

- Aplicações de lasers em ensaios não-destrutivos

Lei da Radiação de Planck

$$I(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} d\nu$$

Modelos atômicos - modelo de Bohr para o átomo de Hidrogênio

A partir do início do século XX foram propostos vários modelos atômicos, baseados nas evidências experimentais da época. Basicamente, todos estes modelos visavam explicar os espectros de emissão e absorção de fontes de luz não incandescentes já disponíveis, como lâmpadas de gás de Hidrogênio, Mercúrio, Sódio, entre outras. O que intrigava os cientistas era o caráter discreto da emissão, ou seja, o fato de a emissão não ocorrer um espectro contínuo, mas na forma de linhas espectrais finas e bem definidas. Alguns modelos elaborados por cientistas renomados, como J. J. Thomson e Ernest Rutherford, tentaram explicar este fenômeno. Eles tornaram-se célebres por terem fracassado, apesar de estarem corretamente baseados em leis e princípios da Física então aceita. Seguindo-se as regras desta Física, chamada hoje de Física Clássica, os átomos propostos por Thomson e Rutherford apresentavam falhas de instabilidade, impossibilidade de realizar ligações químicas, além de não conseguirem explicar os espectros de emissão.

Niels Bohr, um jovem físico dinamarquês, discípulo de Thomson, propôs em 1913 um modelo híbrido para o átomo de hidrogênio. Bohr deu ao átomo uma descrição tipicamente clássica e introduziu uma propriedade quântica, baseado nas recentes descobertas de Planck e Einstein sobre a emissão de radiação [ref]. Os postulados de Bohr para o átomo de hidrogênio são enumerados a seguir:

1 - O átomo é composto de um núcleo positivo com Z prótons de carga $+e$ e de um elétron de carga negativa $-e$; o elétron, de massa muito menor que a do núcleo, gira em torno deste, de modo que a força centrípeta entre ambos seja dada por

$$F_C = m \frac{v^2}{r}, \quad (1)$$

onde r é o raio da órbita, v é a velocidade tangencial do elétron, e m é a sua massa;

2 - A força centrípeta entre ambas as cargas tem natureza eletrostática, sendo dada então pela Lei de Coulomb:

$$F_C = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} \quad (2)$$

3 - O momento angular do elétron é *quantizado* segundo a expressão

$$L = n\hbar, \quad (3)$$

onde $n = 1, 2, 3, \dots$, $\hbar = h/2\pi$ e $h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ é a constante de Planck.;

4 - O átomo pode efetuar uma transição de um nível de energia E_i para um nível de energia inferior E_f . Ao fazê-lo, emite um fóton cuja energia é dada por

$$h\nu = E_i - E_f \quad (4)$$

A condição *ad hoc* descrita na equação (3) é considerada indispensável para garantir a estabilidade do sistema atômico. Pela Física Clássica, toda partícula carregada com movimento circular está acelerada, e portanto, deve emitir radiação. Mas, ao fazê-lo, perde energia, é atraída pelo núcleo e tem sua órbita gradativamente reduzida, até o colapso do átomo. A quantização do momento angular imposta por Bohr impede este colapso, estabelecendo um raio orbital mínimo e limitando o número de órbitas possíveis, como será visto a seguir.

Se o elétron descreve uma órbita de raio r e tem velocidade v , seu vetor momento angular é dado por $\vec{L} = \vec{r} \times m\vec{v}$, onde $\vec{r}$ é o vetor posição do elétron, de módulo r . Sendo a velocidade e o vetor posição sempre ortogonais, obtém-se, com o auxílio da equação (3) a relação

$$L = mvr = n\hbar \quad (5)$$

Combinando-se as equações (1) e (2), chega-se à relação

$$mv^2 = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \quad (6)$$

Através das equações (5) e (6) chega-se à expressão do raio da órbita do elétron em torno do núcleo do átomo:

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{mZe^2} n^2 \equiv a_0 n^2 \quad (7)$$

Da equação acima, conclui-se que o raio do átomo é quantizado, ou seja, o elétron pode assumir órbitas de diferentes raios em torno do núcleo. O parâmetro $a_0 \equiv 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / mZe^2$, conhecido por raio de Bohr, é o raio do átomo do hidrogênio no estado fundamental, para o qual $n=1$.

Pode-se obter o espectro de energias do átomo de Bohr em função do número quântico n . A energia total do sistema núcleo+elétron é a soma de sua energia cinética e de sua energia potencial elétrica:

$$E = K + V(r) = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} \quad (8)$$

Com o auxílio das equações (6) e (7), obtém-se a expressão para a energia quantizada E_n do átomo de hidrogênio,

$$E = -\frac{\mu}{2(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{(Ze^2)^2}{\hbar^2 n^2} \quad (9)$$

Na equação acima, substituiu-se a massa m do elétron pelo parâmetro $\mu \equiv mM/(m+M)$, chamado de massa reduzida. Ele leva em conta o fato de que a massa do próton M é finita, e que portanto o centro de massa do átomo de hidrogênio não está localizado exatamente sobre o núcleo, mas num ponto bastante próximo dele. O sinal negativo da energia configura o átomo de hidrogênio como um sistema ligado. O fator que multiplica $1/n^2$ na equação (9) é uma constante, de modo que esta equação pode ser expressa de forma muito mais compacta, em unidades de elétrons-volt:

$$E_n = -13,6 \frac{Z^2}{n^2} \text{ (eV)} \quad (10)$$

A figura 1 mostra os valores permitidos da energia do átomo de Hidrogênio de Bohr para diferentes números quânticos. Nota-se que, para $n \rightarrow \infty$, a energia tende a zero em degraus cada vez mais próximos. O estado para o qual $n=1$ é o estado fundamental, o estados para $n=2$ é o primeiro estado excitado, para $n=3$, segundo estado excitado, e assim consecutivamente.

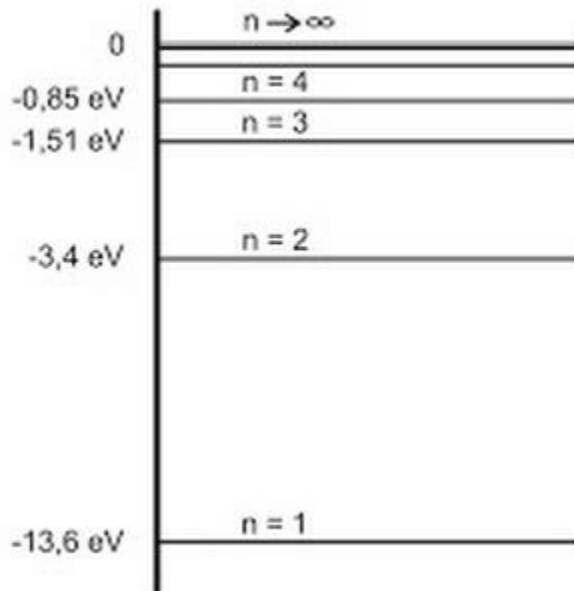


Figura 1

Do quarto postulado de Bohr, obtém-se o espectro de emissão do átomo de hidrogênio. Considere-se uma transição atômica de um nível i , de energia E_i , para um

nível f , de energia E_f , como representado na figura 2. Desta transição radiativa segue-se a emissão de um fóton, que segundo a equação (4), tem energia dada por

$$h \frac{c}{\lambda} = E_i - E_f = \frac{\mu(Ze^2)^2}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right), \quad (11)$$

de onde se obtém imediatamente o comprimento de onda de emissão:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\mu(Ze^2)^2}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right) \quad (12)$$

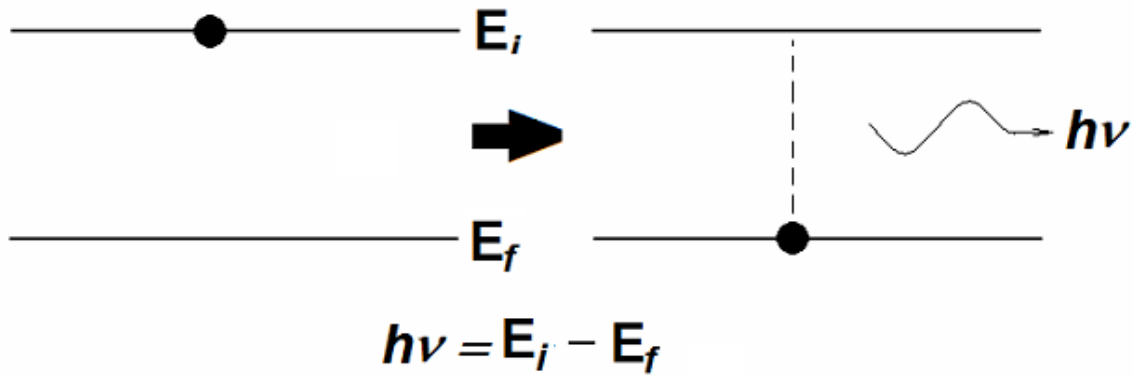


Figura 2 – Emissão espontânea

A equação acima, antes do modelo de Bohr, já possuía uma versão empírica, sem que se conhecesse, no entanto, o conceito físico nela embutido. O modelo proposto por Bohr, que culminou com a obtenção da equação (12), determinou teoricamente as raies espectrais do átomo de Hidrogênio e mostrou perfeita concordância com os resultados já conhecidos experimentalmente. Por este motivo, e por lançar uma luz completamente nova sobre a teoria atômica, Niels Bohr foi agraciado com o Prêmio Nobel de Física em 1922.

Absorção, emissão espontânea e estimulada

Conforme reconhecido pelo próprio Bohr anos mais tarde, este modelo planetário no qual os elétrons têm órbitas bem definidas não corresponde exatamente à realidade. Mas os mecanismos de absorção e emissão de luz por ele propostos são aceitos e largamente considerados até hoje, bem como a quantização da energia do átomo. A transição radiativa é então, de acordo com o quarto postulado, seguida da emissão de um fóton de energia correspondente à diferença de energias entre os níveis quânticos envolvidos (v. equação 4). A absorção de um fóton por um átomo ocorre de forma

análoga, ou seja, o fóton somente é absorvido quando a sua energia é igual à diferença de energias entre dois níveis do átomo. Quando isto ocorre, o átomo faz a transição de um nível de energia E_1 para um nível de energia superior E_2 . Assim, se o fóton tem energia $h\nu$, vale a seguinte condição ressonante para absorção:

$$h\nu_{abs} = E_2 - E_1 \quad (13)$$

O processo está esquematizado na figura 3. Vale salientar que, fora desta condição de ressonância, a interação entre o fóton e o átomo ocorre na forma de colisão elástica.

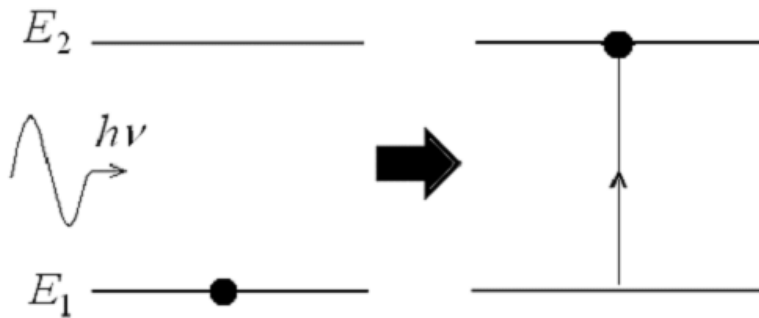


Figura 3 - Absorção

Einstein estudou, desde 1905, a teoria dos mecanismos de absorção e emissão de sistemas atômicos e o equilíbrio energético envolvido nestes processos. Concluiu, num célebre artigo de 1917 que, para que houvesse conservação de energia em sistemas emissores em equilíbrio térmico, deveria haver um outro mecanismo de emissão de radiação, que passou a denominar de emissão estimulada. Desta forma, consideram-se no total os seguintes processos: a absorção, que é um processo sempre estimulado, uma vez que depende da interação do fóton com o átomo; a emissão espontânea, mostrada na figura 2, pela qual um átomo, num estado excitado, efetua uma transição para um nível de energia inferior sem qualquer estímulo externo aparente, emitindo assim um fóton, conforme descrito pela equação (4); e a emissão estimulada, pela qual um átomo, já no estado excitado, é perturbado por um fóton que precipita um processo de emissão. Para que este último mecanismo ocorra, é necessário que a condição ressonante mostrada nas equações (4) e (13) se obedeça. Deste processo, obtém-se dois fótons: o fóton que perturbou o átomo e precipitou a emissão, e o fóton decorrente desta emissão. Uma propriedade extremamente importante da emissão estimulada é que ambos fótons possuem a mesma frequência, mesma fase, mesma direção de propagação e mesmo estado de polarização. Esta é a característica da radiação coerente, e é um dos principais diferenciais das fontes laser em relação às fontes de luz ordinárias, que emitem radiação incoerente. O processo está esquematizado na figura 4.

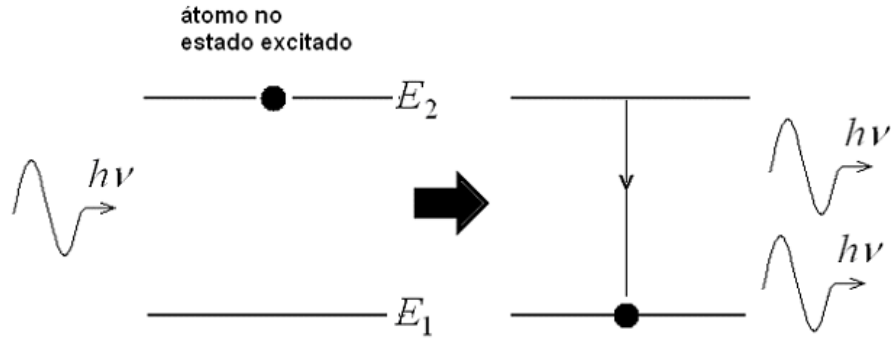


Figura 4

Para estudar o balanço energético de um emissor em equilíbrio térmico, Einstein considerou um sistema de dois níveis de energia E_1 e E_2 ($E_2 > E_1$), mostrados na figura 4, e calculou as taxas pelas quais cada nível absorve e emite. Definindo como população n o número de átomos por unidade de volume que se encontra num dado estado de energia E_n , tem-se que as populações dos níveis de energia E_1 e E_2 são n_1 e n_2 , respectivamente. Suponha-se a existência de radiação eletromagnética neste meio emissor, de densidade de energia por unidade de volume $\rho(\nu)$.

Como a absorção depende da existência de fótons no meio, a taxa de absorção é proporcional à densidade de energia e à concentração de átomos no estado de energia inferior - o estado que absorve a luz. Esta taxa de absorção é dada então por $\rho(\nu)n_1B_{12}$, onde B_{12} é o coeficiente de Einstein de absorção. A emissão espontânea, por não depender de qualquer agente externo, relaciona-se somente com a concentração de átomos no estado superior de energia, tendo taxa dada por n_2A_{21} , onde A_{21} é o coeficiente de emissão espontânea, com unidade s^{-1} , já que n_2A_{21} é uma taxa temporal. Por fim, a taxa de emissão estimulada depende da densidade de energia no meio emissor, bem como da concentração de átomos no estado superior de energia, sendo dada então por $\rho(\nu)n_2B_{21}$. B_{12} é o coeficiente de emissão estimulada. Num sistema em equilíbrio térmico, a taxa total de emissão de energia deve igualar-se à taxa de absorção de energia, de modo que

$$\rho(\nu)n_2B_{21} + n_2A_{21} = \rho(\nu)n_1B_{12} \quad (14)$$

Isolando-se a densidade $\rho(\nu)$ da equação acima, e agrupando-se n_2 e n_1 convenientemente, chega-se a

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{\frac{n_1}{n_2}B_{12} - B_{21}} \quad (15)$$

Einstein recorreu à estatística de Boltzmann [ref] para relacionar as concentrações n_2 e n_1 , obtendo

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{(E_2-E_1)/k_B T}, \quad (16)$$

onde g_1 e g_2 são as degenerescências dos níveis 1 e 2 respectivamente, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura. A irradiância da equação (15) é dada então na forma

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{\frac{g_1}{g_2} e^{(E_2-E_1)/k_B T} B_{12} - B_{21}} \quad (17)$$

De acordo com o quarto postulado de Bohr, a diferença de energia entre os níveis 2 e 1 fornece a energia dos fótons emitidos ou absorvidos, tal que, de acordo com a equação (4),

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{g_1}{g_2} \frac{B_{12}}{B_{21}} e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (18)$$

A irradiância deste meio deve estar, sobretudo, de acordo com a densidade de energia da Lei de Radiação de Planck, já vista na equação XX:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (XX)$$

de modo que, comparando-se as equações (18) e (XX) acima, obtém-se as seguintes relações para os coeficientes de Einstein:

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{21} \quad \text{e} \quad B_{21} = \frac{g_1}{g_2} B_{12} \quad (19)$$

Em sistemas não-degenerados, $g_1 = g_2$, e os coeficientes de absorção estimulada e emissão estimulada são iguais. Nota-se também que, quanto maior a diferença de energia entre os níveis superior e inferior, maior o valor de ν , e maior a prevalência da emissão espontânea sobre a emissão estimulada.

Radiação coerente e amplificação de luz

Os resultados obtidos por Einstein fornecem os subsídios para a concepção de um sistema laser. Pode-se avaliar inicialmente a relação entre a emissão espontânea, incoerente e aleatória, e a emissão estimulada, de natureza coerente. Para haver a prevalência da emissão estimulada sobre a emissão espontânea, deve ocorrer a condição

$$B_{21}\rho(\nu)n_2 > A_{21}n_2 \Rightarrow \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} > 1 \quad (20)$$

Pela relação acima, observa-se a prevalência da emissão estimulada se $h\nu \ll k_B T$, enquanto que a emissão espontânea prepondera para o caso em que $h\nu > k_B T$.

Das equações acima obtém-se as condições para amplificação de luz por um meio laser. O laser é o único amplificador de luz conhecido. Ao propagar-se em qualquer outro meio, a luz sofre processos de absorção e de espalhamento, de modo que a potência luminosa incidente sobre estes meios sofre atenuação. Apesar de também sofrer espalhamento ao propagar-se por um meio laser, a luz emerge deste meio com potência maior do que a incidente. Para que esta condição seja atingida, é necessário que a taxa de emissão seja superior à de absorção. A equação (14) deve ser então reescrita como:

$$\rho(\nu)n_2B_{21} + n_2A_{21} > \rho(\nu)n_1B_{12} \quad (20)$$

Das equações (XX), (19) e (20), chega-se a

$$\frac{n_2}{n_1} > \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/k_B T} \quad (21)$$

Sendo $h\nu \ll k_B T$ (para que emissão estimulada prevaleça), chega-se, pela equação (21), à condição de amplificação de luz:

$$n_2 > n_1 \quad (22)$$

Esta condição para amplificação de luz expressa acima é chamada *de inversão de população*, por contrariar a distribuição de Boltzmann para um sistema em equilíbrio térmico, segundo a qual $n_2 < n_1$. A figura 5 mostra a distribuição de Boltzmann para um conjunto de átomos em equilíbrio térmico. O estabelecimento e a manutenção da inversão de população são obtidos invariavelmente mediante o fornecimento ou bombeamento de energia ao meio. O bombeamento pode ocorrer de várias formas, dependendo do tipo, das substância ou da forma do meio laser ativo. Em alguns lasers, como os de gás, a energia é bombeada na forma de descarga elétrica, nos lasers de estado sólido, usualmente, este bombeamento é óptico, e nos lasers de diodo semicondutor, há a conversão direta de energia elétrica em luminosa. Alguns tipos de bombeamento serão melhor detalhados mais adiante. O que é comum a todos os sistemas, é que o fornecimento de energia ao

meio mantém o nível laser superior 2 mais populado que o nível inferior 1, garantindo a amplificação e, portanto, a emissão laser.

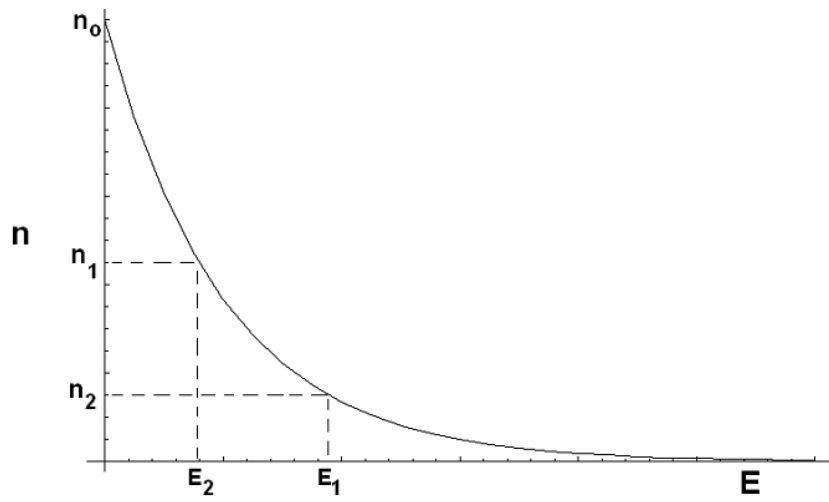


Figura 5

Parâmetros da emissão laser - equações de taxa

De acordo com os postulados de Bohr, a cada fóton emitido por um átomo no nível laser superior 2 corresponde uma transição atômica deste estado para o nível laser inferior 1. A variação temporal dn_2/dt da população do nível laser superior ocorre mediante os processos de emissão espontânea, absorção e emissão estimulada. Os processos de emissão contribuem para a diminuição da população n_2 , enquanto que a absorção contribui para o seu aumento. Conforme visto anteriormente, a taxa de emissão espontânea é $n_2 A_{21}$, a taxa de emissão estimulada é $n_2 B_{21} \rho(\nu)$ e $n_1 B_{12} \rho(\nu)$ é a taxa de absorção, de modo que a equação de taxa para a população do nível laser superior pode ser escrita como

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -A_{21}n_2 - B_{21}\rho(\nu)n_2 + B_{12}\rho(\nu)n_1$$

A equação acima admite como nula a largura espectral de emissão do sistema, o que não corresponde a um sistema físico real. Toda emissão possui uma determinada largura espectral $\Delta\nu$ e segue uma determinada função de distribuição, de modo que a equação de taxa acima não está expressa na sua forma mais correta. É conveniente introduzir-se a função de distribuição $g(\nu)$, relacionada à probabilidade de que uma emissão ocorra no intervalo infinitesimal de frequências entre ν e $\nu + d\nu$. A forma da função $g(\nu)$ depende do tipo de meio laser considerado, e não será analisada neste texto. Vale apenas salientar que esta função deve ser normalizada, ou seja, a probabilidade de que ocorra emissão em todo o espectro deve ser unitária:

$$\int_0^\nu g(\nu') d\nu' = 1 \quad (23)$$

Desta forma, a equação de taxa para n_2 pode ser então reescrita como

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -A_{21}n_2 - \bar{\rho}(\nu) \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} A_{21} \left[\frac{g_2}{g_1} n_2 - n_1 \right], \quad (24)$$

onde $\bar{\rho}(\nu)$ é a média ponderada calculada sobre a função de distribuição $g(\nu)$:

$$\bar{\rho}(\nu) = \int_0^\nu \rho(\nu') g(\nu') d\nu' \quad (25)$$

Tipicamente, em sistemas laser a largura espectral de $\rho(\nu)$ é muito menor que a de $g(\nu)$. Neste caso, tratando-se $\rho(\nu)$ como uma função delta de Dirac, torna-se válida a relação

$$\bar{\rho}(\nu) \cong \rho_\nu g(\nu) \quad (26)$$

O fator ρ_ν pode ser expresso em termos da intensidade da radiação I_ν no interior do ressonador laser. ρ_ν tem unidades de energia por unidade de volume (J/m^3 no S.I.), enquanto que a intensidade luminosa tem unidades de potência luminosa por unidade de área (W/m^2). Ou seja, pela teoria eletromagnética, ambas as grandezas relacionam-se através da velocidade de grupo c/n da radiação:

$$\bar{\rho}(\nu) = \frac{I_\nu}{c/n} g(\nu), \quad (27)$$

onde n é o índice de refração do meio laser. A equação de taxa (24) toma assim a forma

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -A_{21}n_2 - \frac{nc^2}{8\pi h\nu^3} I_\nu g(\nu) A_{21} \left[\frac{g_2}{g_1} n_2 - n_1 \right]$$

Ao analisar-se a equação acima, chega-se à conclusão que o coeficiente de emissão espontânea A_{21} nada mais é do que inverso do tempo de vida τ_{21} do nível laser superior, de modo que, usando-se a relação $c = \lambda\nu$, e reagrupando-se alguns termos, chega-se à equação

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{n_2}{\tau_{21}} - \sigma(\nu) \frac{I_\nu}{h\nu} \left[\frac{g_2}{g_1} n_2 - n_1 \right], \quad (28)$$

onde $\sigma(\nu)$ é a chamada *seção de choque de emissão estimulada*, dada por

$$\sigma(\nu) \equiv \frac{\lambda^2}{8\pi m^2} \frac{1}{\tau_{21}} g(\nu) \quad (29)$$

O parâmetro acima é, sem dúvida, um dos mais importantes de qualquer meio laser ativo. Como toda seção de choque, $\sigma(\nu)$ tem unidade de área, e pode ser compreendida como a probabilidade de emissão radiativa para a transição atômica do nível laser superior para o inferior ($2 \rightarrow 1$).

Na equação (28), o primeiro termo do lado direito está associado à emissão espontânea, enquanto que o segundo refere-se ao balanço entre emissão estimulada e absorção. Ambos representam o número de fótons (ou de transições atômicas) emitidos ou absorvidos por unidade de volume, por unidade de tempo. Apesar de importante para o início da oscilação, a emissão espontânea é muitíssimo menos relevante que a estimulada após o estabelecimento da emissão laser, de modo que a quantidade $-n_2/\tau_{21}$ ser desprezada. O segundo termo da equação (28), por depender da intensidade intracavidade I_ν , é o responsável pela oscilação laser e pode ser usado para caracterizar a amplificação da potência luminosa no meio de ganho.

A potência luminosa gerada pelo sistema num elemento de volume com seção transversal de área A ao longo de um comprimento dz será então

$$\left[\sigma(\nu) \frac{I_\nu}{h\nu} \left(\frac{g_2}{g_1} n_2 - n_1 \right) \right] \times h\nu \times Adz,$$

Esta potência gerada é responsável pela variação da intensidade da luz que se propaga ao longo de z na região de volume Adz , dada por $\frac{dI_\nu}{dz} Adz$. Combinando ambas as expressões, chega-se à equação diferencial que descreve a amplificação (ou atenuação) da potência luminosa:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = \sigma(\nu) I_\nu \left(\frac{g_2}{g_1} n_2 - n_1 \right) \quad (30)$$

A solução da equação acima é

$$I_\nu = I_{\nu 0} \exp(g_0 z), \quad (31)$$

onde $g_0 \equiv \sigma(\nu) \left(\frac{g_2}{g_1} n_2 - n_1 \right)$ é o chamado *ganho de pequeno sinal*, ou *ganho não-saturado* do meio laser ativo. Note-se que o ganho depende diretamente da diferença entre as populações n_2 e n_1 . Este parâmetro fundamental determina se a luz é amplificada ou atenuada no meio laser:

- Se n_2 e n_1 obedecem à condição de Boltzmann para equilíbrio térmico, de modo a haver maior população no estado fundamental, $g_0 < 0$, e o meio é *absorvedor*;
- Se há inversão de população, tem-se $n_2 > n_1$, $g_0 > 0$, e o meio é *amplificador*.

Convém salientar que a análise que obteve a equação (31) é simplificada, por não levar em conta o fenômeno de saturação do ganho. O ganho de pequeno sinal depende diretamente da inversão de população. Esta, por sua vez, existe em função da ação do bombeamento. A presença da radiação no ressonador induz a transições do nível laser superior para o inferior (emissão estimulada) e a transições do nível inferior para o superior. Com as populações invertidas, ocorrem mais transições $2 \rightarrow 1$ do que transições $1 \rightarrow 2$, de modo que um novo equilíbrio para a inversão de população é estabelecido, abaixo do caso não-saturado. Desta forma, o ganho saturado é menor do que o ganho de pequeno sinal. Uma análise mais detalhada sobre este fenômeno, contudo, está além do escopo deste texto.

Condição para amplificação - ganho e perdas

Para que esta amplificação da potência luminosa seja realmente efetiva, é necessário que a radiação propague-se pelo maior comprimento possível (ou durante o maior tempo possível) dentro do meio laser. Como meios laser ativos de comprimento indefinidamente longo são obviamente inviáveis por questões tecnológicas e de espaço, utiliza-se uma solução muito mais compacta e inteligente: posicionar o meio ativo no

interior de uma cavidade ressonante formada por no mínimo dois espelhos devidamente alinhados, um *étalon*, conforme esquema da figura 6. Desta forma, confina-se a radiação no ressonador. O feixe será alternadamente refletido pelos espelhos da cavidade ressonante, propagando-se repetidas vezes pelo meio e tendo sua potência amplificada por este a cada passo.

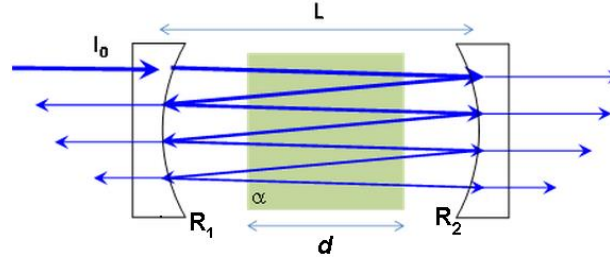


Figura 6

Seja I_0 a intensidade da radiação intracavidade em um dos espelhos e z a direção de propagação do feixe luminoso ao longo do meio de ganho de comprimento d . Os espelhos 1 e 2 da figura 6 têm refletividades R_1 e R_2 respectivamente. A cada passo do feixe pelo meio laser, há uma amplificação de $\exp(g_0 d)$, de acordo com a equação (31). Além disso, a potência luminosa sofre uma atenuação $\exp(-\alpha d)$. O coeficiente α representa as perdas passivas globais atribuídas a espalhamentos no meio de ganho e nos espelhos, absorções, etc.

O feixe de intensidade $I_0 \exp[(g_0 - \alpha)d]$ é atenuado de um fator $R_1 R_2$ após reflexão pelos espelhos da cavidade. Desta forma, a intensidade luminosa I , após o duplo passo (ida e volta) no ressonador, passa a ser dada por

$$I = I_0 R_1 R_2 \exp[2d(g_0 - \alpha)] \quad (32)$$

O fator 2 no exponencial da equação acima deve-se ao duplo passo descrito pelo feixe intracavidade pelo meio de ganho. Para que este meio amplifique, espera-se que as perdas líquidas sejam compensadas pelo ganho do meio, de modo que $I = I_0$. De forma que, da equação (23), obtém-se a condição de limiar para oscilação laser:

$$R_1 R_2 \exp[2d(g_0 - \alpha)] = 1 \quad (33)$$

Da equação acima, o ganho pode ser escrito como

$$g_0 = \alpha - \frac{\ln(R_1 R_2)}{d} \quad (34)$$

Da expressão para o ganho, e da equação (29), obtém-se a condição de inversão de população limiar para emissão laser:

$$n_2 \frac{g_2}{g_1} - n_1 = \frac{8\pi m^2}{\lambda^2} \frac{\tau_{21}}{g(\nu)} \left[\alpha - \frac{1}{d} \ln(R_1 R_2) \right] \quad (35)$$

Analisando-se a equação acima, alguns comentários fazem-se necessários, tendo-se em mente que a condição mais desejável para a operação laser é aquela com baixos níveis de inversão de população, por exigir menores potências de bombeamento:

- lasers com grandes perdas exigem níveis de inversão de população mais altos;
- a inversão de população é inversamente proporcional à probabilidade de emissão espontânea τ_{21}^{-1} . É da emissão espontânea que os processos subjacentes de emissão estimulada são originados;
- o limiar de oscilação é mais facilmente obtido na região do infravermelho, comparando-se com a emissão no ultravioleta. Lasers nesta faixa espectral exigem maiores potências de bombeamento, bem como ressonadores com o mínimo de perdas.

Lasers de três e de quatro níveis

Os sistemas laser em geral dividem-se em dois grande grupos, os lasers de três níveis, e os de quatro níveis. O primeiro laser desenvolvido foi um laser de Rubi ($\text{Cr}^{+4}:\text{Al}_2\text{O}_3$), de três níveis, emitindo em regime pulsado em 694 nm, pelo americano Theodore Maymann. Dependendo do número de níveis de energia envolvidos, obtém-se emissão no regime pulsado ou no regime contínuo. O que é comum a todos os lasers é a necessidade de existência de um nível metaestável, ou seja, um estado quântico excitado com tempo de vida relativamente longo. A longa permanência dos átomos neste nível durante o bombeamento permite que ele seja mais populado do que os níveis inferiores, dando origem à inversão de população.

- lasers de três níveis: este tipo de laser está esquematizado na figura 7. Do estado fundamental 1, os átomos são bombeados até o estado excitado intermediário 3, tipicamente com tempo de vida curto. Os átomos então decaem através de processos geralmente não-radiativos (regidos por emissão de fônons) para o estado metaestável 2. O longo tempo de permanência dos átomos neste estado possibilita a inversão de população em relação ao nível fundamental 1. A primeira emissão espontânea $2 \rightarrow 1$ provoca uma emissão estimulada, que, or sua vez, dá origem a outra. De cada emissão estimulada emergem dois fótons: o que precipitou a emissão, e o fóton resultante da transição. Cada um destes fótons pode, em princípio, ser responsável por outro processo idêntico. A partir deste evento inicial, observa-se uma avalanche de fótons provenientes de emissão estimulada, todos com mesma frequência, mesma direção de propagação, mesma fase e mesma polarização, gerando então *radiação coerente*. Uma particularidade dos lasers de três níveis é que, após esta primeira emissão, os átomos do estado metaestável retornam ao nível fundamental, cessando a inversão de população. Desta forma, a emissão laser também se interrompe, mesmo com a ação do bombeamento. É necessário decorrer

algum tempo até que a inversão de população seja reestabelecida e o processo se repita. Por este motivo, a emissão de lasers de três níveis ocorre em regime pulsado, o chamado regime de “spiking”, já que a potência luminosa em função do tempo ocorre numa sucessão de picos.

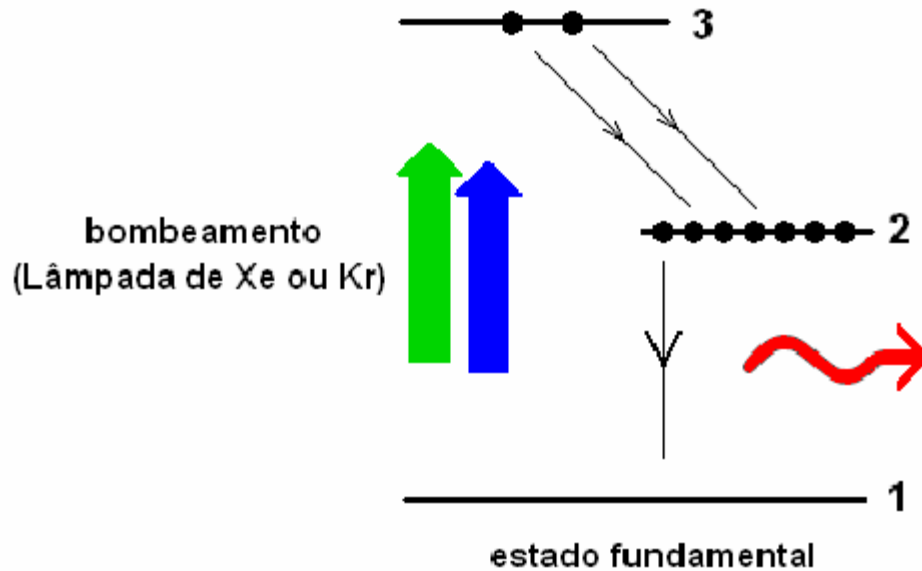


Figura 7

- de quatro níveis: o esquema mostrado na figura 8 representa um laser deste tipo. A transição laser ocorre entre os níveis 2 e 1. Em geral, o bombeamento excita os átomos inicialmente no estado fundamental 0 para o nível excitado 3. Através de processos radiativos ou não radiativos ocorre a transição para o estado metaestável 2. O tempo de vida dos átomos no nível 1 no equilíbrio térmico é sempre muito menor do que no nível 2, de modo que pode-se assegurar que o nível inferior está sempre depopulado durante todo processo, o que garante a inversão de população e portanto a ação laser no modo contínuo.

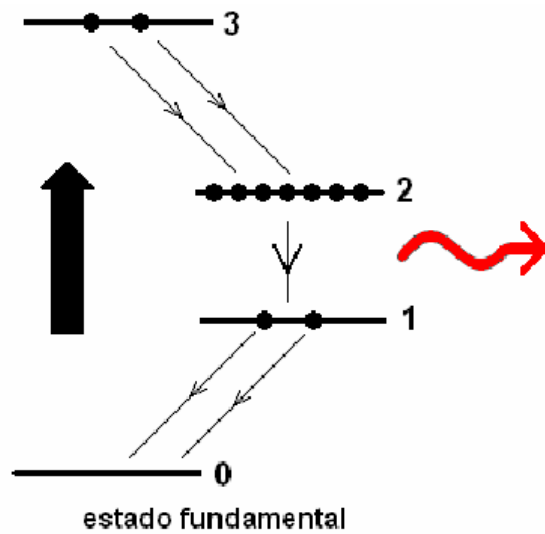


Figura 8

Pelo fato de que o nível fundamental do laser de três níveis é sempre mais populado que o metaestável em equilíbrio térmico, e como todas as transições atômicas culminam no estado fundamental, o laser de três níveis possui um limiar de emissão tipicamente mais alto do que os lasers de quatro níveis. A inversão de população para estes últimos requer menores potências de bombeamento, já que o nível laser inferior está quase sempre vazio durante a emissão laser.

Ressonadores/ perfil do feixe laser

Como já foi mencionado anteriormente, um laser é composto basicamente de um meio ativo, um sistema de bombeamento de energia e de um ressonador, formado por dois espelhos ou mais. O ressonador tem como função primordial a de permitir que a radiação intracavidade seja continuamente amplificada. Mas esta não é a sua única influência no funcionamento do laser. A geometria das cavidades ressonantes acaba por definir o perfil de intensidades do feixe laser, bem como promove a seleção dos comprimentos de onda que oscilam.

O esquema mais básico de um ressonador laser é um conjunto de dois espelhos planos paralelos, o etalon, como mostrado na figura 10, onde d é a distância entre os espelhos. Para fins de simplificação, o ressonador é completamente passivo (não possui meio de ganho em seu interior), e ambos os espelhos têm coeficiente de reflexão r e coeficiente de transmissão t . A amplitude da onda oscilante no ressonador, no espelho E1, é inicialmente E_0 . Ao ser refletida pela primeira vez pelo espelho E2, sua amplitude refletida cai para rE_0 . A onda transmitida pela primeira vez pelo espelho E2, por sua vez, tem amplitude tE_0 . A onda refletida atinge novamente o espelho E1, e quando é refletida pelo espelho E2, tem sua amplitude dada por r^2E_0 além de sofrer uma diferença de fase delta em relação ao espelho E1. A onda passa a ser escrita como $r^2E_0e^{i\delta}$. Esta onda que incide pela segunda vez no espelho E2, também tem uma parcela transmitida, dada por $r^2t^2E_0e^{i\delta}$. Desta forma, cada vez que as demais parcelas da onda ressonante passam pelo

espelho E2, têm sua amplitude multiplicada por $r^2 e^{i\delta}$. O caminho das ondas que oscilam no ressonador e que dele emergem está representado na figura 10.

A combinação ET de todos os feixes que são transmitidos pelo etalon pode ser dada por

$$\begin{aligned} E_T &= E_0 t^2 + E_0 r^2 t^2 e^{i\delta} + E_0 r^4 t^2 e^{i2\delta} + \dots \\ &= E_0 t^2 (1 + r^2 e^{i\delta} + r^4 e^{i2\delta} + \dots) \end{aligned} \quad (36)$$

O termo entre parênteses na relação acima é a soma dos infinitos termos de uma P.G. de razão $r^2 e^{i\delta}$ e primeiro termo $E_0 t^2$. Esta soma é convergente e fornece o campo elétrico emergente da cavidade ressonante:

$$E_T = E_0 t^2 \frac{1}{r^2 e^{i\delta} - 1} \quad (37)$$

A intensidade luminosa IT transmitida pelo ressonador é obtida do produto da amplitude pelo seu conjugado complexo:

$$I_T = E_T^* E_T = \frac{t^4}{1 + r^4 - 2r^2 \cos \delta} \quad (38)$$

Pode-se ver sem muito esforço que esta intensidade transmitida é máxima quando $\cos \delta = 0$, ou para $\delta = 2\pi N$, $N=1,2,3\dots$ Por outro lado, pode-se mostrar facilmente pela teoria de interferência por múltiplas reflexões em filmes finos que esta fase é dada por $\delta = 4\pi d/\lambda$. Desta forma, tem-se a seguinte relação para os comprimentos de onda dos modos que oscilam na cavidade laser:

$$d = N \frac{\lambda}{2} \quad (39)$$

Desta forma, existem apenas os modos laser cujos comprimentos de onda são múltiplos de metade do comprimento de onda dentro da cavidade. Sendo $c/n = \lambda \nu$, obtém-se as frequências de ressonância no oscilador como $\nu_N = N c/2nd$ e o intervalo $\Delta \nu$ entre duas frequências consecutivas como

$$\Delta \nu = \nu_{N+1} - \nu_N = \frac{c}{2nd}, \quad (40)$$

também chamado de *free spectral range*, ou FSR.

Convém analisar o mecanismo e a possibilidade de surgimento destes modos quando o laser começa a operar. A figura 11 mostra o perfil espectral da emissão espontânea. Quando a inversão de população começa a ocorrer os modos da cavidade

mostrados nas equações (39) e (40) tendem a oscilar e a se amplificar. A sua sobrevivência dependerá de características do meio laser ativo.

Quando o meio de ganho é *homogeneamente alargado*, todos os átomos, em princípio, respondem da mesma forma mediante um fornecimento de energia. Desta maneira, todos os átomos interagem com o mesmo modo de oscilação, e um aumento na potência de bombeamento não pode amplificar os outros modos, apenas o modo referente ao pico da emissão espontânea. Como consequência deste processo, meios com alargamento homogêneo emitem obrigatoriamente apenas um modo laser.

Se o meio laser tem alargamento inhomogêneo, os átomos do meio respondem de forma diferente ao fornecimento de energia, de modo que não há nada que impeça que outros modos tenham o seu ganho amplificado. Desta maneira, o perfil espectral da emissão dos laser inhomogeneamente alargados tem caráter parecido com o mostrado na figura 11. Este efeito de emissão em multimodos é chamado de *hole burning* espectral. Há também o efeito de hole burning espacial, típico de lasers cujo meio de ganho é muito menor que o ressonador, para o qual o FSR é dado por $\Delta\nu = c/4nd$.

O perfil de intensidade ...

Formas de bombeamento

Lasers diferentes requerem tipos diferentes de bombeamento. A escolha do tipo de bombeamento depende de vários fatores, como características intrínsecas do meio laser (forma, estado físico, parâmetros como seções de choque de emissão e absorção, etc), tipo de emissão desejada (contínua, pulsada, em travamento de modos), potência de emissão, entre vários outros. Grosso modo, as categorias de bombeamento podem ser divididas em três: bombeamento óptico, por tubo de descarga, ou diretamente por injeção de corrente elétrica, e em algumas destas categorias há ainda subdivisões.

Lasers bombeados opticamente: Neste caso, os átomos no estado fundamental são excitados através da absorção dos fótons provenientes da fonte excitadora. Dentro deste grupo, há uma distinção importante a fazer, entre os lasers bombeados por lâmpada, e os bombeados por outros lasers.

O bombeamento por lâmpada é a forma mais antiga de bombeamento. É o caso do laser de Rubi, o primeiro laser desenvolvido. Lâmpadas são utilizadas exclusivamente para bombear lasers de estado sólido. Usualmente, utilizam-se lâmpadas de Xenônio ou Criptônio de altíssima potência, da ordem de alguns kilowatts. Estas lâmpadas podem também operar na forma de um flash. A geometria do meio laser ativo é geralmente na forma de um bastão, colocado paralelamente à lâmpada, de forma aproximadamente cilíndrica. Uma geometria largamente utilizada posiciona o bastão laser e a lâmpada numa cavidade de seção transversal elíptica. A cavidade é espelhada internamente, o bastão é colocado num foco da elipse, e a lâmpada é posicionada no outro. Esta configuração tira proveito da propriedade de que todo raio luminoso emitido por um foco da elipse, ao ser refletido pela parede interna, atinge o outro foco. Assim, o bastão é iluminado da forma mais eficiente possível. Este arranjo está representado na figura 8. Há

outras configurações, nas quais a lâmpada possui forma helicoidal, envolvendo o bastão laser. O bombeamento por lâmpada tem como característica típica sistemas lasers de baixo ganho, devido à baixa eficiência no bombeamento, mas de potência elevada, devido à alta potência das lâmpadas normalmente utilizadas, e pelo diâmetro relativamente grande do feixe laser no ressonador.

As lâmpadas de bombeamento possuem um espectro de emissão bastante largo, normalmente indo do infravermelho próximo até o violeta, ou ainda além. As bandas de absorção dos meios laser são geralmente muito mais estreitas do que a largura espectral de emissão das lâmpadas, de forma que apenas uma pequena fração da emissão destas é aproveitada para bombeamento. A parte da luz emitida pela lâmpada que não é absorvida pelo meio laser não tem qualquer utilidade para o processo de excitação, e acaba gerando efeitos indesejáveis, como o aquecimento excessivo do bastão, causando-lhe efeitos nocivos, como risco de ruptura, ou efeitos de lente térmica. Por este motivo, lasers bombeados por lâmpadas necessitam de sistemas de refrigeração complexos e custosos. Outro inconveniente deste tipo de laser é a complexa - e geralmente volumosa - eletrônica necessária para alimentar a lâmpada.

Uma alternativa extremamente interessante para se evitar as limitações mostradas acima é o bombeamento de um laser por outro laser. O laser de bombeamento deve emitir na faixa espectral para a qual a absorção do laser bombeado é máxima. Desta maneira, praticamente toda a emissão do laser de bombeamento é aproveitada para excitar o meio laser ativo, e nenhuma fração do bombeamento é “jogada fora”. A figura 9 mostra esta relação para um laser de Nd:YAG bombeado por laser de diodo. O espectro de absorção do Nd:YAG é a linha cheia, e a emissão do laser de bombeamento é a pontilhada., nitidamente mais estreita. Desta forma, toda a potência de bombeamento é utilizada para excitar os átomos de Nd. Com isso, os sistemas de refrigeração, quando necessários, são muitíssimo mais simples e compactos que os sistemas baseados em lâmpadas. Os lasers bombeados por outros lasers possuem também maior eficiência, embora tenham potência final tipicamente mais baixas que os sistemas bombeados por lâmpada. A figura 9a mostra um sistema bombeado longitudinalmente por outro laser, enquanto que a figura 9b mostra um arranjo de bombeamento lateral. Arranjos de bombeamento longitudinal são costumeiramente utilizados para excitar lasers de estado sólido e lasers de corante.

Bombeamento por tubo de descarga: este tipo ocorre em laser de gás, como os lasers de He-Ne, de Argônio e de CO₂. Entre os espelhos do ressonador, há um bulbo com o gás do meio laser ativo. Uma descarga elétrica contínua ou alternada em radio-freqüência provoca o movimento de elétrons entre os eletrodos do tubo. Estes elétrons possuem energias ressonantes com os níveis de energia do meio laser gasoso, de modo a excitar os átomos e desencadear a ação laser. Os gases em geral são meios bastante isotrópicos, não possuindo descontinuidades de índices de refração, nem campos de pressão inhomogêneos, de forma que a qualidade dos feixes dos lasers de gás é a melhor entre todos os lasers, ou seja, o perfil dos feixes é quase perfeitamente gaussiano. Outra característica interessante destes sistemas é a grande tolerância de valores de tensão aplicada entre os eletrodos dentro de uma gama razoavelmente extensa, sem que o bulbo

seja danificado, e sem que o gás perca suas propriedades físico-químicas após a operação laser. Uma desvantagem dos lasers a gás é o seu baixo ganho e sua pequena relação potência óptica obtida/ potência elétrica aplicada, com a exceção do laser de CO₂.