

Como é necessário que haja um arranjo especial de níveis de energia para a ação do laser, não é surpresa que apenas certos materiais possam ser usados para formar um laser. Alguns tipos de laser usam um material sólido e transparente, como vidro de neodímio, em vez de um gás. O tipo mais comum de laser — usado nas impressoras a laser (Seção 21.1), ponteiros a laser e para ler os dados no disco de um aparelho de DVD ou Blu-ray — é um *laser semiconductor*, que não utiliza nenhum nível de energia atômica. Como veremos no Capítulo 42, esses lasers usam, em vez disso, os níveis de energia dos elétrons que estão livres para vagar pelo volume dos semicondutores.

TESTE SUA COMPREENSÃO DA SEÇÃO 39.4 Um dispositivo de luz do gás neônio comum, como os usados em anúncios publicitários, emite luz vermelha com comprimento de onda igual a 632,8 nm. Os átomos de neônio também são usados em um laser de hélio-neônio (um tipo de laser a gás). A luz emitida por um dispositivo de luz do gás neônio é (i) emissão espontânea; (ii) emissão estimulada; (iii) emissão espontânea e estimulada. **I**

39.5 ESPECTROS CONTÍNUOS

A linha espectral de emissão vem da matéria no estado gasoso, no qual os átomos estão tão afastados que as interações entre eles são desprezíveis e cada átomo se comporta como um sistema isolado. Ao contrário, um sólido ou líquido aquecido (no qual os átomos estão próximos um do outro) quase sempre emite radiação com uma distribuição *contínua* de comprimentos de onda, em vez de uma linha espectral.

Eis aqui uma analogia que sugere por que existe uma diferença. Um diapasão emite ondas de som de uma única frequência definida (um tom puro) quando tocado. Porém, se você embalar firmemente uma maleta cheia de diapasões e depois sacudir essa maleta, a proximidade dos diapasões afeta o som que eles produzem. O que você ouve é principalmente ruído, que é o som com uma distribuição contínua de todas as frequências. De modo semelhante, átomos isolados em um gás emitem luz de certas frequências distintas quando excitados, mas, se alguns átomos forem reunidos em um sólido ou líquido, eles produzem um espectro contínuo de luz.

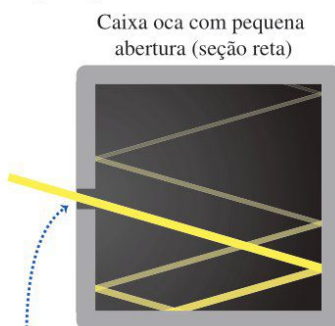
Nesta seção, estudaremos um caso idealizado de radiação de espectro contínuo a partir de um objeto quente e denso. Como acontecia para a linha espectral de emissão da luz a partir de um átomo, veremos que só é possível compreender o espectro contínuo se usarmos as ideias dos níveis de energia e fótons.

Da mesma forma que um espectro de emissão de um átomo tem as mesmas linhas de seu espectro de absorção, a superfície ideal para *emitir* luz com um espectro contínuo é aquela que também *absorve* todos os comprimentos de onda da radiação eletromagnética. Essa superfície ideal é chamada de *corpo negro*, pois apareceria perfeitamente negra quando iluminada; ela não refletiria luz alguma. A radiação do espectro contínuo que um corpo negro emite é chamada de **radiação de corpo negro**. Assim como uma inclinação perfeitamente sem atrito ou uma orda sem massa, um corpo negro perfeito não existe, mas, apesar disso, é uma idealização útil.

Uma boa aproximação de um corpo negro é uma caixa oca com uma pequena abertura em uma de suas paredes (**Figura 39.30**). A luz que entra na abertura por fim será absorvida pelas paredes da caixa, de modo que a caixa é um absorvedor quase perfeito. Reciprocamente, quando aquecemos a caixa, a luz que emana da abertura é uma radiação de corpo negro quase ideal, com um espectro contínuo.

Por volta de 1900, a radiação do corpo negro foi bastante estudada, e três características foram estabelecidas. Primeiro, a intensidade total I (a taxa média de radiação de energia por área de superfície unitária ou potência média por área) emitida da superfície de um irradiador ideal é proporcional à quarta potência da temperatura absoluta (**Figura 39.31**). Esta é a **lei de Stefan-Boltzmann**:

Figura 39.30 Uma caixa oca com uma pequena abertura se comporta como um corpo negro. Quando a caixa é aquecida, a radiação eletromagnética que surge da abertura possui um espectro de corpo negro.



A luz que entra na caixa é por fim absorvida. Logo, a caixa se aproxima de um corpo negro perfeito.

Lei de Stefan-Boltzmann para um corpo negro:

$$I = \sigma T^4$$

Intensidade de radiação do corpo negro
Constante de Stefan-Boltzmann
Temperatura absoluta do corpo negro

(39.19)

Encontramos uma versão dessa relação na Seção 17.7 durante nosso estudo da transferência de calor. Em unidades SI, o valor da constante de Stefan-Boltzmann é

$$\sigma = 5,670373 (21) \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$$

Em segundo lugar, a intensidade não é distribuída uniformemente por todos os comprimentos de onda. Sua distribuição pode ser medida e descrita pela intensidade por intervalo de comprimento de onda $I(\lambda)$, chamada de *emissão espectral*. Assim, $I(\lambda) d\lambda$ é a intensidade correspondente aos comprimentos de onda no intervalo de λ a $\lambda + d\lambda$. A intensidade *total* I , dada pela Equação 39.19, é a *integral* da função de distribuição $I(\lambda)$ por todos os comprimentos de onda, que é igual à área sob a curva de $I(\lambda)$ -versus- λ :

$$I = \int_0^{\infty} I(\lambda) d\lambda \quad (39.20)$$

ATENÇÃO *Emissão espectral versus intensidade* Embora usemos o símbolo $I(\lambda)$ para a emissão espectral, lembre-se de que emissão espectral *não* é a mesma coisa que intensidade I . A intensidade é potência por unidade de área, com unidades de W/m^2 . A emissão espectral é potência por unidade de área *por intervalo unitário de comprimento de onda*, com unidades W/m^3 .

A **Figura 39.32** mostra as emissões espectrais medidas $I(\lambda)$ para a radiação do corpo negro em três temperaturas diferentes. Cada uma possui comprimento de onda de pico λ_m , em que a intensidade emitida por intervalo de comprimento de onda é maior. A experiência mostra que λ_m é inversamente proporcional a T , de modo que seu produto é constante e igual a $2,90 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$. Essa observação é chamada de **lei do deslocamento de Wien**:

Lei do deslocamento de Wien para um corpo negro:

$$\lambda_m T = 2,90 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (39.21)$$

Comprimento de onda de pico na curva de emissão espectral
Temperatura absoluta do corpo negro

À medida que a temperatura aumenta, o pico de $I(\lambda)$ torna-se maior e desloca-se para comprimentos de onda mais curtos. A luz amarela tem comprimentos de onda mais curtos que a luz vermelha, de modo que um corpo que emite a cor amarela é mais quente e mais brilhante que outro do mesmo tamanho que emite a cor vermelha.

Em terceiro lugar, as experiências mostram que a *forma* da função de distribuição é a mesma para todas as temperaturas. Podemos fazer uma curva para uma temperatura se ajustar a qualquer outra temperatura simplesmente alterando as escalas no gráfico.

Rayleigh e a “catástrofe ultravioleta”

Durante a última década do século XIX, foram feitas muitas tentativas para derivar esses resultados empíricos sobre a radiação do corpo negro a partir de princípios básicos. Em uma das tentativas, o físico inglês Lord Rayleigh considerou a luz delimitada dentro de uma caixa retangular como a mostrada na Figura 39.30. Essa caixa, raciocinou ele, possui uma série de *modos normais* possíveis para as ondas eletromagnéticas, conforme discutimos na Seção 32.5. Também pareceu razoável considerar que a distribuição de energia entre os diversos modos seria dada pelos princípios da equipartição (veja na Seção 18.4), que foi usada com sucesso na análise das capacidades de calor.

Figura 39.31 Esta visão de perto da superfície do Sol mostra duas manchas solares. Sua temperatura é cerca de 4.000 K, enquanto o material solar ao redor está em $T = 5.800 \text{ K}$. Pela lei de Stefan-Boltzmann, a intensidade de determinada área da mancha solar é de apenas $(4.000 \text{ K}/5.800 \text{ K})^4 = 0,23$ da intensidade da mesma área do material ao redor — motivo pelo qual as manchas solares aparecem escuras.

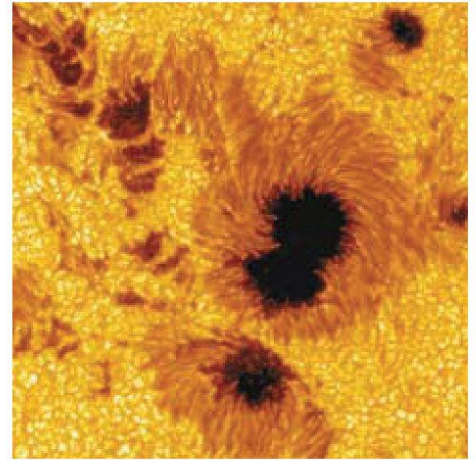
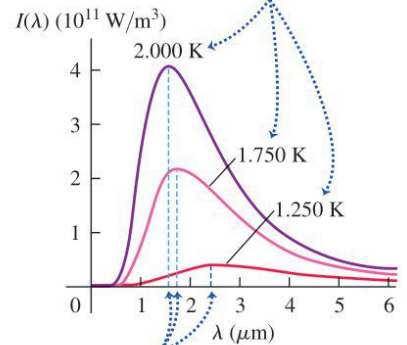


Figura 39.32 Estes gráficos mostram a emissão espectral $I(\lambda)$ para a radiação a partir de um corpo negro em três temperaturas diferentes.

À medida que a temperatura aumenta, o pico da curva de emissão espectral torna-se maior e se desloca para comprimentos de onda mais curtos.



As linhas verticais tracejadas são valores de λ_m na Equação 39.21 para cada temperatura.

BIO Aplicação Olhos de corpo negro

O interior de (a) um olho humano, (b) um olho de gato ou (c) um olho de peixe parece ser um corpo negro, ainda que o tecido dentro do olho *não* seja negro. Isso ocorre porque todo olho age de maneira semelhante à caixa oca na Figura 39.30: a luz que entra no olho por fim é absorvida após várias reflexões das superfícies internas. Cada olho também irradia como um corpo negro, embora a temperatura seja tão baixa (em torno de 300 K) que essa radiação está principalmente nos comprimentos de onda infravermelhos invisíveis.

(a)



(b)



(c)



Incluindo campos elétricos e magnéticos, Rayleigh supôs que a energia total de cada modo normal era igual a kT . Então, calculando o *número* de modos normais correspondentes ao intervalo de comprimento de onda $d\lambda$, Rayleigh calculou a distribuição esperada dos comprimentos de onda na radiação dentro da caixa. Por fim, ele calculou a distribuição de intensidade prevista $I(\lambda)$ para a radiação emergente do furo. Seu resultado foi muito simples:

$$I(\lambda) = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} \quad (\text{cálculo de Rayleigh}) \quad (39.22)$$

Em grandes comprimentos de onda, essa fórmula combina muito bem com os resultados experimentais mostrados na Figura 39.32, mas existe uma divergência séria em comprimentos de onda pequenos. As curvas experimentais na Figura 39.32 ficam perto de zero com λ pequeno. Ao contrário, a previsão de Rayleigh na Equação 39.22 vai na direção oposta, aproximando-se do infinito como $1/\lambda^4$, um resultado que foi chamado na época de Rayleigh de “catástrofe ultravioleta”. Pior ainda, a integral da Equação 39.22 por todo λ é infinita, indicando uma intensidade irradiada *total* infinitamente grande. Logicamente, há algo errado.

Planck e a hipótese quântica

Por fim, em 1900, o físico alemão Max Planck teve sucesso na derivação de uma função, agora denominada **lei da radiação de Planck**, que combinava muito bem com as curvas de distribuição de intensidade experimentais. Em sua dedução, ele fez o que na época parecia ser uma suposição louca: que os osciladores (elétrons) eletromagnéticos nas paredes da caixa de Rayleigh, vibrando em uma frequência f , só poderiam ter certos valores de energia iguais a nhf , onde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ e h é a constante que agora recebe o nome de Planck. Esses osciladores estavam em equilíbrio com as ondas eletromagnéticas na caixa, de modo que ambos emitiam e absorviam luz. Sua hipótese gerava níveis de energia quantizados e dizia que a energia em cada modo normal também era um múltiplo de hf . Isso estava em nítido contraste com o ponto de vista de Rayleigh, de que cada modo normal poderia ter qualquer quantidade de energia.

Planck não estava à vontade com essa hipótese quântica; ele a considerava um truque de cálculo, em vez de um princípio fundamental. Em carta a um amigo, ele a chamou de “um ato de desespero” para o qual ele foi forçado porque “uma explicação teórica tinha de ser encontrada a qualquer custo, qualquer que fosse o preço”. Porém, cinco anos depois, Einstein identificou a mudança de energia hf entre os níveis como a energia de um fóton (veja a Seção 38.1), e outra evidência foi rapidamente montada. Por volta de 1915, havia pouca dúvida sobre a validade do conceito quântico e a existência de fótons. Discutindo os espectros atômicos *antes* dos espectros contínuos, desviamos-nos da ordem histórica das coisas. O crédito pela invenção do conceito da quantização dos níveis de energia vai para Planck, embora ele não acreditasse nisso a princípio. Ele recebeu o Prêmio Nobel de física em 1918 por essas realizações.

A **Figura 39.33** mostra os diagramas de nível de energia para dois dos osciladores que Planck idealizou nas paredes da caixa retangular, um com baixa frequência e o outro com alta frequência. O espaçamento na energia entre os níveis adjacentes é hf . Esse espaçamento é pequeno para o oscilador de baixa frequência que emite e absorve fótons de baixa frequência f e comprimento de onda longo $\lambda = cf$. O espaçamento de energia é maior para o oscilador de alta frequência, que emite fótons em alta frequência de comprimento de onda curto.

De acordo com a imagem de Rayleigh, esses dois osciladores têm a mesma quantidade de energia kT e são igualmente eficazes na emissão de radiação. Porém, no modelo de Planck, o oscilador de alta frequência é bastante ineficaz como fonte de luz. Para ver o motivo, podemos usar as ideias da Seção 39.4 sobre as populações de diversos estados de energia. Se considerarmos todos os osciladores de

determinada frequência f em uma caixa na temperatura T , o número de osciladores que possuem energia nhf é $Ae^{-nhf/kT}$. A razão entre o número de osciladores no primeiro estado excitado ($n = 1$, energia hf) e o número de osciladores no estado fundamental ($n = 0$, energia zero) é

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{Ae^{-hf/kT}}{Ae^{-(0)/kT}} = e^{-hf/kT} \quad (39.23)$$

Vamos avaliar a Equação 39.23 para $T = 2.000$ K, uma das temperaturas mostradas na Figura 39.32. Nessa temperatura, $kT = 2,76 \times 10^{-20}$ J = 0,172 eV. Para um oscilador que emite fótons com comprimento de onda $\lambda = 3,00 \mu\text{m}$, $hf = hc/\lambda = 0,413$ eV; para um oscilador de frequência mais alta, que emite fótons com comprimento de onda $\lambda = 0,500 \mu\text{m}$, $hf = hc/\lambda = 2,48$ eV. Para esses dois casos, a Equação 39.23 resulta em

$$\frac{n_1}{n_0} = e^{-hf/kT} = 0,0909 \text{ para } \lambda = 3,00 \mu\text{m}$$

$$\frac{n_1}{n_0} = e^{-hf/kT} = 5,64 \times 10^{-7} \text{ para } \lambda = 0,500 \mu\text{m}$$

O valor para $\lambda = 3,00 \mu\text{m}$ significa que de todos os osciladores que podem emitir luz nesse comprimento de onda, 0,0909 deles — cerca de um em 11 — estão no primeiro estado excitado. Esses osciladores excitados podem emitir, cada um, um fóton de $3,00 \mu\text{m}$ e contribuir para a radiação dentro da caixa. Logo, esperaríamos que essa radiação seja um tanto rica no espectro de radiação de um corpo negro de 2.000 K. Ao contrário, o valor para $\lambda = 0,500 \mu\text{m}$ significa que somente $5,64 \times 10^{-7}$ (cerca de um em dois milhões) dos osciladores que podem emitir esse comprimento de onda estão no primeiro estado excitado. Um oscilador não pode emitir se estiver no estado fundamental, de modo que a quantidade de radiação na caixa nesse comprimento de onda é *tremendamente* suprimida em comparação com a previsão de Rayleigh. É por isso que a curva de emissão espectral para 2.000 K na Figura 39.32 possui um valor tão baixo em $\lambda = 0,500 \mu\text{m}$ e comprimentos de onda mais curtos. Assim, a hipótese quântica de Planck forneceu um modo natural de suprimir a emissão espectral de um corpo negro em comprimentos de onda curtos e, portanto, evitou a catástrofe ultravioleta que atormentou os cálculos de Rayleigh.

Não entraremos em todos os detalhes da dedução de Planck para a emissão espectral. Aqui está seu resultado:

Lei da radiação de Planck:

$$I(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} \quad (39.24)$$

Diagrama de anotações para a Equação 39.24:

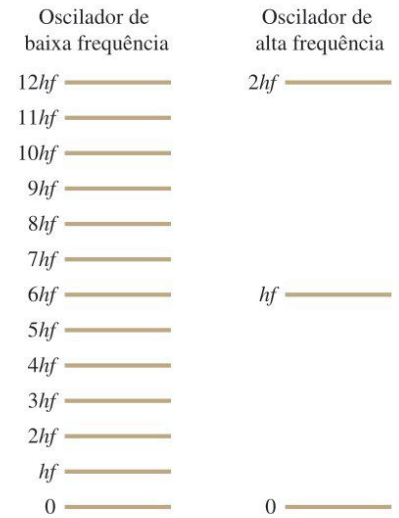
- $I(\lambda)$: Emissão espectral do corpo negro
- $2\pi hc^2$: Produto da constante de Planck e do quadrado da velocidade da luz no vácuo
- λ^5 : Potência quinta do comprimento de onda
- $e^{hc/\lambda kT} - 1$: Função de distribuição de Boltzmann, onde $hc/\lambda kT$ é o quociente da energia do fóton pela energia térmica média, kT é a temperatura absoluta do corpo negro e k é a constante de Boltzmann.

Essa função combina muito bem com as curvas de emissão experimental, como aquelas na Figura 39.32.

A lei da radiação de Planck também contém a lei do deslocamento de Wien e a lei de Stefan-Boltzmann como consequências. Para derivar a lei de Wien, encontramos o valor de λ no qual $I(\lambda)$ é máximo tomando a derivada da Equação 39.24 e definindo-a como igual a zero. Deixamos para você a tarefa de preencher os detalhes; o resultado é

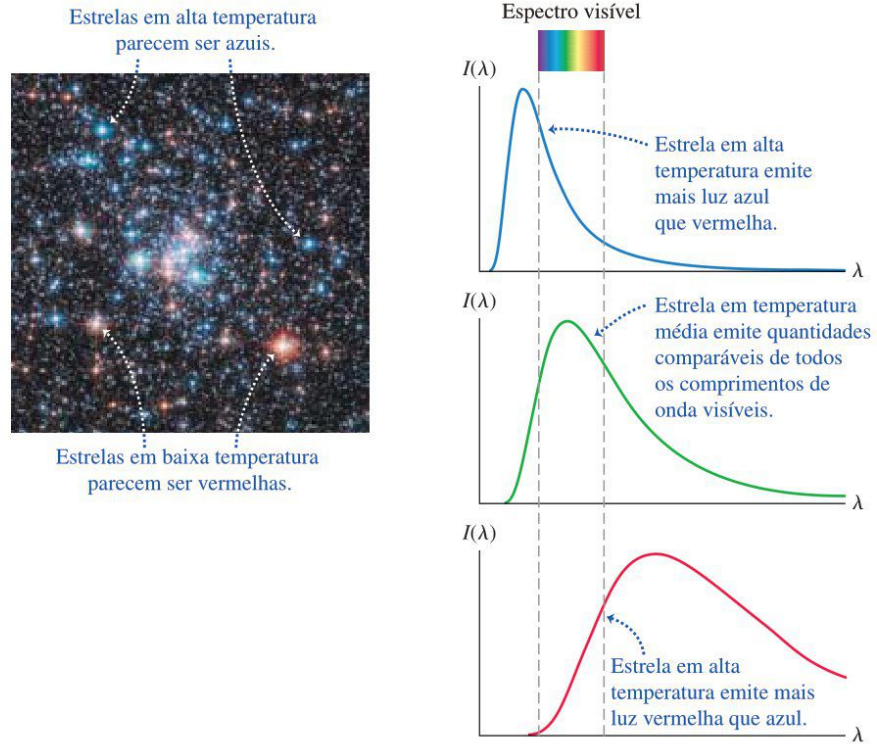
$$\lambda_m = \frac{hc}{4,965kT} \quad (39.25)$$

Figura 39.33 Níveis de energia para dois dos osciladores que Planck idealizou nas paredes de um corpo negro como o mostrado na Figura 39.30. O espaçamento entre os níveis de energia adjacentes para cada oscilador é hf , que é menor para o oscilador de baixa frequência.



Aplicação Cores de uma estrela e a lei da radiação de Planck

As estrelas (com radiação muito semelhante à de um corpo negro) possuem uma ampla faixa de temperaturas na superfície, desde 2.500 K até 30.000 K. A lei do deslocamento de Wien e a forma da curva de emissão espectral de Planck explicam por que essas estrelas possuem cores diferentes. Pela Equação 39.21, uma estrela com uma alta temperatura na superfície, digamos, 12.000 K, tem um curto comprimento de onda de pico λ_m no ultravioleta. Logo, essa estrela emite mais luz azul que luz vermelha, e ela parece ser azul ao olho. Uma estrela com uma baixa temperatura na superfície, digamos, 3.000 K, possui um longo comprimento de onda de pico λ_m no infravermelho, emite mais luz vermelha que luz azul e parece ser vermelha ao olho. Para uma estrela como o Sol, que possui uma temperatura na superfície em torno de 5.800 K, λ_m se encontra no espectro visível e a estrela parece ser branca.



Para obter esse resultado, será preciso resolver a equação

$$5 - x = 5e^{-x} \quad (39.26)$$

A raiz dessa equação, encontrada por tentativa e erro ou por meios mais sofisticados, é 4,965 para quatro dígitos significativos. Você deverá avaliar a constante $hc/4,965k$ e mostrar que ela combina com o valor experimental de $2,90 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ dado na Equação 39.21.

Podemos obter a lei de Stefan-Boltzmann para um corpo negro integrando a Equação 39.24 por todo λ para achar a intensidade irradiada *total* (veja o Problema 39.61). Esta não é uma integral simples; o resultado é

$$I = \int_0^{\infty} I(\lambda) d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \quad (39.27)$$

em concordância com a Equação 39.19. Nosso resultado na Equação 39.27 também mostra que a constante σ nessa lei pode ser expressa em termos de outras constantes fundamentais:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \quad (39.28)$$

Substitua os valores de k , c e h a partir do Apêndice F e verifique que você obterá o valor $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ para a constante de Stefan-Boltzmann.

A lei da radiação de Planck, Equação 39.24, parece ser tão diferente da expressão bem-sucedida de Rayleigh, Equação 39.22, que pode parecer improvável que elas combinem para qualquer valor de λ . Porém, quando λ é grande, o expoente no denominador da Equação 39.24 é muito pequeno. Podemos, então, usar a aproximação $e^x \approx 1 + x$ (para x muito menor que 1). Você deverá verificar que, quando isso for feito, o resultado se aproxima da Equação 39.22, mostrando que as duas expressões combinam no limite de um λ muito grande. Também observamos que a expressão de Rayleigh não contém h . Em comprimentos de onda muito grandes (energias de fóton muito pequenas), os efeitos do quantum tornam-se pouco importantes.