origem e a evolução das estrelas, das galáxias e do Universo como um todo. Como isso é possível? Esse é o assunto dos tópicos a seguir.

#### **6.1 Espectros contínuos e a radiação de corpo negro**

##### **6.1.1 Lei de Planck**

Todos os corpos na Natureza (sejam eles as estrelas, planetas, cometas, uma árvore ou nossos próprios corpos) emitem radiação sob a forma de ondas eletromagnéticas, mas *desde que estejam acima do zero absoluto*. Para entender o que é o zero absoluto, basta lembrar que a temperatura é uma medida dos movimentos internos (vibrações) das partículas, átomos e moléculas que constituem tudo o que existe. O zero absoluto seria a temperatura na qual todo o movimento cessa por completo (a mais baixa temperatura *teoricamente possível*). Ora, no Universo não existe nada que esteja *exatamente* a zero absoluto, embora nada impeça que se chegue pouco acima dessa temperatura-limite. O zero absoluto corresponde, na escala Celsius (às vezes também chamada, em linguagem coloquial, de “centígrada”), à temperatura de  $-273\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Mas os astrônomos raramente usam a escala Celsius: a escala usada em Astrofísica chama-se escala Kelvin (K). Ela se inicia exatamente no zero absoluto (não tendo assim valores negativos) e suas graduações são semelhantes às da escala Celsius. Assim, dizer que a água congela a  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  é o mesmo que dizer a  $273\text{ K}$  (ou dizer que ela vaporiza a  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  é o mesmo que a  $373\text{ K}$ ... e assim por diante).

A emissão de radiação eletromagnética se dá, portanto, por um *efeito térmico*, e não pela composição química do corpo ou objeto. Quanto maior a temperatura do corpo, maior o nível de vibrações, e maior a quantidade de energia irradiada. Isso pode ser comprovado com um experimento simples, usando uma lâmpada comum de tungstênio ligada a um potenciômetro (“*dimmer*”): aumentando a intensidade da corrente elétrica que vai para a lâmpada, o filamento se torna mais quente e emite uma luz mais forte (ou seja, *irradia mais energia*). Como a emissão se dá por efeito térmico e ocorre em uma grande faixa de comprimentos de onda, dizemos que temos

um *espectro térmico* ou *espectro contínuo* – que nada mais é do que a *distribuição da energia irradiada em todos os comprimentos de onda*. O comprimento de onda correspondente à emissão máxima depende da temperatura do corpo. Isso pode ser comprovado por um segundo experimento: aquecendo uma barra de ferro gradativamente, notamos que ela de início assume uma cor vermelha; a seguir, laranja e amarelo. Se pudéssemos aquecê-la ainda mais sem que ela se fundisse, a luz se tornaria branca e depois azulada. Ora, do Capítulo 2 já sabemos que cada cor se caracteriza por seu comprimento de onda; assim, em nosso experimento, à medida que aumentamos a temperatura da barra, ela passou a mostrar a emissão máxima em comprimentos de onda cada vez menores (desde o vermelho até o azul).

*Resumindo nossas experiências:* a energia emitida por um corpo denso e o comprimento de onda correspondente à intensidade máxima da radiação dependem, ambos, da temperatura do corpo. Quanto mais alta for esta, maior será a energia total emitida e menor será o comprimento de onda em que a intensidade é máxima.

Todos esses fatos experimentais já eram bem conhecidos em fins do século XIX, mas a Física teórica não havia encontrado uma hipótese geral que explicasse as propriedades do espectro contínuo. Então, em 1900, Max Planck conseguiu finalmente derivar uma equação (hoje chamada de lei de Planck) que descrevia a relação entre intensidade de radiação, temperatura e comprimento de onda. Planck modelou sua teoria com base no conceito de corpo negro (*Schwarzer Körper*), que havia sido originalmente formulado por Kirchhoff em 1859-60 (KRAUGH, 1999). Segundo a definição de Kirchhoff, um corpo negro seria um objeto capaz de absorver toda a radiação que incide sobre ele, sem refletir nada (por essa razão ele é negro). Para que esteja em equilíbrio termodinâmico, ele deve também emitir energia nas mesmas taxas. A energia emitida por um corpo negro não depende da sua natureza, mas apenas da sua temperatura. Em outras palavras, um corpo negro é um *absorvedor perfeito*, e ao mesmo tempo um *emissor perfeito*. Corpos negros são entes teóricos, idealizados: eles não existem na Natureza. Porém, o modelo de Planck com base neles se ajusta com excelente aproximação para o caso real das estrelas; por isso, ele será usado nos tópicos a seguir.

Na Figura 6.1 são vistas as curvas teóricas (espectros contínuos) calculadas segundo a lei de Planck para a radiação de três corpos negros a diferentes temperaturas (4000 K, 5000 K e 7000 K) e, para efeito de comparação, o espectro contínuo real do Sol, cuja temperatura fotosférica (ou “superficial”) é 5840 K. Esse tipo de curva às vezes é também chamado de “curva de Planck”. Nas abscissas, está o comprimento de onda em nanômetros; nas ordenadas, a intensidade específica da energia emitida por cada corpo negro. Note que, quanto maior for a temperatura, maior é a energia emitida em todos os comprimentos de onda e menor é o comprimento de onda correspondente ao pico de emissão. Esses dois fatos experimentais também podem ser deduzidos teoricamente a partir das equações de Planck, sendo conhecidos respectivamente como as leis de Stefan-Boltzmann e de Wien (BOHM-VITENSE, 1989).

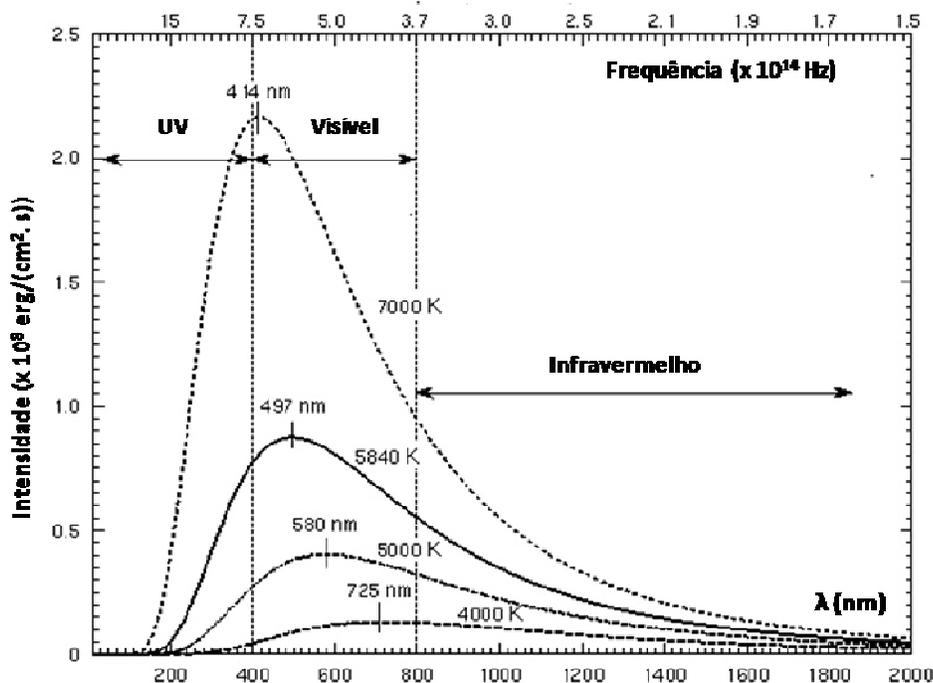


Figura 6.1 – Representação gráfica da lei de Planck. Cada curva indica o **espectro contínuo** (distribuição de energia irradiada de acordo com o comprimento de onda) de um corpo negro a diferentes temperaturas. (Adaptado de STROBEL, 2013.)

### 6.1.2 Lei de Wien

Também chamada de Lei do Deslocamento de Wien, esta lei da radiação já havia sido descoberta experimentalmente pelo físico alemão Wilhelm Wien (1864-1928), antes mesmo de Planck apresentar sua teoria; posteriormente, verificou-se que ela pode ser deduzida teoricamente a partir da lei de Planck. A lei de Wien nos diz que, quando aumentamos a temperatura de um corpo negro, o máximo de sua emissão se desloca para as regiões de menor comprimento de onda, e vice-versa. Ela pode ser escrita:

$$\lambda_{max} = \frac{2,9 \times 10^7}{T} \quad (6.1)$$

(sendo T dada em kelvin, e  $\lambda_{max}$  dado em angstroms).

Assim, se conseguirmos medir o comprimento de onda no qual a emissão de uma estrela é máxima ( $\lambda_{max}$ ), poderemos calcular a sua temperatura efetiva<sup>1</sup> através da lei de Wien. Por exemplo, a emissão máxima de energia de nosso Sol está em torno de 4970 angstroms. Pela lei de Wien, isso corresponde a uma temperatura efetiva de 5840 K.

<sup>1</sup> A temperatura efetiva de uma estrela é a temperatura da sua *fotosfera* (ou “superfície”).

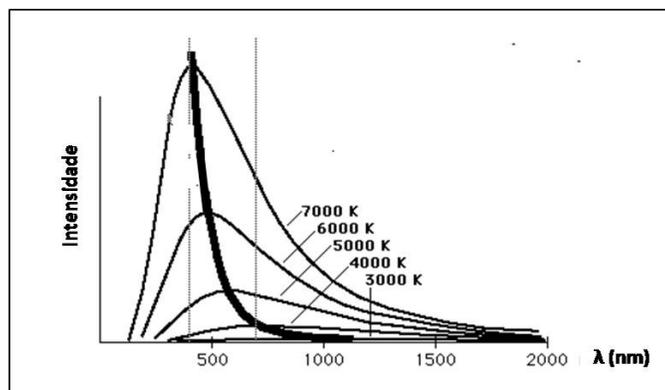


Figura 6.2 – Lei de Wien. À medida que a temperatura do corpo negro aumenta, o máximo da emissão se desloca para as regiões de menor comprimento de onda. A linha sólida indica graficamente a lei de Wien. (Adaptado de NAVE, 2006.)

### 6.1.3 Lei de Stefan-Boltzmann

Uma segunda lei empírica da radiação térmica foi descoberta em 1884 pelos matemáticos austríacos Josef Stefan (1835-1893) e Ludwig Boltzmann (1844-1906). Também ela pode ser deduzida analiticamente a partir da teoria do corpo negro. Stefan e Boltzmann descobriram que o fluxo de energia  $F$ , emitido por um corpo negro de temperatura efetiva  $T$ , pode ser calculado por:

$$F = \sigma \cdot T^4 \quad (6.2)$$

Ou seja, a energia emitida por um corpo negro varia de acordo com a quarta potência de sua temperatura. Naturalmente, isso significa que mesmo um aumento modesto de temperatura implica uma grande produção de energia. Na equação (6.2), o termo  $\sigma$  representa uma constante, conhecida como “constante de Stefan-Boltzmann”. Seu valor é  $\sigma = 5,67 \times 10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$  (ou, em unidades SI,  $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ ).

Podemos escrever a lei de Stefan-Boltzmann de uma forma mais conveniente. Como vimos no Capítulo 5 (item 5.3), para o caso de uma estrela esférica de raio  $R$ , o fluxo integrado sobre sua superfície é a sua luminosidade  $L$ , que é calculada por:

$$L = F \cdot 4\pi R^2$$

Substituindo nessa expressão o valor de  $F$  dado pela equação (6.2), temos:

$$L = 4\pi\sigma R^2 T^4 \quad (6.3)$$

Essa segunda forma de exprimir a lei de Stefan-Boltzmann tem a vantagem de relacionar diretamente a luminosidade de uma estrela com seu raio e sua temperatura efetiva. Fica claro por ela que (*uma vez assumido que as estrelas se comportam aproximadamente como corpos negros*), a luminosidade intrínseca de uma estrela só depende de seu raio e de sua temperatura. Note-se ainda que a dependência do raio é forte (está elevado ao quadrado na equação), mas a dependência com a temperatura é

mais forte ainda (quarta potência). Se o Sol, por exemplo, tivesse o dobro de seu raio, emitiria 4 vezes mais energia que hoje; mas se tivesse o dobro da temperatura efetiva, ele emitiria 16 vezes mais energia do que aquela que emite atualmente.

A esse ponto, já podemos imaginar algumas das relações entre cores, temperaturas e luminosidades das estrelas: as estrelas brancas e azuis (que são as mais quentes, pela lei de Wien) devem ser também muito luminosas (considerando a lei de Stefan-Boltzmann). Em um tópico posterior, veremos como essa primeira conclusão se aplica na classificação espectral das estrelas.

#### **6.1.4 Índices de cor**

Sabemos agora que as cores das estrelas são um bom indicativo de suas temperaturas. Falta-nos, no entanto, uma forma de quantificar as cores das estrelas: por exemplo, se compararmos duas estrelas azuis, como medir qual delas é “mais azul”?

A técnica mais usada para medirmos fluxos, magnitudes e cores das estrelas é a fotometria, que, como vimos, significa “medida da luz”. Até as décadas de 1970-1980, a fotometria era realizada principalmente com detectores chamados fotômetros fotoelétricos. Nas últimas décadas, a tecnologia digital e a microeletrônica favoreceram o uso de câmeras CCD (*charge coupled device*), cujo princípio de funcionamento não é muito diferente dos chips das câmeras fotográficas digitais modernas.

Seja qual for o instrumental, entretanto, o princípio será o mesmo: passar a luz da estrela por um sistema padronizado de filtros antes que ela chegue ao detector (seja este um fotômetro ou um chip CCD). Cada um desses filtros deixará passar apenas a radiação correspondente a uma determinada faixa de comprimentos de onda. O conjunto deles é chamado *sistema fotométrico*.

Para que as medidas tenham consistência e possam ser comparadas com correção, a padronização do sistema fotométrico empregado deverá ser *universal*. Ou seja: os filtros escolhidos devem ser absolutamente equivalentes, esteja onde estiver o observatório que fará as medições.

O sistema fotométrico mais utilizado é o sistema UBVRI, que é uma evolução do sistema UBV introduzido em 1953 pelos astrônomos norte-americanos Harold Johnson (1921-1980) e William Morgan (1906-1994). Cada filtro é representado pela letra inicial, em inglês, das palavras que identificam suas faixas de comprimento de onda. Os nomes e cores dos filtros UBVRI, com os comprimentos de onda ( $\lambda_{\max}$ ) correspondentes à transmissão máxima de cada filtro, são vistos na tabela 6.1, a seguir:

Filtro	Cor	$\lambda_{\text{max}}$ (Angstroms)
U (Ultraviolet)	Ultravioleta	3600
B (Blue)	Azul	4400
V (Visual)	Visual	5500
R (Red)	Vermelho	7000
I (Infrared)	Infravermelho	8800

Tabela 6.1 – Filtros do sistema fotométrico UBVRI. (Fonte: COX, 1999.)

Uma vez estabelecido o sistema fotométrico, convencionou-se indicar as magnitudes aparentes medidas em cada filtro pela mesma letra (em maiúscula) que indica o filtro:

$$m_U = U$$

$$m_B = B$$

$$m_V = V$$

$$m_R = R$$

$$m_I = I$$

Definem-se então os *índices de cor* como sendo os valores (U-B), (B-V), (V-R) etc., que são obtidos pelas simples diferenças entre as magnitudes obtidas em cada filtro:

$$(U-B) = m_U - m_B$$

$$(B-V) = m_B - m_V$$

$$(V-R) = m_V - m_R$$

Exemplo de uso dos filtros: na Figura 6.3 vemos a curva de Planck de uma estrela *azul e quente* como Rigel (Beta Orionis). Quando a observamos através do filtro B, o fluxo que passa é *maior* que o fluxo que passa através do filtro V (como se pode ver na figura). Ou seja, *a diferença entre esses fluxos é positiva*. Lembrando que a escala de magnitudes é inversa à dos fluxos, concluímos que a diferença entre as magnitudes B e V – que pela definição é o próprio índice de cor (B-V) – deverá ser *negativa*.

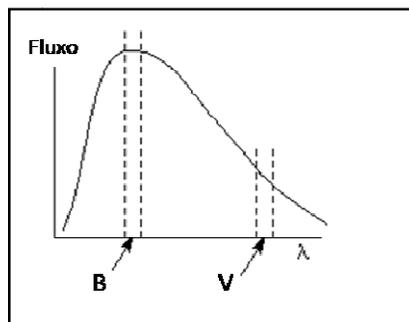


Figura 6.3 – Curva de Planck para uma estrela azul, como Rigel. (Crédito: STROBEL, 2013.)

De fato, basta uma rápida consulta ao *SIMBAD Astronomical Database*<sup>2</sup> para verificar as magnitudes de Rigel no sistema UBVRI (dados de DUCATI, 2002):

$$U = -0,56 \quad B = 0,10 \quad V = 0,13 \quad R = 0,13 \quad I = 0,15$$

O índice de cor de Rigel é então:  $(B-V) = 0,10 - 0,13 = -0,03$  (negativo como esperado). De forma geral, as estrelas azuis tendem a possuir um índice de cor  $(B-V)$  negativo: *quanto mais azuis e quanto mais alta a temperatura efetiva, mais negativo ele será.*

Num segundo exemplo, consideremos uma estrela vermelha e fria como Antares (Alfa Scorpii). Quando a observamos através do filtro B, o fluxo que passa é *menor* que o fluxo que passa através do filtro V (como se pode ver na Figura 6.4). Ou seja, *a diferença entre esses fluxos é negativa*. Como a escala de magnitudes é inversa à dos fluxos, concluímos que a diferença entre as magnitudes B e V – *que pela definição é o próprio índice de cor  $(B-V)$*  – deverá neste caso ser *positiva*.

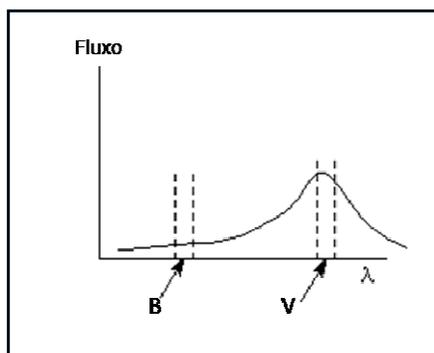


Figura 6.4 – Curva de Planck para uma estrela vermelha, como Antares. (Crédito: STROBEL, 2013.)

Usando a mesma fonte que utilizamos para Rigel, consultemos as magnitudes de Antares no sistema UBVRI (dados de DUCATI, 2002):

$$U = 4,08 \quad B = 2,75 \quad V = 0,91 \quad R = -0,64 \quad I = -1,87$$

O índice de cor de Antares será:  $(B-V) = 2,75 - 0,91 = 1,84$  (positivo como esperado). De forma geral, as estrelas vermelhas possuem um índice de cor  $(B-V)$  positivo: *quanto mais vermelhas e quanto mais baixa a temperatura efetiva, mais positivo ele será.*

## 6.2 Espectros discretos: linhas de absorção e emissão

Até este ponto, estudamos o *espectro contínuo*, que é bem representado pelo modelo do corpo negro. Espectros contínuos são produzidos por sólidos e por *gases quentes, densos e opacos*. Certamente que as estrelas possuem, nas suas estruturas, gases densos a alta temperatura: é isso o que explica a faixa colorida que Newton observou

<sup>2</sup> O *SIMBAD Astronomical Database* pode ser acessado em <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/> ou, alternativamente, no portal do CDS (Centre de Données de Strasbourg): <http://cdsportal.u-strasbg.fr/>.

pela primeira vez quando decompôs a luz solar. Mas o espectro das estrelas não é só isso. Como vimos no Capítulo 1, Fraunhofer descobriu que, sobrepostas ao espectro contínuo do Sol, existiam linhas escuras e finas em grande quantidade. O mesmo se observa na maioria das estrelas. Em outras, aparecem também linhas finas sobre o contínuo, porém elas são brilhantes, em vez de escuras. Esses conjuntos de linhas escuras ou brilhantes receberam o nome geral de *espectro discreto*. As linhas foram classificadas segundo o seu aspecto: as escuras foram interpretadas como se algo estivesse *absorvendo a energia* do contínuo em determinados comprimentos de onda; por isso foram chamadas de *linhas de absorção*. As brilhantes, por analogia, foram denominadas *linhas de emissão*. Por extensão, muitas vezes nos referimos aos próprios espectros como espectros de absorção ou de emissão.

Consideremos o exemplo da Figura 6.5. Na parte superior, vemos um espectro de linhas de absorção do hidrogênio (o elemento químico mais abundante no Universo), sobreposto ao espectro contínuo correspondente da estrela. Na parte inferior, está o espectro de emissão do mesmo hidrogênio. Nota-se que *os comprimentos de onda de cada linha são precisamente os mesmos*. Esse conjunto de linhas forma um padrão característico, que funciona como uma verdadeira “impressão digital” do elemento químico hidrogênio, onde quer que ele se encontre: no laboratório ou nas estrelas. Como visto no Capítulo 1, foi esse fato que permitiu aos astrônomos, desde o século XIX, decifrar a composição química das estrelas: identificava-se em laboratório o padrão de linhas características de cada elemento químico, e a seguir procurava-se esse mesmo padrão (a “impressão digital”) nos espectros das estrelas.

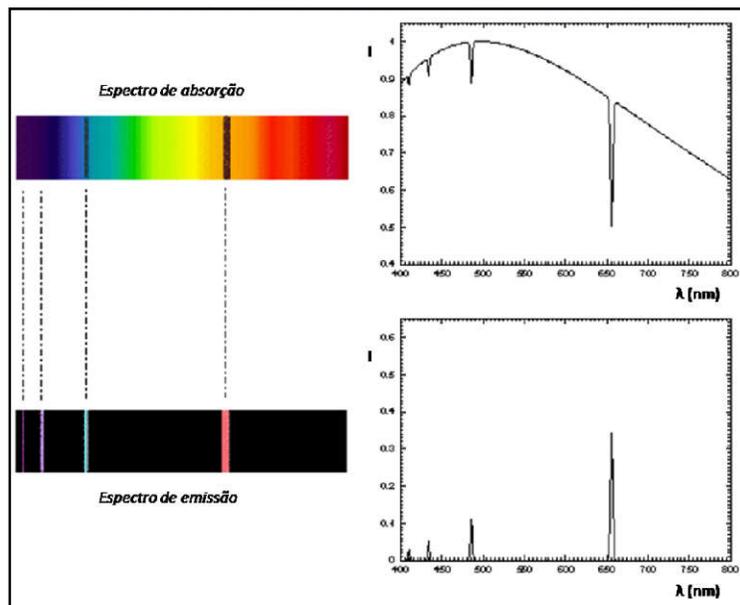


Figura 6.5 – Linhas espectrais do hidrogênio: em absorção (em cima) e em emissão (embaixo). Na esquerda, vemos a fotografia da luz dispersa no espectroscópio; na direita, o gráfico de intensidade versus comprimento de onda (perfil espectral). (Adaptado de STROBEL, 2013.)

Dito dessa forma, o processo parece ser simples. Na prática, porém, existem muitos complicadores. O primeiro é que nenhum elemento apresenta *uma linha* apenas, mas sim um *conjunto* de linhas que seguem sempre o mesmo padrão; porém, algumas das linhas de alguns elementos podem estar muito próximas de algumas linhas de outros elementos, dificultando a identificação. Além disso, as estrelas não são formadas por apenas *um ou dois* elementos químicos, mas, tipicamente, por dezenas deles, com abundâncias diversas e em temperaturas distintas. Existem noventa e dois elementos químicos na Natureza (sem falar dos vinte e seis produzidos artificialmente). Muitos deles podem estar presentes no espectro de uma estrela. E, em alguns casos, há também moléculas (grupos de átomos, cada qual também com seu próprio padrão espectral). E há ainda íons (átomos que perderam ou ganharam um ou mais elétrons). Pode-se imaginar assim a complexidade e o emaranhado das linhas presentes no espectro de qualquer estrela. Geralmente, centenas ou milhares delas. Decodificar os espectros estelares em detalhes, por tudo isso, está longe de ser uma tarefa fácil.

A título de curiosidade, a Tabela 6.2 relaciona algumas das linhas de vários elementos químicos presentes no Sol. A nomenclatura é a original de Fraunhofer, que indicou essas linhas como A, B, C etc., a partir do lado vermelho do espectro solar.

Linha	$\lambda$ (Å)	Elemento químico	Cor
A	7594	Oxigênio	Vermelho
B	6867	Oxigênio	Amarelo
C	6563	Hidrogênio-alfa	Amarelo
D1	5896	Sódio	Amarelo
D2	5890	Sódio	Amarelo
D3	5876	Hélio	Amarelo
E	5270	Ferro e cálcio	Amarelo
F	4861	Hidrogênio-beta	Azul
G	4308	Ferro e cálcio	Azul
H	3968	Cálcio	Violeta
K	3934	Cálcio	Violeta

*Tabela 6.2 – Comprimentos de ondas de diversas linhas do espectro solar identificadas originalmente por Fraunhofer e seus correspondentes elementos químicos. (Crédito: KEPLER; SARAIVA, 2000.)*

### 6.3 Leis de Kirchhoff

A questão que se punha a seguir era: por que existiam linhas espectrais escuras e outras brilhantes? Qual a diferença nas condições físicas que geravam os espectros de emissão e de absorção? Foi Gustav Kirchhoff o primeiro a esclarecer essas questões, enunciando três leis empíricas que são fundamentais para a espectroscopia (as três Leis de Kirchhoff). Cada uma delas explica um dos tipos de espectro:

Espectros contínuos: São produzidos por corpos densos e opacos quentes (sólidos, líquidos ou gasosos a alta pressão). O espectro contínuo ou térmico não apresenta linhas e pode ser representado pela teoria do corpo negro. O filamento de uma lâmpada de tungstênio, uma corrente de lava fundida ou as fotosferas (“superfícies”) das estrelas apresentam espectros contínuos.

Espectros de absorção: Ocorrem quando um espectro contínuo, produzido por uma fonte a alta temperatura, atravessa um gás a baixa pressão, *a temperatura mais baixa do que aquela da fonte*. Formam-se então linhas de absorção correspondentes aos elementos químicos que estiverem presentes no gás frio. As atmosferas das estrelas são o exemplo mais típico.

Espectros de emissão: São produzidos por gases pouco densos (transparentes), a altas temperaturas e baixas pressões. Aparecem então linhas de emissão correspondentes aos elementos químicos de que o gás é constituído. Ao contrário da absorção, o espectro de emissão não requer necessariamente que haja uma fonte contínua atrás do gás<sup>3</sup>. Há casos, entretanto, em que o gás quente envolve uma fonte contínua (por exemplo, a fotosfera de uma estrela), cuja temperatura é mais baixa que a do gás. Nessa situação, formam-se linhas de emissão brilhantes sobrepostas ao contínuo da fotosfera.

Em algumas estrelas, podemos observar até mesmo os três tipos de espectros combinados. Isso é um indicativo da existência de processos físicos distintos entre si, ocorrendo geralmente a temperaturas diferentes. Mesmo nesses casos, entretanto, as Leis de Kirchhoff se aplicam perfeitamente para o estudo desses processos.

## **6.4 Formação das linhas espectrais**

### **6.4.1 O átomo de Rutherford**

Pelo final do século XIX, mesmo já conhecendo bem os efeitos desses fenômenos relativos à luz – os espectros de emissão ou absorção –, os cientistas ainda não entendiam as reais causas desses fenômenos: nem os mecanismos através dos quais a luz era produzida no nível atômico, muito menos a relação entre os átomos e os espectros (em última análise, entre a matéria e a energia).

Já se sabia, evidentemente, sobre a existência dos átomos – que por sinal já havia sido prevista há milênios pelos gregos antigos (a palavra “átomo”, em grego, significa *indivisível*). Mas quase nada se sabia sobre sua estrutura. As primeiras tentativas para investigá-la, levadas a cabo entre 1909 e 1911 pelo físico britânico Ernest Rutherford (1871-1937), demonstraram que os átomos eram formados por um pequeno núcleo de

---

<sup>3</sup> Um exemplo característico dessa situação são as nebulosas existentes no meio interestelar, que são constituídas por gás e poeira e tipicamente apresentam linhas de emissão bem definidas.

carga elétrica positiva<sup>4</sup>, que continha quase toda a sua massa e que era circundado por uma nuvem de elétrons de carga elétrica negativa. Era evidente que esses elétrons não poderiam estar parados, pois se isso ocorresse a atração das cargas elétricas opostas faria com que eles se precipitassem no núcleo. Rutherford então sugeriu que eles giravam em torno do núcleo com órbitas circulares, segundo a mecânica clássica newtoniana. Mas mesmo isso não resolvia o problema: como as cargas elétricas aceleradas emitem energia, os elétrons iriam gradualmente perder sua energia cinética e espiralar na direção do núcleo (KEPLER; SARAIVA, 2000). Todos os átomos se tornariam assim instáveis – o que obviamente não ocorre na Natureza.

A razão dessas incongruências seria logo descoberta, e não era decorrente de nenhum erro de cálculo de Rutherford: a mecânica clássica newtoniana simplesmente não era válida em fenômenos de escala submicroscópica como a estrutura atômica. Ela seria substituída pela mecânica quântica, cujas bases haviam sido lançadas poucos anos antes por Planck e Einstein. O responsável pela aplicação dos princípios da teoria quântica à estrutura do átomo foi o físico dinamarquês Niels Henrik Bohr (1885-1962).

#### **6.4.2 O modelo de Bohr para o átomo de hidrogênio**

Já em sua tese de doutorado, em 1911, o jovem Bohr intuía que *“A causa do insucesso é muito provavelmente que a teoria eletromagnética não corresponde às condições reais da matéria”*, e sugeria que *“forças da natureza de um tipo completamente diferente daquelas da mecânica usual têm de ser introduzidas para fazer a teoria dos elétrons entrar em concordância com a estrutura interna dos átomos”* (KRAGH, 1999). Apenas dois anos depois, em um artigo seminal dividido em três partes (BOHR, 1913), ele modificaria a teoria de Rutherford, aplicando o conceito de quantização à estrutura atômica. Nos parágrafos seguintes, tentaremos interpretar em termos simples o artigo de Bohr.

No modelo de Rutherford, os elétrons podiam orbitar o núcleo a quaisquer distâncias dele. Bohr, ao contrário, propôs que os elétrons só poderiam existir em determinados *“tamanhos de órbita”*, correspondentes a níveis de energia bem definidos. Enquanto um elétron permanecesse em um desses níveis de energia (também chamados de níveis quânticos), ele não irradiaria nem absorveria energia. *Apenas quando o elétron mudasse de órbita (de nível quântico), é que a energia seria absorvida ou irradiada, sob a forma de fótons.*

---

<sup>4</sup> Anos mais tarde (1920), Rutherford anunciaria que todos os núcleos atômicos contêm partículas elementares com carga positiva, às quais ele denominou *prótons*. É o número de prótons existentes no núcleo (ou *número atômico*) quem define e caracteriza cada um dos elementos químicos existentes. Assim, por exemplo, o hidrogênio possui um próton no núcleo, o hélio, dois; o lítio, três; o berílio, quatro; o boro, cinco; o carbono, seis; o nitrogênio, sete; o oxigênio, oito, e assim por diante, até completar a famosa Tabela Periódica de Mendeleev.

Consideremos o caso do átomo de hidrogênio. Esse átomo é o mais simples de todos: possui apenas um próton no núcleo e um elétron girando em torno dele. Esse elétron poderá estar posicionado em qualquer um dos níveis de energia da eletrosfera. A energia de cada nível orbital pode ser calculada pela equação:

$$E_n = -hcR/n^2 \quad (6.4)$$

Nela, o termo **h** representa a constante de Planck, **c** é a velocidade da luz e **R** é outra constante, chamada “constante de Rydberg”, cujo valor havia sido determinado empiricamente em 1888 pelo físico sueco Janne Rydberg (1854-1919)<sup>5</sup>. O número **n**, por outro lado, é um número inteiro chamado *número quântico principal*, que indica a ordem dos níveis quânticos, valendo 1, 2, 3... de acordo com cada nível orbital.

Alternativamente, em Física Atômica a constante de Rydberg é também usada sob a forma de unidade de energia (**Ry**), definida como  $Ry = hcR$ . Nesse caso, o valor da unidade Rydberg de energia é  $Ry = 2,18 \times 10^{-18} \text{ J}$ , ou ainda  $Ry = 13,60 \text{ elétrons-volt}$ <sup>6</sup>. Vamos usar essa notação por simplicidade. Podemos assim escrever a equação (6.4) de uma forma equivalente:

$$E_n = -Ry/n^2$$

Como é mais frequente o uso do elétron-volt para unidade de medida de quantidades de energia muito pequenas, se o adotarmos aqui poderemos escrever a mesma equação sob uma forma ainda mais prática:

$$E_n = -13,60 \text{ eV}/n^2 \quad (6.5)$$

O número  $n=1$  corresponde ao nível mais baixo de energia, que é o mais próximo do núcleo. Esse nível ( $E_1$ ) é também chamado de *nível fundamental*. Pela equação (6.5), sua energia será de  $-13,60 \text{ eV}$ . O nível 2 terá o patamar de energia ( $E_2$ ) imediatamente acima do nível 1, e é calculado por  $(-13,60/2^2)$ , ou seja,  $-3,4 \text{ eV}$ . O nível 3 terá uma energia ( $E_3$ ) maior que o nível 2, calculada por  $(-13,60/3^2)$ ; e assim por diante, até chegarmos ao caso em que o elétron se separa do átomo, que é ionizado. Nesse caso,  $n$  tende a infinito, e a energia necessária para ionizar o átomo é de  $13,6 \text{ eV}$ . Dessa forma, cada um dos níveis quânticos do átomo de hidrogênio terá uma energia intermediária entre  $-13,6 \text{ eV}$  e zero. Dizemos que todos os estados entre o nível fundamental e a energia de ionização são *estados de excitação*. Na Figura 6.6 estão indicadas as energias de alguns desses níveis para o átomo de hidrogênio:

<sup>5</sup> O valor aproximado da constante de Rydberg é de  $R = 1,097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ .

<sup>6</sup> Um elétron-volt (eV) é a energia adquirida por um elétron ao ser acelerado através de uma diferença de potencial de 1 Volt. Seu valor equivale a  $1,602 \times 10^{-19} \text{ joule}$ , ou a  $1,602 \times 10^{-12} \text{ erg}$ .

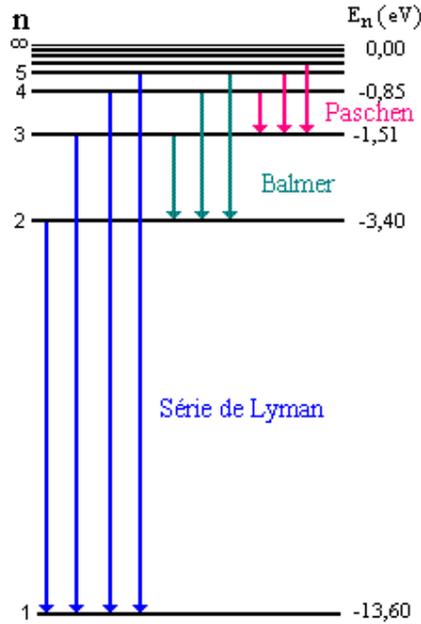


Figura 6.6 – Diagrama de níveis de energia para o átomo de hidrogênio. Os valores da energia de cada nível estão indicados em elétrons-volt (Crédito: Wikicommons)

Pelo modelo de Bohr para o átomo de hidrogênio, quando o elétron passa de um nível de energia maior ( $n_2$ ) para outro de energia menor ( $n_1$ ), há emissão de um fóton com energia:

$$E_{\text{fóton}} = E_{n_2} - E_{n_1}$$

Ou, considerando a equação (6.5) aplicada aos níveis  $n_2$  e  $n_1$ :

$$E_{\text{fóton}} = E_{n_2} - E_{n_1} = -13,60 \left[ \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right] \quad (6.6)$$

Mas do Capítulo 2 já sabemos a energia de um fóton é dada também pela equação:

$$E_{\text{fóton}} = hf = \frac{hc}{\lambda}$$

Dessa forma, podemos também escrever a equação (6.6) em função do comprimento de onda  $\lambda$  do fóton emitido:

$$\frac{1}{\lambda} = - \frac{13,60}{hc} \left[ \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right] \quad (6.7)$$

Tendo em mente as equações (6.6) e (6.7), vejamos agora o que acontece quando o elétron troca de nível (ou, para usar a expressão mais corrente, realiza uma transição).

De acordo com a teoria de Bohr, enquanto o elétron permanecer no mesmo nível, ele não receberá nem emitirá energia. Porém, quando fizer a transição entre um nível e outro, ele estará em um dos dois casos seguintes:

#### Emissão:

Se o elétron passar de um nível mais energético para outro menos energético, ele perde uma energia que, pela equação (6.6), equivale à diferença das energias dos dois níveis. Essa energia é emitida sob a forma de um fóton, e no espectro aparecerá uma linha de emissão. O comprimento de onda dessa linha de emissão pode ser calculado pela equação (6.7).

Consideremos um exemplo: se um elétron passar do nível 3 para o nível 2, a diferença de energias, pela equação (6.6), será de 1,89 elétron-volt. Pela equação (6.7) (lembrando os valores das constantes  $h$  e  $c$  e não esquecendo de converter as unidades)<sup>7</sup>, o comprimento de onda  $\lambda$  da radiação correspondente é de 6563 angstroms. No espectro aparece uma linha brilhante de emissão precisamente neste  $\lambda$  (linha esta que por sinal é conhecida como hidrogênio-alfa, ou  $H\alpha$ ).

#### Absorção:

Consideremos agora a situação oposta, em que o elétron passa de um nível mais baixo (menos energético) para um mais alto (mais energético). Nesse caso, ele precisará receber energia (sob a forma de um fóton) para poder realizar essa transição. Porém, *não é qualquer fóton que servirá para isso: apenas aquele que possuir, pela equação (6.6), uma energia exatamente equivalente à diferença de energias entre aqueles dois níveis*. Todos os demais fótons passarão diretamente pelo átomo, atravessando-o sem qualquer interação.

Mas, lembrando o item 6.3, já sabemos que todos os fótons que atingiram o átomo vieram de um espectro contínuo; *apenas um deles foi absorvido pelo elétron para mudar de nível*. Nesse caso o espectro mostrará uma linha de absorção no comprimento de onda  $\lambda$  correspondente, calculado pela equação (6.7). Todos os demais fótons atravessaram o átomo como se ele não existisse, formando o espectro contínuo nos demais comprimentos de onda.

O cálculo do comprimento de onda no caso da absorção é feito exatamente da mesma forma que demonstrado acima para o caso da emissão.

### 6.5 Os espectros das estrelas

Estamos agora em condições de entender a formação dos espectros estelares à luz do modelo de Bohr. Naturalmente, nenhum gás é constituído por um só átomo. Numa

---

<sup>7</sup> O valor de  $h$  (constante de Planck) é  $4,136 \times 10^{-15}$  eV·s. O valor aproximado de  $c$  (velocidade da luz) é de  $3 \times 10^{10}$  cm/s, ou ainda de  $3 \times 10^{18}$  angstrom/s.

situação real (*por exemplo, na atmosfera de uma estrela*), um número imenso de átomos de um gás, geralmente mais frio e menos denso que a fotosfera, são atravessados a cada segundo pela radiação térmica (espectro contínuo) que vem da própria fotosfera. Nem todos irão, por exemplo, do nível 2 para o nível 3. Muitos o farão – mas muitos outros irão do nível 2 diretamente para o nível 4, ou para o nível 5, e assim por diante. Outros ainda sairão do nível 3 e irão para o nível 4, outros para os níveis 5, 6, e assim por diante. É exatamente por isso que não vemos só uma linha no espectro de cada elemento químico, mas sim um *padrão de linhas*, cada uma delas correspondendo a um tipo de transição. Podemos entender agora por que esse padrão é sempre o mesmo para cada elemento químico. Ele corresponde precisamente às diferenças de energia dos níveis quânticos desse elemento, e também aos comprimentos de onda característicos de cada transição.

Para o caso do hidrogênio, podemos reconhecer um padrão espectral que consiste em várias séries de linhas. Aquelas que correspondem a transições a partir do (ou chegando ao) nível fundamental, ou nível 1, fazem parte da chamada *série de Lyman*, cujas linhas se encontram na região do ultravioleta; por isso mesmo, boa parte delas tem comprimentos de onda curtos demais para passar por nossa atmosfera. Podemos detectá-las, no entanto, de satélites ou telescópios espaciais. As linhas dessa série costumam ser indicadas como Lyman-alfa ou  $\text{Ly } \alpha$  (em 1216 Å), Lyman-beta ou  $\text{Ly } \beta$  (em 1026 Å), Lyman-gama ou  $\text{Ly } \gamma$  (em 973 Å) etc.

Já as transições a partir do (ou chegando ao) nível 2 caem na faixa da luz visível; podemos observá-las facilmente, e são talvez as linhas mais conhecidas entre todas e as mais usadas em espectroscopia. Elas constituem a série de Balmer, que inclui as linhas denominadas hidrogênio-alfa ou  $\text{H}\alpha$  (6563 Å), hidrogênio-beta ou  $\text{H}\beta$  (4861 Å), hidrogênio-gama ou  $\text{H}\gamma$  (4340 Å), hidrogênio-delta ou  $\text{H}\delta$  (4100 Å).

As transições do nível 3 caem no infravermelho e fazem parte da série de Paschen. As dos níveis 4 e 5 constituem as séries de Brackett e Pfund, também no infravermelho. As séries subsequentes caem em comprimentos de onda cada vez maiores, e não possuem nomes especiais. A Figura 6.7 demonstra as séries principais do átomo de hidrogênio.

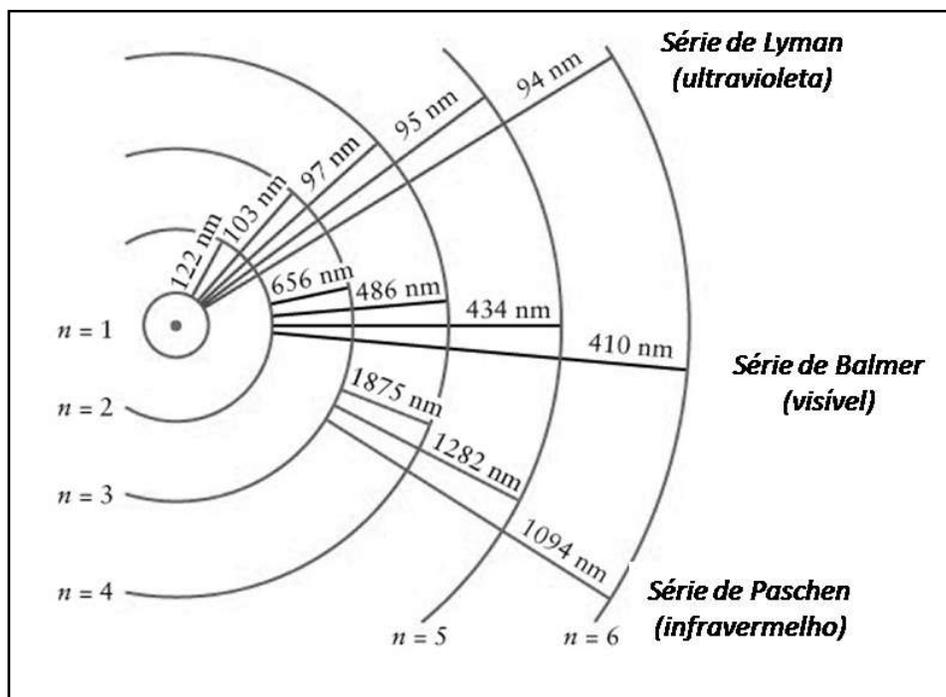


Figura 6.7 – Transições eletrônicas principais para o átomo de hidrogênio e seus correspondentes comprimentos de onda (nesta figura indicados em nanômetros). A figura não está em escala. (Crédito: Wikicommons.)

O modelo de transições eletrônicas desenvolvido por Bohr foi espetacularmente bem-sucedido ao explicar fenômenos que já haviam sido observados experimentalmente à época da publicação de seu famoso artigo já citado aqui (BOHR, 1913), porém dos quais se tinha apenas dados empíricos, carecendo-se de qualquer fundamento teórico ou relação com a estrutura atômica. Entre estes estavam as linhas espectrais do hidrogênio que haviam sido observadas em 1848 por Johann Balmer (1825-1898) na região do visível, bem como as linhas espectrais observadas em 1908 por Friedrich Paschen (1865-1947) na região do infravermelho. Os processos físicos responsáveis pelas três leis empíricas de Kirchhoff foram finalmente entendidos. A constante empírica de Rydberg pôde ser expressa em termos de constantes físicas fundamentais da natureza, como a carga e a massa do elétron e a constante de Planck. Bohr previu também a existência de outras linhas espectrais ainda não observadas, como aquelas transições que se dão a partir do nível quântico fundamental ( $n=1$ ) e de outras correspondentes às transições acima de  $n=4$ , “...séries respectivamente no ultravioleta extremo e no infravermelho extremo, que ainda não foram observadas, mas cuja existência é esperada...”. A previsão de Bohr se confirmaria em 1914, quando Theodore Lyman (1874-1954) reportou a observação das linhas da série que hoje leva o seu nome no ultravioleta; e nos anos de 1922 e 1924, em que Frederick Brackett e Hermann Pfund descobririam as séries correspondentes aos números quânticos 4 e 5. Finalmente, Bohr tentou, na segunda e terceira partes de seu artigo, estender sua teoria para átomos de maior número atômico que o hidrogênio (tais como o hélio, o

lítio e o berílio), e até para algumas moléculas simples. Essa parte do trabalho de Bohr, no entanto, não seria tão bem-sucedida como o modelo do hidrogênio (KRAGH, 1999), e as razões para isso são perfeitamente compreensíveis: afinal, o modelo de Bohr antecedeu por algumas décadas certos postulados da Física Quântica moderna que só seriam descobertos bem mais tarde, tais como a dualidade onda-partícula de De Broglie (1924), a equação de onda de Schroedinger (1926) ou o princípio da incerteza de Heisenberg (1927). Sabe-se hoje, por exemplo, que as órbitas dos elétrons não são circulares – aliás, nem mesmo são órbitas, no sentido clássico de que um elétron possa ser encontrado em uma posição precisa, com uma velocidade determinada. Mas nada disso era conhecido quando Bohr formulou seu intuitivo e genial modelo. Apesar de leves correções que gradualmente seriam introduzidas pelas novas revelações da Física Quântica, a teoria de Bohr tornou-se o paradigma para a interpretação correta dos espectros e, ainda hoje, é ela que a maioria dos astrônomos tem em mente quando procuram visualizar os processos atômicos nas estrelas (OSTLIE; CARROLL, 1996).

## **6.6 O efeito Doppler**

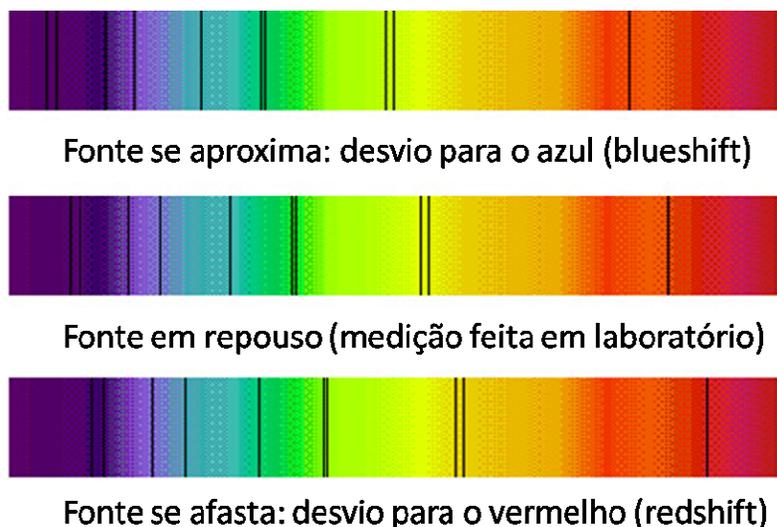
Uma aplicação importantíssima da espectroscopia é a possibilidade do cálculo da velocidade radial (velocidade de aproximação ou de afastamento em relação à Terra) de um corpo celeste. Isso pode ser feito através do desvio de suas linhas espectrais em relação aos padrões de comprimento de onda das mesmas linhas em repouso, medidas em laboratório.

O processo é baseado no fenômeno conhecido como “efeito Doppler”, descoberto em 1842 por Christian Doppler (1803-1853). Esse fenômeno é bastante familiar no dia a dia, quando aplicado a ondas sonoras: por exemplo, o som de um automóvel a alta velocidade nos parece mais agudo quando ele se move na nossa direção e mais grave quando ele se afasta de nós. Situação semelhante ocorre com as ondas luminosas: Doppler deduziu que, quando uma fonte luminosa *se aproxima de nós*, o comprimento de onda de sua luz nos parece *menor*, em relação ao que a radiação teria se a fonte estivesse em repouso. E, vice-versa, se a fonte *se afasta de nós*, o comprimento de onda de sua radiação nos parece *maior* que aquele de uma fonte em repouso.

Se imaginarmos o espectro dessa mesma fonte, poderemos perceber que:

- Se a fonte *se aproxima* de nós, suas linhas espectrais se deslocarão para o lado de *comprimentos de onda menores* – ou seja, o lado da cor azul. Dizemos que a fonte sofre um desvio para o azul (em inglês, *blueshift*).
- Se a fonte *se afasta* de nós, suas linhas espectrais se deslocarão para o lado de *comprimentos de onda maiores* – ou seja, o lado da cor vermelha. Dizemos que a fonte sofre um desvio para o vermelho (em inglês, *redshift*).

A Figura 6.8 exemplifica essas situações.



*Figura 6.8 – Efeito Doppler aplicado às linhas de absorção em um espectro. Na imagem central, a fonte está estática em relação ao observador e as linhas correspondem aos comprimentos de onda medidos em laboratório. Na superior, a fonte se aproxima do observador e as linhas se deslocam para o azul. Na inferior, a fonte se afasta e as linhas se deslocam para o vermelho.*

*(Crédito: STROBEL, 2013.)*

Dessa forma, para medir a velocidade radial com que qualquer corpo celeste se move no céu (afastando-se ou aproximando-se de nós), basta tomar o seu espectro; a seguir, medimos sobre ele a posição de algumas linhas bem definidas de qualquer dos elementos químicos presentes no astro e as comparamos com os padrões de laboratório tabelados para os mesmos elementos.

Se chamarmos o comprimento de onda medido no espectro de  $\lambda$ ; o comprimento de onda em repouso (medido em laboratório) de  $\lambda_0$ ; a velocidade da fonte luminosa de  $v$ ; e a velocidade da luz de  $c$ , então o efeito Doppler pode ser expresso pela equação:

$$\frac{v}{c} = \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} \quad (6.8)$$

Notar que, pela convenção usada, se o corpo se aproxima de nós (*blueshift*), sua velocidade terá sinal negativo; se ele se afasta de nós (*redshift*), sua velocidade será positiva. A equação acima *não* é válida para corpos que estejam a velocidades muito próximas da velocidade da luz (*velocidades relativísticas*).

### **6.7 Dependência das linhas com a temperatura. Excitação e ionização**

Já vimos que as linhas espectrais nos permitem determinar os elementos químicos presentes em uma estrela. Mas será que basta que duas estrelas tenham a mesma composição química para que os seus espectros sejam iguais? A resposta, que à primeira vista poderia parecer paradoxal, é *não*. Consideremos, por exemplo, um grupo de estrelas que tenham nascido da mesma nuvem primordial e na mesma região do espaço. Suas composições químicas, certamente, são semelhantes. Mas quando observamos os seus espectros, padrões diferentes aparecem. Isso ocorre porque *nem todas essas estrelas possuem a mesma temperatura efetiva*; e é exatamente essa temperatura o fator principal para determinar quais são os níveis de energia nos quais a maioria dos elétrons das atmosferas das estrelas se encontra (e, em consequência, qual será o padrão de linhas que podemos observar).

Procuremos entender melhor essa aparente contradição pensando à luz do modelo da estrutura do átomo de hidrogênio proposto por Bohr. Os átomos que formam a atmosfera da estrela possuem elétrons em vários níveis de excitação. Porém, em temperaturas mais baixas, a maior parte desses elétrons tende a permanecer no nível fundamental (o de mais baixa energia). À medida que a temperatura aumenta, no entanto, mais elétrons passarão ao segundo nível quântico, ficando assim disponíveis para as transições a partir dele (aquelas que formam as linhas de Balmer para o hidrogênio). À medida que esse processo ocorre, portanto, a série de Balmer irá se tornando cada vez mais forte no espectro da estrela.

Se continuarmos a aumentar a temperatura, mais elétrons passarão aos estados de excitação seguintes, e daí para os níveis superiores; haverá assim menos elétrons disponíveis para as transições a partir do segundo nível, *enfraquecendo assim as linhas de Balmer*. Em contrapartida, as linhas de outros elementos químicos (como, por exemplo, o hélio) poderão começar a se intensificar. O padrão geral do espectro, naturalmente, mudará sensivelmente com essas alterações.

Se a temperatura for alta o suficiente, uma parte significativa dos átomos poderá perder seus elétrons, transformando-se em íons (que possuem um padrão espectral inteiramente diferente do átomo no estado neutro). Esse processo chama-se ionização. Note-se que, em Astrofísica, usa-se para os íons uma terminologia muito diferente daquela que utilizamos na Química. O hidrogênio neutro, por exemplo, é representado por HI. Ao perder seu elétron, ele se transforma em hidrogênio ionizado, que se representa por HII. O mesmo ocorre com os outros elementos: por exemplo, OI é o oxigênio neutro, OII é o oxigênio ionizado (que perdeu um elétron), OIII é o oxigênio bi-ionizado (que perdeu dois elétrons), e assim por diante.

Esse mesmo processo de dependência das linhas espectrais com a temperatura que exemplificamos para o hidrogênio se aplica a *qualquer outro elemento químico que*

constitua a atmosfera de uma estrela. Em Astrofísica, quantifica-se os fenômenos de excitação e ionização (bem como suas relações com a temperatura para cada elemento químico) através de duas equações famosas, conhecidas respectivamente como equação de Boltzmann e equação de Saha (OSTLIE; CARROLL, 1996). Ambas são deduzidas a partir dos conceitos da Física Estatística e da Mecânica Quântica, e, por sua complexidade matemática, fogem ao escopo deste trabalho. Podemos, no entanto, avaliar qualitativamente alguns de seus efeitos.

Para isso, consideremos três elementos químicos bastante comuns nas atmosferas das estrelas: o hidrogênio, o hélio e o cálcio, e vamos compará-los em diferentes situações de temperatura. Como já vimos, as linhas de absorção do hidrogênio no espectro visível (a série de Balmer) são mais fortes (escuras e largas) quando o maior número de transições é feito a partir do segundo nível quântico. Isso começa a ocorrer (e as linhas de Balmer começam a ser perceptíveis) em torno de 4.000 K; a partir daí, elas se tornam cada vez mais fortes à medida que a temperatura aumenta, atingindo o máximo de intensidade quando a temperatura é de cerca de 10.000 K (LEBLANC, 2010). A partir desse ponto, elas começam progressivamente a enfraquecer; embora não desapareçam, elas perdem a posição predominante que possuíam no espectro.

Já o hélio possui a propriedade de reter os seus elétrons muito mais fortemente do que o hidrogênio; por isso, seus átomos necessitam de mais energia para a excitação de seus elétrons, e temperaturas muito maiores para produzirem linhas de absorção fortes. Isso ocorre acima de 15.000 K, chegando ao máximo a temperaturas acima de 25.000 K. Por outro lado, o cálcio retém elétrons muito mais fracamente que o hidrogênio; por essa razão, as suas linhas espectrais só são fortes em temperaturas bem mais baixas (entre 3.000 K e 6.000 K, com máximo em torno de 4.500 K).

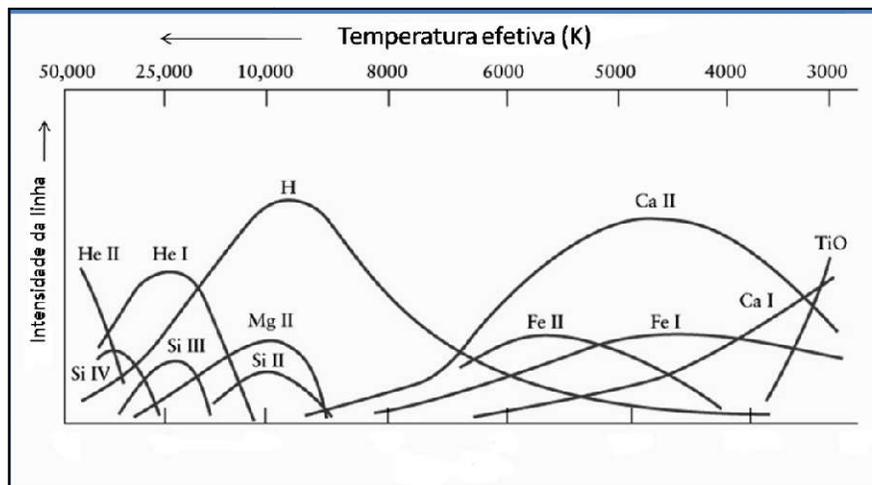


Figura 6.9 – Dependência das linhas espectrais de vários elementos químicos (H, He I, Fe I, Ca I), íons (He II, Si II, Si III, Si IV, Mg II, Fe II, Ca II) e molécula (TiO) com a temperatura efetiva das estrelas. (Crédito: OSTLIE; CARROLL, 1996.)

A medida da intensidade relativa das linhas espectrais de uma estrela permite assim deduzir a sua temperatura efetiva (ou seja, da sua fotosfera, ou “superfície”). Essa é uma segunda forma de medir as temperaturas das estrelas (além da lei de Wien). E, como vimos, a temperatura é um parâmetro físico extremamente importante, pois através dela podemos estimar, por exemplo, a luminosidade. Talvez mais importante ainda, foi a análise dessas características que possibilitou a classificação das estrelas nos seus diversos *tipos espectrais*, abrindo um novo caminho para o entendimento da estrutura das estrelas e de como elas evoluem. Esses, no entanto, serão assuntos que veremos nos capítulos a seguir.

### **6.8 Atividades sugeridas (para professores)**

De início, sugerimos propor aos alunos a resolução de ao menos parte dos exercícios de fixação abaixo. Se houver tempo, resolver alguns deles em sala para eliminar eventuais dúvidas. Os dados e valores mencionados nas questões são reais.

- Uma estrela A parece ser mais brilhante no filtro azul B que no vermelho R. Uma outra estrela B é mais brilhante em R do que em B, e uma terceira estrela C possui brilho igual nos dois filtros. Coloque as três estrelas em ordem crescente de temperatura.
- As estrelas Deneb (Alfa Cygni) e Antares (Alfa Scorpii) apresentam seus picos de emissão respectivamente em 3300 Å e 1210 nm. Quais as temperaturas efetivas de Deneb e Antares? Quais são suas cores?
- A estrela Altair (Alfa Aquilae) possui emissão máxima em 4000 Å e um raio igual ao dobro do raio solar. Qual a relação de luminosidades entre Altair e o Sol? Dada a temperatura efetiva do Sol: 5840 K.
- A estrela Sirius (Alfa Canis Majoris) possui raio de 1,7 raios solares e uma luminosidade 25 vezes a solar. Qual a temperatura efetiva de Sirius? Dada a temperatura efetiva do Sol: 5840 K.
- Se o máximo de emissão do planeta-anão Plutão é de 50.000 nm, qual sua temperatura efetiva?
- Calcular o comprimento de onda da linha hidrogênio-beta (a segunda linha da série de Balmer para o átomo de hidrogênio), sabendo que ela corresponde à transição entre os níveis quânticos 2 e 4. As energias de cada nível encontram-se na Figura 6.6.
- A linha de hidrogênio-alfa tem um comprimento de onda de laboratório igual a 6563 Å. Medindo-se o espectro de uma estrela, nota-se que sua linha hidrogênio-alfa está posicionada em 6570 Å. Qual a velocidade radial da estrela? Ela está se aproximando ou se afastando da Terra?

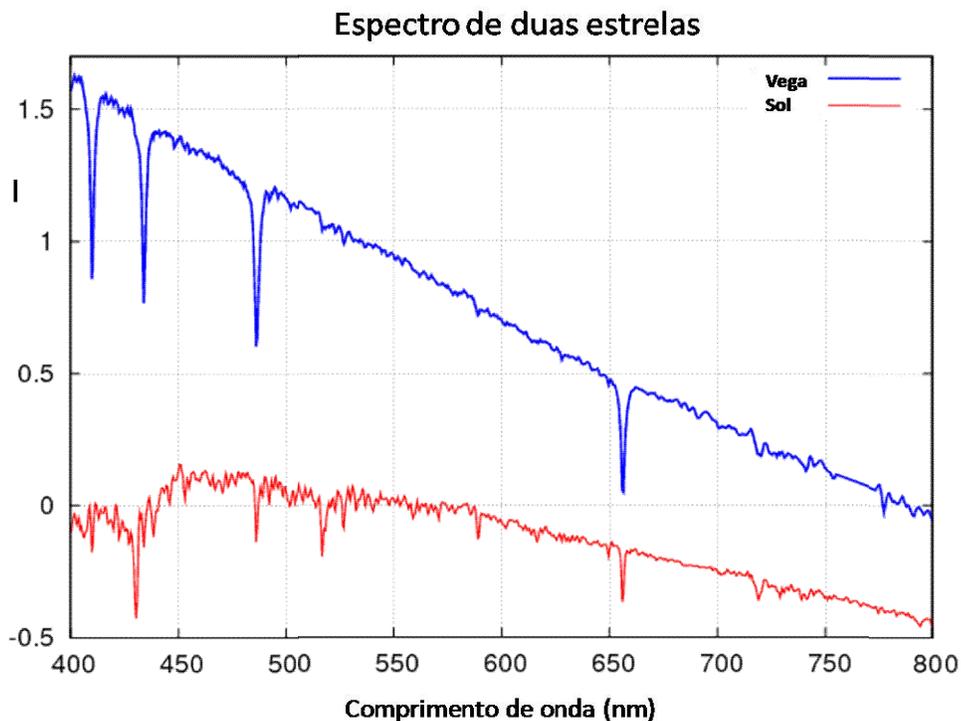
No website da NAAP (Nebraska Astronomy Applet Project), que pode ser acessado em <<http://astro.unl.edu/naap/blackbody/animations/blackbody.html>>, pode ser

encontrada uma excelente animação que permite construir a curva de Planck para diferentes temperaturas, mostrando também o comprimento de onda correspondente à máxima emissão de energia em cada temperatura. Faça com os alunos várias simulações, por exemplo com três estrelas a 3.500 K, 6.000 K e 10.000 K, comparando as curvas resultantes. Como se poderia demonstrar a lei de Wien usando esta animação? E a lei de Stefan-Boltzmann? Se necessário, ajuste a escala horizontal para que as três curvas apareçam mais destacadas. As animações da NAAP requerem Flash.

Na mesma página, habilite agora a aba “Filters” e faça a medição do índice de cor (B-V) das mesmas três estrelas cujas curvas você simulou no exercício anterior. Repita para os índices de cor (U-B) e (V-R). Anote as magnitudes U, B e V em cada caso. O que você notou? Se desejar, faça outras medições com estrelas a temperaturas diferentes.

Diversas outras questões podem ser levantadas com o uso da animação acima. Se desejar explorar o assunto, tente baixar o “Guia do Estudante” para essa simulação da NAAP em <[http://astro.unl.edu/naap/blackbody/naap\\_blackbody\\_sg.pdf](http://astro.unl.edu/naap/blackbody/naap_blackbody_sg.pdf)>.

Na figura abaixo (crédito: RICHMOND, 2010) estão representados sob forma de perfis (ou gráficos) os espectros de duas estrelas: Vega (Alfa Lyrae), uma estrela de cor branca, e o Sol, uma estrela amarela. Esses são espectros *reais*, que mostram os trechos da curva de Planck (espectro contínuo) entre 400 nm e 800 nm.



Projete essa figura em sala (ou faça cópias dela para os alunos) e discuta com eles os seguintes pontos:

- Tendo em mente os tópicos vistos no item 6.1, é possível definir qual das duas estrelas apresenta temperatura efetiva mais alta?
- Seria possível estimar, aproximadamente, a temperatura efetiva do Sol com base no gráfico? E a de Vega?
- Qual das duas estrelas tem luminosidade maior? Como se pode chegar a essa conclusão?
- Pela figura também são vistas claramente, para as duas estrelas, quatro linhas de absorção pertencentes à série de Balmer do hidrogênio. Compare-a com a Figura 6.7, que está no item 6.5 do texto, e identifique cada uma dessas quatro linhas, juntamente com seus respectivos comprimentos de onda.
- Tendo em mente o item 6.7, note agora que as linhas de Balmer são bem mais fortes para a estrela Vega do que para o Sol. Isso quer dizer que Vega possui mais hidrogênio na sua composição química do que o Sol? Por quê?

### **Referencias bibliográficas para o Capítulo 6**

BOHM-VITENSE, E. *Introduction to stellar Astrophysics*. Section 4.4 (The black body), v. 1, p. 21-6. Cambridge: Cambridge University Press, 1989.

BOHR, N.H. On the constitution of atoms and molecules. *Philosophical Magazine and Journal of Science*, series 6, v. 26, p. 1-25, 476-502 e 857-75, 1913. Parte I disponível em: <<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786441308634955>>, Parte II em: <<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786441308634993>> e Parte III em: <<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786441308635031>>. Acessos em: 24 de maio de 2017.

COX, A.N. (ed.). *Allen's astrophysical quantities*. Section 15.3 (Photometric systems), p. 385-92. New York: Springer-Verlag, 1999.

DUCATI, J.R. VizieR online data catalog: catalogue of stellar photometry in Johnson's 11-color system. CDS/ADC collection of electronic catalogues, 2237. SIMBAD Astronomical Database. 2002. Disponível em: <<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>>. Acesso em: 29 de maio de 2017.

KEPLER, S.O.; SARAIVA, M.F.O. *Astronomia e Astrofísica*. Porto Alegre: Editora da UFRGS, 1ª ed., 2000. Uma versão digital, atualizada em 2013, está disponível em: <<http://astro.if.ufrgs.br/index.htm>>. Acesso em: 25 de maio de 2017.

KRAGH, H. *Quantum generations: a history of physics in the twentieth century*. New Jersey: Princeton University Press, p. 44-73, 1999.

LEBLANC, F. *An introduction to Stellar Astrophysics*. London: John Wiley and Sons, Ltd., p. 13-24, 2010.

NAVE, C. HyperPhysics. Georgia State University, 2006. Disponível em: <<http://ef.engr.utk.edu/hyperphysics/hbase/wien.html#c5>>. Acesso em: 22 de maio de 2017.

OSTLIE, D.A.; CARROLL, B.W. *An introduction to modern Stellar Astrophysics*. Boston: Addison-Wesley, 1<sup>st</sup> ed., p. 125-53 e 223-41, 1996.

RICHMOND, M. Emission and absorption lines. Notas de aula. Physics 301, Rochester Institute of Technology, 2010. Disponível em: <[http://spiff.rit.edu/classes/phys301/lectures/spec\\_lines/spec\\_lines.html](http://spiff.rit.edu/classes/phys301/lectures/spec_lines/spec_lines.html)>. Acesso em: 30 de maio de 2017.

STROBEL, N. Astronomy notes. 2013. Disponível em: <<http://www.astronomynotes.com/>>. Acesso em: 22 de maio de 2017.

%%%%%%%%%