

TESTE SUA COMPREENSÃO DA SEÇÃO 39.3 Considere as possíveis transições entre os níveis de energia em um íon He^+ . Para quais destas transições no He^+ o comprimento de onda do fóton emitido será quase igual ao dos comprimentos de onda emitidos pelos átomos H excitados? (i) $n = 2$ para $n = 1$; (ii) $n = 3$ para $n = 2$; (iii) $n = 4$ para $n = 3$; (iv) $n = 4$ para $n = 2$; (v) mais de um destes; (vi) nenhum destes. **I**

39.4 O LASER

O **laser** é uma fonte de luz que produz um raio de luz altamente coerente e quase monocromática, como resultado da emissão cooperativa de muitos átomos. O nome “laser” é um acrônimo para “*light amplification by stimulated emission of radiation*” (amplificação de luz por emissão estimulada de radiação). Podemos compreender os princípios de operação do laser a partir do que já aprendemos sobre níveis de energia atômica e fótons. Para isso, teremos de introduzir dois conceitos: *emissão estimulada e inversão de população*.

Emissão espontânea e emissão estimulada

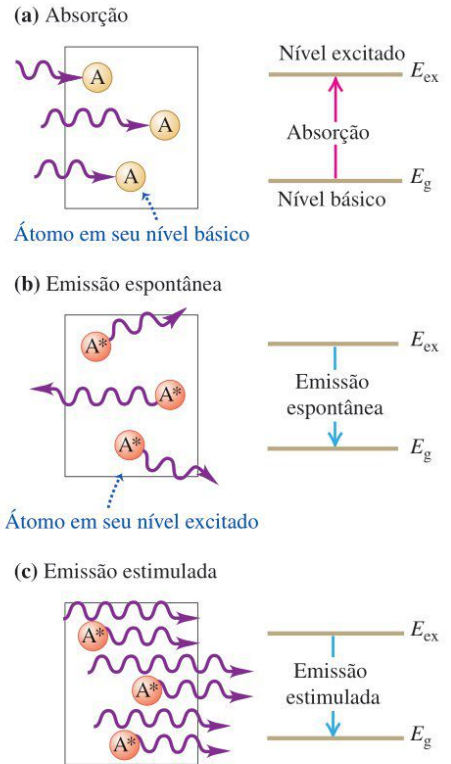
Considere um gás de átomos em um recipiente transparente. Cada átomo está inicialmente em seu nível básico de energia E_g e também possui um nível de energia excitado E_{ex} . Se iluminarmos uma luz de frequência f no recipiente, um átomo pode absorver um dos fótons desde que a energia do fóton $E = hf$ seja igual à diferença de energia $E_{ex} - E_g$ entre os níveis. A **Figura 39.28a** mostra esse processo, em que três átomos A absorvem, cada um, um fóton e entram no nível excitado. Algum tempo depois, os átomos excitados (que indicamos como A^*) retornam ao nível básico, cada um emitindo um fóton com a mesma frequência do absorvido originalmente (Figura 39.28b). Esse processo é denominado **emissão espontânea**. A direção e a fase de cada fóton emitido espontaneamente são aleatórias.

Na **emissão estimulada** (Figura 39.28c), cada fóton incidente encontra um átomo previamente excitado. Uma espécie de efeito de ressonância induz cada átomo a emitir um segundo fóton com a mesma frequência, direção, fase e polarização do fóton incidente, que não é alterado pelo processo. Para cada átomo, existe um fóton antes de uma emissão estimulada e dois fótons depois — daí o nome *amplificação de luz*. Como os dois fótons têm a mesma fase, eles emergem juntos como radiação *coerente*. O laser utiliza a emissão estimulada para produzir um raio consistindo em um grande número desses fótons coerentes.

Para discutir a emissão estimulada de átomos em níveis excitados, precisamos saber algo sobre quantos átomos existem em cada um dos diversos níveis de energia. Primeiro, precisamos fazer a distinção entre os termos *nível de energia* e *estado*. Um sistema pode ter mais de uma forma de alcançar determinado nível de energia; cada forma diferente é um **estado** diferente. Por exemplo, existem duas maneiras de colocar uma mola ideal não esticada em determinado nível de energia. Lembrando que a energia potencial da mola é $U = \frac{1}{2}kx^2$, poderíamos comprimir a mola em $x = -b$ ou poderíamos esticá-la em $x = +b$ para chegar ao mesmo $U = \frac{1}{2}kb^2$. O modelo de Bohr tinha apenas um estado em cada nível de energia, mas descobriremos, no Capítulo 41, que o átomo de hidrogênio (Figura 39.24b) na realidade tem dois *estados básicos* em seu nível básico de $-13,60$ eV, oito *estados excitados* em seu primeiro nível excitado de $-3,40$ eV, e assim por diante.

A função de distribuição de Maxwell–Boltzmann (veja a Seção 18.5) determina o número de átomos em determinado estado em um gás. A função nos diz que, quando o gás está em equilíbrio térmico na temperatura absoluta T , o número n_i de átomos em um estado com energia E_i é igual a $Ae^{-E_i/kT}$, onde k é a constante de Boltzmann e A é outra constante determinada pelo número total de átomos no gás. (Na Seção 18.5, E era a energia cinética $\frac{1}{2}mv^2$ de uma molécula de gás; aqui, estamos falando sobre a energia interna de um átomo.) Em razão do expoente negativo, menos átomos estão nos estados de energia mais altos. Se E_g é uma energia no estado

Figura 39.28 Três processos em que os átomos interagem com a luz.



fundamental e E_{ex} é a energia de um estado excitado, então a razão entre o número de átomos nos dois estados é

$$\frac{n_{\text{ex}}}{n_{\text{g}}} = \frac{Ae^{-E_{\text{ex}}/kT}}{Ae^{-E_{\text{g}}/kT}} = e^{-(E_{\text{ex}} - E_{\text{g}})/kT} \quad (39.18)$$

Por exemplo, suponha que $E_{\text{ex}} - E_{\text{g}} = 2,0 \text{ eV} = 3,2 \times 10^{-19} \text{ J}$, a energia de um fóton de luz visível de 620 nm. Em $T = 3.000 \text{ K}$ (aproximadamente a temperatura do filamento em uma lâmpada incandescente ou uma lâmpada de aquecimento de restaurante),

$$\frac{E_{\text{ex}} - E_{\text{g}}}{kT} = \frac{3,2 \times 10^{-19} \text{ J}}{(1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K})(3.000 \text{ K})} = 7,73$$

e

$$e^{-(E_{\text{ex}} - E_{\text{g}})/kT} = e^{-7,73} = 0,00044$$

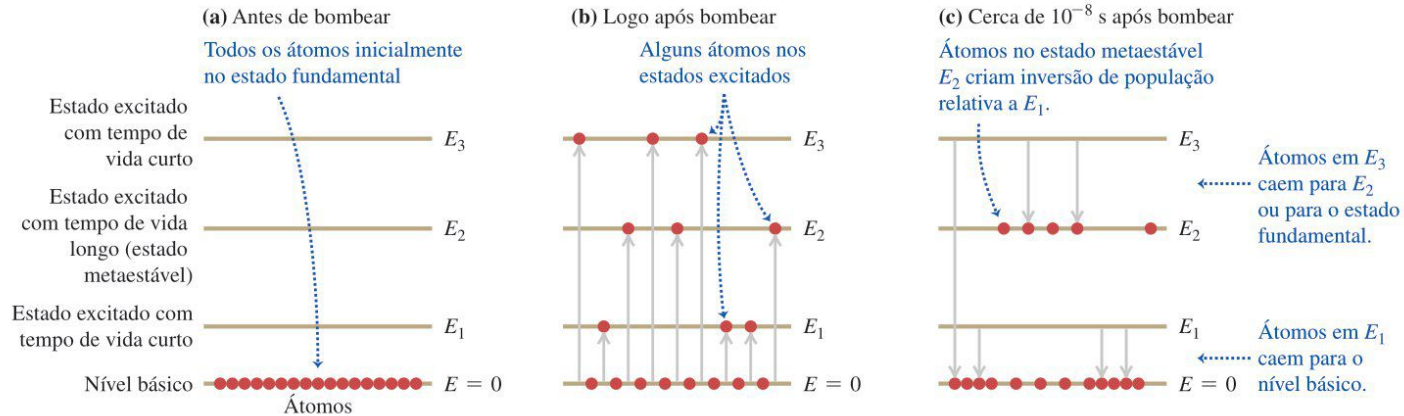
Ou seja, a fração de átomos em um estado 2,0 eV acima de um estado fundamental é extremamente pequena, mesmo nessa temperatura alta. O significado é que, em qualquer temperatura razoável, não existem átomos suficientes nos estados excitados para que ocorra qualquer quantidade apreciável de emissão estimulada a partir desses estados. Em vez disso, um fóton emitido por um dos raros átomos excitados quase certamente será absorvido por um átomo no estado fundamental, em vez de encontrar outro átomo excitado.

Aprimorando a emissão estimulada: inversões de população

Para criar um laser, precisamos promover a emissão estimulada aumentando o número de átomos nos estados excitados. Podemos fazer isso simplesmente iluminando o recipiente com radiação de frequência $f = E/h$ correspondente à diferença de energia $E = E_{\text{ex}} - E_{\text{g}}$, como na Figura 39.28a? Alguns dos átomos absorvem fótons de energia E e são elevados ao estado excitado, e a razão da população $n_{\text{ex}}/n_{\text{g}}$ aumenta momentaneamente. Porém, como n_{g} é originalmente muito maior que n_{ex} , um raio de luz incrivelmente intenso seria necessário para aumentar n_{ex} momentaneamente para um valor comparável a n_{g} . A taxa em que a energia é absorvida do raio pelos n_{g} átomos no estado fundamental é muito superior à taxa em que a energia é acrescentada ao raio pela emissão estimulada dos átomos excitados relativamente raros (n_{ex}).

Precisamos criar uma situação de *não equilíbrio* na qual existem mais átomos em um estado de energia mais alto que em um estado de energia mais baixo. Essa situação é chamada de **inversão de população**. Então, a taxa de radiação de energia por emissão estimulada pode *exceder* a taxa de absorção, e o sistema atuará como uma *fonte* de radiação resultante com energia de fóton E . Podemos conseguir uma inversão de população começando com átomos que possuem os tipos corretos de estados excitados. A **Figura 39.29a** mostra um diagrama de nível de energia para esse átomo com um estado fundamental e *três* estados excitados de energias E_1 , E_2 e E_3 . Um laser que usa um material com níveis de energia como esses é chamado de *laser de quatro níveis*. Para que a ação do laser funcione, os estados das energias E_1 e E_3 deverão ter tempos de vida normais curtos, de aproximadamente 10^{-8} s , enquanto o estado de energia E_2 deve ter um tempo de vida anormalmente longo de 10^{-3} s ou pouco mais. Esse **estado metaestável** de longa vida pode ocorrer, por exemplo, se houver restrições impostas pela conservação de momento angular que impeçam a emissão de fóton a partir desse estado. (Discutiremos essas restrições no Capítulo 41.) O estado metaestável é aquele que queremos popular.

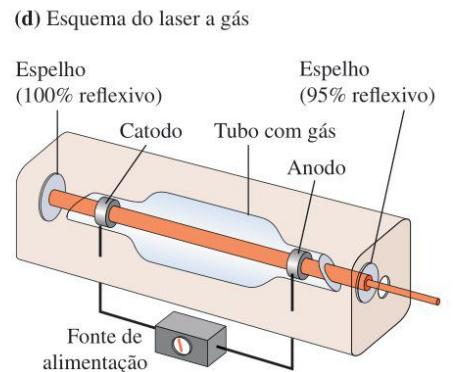
Figura 39.29 (a), (b), (c) Estágios na operação de um laser de quatro níveis. (d) A luz emitida pelos átomos que criam transições espontâneas a partir do estado E_2 para o estado E_1 é refletida entre espelhos, de modo que continua a estimular a emissão e faz surgir a luz coerente. Um espelho está transmitindo parcialmente e permite que o raio de luz de alta intensidade escape.



Para produzir uma inversão de população, *bombeamos* o material para excitar os átomos a partir do estado fundamental para os estados de energia E_1 , E_2 e E_3 (Figura 39.29b). Se os átomos estiverem em um gás, podemos fazer isso inserindo dois eletrodos no recipiente do gás. Quando uma rajada de voltagem suficientemente alta é aplicada aos eletrodos, ocorre uma descarga elétrica. As colisões entre os átomos ionizados e os elétrons transportando a corrente da descarga, então, excitam os átomos para diversos estados de energia. Dentro de cerca de 10^{-8} s, os átomos excitados para os estados E_1 e E_3 passam por emissão espontânea de fótons, de modo que esses estados acabam sendo despovoados. Mas os átomos “se acumulam” no estado metaestável com energia E_2 . O número de átomos no estado metaestável é *menor* que o número no estado fundamental, mas é *muito maior* que no estado de energia E_1 quase desocupado. Logo, existe uma inversão de população do estado E_2 em relação ao estado E_1 (Figura 39.29c). Você pode ver por que precisamos dos dois níveis E_1 e E_3 : os átomos que passam por emissão espontânea do nível E_3 ajudam a popular o nível E_2 , e a presença do nível E_1 torna possível uma inversão de população.

Pelos próximos 10^{-3} s, alguns dos átomos no estado metaestável de longa duração E_2 fazem a transição para o estado E_1 por emissão espontânea. Os fótons de energia emitidos $hf = E_2 - E_1$ são enviados para a frente e para trás pelo gás muitas vezes, por um par de espelhos paralelos (Figura 39.29d), de modo que eles podem *estimular* a emissão de tantos átomos no estado E_2 quantos forem possíveis. O resultado geral de todos esses processos é um raio de luz com frequência f que pode ser muito intenso, possui raios paralelos, é altamente monocromático e espacialmente *coerente* em todos os pontos dentro de determinada seção reta — ou seja, um raio laser. Um dos espelhos é parcialmente transparente, de modo que uma parte do raio possa sair.

O que descrevemos é um laser *pulsado*, que produz uma rajada de luz coerente toda vez que os átomos são bombeados. Os lasers pulsados são usados na cirurgia do olho Lasik (um acrônimo para *laser-assisted in situ keratomileusis*), para remodelar a córnea e corrigir miopia, hipermetropia ou astigmatismo. Em um laser *contínuo*, como os encontrados nos scanners de código de barras nos supermercados, a energia é continuamente fornecida aos átomos (por exemplo, com a fonte de alimentação mostrada na Figura 39.29d fornecendo uma tensão constante aos eletrodos) e o raio contínuo de luz surge a partir do laser. Para tal laser, o bombeamento precisa ser intenso o suficiente para sustentar a inversão de população, de modo que a taxa em que os átomos são adicionados ao nível E_2 através do bombeamento é igual à taxa em que os átomos nesse nível emitem um fóton e fazem a transição para o nível E_1 .



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.

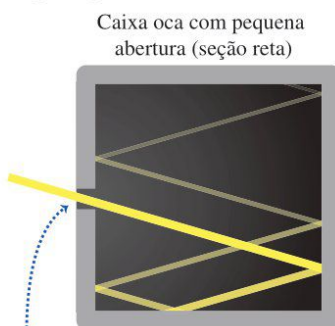
Nesta seção, estudaremos um caso idealizado de radiação de espectro contínuo a partir de um objeto quente e denso. Como acontecia para a linha espectral de emissão da luz a partir de um átomo, veremos que só é possível compreender o espectro contínuo se usarmos as ideias dos níveis de energia e fótons.

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)