

Semicondutores

8 - PROCESSOS ÓPTICOS E DISPOSITIVOS: LEDs, LASERS SEMICONDUCTORES E FOTODETECTORES

PROF. CÉSAR AUGUSTO DARTORA - UFPR

E-MAIL: CADARTORA@ELETRICA.UFPR.BR

CURITIBA-PR

Roteiro do Capítulo:

- Fótons e a Interação da Luz com a Matéria
- Principais Processos Ópticos
- Lasers: Princípios Físicos do Laser, Tipos, etc
- Fontes Térmicas

Fótons e a Interação da Luz com a Matéria

A quantização do campo eletromagnético leva ao conceito de fóton - o quantum de energia do campo.

Um fóton é uma partícula com massa de repouso nula que transporta energia na forma:

$$E_{ph} = \hbar\omega . \quad (1)$$

Lembrando que uma onda é definida pela sua frequência ω e vetor de onda $\mathbf{k} = (\omega/c)\mathbf{n}$, o fóton também carrega momento linear \mathbf{p} , na forma

$$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} = \frac{\hbar\omega}{c}\mathbf{n} . \quad (2)$$

\rightsquigarrow O spin do fóton é $S = 1$, admitindo somente as projeções $+1$ e -1 . O momento angular total é a soma do momento de spin e de uma parcela de momento angular orbital.

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$$

↪ São conceitos fundamentais na Física as leis de conservação de energia, momento linear, momento angular, etc.

↪ Na interação do campo eletromagnético com a matéria, todas as grandezas físicas acima citadas devem se conservar.

↪ O tratamento mais geral possível analisa do ponto de vista quântico simultaneamente a matéria e a radiação.

↪ Um tratamento semi-clássico, considerando o campo eletromagnético como um campo clássico, pode ser feito quando o número de fótons é grande, $n \gg 1$.

↪ A matéria interagindo com o campo eletromagnético quantizado pode EMITIR ou ABSORVER fótons.

↪ São três os processos envolvendo a radiação interagindo com a matéria:

1) Absorção

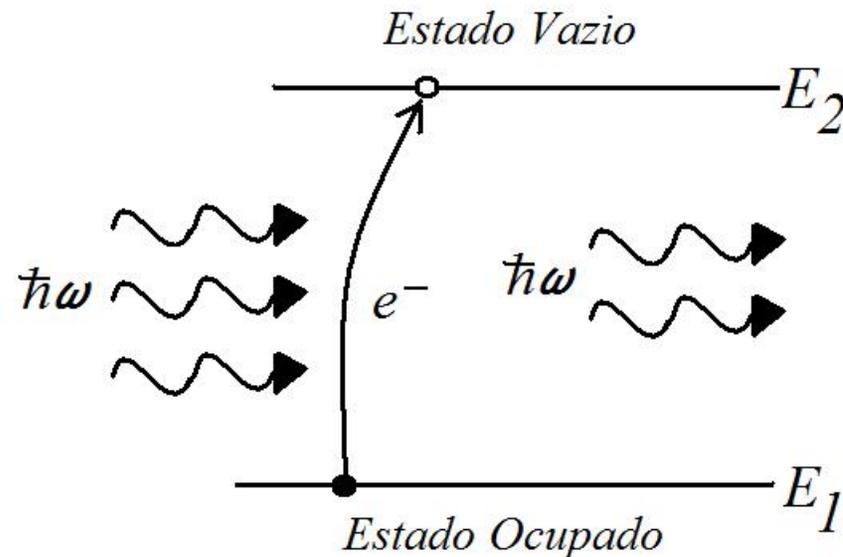
2) Emissão Espontânea

3) Emissão Estimulada

A seguir vamos descrever em maiores detalhes esses processos.

↪ Por simplicidade vamos considerar um sistema atômico com apenas dois níveis de energia acessíveis, $E_1 < E_2$, sendo E_1 o estado fundamental, ou de mais baixa energia.

Absorção



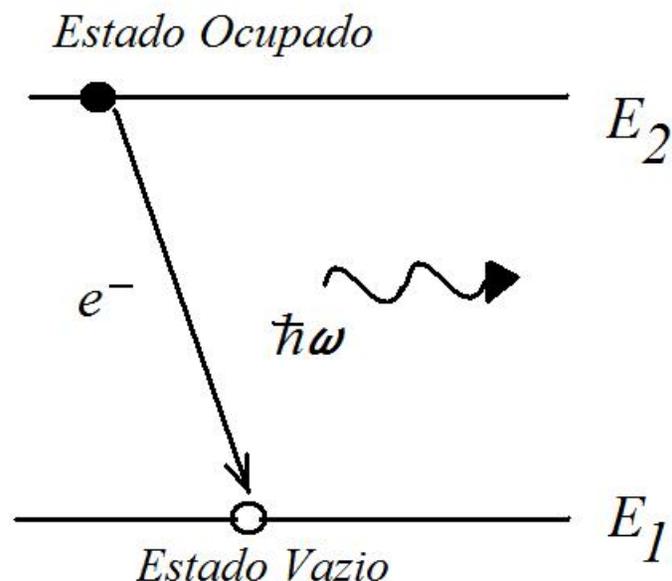
Por conservação de energia temos:

$$E_1 + \hbar\omega = E_2 ,$$

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 .$$

A taxa com que a absorção ocorre é proporcional ao número inicial de fótons n , pois quanto mais fótons houverem no início do processo (estado inicial), maior a probabilidade de ocorrência de uma absorção.

Emissão Espontânea

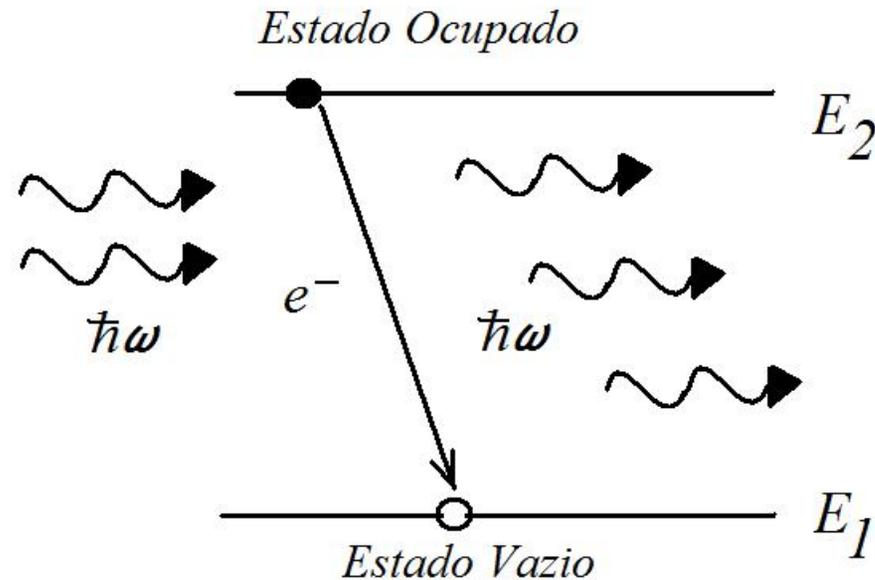


Por conservação de energia temos:

$$E_2 - \hbar\omega = E_1 \Rightarrow \hbar\omega = E_2 - E_1,$$

Para ocorrer a emissão espontânea o sistema deve estar em um estado excitado, E_2 . Mesmo não havendo nenhum fóton presente, existe uma probabilidade de emissão resultante do decaimento do sistema de dois níveis para o seu estado fundamental, E_1 .

Emissão Estimulada



Por conservação de energia temos:

$$E_2 - \hbar\omega = E_1 \Rightarrow \hbar\omega = E_2 - E_1,$$

A emissão estimulada é similar ao caso da emissão espontânea: o sistema deve estar em um estado excitado E_2 e deve haver um estado E_1 disponível. A diferença fundamental: a probabilidade de emissão é amplificada pelo número de fótons n iniciais e o fóton emitido é coerente em fase com a radiação presente - daí o nome de emissão estimulada.

Equilíbrio Térmico: A lei de Planck

↪ Consideremos ainda o sistema físico de dois níveis E_1 e E_2 . No equilíbrio, o sistema físico em questão deverá ter o mesmo número de emissões e absorções de tal forma a manter a temperatura constante.

↪ Por simplicidade vamos assumir que o sistema físico satisfaça uma distribuição de Boltzmann de probabilidade de ocupação, de tal forma que os números de átomos no estado fundamental N_1 e no estado excitado, N_2 satisfaça a relação:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{e^{-\beta E_2}}{e^{-\beta E_1}} = e^{-\beta(E_2 - E_1)} = e^{-\beta \hbar \omega},$$

sendo $\beta = (k_B T)^{-1}$.

Para o equilíbrio as taxas de absorção e emissão de fótons devem ser iguais, ou seja:

$$R_{abs} = R_{em} .$$

Número de Modos de Fótons em uma cavidade:

Supondo uma cavidade de dimensão linear L , os modos de cavidade devem satisfazer:

$$k_x = \frac{m\pi}{L}, k_y = \frac{n\pi}{L}, k_z = \frac{p\pi}{L},$$

e também a relação de dispersão:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2/c^2,$$

↪ Note que a relação acima define uma esfera, no espaço \mathbf{k} . O número de estados disponíveis em um intervalo entre k e $k + dk$ corresponde à superfície da esfera de raio k , multiplicado por um fator de degenerescência 2 correspondente às polarizações de campo disponíveis.

$$dN = 2 \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi/L)^3} = \frac{8\pi\omega^2 d\omega}{(2\pi/L)^3 c^3}$$

de onde tiramos a densidade de estados de fótons na cavidade:

$$\rho(\omega) = \frac{dN}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^2}{(2\pi/L)^3 c^3}$$

~> Agora vamos avaliar as taxas de absorção e emissão:

$$R_{abs} = w_{12}\rho(\omega)N_1n$$

onde $w_{12} = w_{21}$ é um parâmetro recíproco de taxa que depende das funções de ondas relativas aos níveis E_1 e E_2 e aqui não vem ao caso, em detalhes, $\rho(\omega)$ é a densidade de estados de fótons, N_1 o número de ocupação do nível N_1 e n o número de fótons.

$$R_{em} = R_{em}^{est} + R_{em}^{esp} = w_{12}\rho(\omega)N_2(n + 1)$$

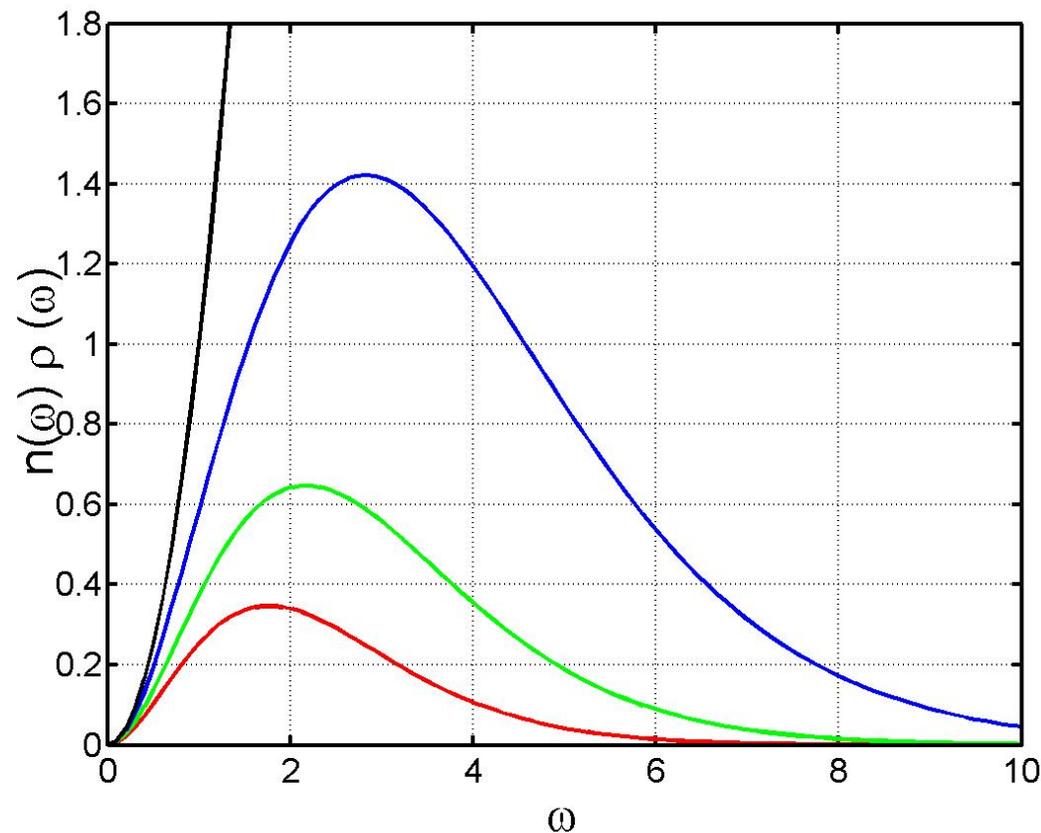
Igualando os dois termos $w_{12}\rho(\omega)N_2(n + 1) = w_{12}\rho(\omega)N_1n$ e utilizando $N_2/N_1 = e^{-\beta\hbar\omega}$ temos:

$$n(\omega) = \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega} - 1} ,$$

de onde sai a lei de Planck do equilíbrio térmico, para o espectro de corpo negro:

$$n(\omega)\rho(\omega)d\omega = \frac{8\pi}{(2\pi/L)^3 c^3} \frac{\omega^2}{e^{\beta\hbar\omega} - 1} d\omega .$$

Gráfico da Lei de Planck (Comparada ao Resultado Clássico)



- A curva em preto mostra a famosa divergência do ultravioleta decorrente da fórmula clássica de Rayleigh-Jeans para o espectro de corpo negro. As outras três curvas correspondem à lei de Planck, em diferentes temperaturas: $T_{\text{azul}} > T_{\text{verde}} > T_{\text{vermelho}}$.

Principais Processos Ópticos

Além dos processos já considerados em um sistema de dois níveis, podemos citar:

- Processos de Absorção e Emissão em Sistemas Multi-níveis: Espalhamento de Raman e de Brillouin
- Alargamento espectral
- Processos Multi-Fóton e Não-linearidades
- Luminescência
- Efeito Fotoelétrico e Efeitos Fotovoltaicos

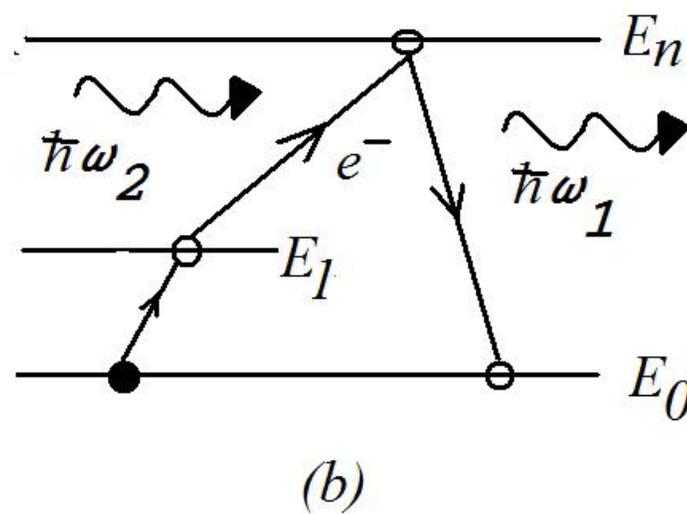
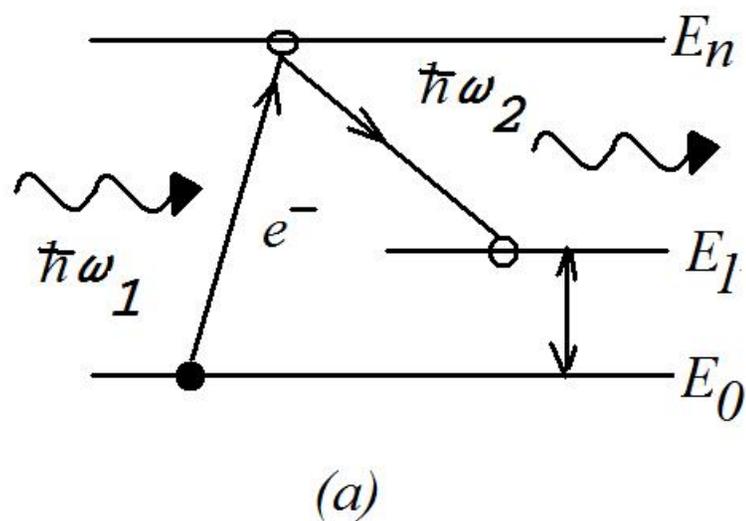
↪ **Sistemas Multi-Níveis** são aqueles para os quais existem mais de um nível relevante ao problema físico. Vamos considerar por simplicidade apenas três níveis $E_0 < E_1 < E_n$.

↪ Um grande número de processos ópticos envolvem a interação entre os níveis do sistema, a radiação eletromagnética e excitações vibracionais do átomo/molécula ou excitações coletivas do sólido.

↪ O principal tipo de excitação são os fônons, que referem-se aos modos de vibração de um sólido. Não vem ao caso uma discussão muito aprofundada aqui, mas existem dois ramos de vibrações: fônons acústicos e fônons ópticos. Usualmente os fônons ópticos apresentam gap no seu espectro de energia.

↪ Existem outras excitações importantes, como excitons (estados ligados de elétron-buraco) em semicondutores, mágnons (ondas de spin) em materiais ferromagnéticos, etc.

↪ **Espalhamento Raman:** corresponde à interação da radiação com o sistema de multi-níveis e fônons ópticos. A figura a seguir ilustra o processo



↪ Em (a) está mostrada a chamada linha de Stokes: um fóton de energia $\hbar\omega_1 = E_n - E_0$ é absorvido pelo sistema, e então ocorre a emissão de um fóton $\hbar\omega_2 = E_n - E_1$, deixando o sistema em um modo vibracional de energia E_1 . O sistema pode decair para E_0 através da emissão de fônons ópticos.

→ Veja que a energia do fóton emitido é menor do que a do fóton absorvido.

↪ Em (b) está mostrada a chamada linha anti-Stokes: o sistema absorve inicialmente um fônon óptico de energia $\hbar\omega_f = E_1 - E_0$ indo para um nível E_1 . Em seguida um fóton de energia $\hbar\omega_2 = E_n - E_1$ é absorvido pelo sistema. Finalmente o sistema retorna ao estado fundamental com a emissão de um fóton de um fóton $\hbar\omega_1 = E_n - E_0$.

→ A energia do fóton final é maior do que a do fóton incidente.

↪ O processo anti-Stokes tem amplitude menor por um fator $e^{-\beta\hbar\omega_f}$!

↪ O Espalhamento de Brillouin é similar, porém no modo de fônons acústicos.

Alargamento espectral

↪ Em gases ocorre o efeito Doppler: desvio de frequência devido à velocidade dos átomos/moléculas.

↪ Em sólidos os níveis de energia discretos devem ser substituídos por bandas de energia. Nesse caso, as transições acontecem entre uma banda e outra: transições interbanda.

↪ Usualmente entre a banda de condução e a banda de valência.

↪ Vamos considerar os materiais semicondutores, importantes na tecnologia de lasers e leds atuais. Um elétron na BC pode, através da emissão de um fóton, recombinar com um buraco na BV.

↪ É possível ainda, um elétron na BV absorver um fóton e ocupar um estado na BC.

↪ Como as bandas BC e BV não são níveis discretos, o espectro de absorção ou emissão não será uma linha do tipo delta de Dirac, mas sim uma função com certa largura de banda. Sem considerar outros processos, o valor mínimo de energia do fóton corresponde ao valor do gap $E_g = \hbar\omega$.

↪ Existem semicondutores de gap direto e de gap indireto, que depende da estrutura de bandas do semicondutor. As leis de conservação de energia e momento podem proibir transições diretas, então deve haver a transição por absorção ou emissão de fônons ou outros mecanismos.

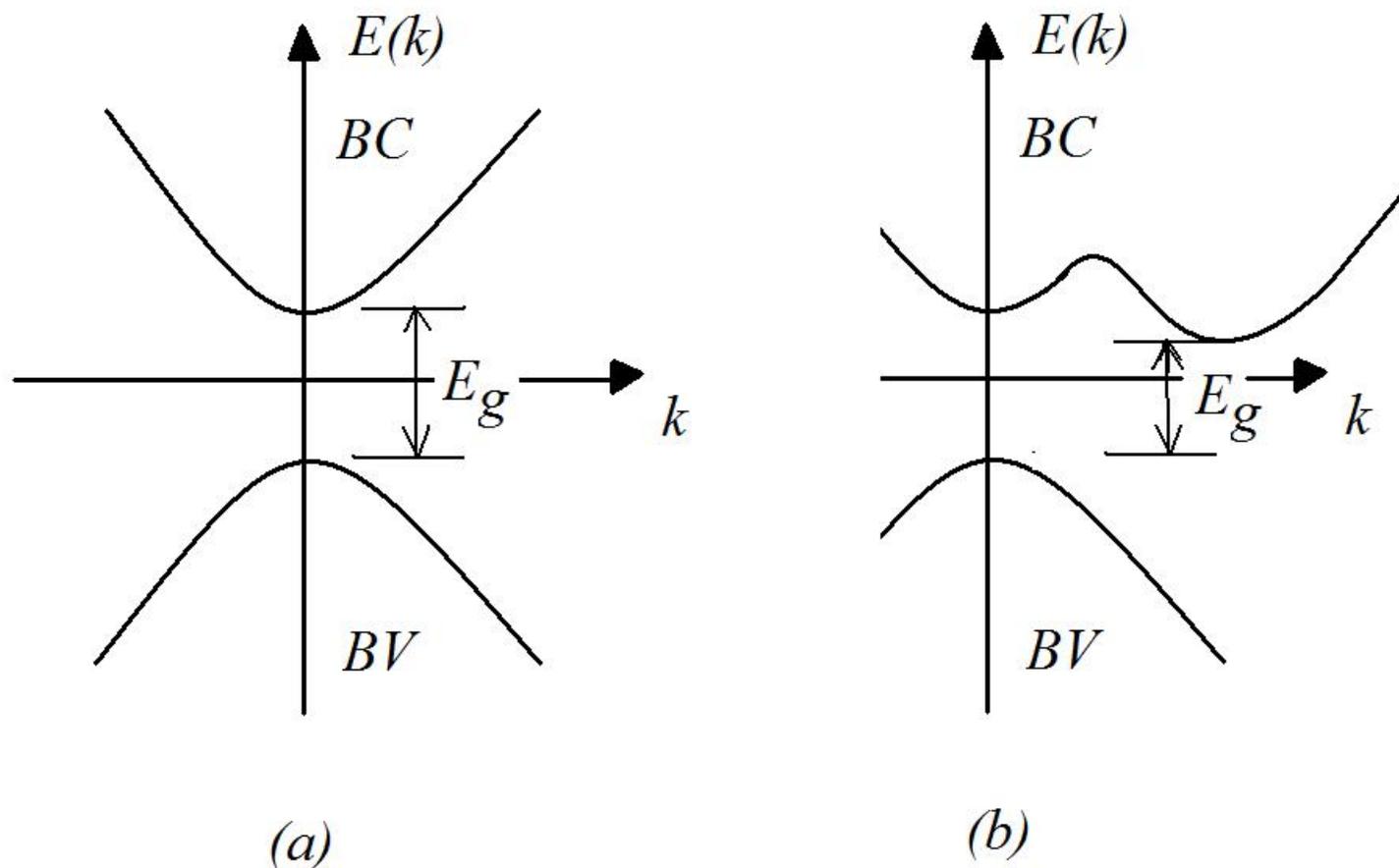


Figure 1: (a) Gap Direto e (b) Gap Indireto.

Não-Linearidades: Alguns Exemplos

↪ Existem inúmeros exemplos que podem ser explicados pela Mecânica Quântica. Vamos citar alguns.

↪ *Geração de Segundo Harmônico*: Na presença de radiação de grande intensidade incidente em um meio, os efeitos não-lineares podem se manifestar, correspondendo processos de transição de ordem superior, com absorção de mais de um único fóton. Em um sistema de 2 níveis E_0 e E_2 que está inicialmente no estado fundamental, a absorção de dois fótons de energia $\hbar\omega_1$ permite a transição para E_2 , tal que $E_2 - E_0 = 2\hbar\omega_1$. Esse sistema pode voltar ao estado fundamental pela emissão de um único fóton de energia $\hbar\omega_2 = 2\hbar\omega_1$.

↪ *Mistura de três ondas*: um laser incidente de energia por fóton $\hbar\omega_1$ pode excitar o sistema para um nível E_2 . O sistema volta ao estado fundamental passando por um estado intermediário E_1 através da emissão de dois fótons $\hbar\omega_2$ e $\hbar\omega_3$.

Esboço da Geração de Segundo Harmônico e Mistura de Três Ondas:

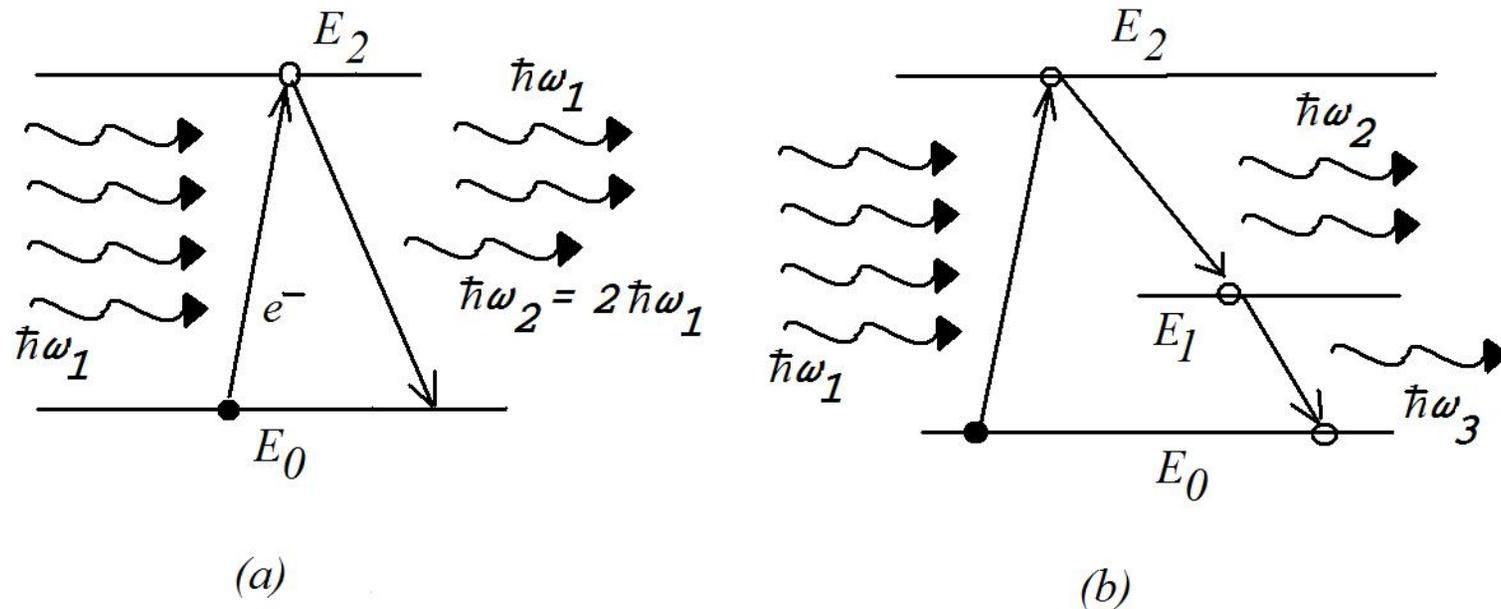


Figure 2: (a) Geração de Segundo Harmônico $\omega_2 = 2\omega_1$ e (b) Mistura de três ondas: $\omega_1 - \omega_2 - \omega_3 = 0$.

- Vários outros processos de ordem maior podem permitir geração do n -ésimo harmônico, mistura de 4 ou mais ondas, etc. Estes processos são utilizados para multiplicar frequência, na obtenção de lasers no espectro ultravioleta.

Luminescência

~> É a emissão de luz excitada por algum mecanismo físico específico.

~> Tipos de excitação possíveis são:

→ Fótons - Fotoluminescência;

→ Elétrons ou outro tipo de raios catódicos: Catodoluminescência. Impacto de partículas no meio material produz luminescência;

→ Fótons de Raio X ou Raios γ : Radioluminescência;

→ Processos Químicos: Quimioluminescência;

→ Campos elétricos DC ou AC: Eletroluminescência - a radiação é incoerente e tem largura de banda usualmente algumas ordens de grandeza maior do que a radiação coerente de um laser. LEDs são dispositivos eletroluminescentes;

~> Quando o processo envolve armadilhas que permitem tempos de resposta de segundos ou até horas, o processo normalmente é denominado Fosforescência.

Efeito Fotoelétrico e Efeitos Fotovoltaicos

- O efeito fotoelétrico corresponde à absorção de radiação por um material seguida da emissão de elétrons para fora do material.
- Os efeitos de absorção para transição interbanda não deixam de ser o efeito fotoelétrico, porém interno, sem emissão de cargas para o meio externo, e sim da BV para a BC.
- Os efeitos fotovoltaicos se referem à geração de diferença de potencial e alteração das propriedades elétricas do material, pela aplicação de radiação.
- Em materiais semicondutores: a absorção de fótons incidentes permite a criação de pares elétron-buraco, aumentando assim a condutividade, por exemplo.
- Esses efeitos podem ser utilizados em: Fotodetectores, Células Solares, etc.

LASERS

~> O nome LASER significa em inglês Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation: Amplificação de Luz pela Emissão Estimulada de Radiação.

~> A proposta original de um sistema capaz de emitir luz coerente foi feita por Einstein em 1917, entretanto a compreensão dos princípios físicos fundamentais depende da Mecânica Quântica.

~> Os primeiros Lasers foram desenvolvidos nos anos 1960 - Theodore Maiman. A emissão de radiação coerente já havia sido desenvolvida para as Microondas - MASER, anteriormente, por Townes e Schawlow em 1953, independentemente Basov e Prokhorov.

~> A teoria do funcionamento MASER/LASER e aplicação rendeu o prêmio Nobel de 1964 a Townes, Basov e Prokhorov.

Tipos de Lasers:

→ Lasers Gasosos: tem linha espectral mais estreita, são utilizados para geração de altas potências, com linha espectral pura. Exemplo: Laser He-Ne. A excitação normalmente é feita por uma lâmpada fluorescente em um sistema gasoso de três níveis.

→ Lasers de Estado Sólido: incluem-se aqui os Lasers Semicondutores. Em geral não tem uma pureza espectral tão boa, porém são de fácil integração, sendo empregados em leitores de CD, DVD, pointers, etc

→ Lasers de Poços Quânticos (sistemas confinados em 1 dimensão espacial), Fios Quânticos (sistemas confinados em 2 dimensões espaciais) e Pontos Quânticos (sistemas confinados em 3 dimensões espaciais).

→ Excimer Laser: consiste de um sistema molecular do tipo dímero, tendo sido bastante utilizados em cirurgias oftalmológicas.

Princípios Físicos do Laser

↪ O objetivo de um laser é amplificar a luz através de emissão estimulada.

↪ Para que o número de fótons aumente, é necessário que a taxa de emissões estimuladas seja maior que o número de absorções, ou seja:

$$R_{abs} < R_{em}^{est}$$

Substituindo as expressões, para um sistema de dois níveis:

$$w_{12}\rho(\omega)N_1n < w_{12}\rho(\omega)N_2n$$

↪ Tem-se a condição:

$$\frac{N_2}{N_1} > 1 .$$

→ Essa condição é denominada INVERSÃO de POPULAÇÃO! Não pode ser atingida na condição de equilíbrio térmico. Um Laser deve operar fora do equilíbrio, portanto, e deve-se manter uma situação de inversão.

↪ Um laser pode ser visto como um oscilador. Deve-se então ter uma condição de sintonia. Esta é providenciada por uma cavidade ressonante, capaz de filtrar os modos eletromagnéticos, e permitir que somente o modo desejado esteja presente.

↪ Além disso deve haver um meio ativo, propiciando um ganho que possa compensar as perdas do sistema.

↪ Oscilação é propiciada por dois fatores: Ganho e Realimentação. O ganho é providenciado pelo meio ativo e a realimentação pelas faces refletoras da cavidade ressonante.

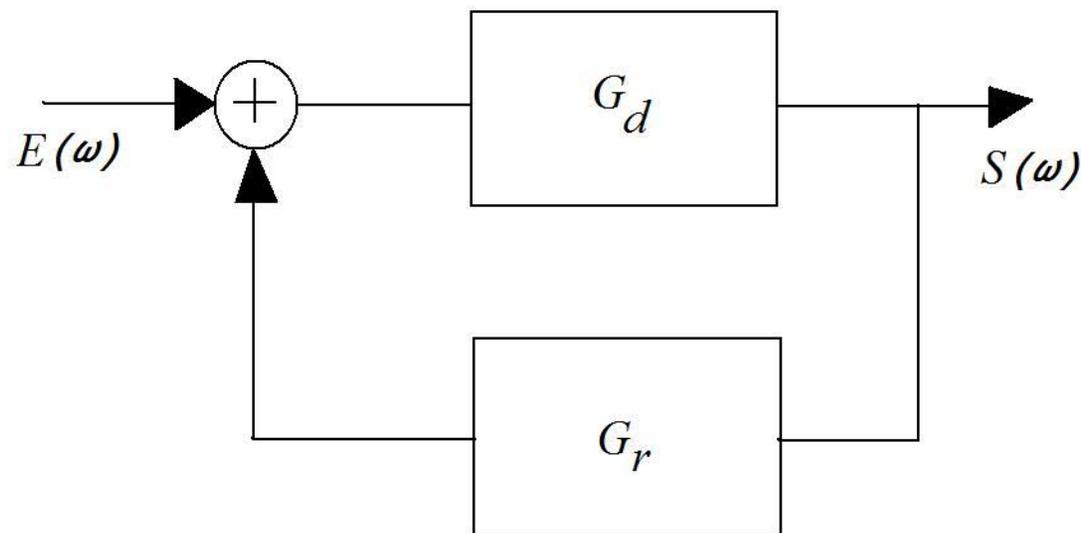


Figure 3: Sistema com realimentação

$$G(\omega) = \frac{S(\omega)}{E(\omega)} = \frac{G_d(\omega)}{1 - G_d(\omega)G_r(\omega)} .$$

Oscilador: $S(\omega) \neq 0$ mesmo com $E(\omega) = 0$. Consequentemente o critério de oscilação é

$$G_d(\omega)G_r(\omega) = 1$$

~> Vejamos como se dá esse processo em uma estrutura típica de Fabry-Perot. A idéia fundamental é a mesma em qualquer tipo de Laser.

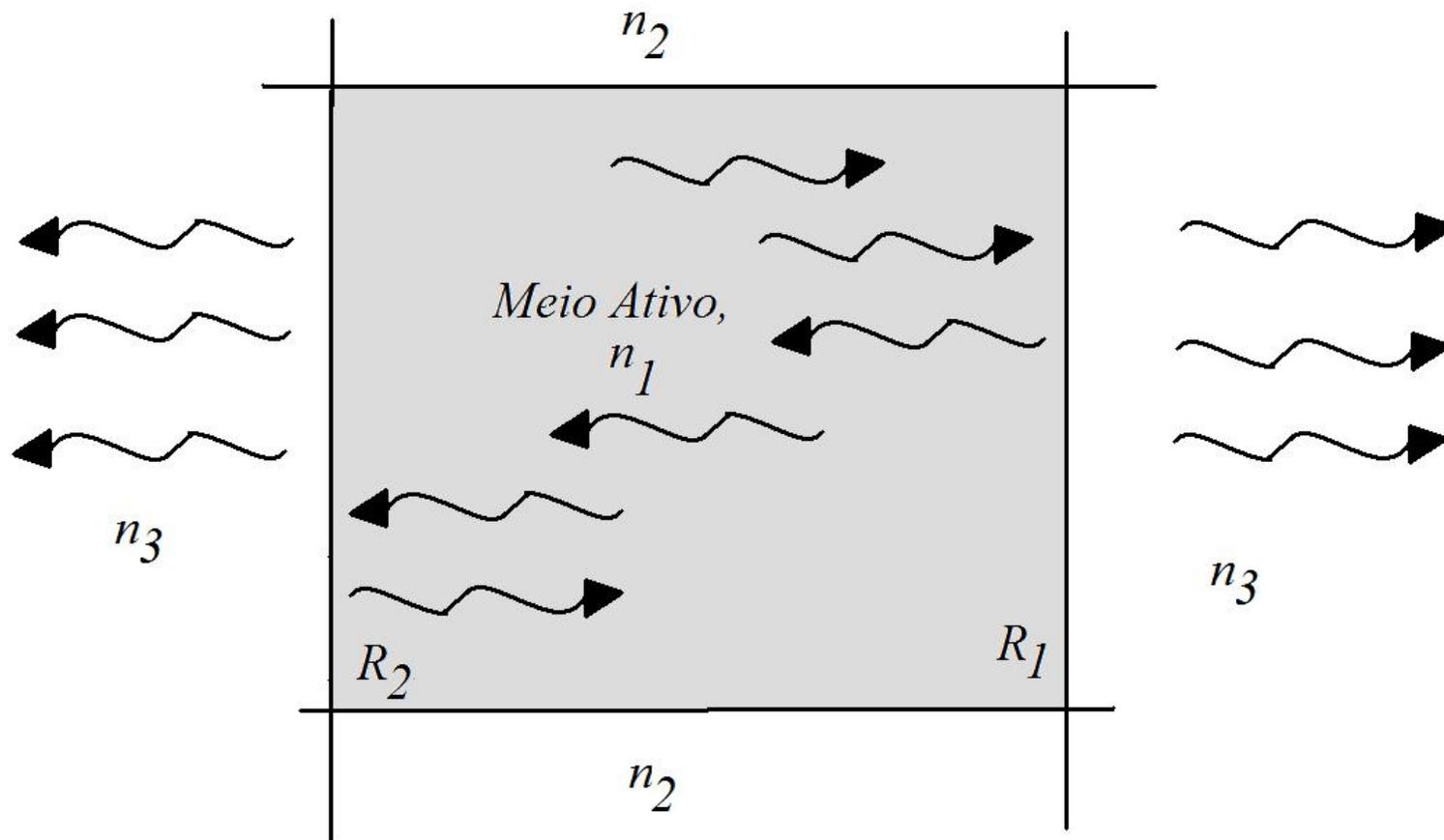


Figure 4: Estrutura típica de um Laser. O meio ativo n_1 é delimitado por duas interfaces de refletividades R_1 e R_2 .

↪ Na cavidade haverá uma onda propagante $e^{i(\omega t - \beta z)}$ e uma onda contra-propagante $e^{i(\omega t + \beta z)}$.

↪ As refletividades R_1 e R_2 são devidas às interfaces da região ativa com o meio exterior. É possível fazer as duas diferentes, inclusive com uma delas tendendo para 1. Na figura apresentada teríamos:

$$R_1 = R_2 = \left[\frac{n_1 - n_3}{n_1 + n_3} \right]^2 .$$

↪ Considerando um plano de ref. z no interior da cavidade cujo comprimento total vale d : a onda propagante vai se propagar desse plano até o espelho R_2 onde será refletida na forma de uma onda contra-propagante que será refletida por R_1 e se propagará até chegar novamente ao plano z , como onda propagante. Após uma volta completa, o ganho total deverá ser unitário, para que a amplitude da onda propagante permaneça constante no interior da cavidade. Além de manter amplitude a onda deve chegar em fase com a onda que partiu originalmente do plano z .

↪ O meio ativo deve propiciar um ganho g para compensar as perdas de absorção α no próprio meio, e devido sobretudo às faces refletoras que permitem vazamento para fora da região ativa.

↪ A dimensão da cavidade vai ditar frequência de sintonia.

↪ Dada a amplitude A_0 de partida da onda, a onda que retorna ao ponto terá a seguinte amplitude:

$$A = A_0 \sqrt{R_1 R_2} e^{2(g-\alpha)d} e^{2i\beta d} .$$

↪ A amplitude varia de acordo com o ganho efetivo $g_e = (g - \alpha)$. Obs.: o ganho g está referido aqui à amplitude de campo. No Agrawal FOCS, refere-se ao ganho de potência, $g_p/2 = g$.

↪ A fase é aquela adquirida por uma onda após se propagar uma distância total $2d$.

Para que $A = A_0$, devemos ter $\sqrt{R_1 R_2} e^{2(g-\alpha)d} = 1$ e $2\beta d = 2m\pi$, $m = 1, 2, 3, \dots$, ou ainda:

$$d = \frac{m\lambda_0}{2n_{eff}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

$$g = \alpha + \frac{1}{4d} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) . \quad (4)$$

Lasers Semicondutores

↪ Dentre os vários tipos de lasers são de extrema utilidade os lasers semicondutores, por vários motivos:

- Toda a eletrônica está baseada em dispositivos semicondutores como diodos, transistores, etc. Facilidade de integração, portanto.
- Dimensionalidade bastante reduzida em um dispositivo de estado sólido. Em geral os sistemas gasosos requerem aparatos grandes.
- Em outros tipos de lasers em geral é necessária uma fonte de radiação secundária para o bombeamento do sistema de três ou mais níveis, para obter inversão de população. No caso dos semicondutores isso não é necessário, podendo-se fazer o bombeio através da corrente elétrica.
- Possibilidade do controle de potência e modulação através de uma eletrônica relativamente simples.
- Desvantagens: largura espectral (não é uma fonte tão pura), limitação na potência de saída.

Noções básicas de semicondutores

~> Semicondutores são materiais usualmente em estado sólido, cujas propriedades a temperatura absoluta nula e no estado intrínscico (sem impurezas) são similares às de um isolante.

~> Todavia, é possível controlar as propriedades eletrônicas através de um processo denominado dopagem.

- São semicondutores os elementos da família IV da tabela periódica (Si, Ge...), sendo os compostos de C denominados semicondutores orgânicos. Compostos IV-IV como SiGe. Em geral tem gap indireto.

- Combinações de elementos III-V: GaAs, InP, GaP, InAs, etc. Alguns tem gap direto.

- Combinações de elementos II-VI: ZnTe, ZnS, CdTe, CdS, CdSe... Alguns tem gap direto.

↪ Estrutura de bandas de um semicondutor:

Em geral as bandas de condução e valência podem ser modeladas por uma dispersão parabólica, tendo como nível de referência o fundo da banda de condução:

$$E_c(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (5)$$

$$E_v(k) = E_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v^*} \quad (6)$$

Note que o elétron na banda de valência se comporta como uma partícula de carga $-e$ e massa negativa!!! Essa visão pode ser substituída por uma partícula com carga $+e$ e massa positiva: essa é a definição de um buraco. A deficiência de um elétron na banda de valência comporta-se como um buraco.

↪ m_e^* e m_v^* são massas efetivas de elétrons e buracos.

↪ A lei de ação de massas garante que o produto de número de elétrons e número de lacunas seja constante:

$$np = n_i^2 ,$$

onde n_i é o número de elétrons de condução no material intrínseco.

- As propriedades de transporte de um semiconductor são fortemente governadas pelos dois tipos de portadores de carga.
- A dopagem do semiconductor faz aumentar o número de um tipo de portador sobre o outro, melhorando também a condutividade do material.

↪ Há dois tipos de dopagem:

- Dopagem tipo n : materiais da família V no semiconductor, por exemplo. Acrescenta níveis na banda de condução, gerando assim um material com maior número de elétrons do que buracos. $n \uparrow$, conseqüentemente $p \downarrow$.
- Dopagem tipo p : materiais da família III no semiconductor, por exemplo. Acrescenta níveis na banda de valência, gerando assim um material com maior número de buracos do que elétrons. $p \uparrow$, conseqüentemente $n \downarrow$.

O Processo Óptico no Semicondutor

↪ Em um semicondutor de gap direto, desde que haja um elétron na BC e um buraco na BV, é possível ocorrer um processo denominado **RECOMBINAÇÃO!**

↪ Nesse caso o elétron recombina-se com o buraco, emitindo fótons - esse processo é denominado **Recombinação Radiativa**.

↪ É possível haver recombinação por outros mecanismos, com emissão de fônons - ondas acústicas por exemplo. Esse tipo de processo é denominado **Recombinação Não-Radiativa**.

↪ No processo de absorção, um fóton com energia $\hbar\omega > E_g$ é absorvido, dando origem a um par elétron-buraco.

↪ Em semicondutores de gap indireto é necessário haver um terceiro elemento, como interação com fônons para que seja possível a criação do par elétron-buraco ou então a recombinação para gerar fótons. Em geral a probabilidade desses eventos é menor.

Fundamentos do Laser Semicondutor

- Utilização de um semicondutor de gap direto.
- Formação de uma junção p-n: de um lado um semicondutor de alta dopagem p e de outro um semicondutor altamente dopado tipo n .
- A região de transição terá comportamento tal que haverá elétrons de condução na BC e buracos na BV tal que permita a existência de processos de recombinação radiativa.
- Em geral, a estrutura altamente dopada ainda vai providenciar uma armadilha para elétrons e buracos, não permitindo a difusão de elétrons para o lado p e buracos no sentido inverso em um tempo menor do que o tempo de recombinação radiativa \rightarrow é mais provável a recombinação radiativa do que a difusão!
- As regiões externas à região de transição em geral tem gap maior e índice de refração ligeiramente menor, propiciando assim a cavidade ressonante.

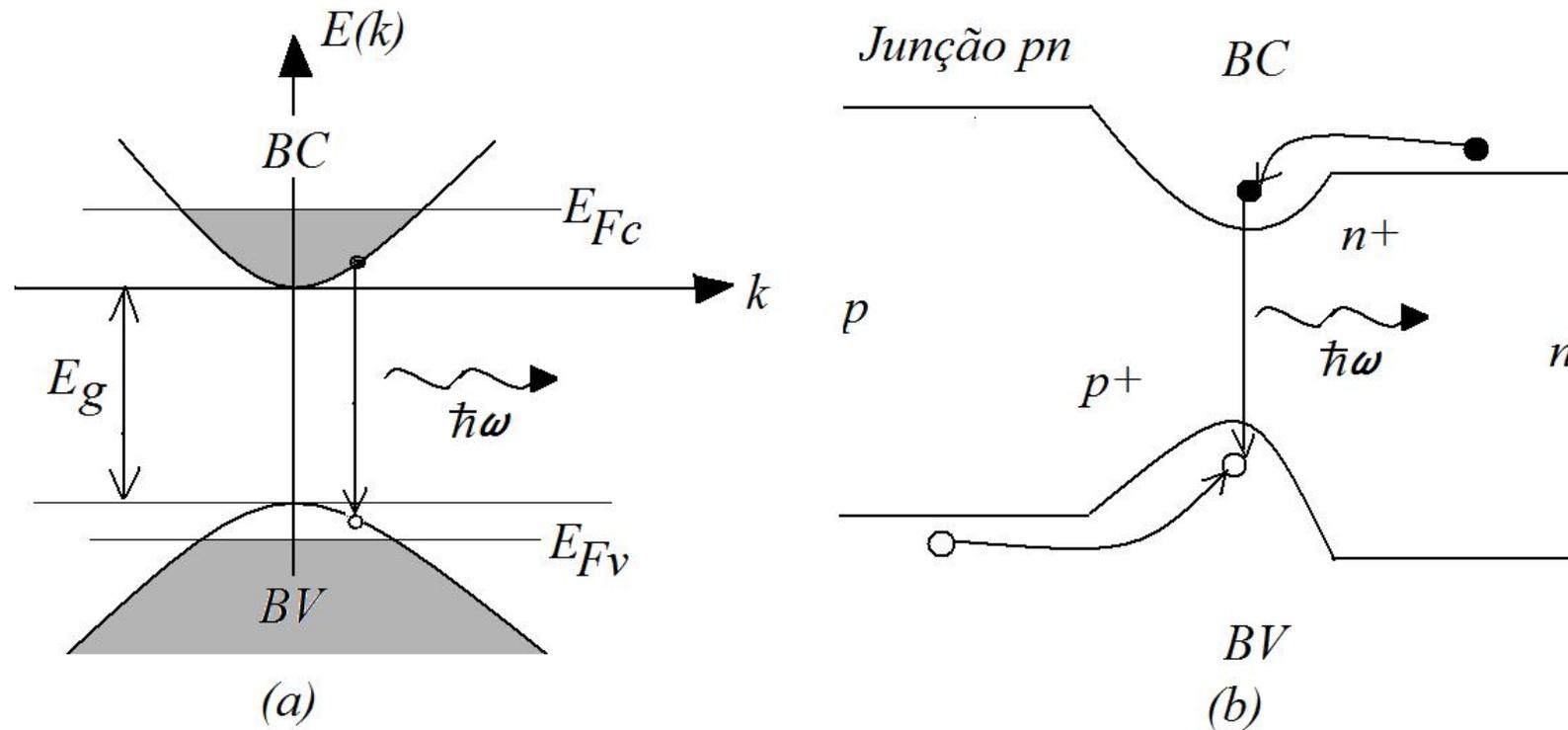


Figure 5: (a) Estrutura de Bandas com Gap Direto: processo de recombinação radiativa. (b) Junção pn típica: as regiões altamente dopadas p^+ e n^+ permitem a formação da estrutura de bandas mostrada em (a) na região de transição, fazendo uma armadilha para os portadores que se recombinam, emitindo fótons.

↪ Para haver o efeito Laser, primeiramente a emissão de um fóton deve ser acompanhada da conservação de energia:

$$\hbar\omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v^*} ,$$

ou seja, para quasi-partículas de massa reduzida m_r satisfazendo

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}$$

e uma relação de dispersão parabólica $E = \hbar^2 k^2 / (2m_r)$, temos:

$$E = \hbar\omega - E_g .$$

↪ É importante notar que a condição de conservação de momentum:

$$\mathbf{k}_{opt} = \mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h ,$$

mas como $|\mathbf{k}_{opt}| \ll |\mathbf{k}_e|, |\mathbf{k}_h|$, então a transição deve ser direta, ou em outras palavras

$$\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h \approx 0 .$$

Além disso, devem ocorrer um maior número de emissões estimuladas do que absorções, ou seja:

$$R_{abs} < R_{em}$$

onde as taxas serão dadas por

$$R_{abs}(k, \omega) = w_{cv} \rho_v(k) \rho_c(k) \rho_n(\omega) f_v(E) [1 - f_c(E)] \delta \left(\hbar\omega - E_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} \right) .$$

$$R_{em}(k, \omega) = w_{cv} \rho_v(k) \rho_c(k) \rho_n(\omega) f_c(E) [1 - f_v(E)] \delta \left(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} - \hbar\omega \right) .$$

e as distribuições de Fermi-Dirac são dadas por:

$$f_c(E) = \frac{1}{e^{\beta(E - E_{Fc})} + 1}$$

$$f_v(E) = \frac{1}{e^{\beta(E - E_g - E_{Fv})} + 1}$$

onde E_{Fc} e E_{Fv} são denominados quasi-níveis de Fermi da Banda de Condução e da Banda de Valência, respectivamente.

Fazendo $R_{em} > R_{abs}$ obtém-se a condição de inversão de população para os lasers semicondutores, dita condição de Bernard-Duraffourg:

$$E_{F_c} - E_{F_v} > E_g . \quad (7)$$

É possível demonstrar que o ganho é dado por:

$$\gamma(\omega) = K \sqrt{\hbar\omega - E_g} [f_c(E_c) - f_v(E_v)]$$

onde K é uma constante relacionada a características do material.

↪ Nesse caso, na condição de inversão de população o parâmetro de ganho satisfaz $\gamma > 0$.

Todavia, quando a condição de inversão de população não é satisfeita, o valor de ganho torna-se negativo, $\gamma < 0$, e efetivamente ocorrem perdas por absorção.

Equações de Taxa

↪ Definindo as seguintes quantidades:

- $N \rightarrow$ número de portadores livres na região ativa;
- $n \rightarrow$ número de fótons na cavidade;
- $I \rightarrow$ corrente de injeção de portadores na região ativa;

temos as seguintes equações

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N}{\tau_{nr}} - wNn, \quad (8)$$

$$\frac{dn}{dt} = wNn - \frac{n}{\tau_p}, \quad (9)$$

denominadas equações de taxa, obtida de forma heurística, porém pode-se demonstrar a partir de um formalismo denominado Equações de Maxwell-Bloch.

↪ Abaixo de uma certa corrente não é possível compensar as perdas de portadores por recombinações radiativas e não-radiativas, e nesse caso $dN/dt < 0$, não permitindo assim o aumento do número de fótons na cavidade.

↪ Tal valor de corrente é dita corrente de limiar.

↪ O regime permanente ou de equilíbrio é atingido quando as populações N e n não mais variam no tempo, ou seja:

$$\frac{I}{e} - \frac{N}{\tau_{nr}} - wNn = 0, \quad (10)$$

$$wNn - \frac{n}{\tau_p} = 0, \quad (11)$$

cuja solução nos dá:

$$N = \frac{1}{w\tau_p}, \quad (12)$$

$$n = \frac{\tau_p}{e} (I - I_{th}), \quad (13)$$

sendo a corrente de limiar (threshold current) dada por:

$$I_{th} = \frac{e}{w\tau_{nr}\tau_p}.$$

↪ Observe que como $n \geq 0$, então abaixo da corrente de limiar, não há acúmulo de fótons na região ativa, ou seja, não é possível obter o efeito laser.

↪ Acima do valor I_{th} haverá um número de fótons constante no interior da cavidade, e uma parcela será emitida, passando através das faces da cavidade.

↪ A energia total contida em n fótons é dada por:

$$E_{ph} = n\hbar\omega .$$

Será então a potência de saída do laser dada por:

$$P_{out} = \hbar\omega \left(\frac{dn}{dt} \right)_{out} .$$

Mas a taxa com que os fótons saem da cavidade é inversamente proporcional ao tempo de vida dos fótons no interior da cavidade, ou seja:

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{out} = \eta \frac{n}{\tau_p}$$

η é uma eficiência que está associada à perda de fótons para outros mecanismos que não sejam a transmissão para fora da cavidade, de tal forma que:

$$P_{out} = \frac{\hbar\omega}{e} \eta (I - I_{th}) .$$

↪ É importante lembrar que a junção p-n é um diodo que deve satisfazer uma relação I-V da forma:

$$I = I_s \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) .$$

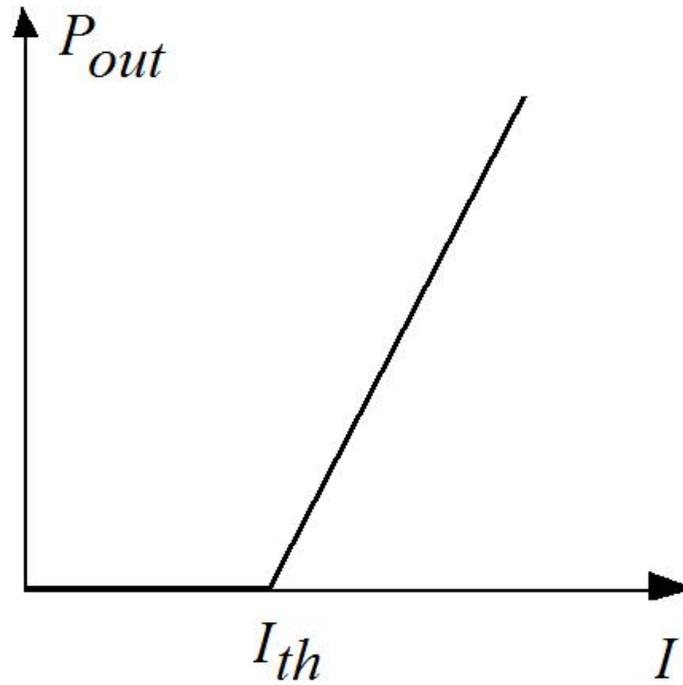


Figure 6: Gráfico Típico de Potência de Saída de um Laser Semicondutor.

São informações importantes:

- A radiação emitida por um LASER tem largura de banda muito estreita, sendo muito próximo de uma fonte monocromática;
- Além disso a radiação é coerente, ou seja, cada recombinação elétron-buraco em um laser semiconductor emite um fóton em fase e de mesma frequência que os outros presentes na cavidade.
- Um LED tem princípio de funcionamento similar ao do laser mas a radiação emitida por ele não é coerente, a participação de emissão espontânea é importante, e a largura espectral não é tão estreita quanto a de um laser.
- A frequência da radiação emitida depende, sobretudo do gap semiconductor, ou seja:

$$\hbar\omega \geq E_g .$$

Para uma frequência desejada é importante projetar o dispositivo com a adequada dopagem, dimensões e tipo de material semiconductor.

Fontes Térmicas

Dentre as fontes térmicas principais de radiação destacam-se:

- O Sol e as estrelas;
- Lâmpadas em geral, sobretudo as incandescentes, velas, etc.
- Radiam na forma da Lei de Stefan-Boltzmann

$$S_{rad} \propto \sigma_{SB} T^4$$

Ficará como exercício demonstrar a Lei de Stefan-Boltzmann

- O máximo brilho ocorre em uma frequência dependente da temperatura, de acordo com a lei de deslocamento de Wien.

FOTODETECTORES

↪ Vamos nos restringir ao caso dos semicondutores. São os principais fotodetectores:

- Fotodiodo PIN;
- Fotodiodo de Avalanche
- Fototransistor;

↪ Embora os detalhes de funcionamento são variáveis, com o diodo PIN sendo menos susceptível a ruídos, todavia o diodo de avalanche capaz de gerar sinais elétricos mais intensos, a idéia fundamental é a mesma:

- Converter os fótons da radiação incidente no dispositivo em portadores de cargas - elétrons e buracos, criando uma fotocorrente se o dispositivo está polarizado.

- Primeiro vamos considerar o meio material, com portadores majoritários e minoritários, na presença de polarização elétrica, V .

↪ Se não houver nenhuma luminosidade, obtém-se uma corrente no dispositivo, denominado corrente de escuro (dark current). A condutividade é dada por:

$$\sigma = e(\mu_h N_h + \mu_e N_e)$$

onde μ_e , μ_h são as mobilidades de elétrons e lacunas e N_e e N_h as densidades de elétrons e lacunas.

Na presença de radiação incidente, o número de pares elétron-buraco gerados na absorção de fótons contribui para a condutividade na forma:

$$\Delta\sigma = e(\mu_h \Delta N_h + \mu_e \Delta N_e) = e(\mu_h + \mu_e) \Delta N_e ,$$

↪ A absorção corresponde à geração de um par, então $\Delta N_h = \Delta N_e$.

↪ Na presença de potência óptica incidente no dispositivo, com densidade média S_{med} , a potência óptica é dada por

$$P_{opt}(\omega) = S_{med}(\omega) \cdot A$$

onde A é a área do dispositivo exposta à iluminação.

↪ A taxa de injeção de fótons será então:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{P_{opt}}{\hbar\omega} .$$

O acréscimo de corrente elétrica é proporcional à taxa de fótons absorvidos que são convertidos em portadores:

$$I = \eta \frac{e}{\hbar\omega} P_{opt} ,$$

onde $\eta = T\eta_q$ é a eficiência do processo, envolvendo a transmissividade da interface e uma eficiência quântica da geração elétron-buraco.

AMPLIFICADORES ÓPTICOS

- Primeiros sistemas de comunicação óptica: sofriam de uma limitação conhecida como "gargalo eletrônico".
- A amplificação de sinal e reformatação era elétrica: A intervalos regulares um regeneradores de sinal converte o sinal óptico em sinal elétrico, ocorre o processamento eletrônico e a reconversão para um sinal óptico para ser reinserido na fibra.
- A limitação de largura de banda referia-se à rapidez do processamento eletrônico. Em geral processos eletrônicos são muito mais lentos do que os processos ópticos empregados atualmente, limitando assim as taxas máximas de transmissão.

↪ Atualmente, o processamento/amplificação de sinal é totalmente óptico, restando apenas as fontes de alimentação dos amplificadores como parte elétrica do sistema.

- Os principais amplificadores ópticos são:

a) Amplificadores Ópticos Semicondutores - SOA;

b) Amplificadores de Fibra Dopada com Érbio - EDFA.

- Embora haja diferenças nos detalhes do funcionamento, ambos estão baseados na emissão estimulada de radiação.

- Nesse sentido, a emissão espontânea age como ruído do sistema - Ruído ASE (Amplification of Spontaneous Emission Noise), consistindo em uma limitação fundamental do sistema.

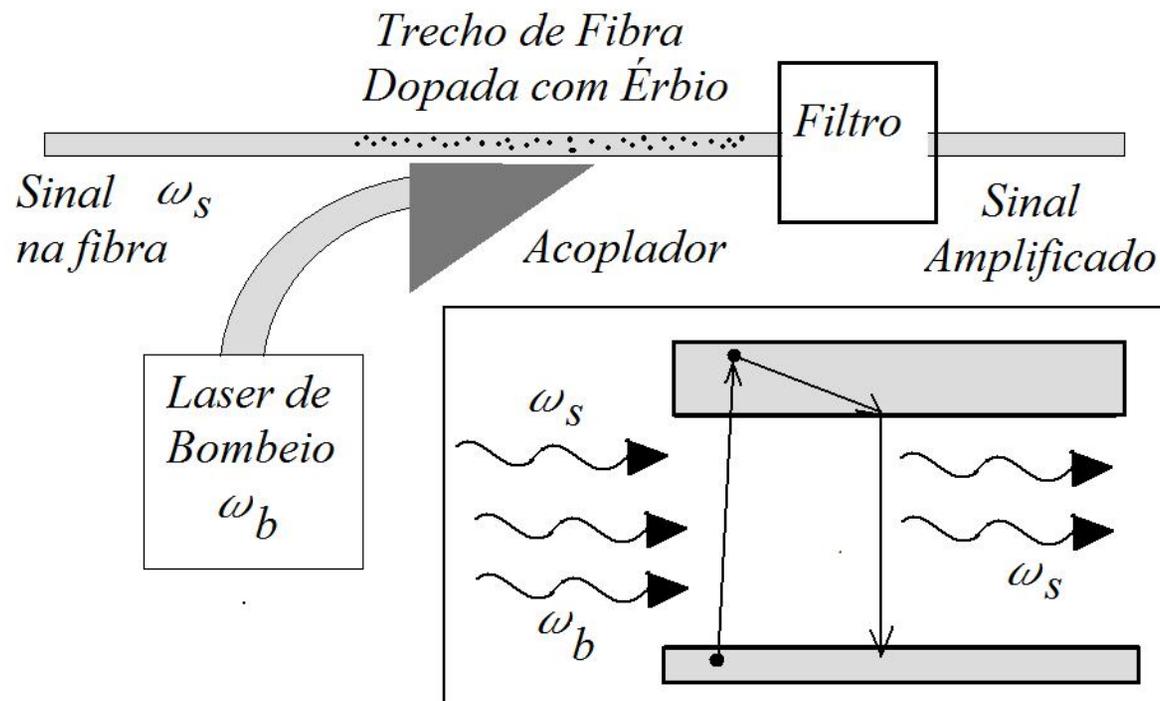


Figure 7: Esquema Típico de um EDFA. Geralmente $\lambda_b = 1.48\mu\text{m}$ e $\lambda_s = 1.55\mu\text{m}$.

- As terras raras como o Érbio são implantados na fibra e criam bandas estreitas de energia.
- O sistema é bombeado através de um laser ω_b que produz a transição do estado fundamental para um nível excitado na banda superior. O sistema recai para um estado metaestável através de fônons, por exemplo e a presença do sinal produz emissões estimuladas na frequência ω_s .

- Uma descrição mais detalhada dos amplificadores ópticos foge ao escopo desta disciplina;
- Todavia podemos identificar que um amplificador óptico é constituído geralmente de:
 - Um laser de bombeamento, que leva o sistema a um nível de energia excitado. A frequência do laser de bombeio não é necessariamente igual à frequência do sinal, desde que seja possível algum mecanismo para a transição de emissão estimulada envolvendo fótons do sinal.
 - O sinal ω_s , ao passar pelo meio ativo, é amplificado por efeito de emissão estimulada. Nesse sentido, as emissões espontâneas formam um ruído quântico denominado ASE. Sem nenhum sinal de entrada, é possível ter um nível mínimo ω_s de ruído na saída do amplificador decorrente de emissões espontâneas.
 - A saída do amplificador possui um filtro capaz de transmitir somente ω_s , barrando ω_b .