

# APPUNTI SU LASER E LED

REV 2.0

OPTOELETTRONICA

2006/2007

# SOMMARIO

<b>LASER.....</b>	<b>4</b>
<b>I. GENERAZIONE DI LUCE.....</b>	<b>4</b>
<b>II. INTERAZIONE TRA LUCE E MATERIA.....</b>	<b>5</b>
II.1. INVERSIONE DI POPOLAZIONE ED EQUILIBRIO TERMODINAMICO.....	6
II.2. TASSO DI EMISSIONE STIMOLATA – TASSO DI EMISSIONE SPONTANEA.....	8
II.3. SISTEMI A PIÙ LIVELLI.....	10
<b>III. ALLARGAMENTO DI BANDA.....</b>	<b>11</b>
<b>IV. REAZIONE OTTICA E CAVITÀ RISONANTE.....</b>	<b>13</b>
IV.1. CONDIZIONI DI INNESCO PER LASER IN CAVITÀ.....	16
<b>V. TIPOLOGIE DI CLASSIFICAZIONE DEI LASER.....</b>	<b>17</b>
V.1. LASER A GAS.....	18
V.2. LASER AD ATOMI NEUTRI.....	19
V.3. LASER IONICI.....	20
V.4. LASER MOLECOLARI: LASER A CO <sub>2</sub> .....	21
V.4.1. Contenuto tipico della miscela gassosa di un laser a CO <sub>2</sub> .....	21
V.4.2. Metodi di pompaggio.....	21
V.4.2.1. Collisioni elettroniche dirette.....	21
V.4.2.2. Trasferimento di energia tramite molecole di N <sub>2</sub> .....	22
V.4.3. Emissione stimolata.....	22
V.4.4. Costruzione.....	23
V.5. LASER ALLO STATO SOLIDO: LASER Nd:YAG.....	23
V.5.1. Perdite di energia in un sistema laser Nd:YAG.....	25
V.5.1.1. Perdite nell'alimentazione.....	25
V.5.1.2. Calore delle lampade.....	25
V.5.1.3. Luce che non colpisce la barra laser.....	25
V.5.1.4. Luce che colpisce la barra, non assorbita.....	25
V.5.1.5. Perdite nel mezzo attivo.....	26
V.6. LASER POMPATI CHIMICAMENTE.....	26
V.7. LASER A SEMICONDUTTORE.....	27
V.8. LASER A QUANTUM WELL.....	32
<b>VI. LASER IMPULSATI.....</b>	<b>34</b>
VI.1. TIPOLOGIE DI LASER IMPULSATI.....	34
VI.1.1. Q-switch meccanico.....	34
VI.1.2. Q-switch elettro-ottico.....	34
VI.1.3. Q-switch acusto-ottico.....	35
VI.1.4. Q-switch passivi e dye.....	35
<b>VII. APPLICAZIONI COMUNI DEI LASER.....</b>	<b>36</b>

<b>LED.....</b>	<b>37</b>
<b>VIII. GENERAZIONE DI LUCE ATTRAVERSO GIUNZIONI A SEMICONDUCTORE.....</b>	<b>37</b>
<b>IX. STRUTTURE TIPICHE EMETTENTI.....</b>	<b>39</b>
<b>X. SPETTRO DELLA LUCE EMESSA .....</b>	<b>41</b>
<b>XI. PRINCIPALI TIPI DI LED.....</b>	<b>43</b>
XI.1. LED AD EMISSIONE SUPERFICIALE .....	43
XI.2. LED AD EMISSIONE DI BORDO (ELED) .....	44
XI.3. LED PLANARI .....	44
XI.4. LED DOME.....	45
XI.5. LED SUPERLUMINESCENTI .....	45
<b>XII. PILOTAGGIO DEI LED.....</b>	<b>46</b>
<b>XIII. ACCOPPIAMENTO LED / FIBRA OTTICA .....</b>	<b>48</b>
<b>XIV. DIVERGENZA DEL FASCIO IN USCITA DA LED E LASER A SEMICONDUCTORE .....</b>	<b>49</b>

# LASER

## Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

---

### I. GENERAZIONE DI LUCE

Esistono almeno tre possibilità distinte per generare radiazione elettromagnetica con frequenza superiore al THz con un costo relativamente basso:

- tramite lampade ad incandescenza o a scarica, ottenendo luce incoerente ed ad ampio spettro;
- tramite diodi LED, ottenendo luce a spettro relativamente stretto ma incoerente;
- tramite LASER, ottenendo luce a spettro stretto e coerente sia spazialmente che temporalmente.

Si può affermare, sinteticamente, che per un'onda elettromagnetica si ha coerenza spaziale quando la differenza di fase tra due punti dello spazio in un certo istante è sempre nota; si ha invece coerenza temporale quando la differenza di fase tra due diversi istanti del campo elettrico in una determinata coordinata spaziale è sempre nota. Per un'onda elettromagnetica di tipo sinusoidale, la coerenza temporale si traduce nella monocromaticità pura. In realtà, in letteratura spesso la coerenza ottica viene considerata in varie tipologie che dipendono dal tipo di distribuzione di probabilità che lega tra loro i valori della fase del campo elettrico sia in istanti diversi che in posizioni diverse. Quando la distribuzione di probabilità non è né una delta di Dirac (caso coerente), né una funzione piatta (caso completamente incoerente), si parla di coerenza parziale.

La parola LASER è un acronimo della frase inglese *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Nella pratica, però, questo fenomeno di amplificazione ottica viene spesso inserito in un sistema di retroazione che permetta di ottenere radiazione ottica coerente, nello stesso modo in cui si può ottenere un oscillatore di tensione in un circuito elettronico utilizzando un amplificatore di tensione, come un transistor. Non è comunque una caratteristica comune a tutti i sistemi laser, come ad esempio nei sistemi di amplificazione ottica integrati in fibra ottica in cui la retroazione non esiste.

Per generare emissione elettromagnetica coerente luminosa tramite LASER, dunque, è necessaria la compartecipazione di un insieme di fattori:

- un radiatore la cui lunghezza sia compatibile con la radiazione che deve essere prodotta, come nel caso delle antenne;
- un'alimentazione per questo radiatore che emetta potenza in modo continuativo o intermittente;
- una retroazione del sistema che permetta di mantenere stazionaria la situazione di regime.

## II. INTERAZIONE TRA LUCE E MATERIA

Se volessimo generare luce blu con un'antenna a  $\lambda$  mezzi, occorrerebbe un dipolo alto circa 200 nm; si può allora facilmente intuire come dipoli del genere possano essere ricercati nel campo delle distanze atomiche e interatomiche della materia.

In particolare, per comprendere i processi che sono alla base dell'amplificazione luminosa, possiamo considerare un sistema formato da un singolo atomo costituito da un nucleo e da un singolo elettrone che orbita attorno al nucleo. La meccanica quantistica ci dice che sono possibili solo orbite discrete caratterizzate da energie distinte  $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$

Supponiamo che il nostro atomo ammetta, fra gli altri, due livelli energetici  $E_1$  ed  $E_2$ , con  $E_2$  maggiore di  $E_1$ . La legge di Planck ci dice che, se un elettrone decade dall'orbitale associato alla energia  $E_2$ , dove si trovava in precedenza, all'orbitale caratterizzato dall'energia  $E_1$ , e se la ricombinazione è di tipo radiativo, viene generato un fotone di energia pari a

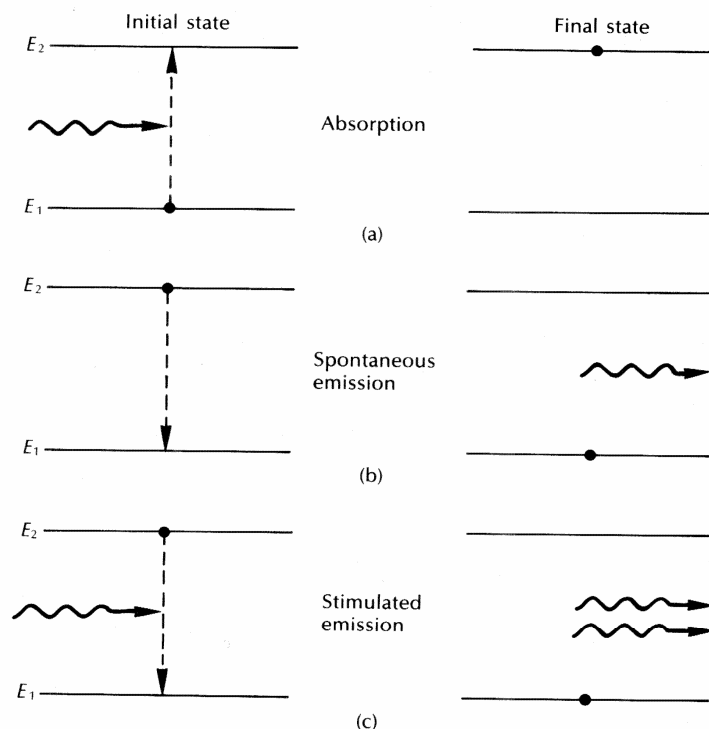
$$E = E_2 - E_1 = hf = \frac{hc}{\Lambda}$$

perché l'atomo subisce una variazione di energia proprio uguale a  $E$ . Il fattore  $\Lambda$  è la lunghezza d'onda della radiazione elettromagnetica composta da fotoni di questo tipo, mentre  $h$  è la costante di Planck.

Naturalmente, la ricombinazione può non essere di tipo radiativo, per cui l'energia persa può essere convertita in varie altre forme, prima tra tutte quella termica.

Se consideriamo allora un insieme di atomi così fatti e isoliamo questo sistema dal resto dell'ambiente, in generale ad ogni istante avremo:

- $n_1$  fotoni di energia  $E_2 - E_1$ ;
- $n_2$  atomi il cui elettrone sta nel livello energetico  $E_2$ ;
- $n_3$  atomi il cui elettrone sta nel livello energetico  $E_1$ .



Nella figura precedente sono mostrate possibili situazioni che possono avvenire:

- un elettrone ad energia  $E_1$  assorbe un fotone di energia  $E_2-E_1$  e salta nella banda di energia  $E_2$ ;
- un elettrone a livello energetico  $E_2$  decade spontaneamente a livello  $E_1$  emettendo un fotone (emissione spontanea);
- un elettrone con energia  $E_2$  assorbe un fotone e ne rimette due con stessa fase, frequenza e direzione di quello assorbito, decadendo al livello energetico  $E_1$  (emissione stimolata);
- l'atomo o la molecola può decrementare la propria energia liberandola in forma non radiativa (ricombinazione non radiativa).

L'emissione stimolata è il fenomeno su cui si basano i costruttori di laser per ottenere luce coerente sia spazialmente che temporalmente, cercando di sviluppare dei sistemi in cui questo effetto abbia la prevalenza sugli altri due.

## II.1. INVERSIONE DI POPOLAZIONE ED EQUILIBRIO TERMODINAMICO

Sia  $N_i$  il numero di atomi (o molecole) per unità di volume caratterizzati al tempo  $t$  dall'occupazione di un determinato livello di energia  $E_i$ . Chiameremo  $N_i$  densità di popolazione del livello energetico. Facendo riferimento a due livelli di energia  $E_1 < E_2$ , la variazione di popolazione del livello  $E_2$  dovuta al fenomeno di emissione spontanea per transizioni verso il livello  $E_1$  è data dalla relazione:

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right)_{sp} = -AN_2$$

dove  $A=1/\tau_{sp} [s^{-1}]$  è il coefficiente di emissione spontanea (dipendente dalla particolare transizione considerata  $E_2 \rightarrow E_1$ ).

Uguualmente si può scrivere l'espressione della variazione di popolazione del livello  $E_2$  per il decadimento non radiativo (l'energia persa dall'atomo viene convertita in forme diverse dalla radiazione elettromagnetica, come calore e oscillazioni fononiche) come:

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right)_{nr} = -\frac{N_2}{\tau_{nr}}$$

dove  $\tau_{nr}$  è il tempo di vita medio nel livello prima del decadimento di tipo non radiativo (dipendente dal tipo di transizione e dalle caratteristiche del mezzo circostante).

Procedendo nello stesso modo per i processi stimolati, possiamo scrivere tasso di transizione  $E_2 \rightarrow E_1$  per emissione stimolata:

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right)_{st} = -W_{21}N_2$$

dove  $W_{21} [s^{-1}]$  è il coefficiente di emissione stimolata, dipendente dal tipo di transizione e dall'intensità dell'onda e.m. incidente. In particolare, per un'onda piana, risulta

$$W_{21} = \sigma_{21}F$$

intendendo con  $F$  il flusso fotonico e con  $\sigma_{21}$  una quantità che ha le dimensioni di un'area, dipendente dalle caratteristiche della transizione.

tasso di transizione  $E_1 \rightarrow E_2$  per assorbimento

$$\left( \frac{dN_1}{dt} \right)_{ass} = -W_{12}N_1$$

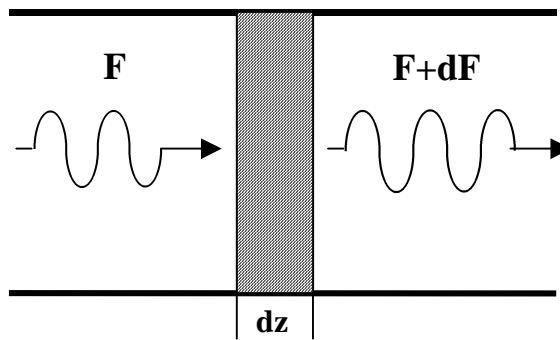
con  $W_{12} = \sigma_{12}F$  coefficiente di assorbimento.

Einstein ha dimostrato che, se i livelli  $E_2$  ed  $E_1$  sono non degeneri, si ha  $W_{21} = W_{12}$  e quindi  $\sigma_{21} = \sigma_{12}$ , mentre se i livelli sono degeneri con molteplicità rispettivamente  $g_1$  e  $g_2$ , risulta:

$$g_2\sigma_{21} = g_1\sigma_{12}$$

Ad un livello di energia degenero con una certa molteplicità  $g$ , nel caso di singoli atomi, possono essere associati  $g$  orbitali diversi equienergetici.

Consideriamo a questo punto un'onda elettromagnetica piana che attraversi in un materiale una sezione perpendicolare alla direzione dell'onda:



Se  $F$  è il flusso fotonico dell'onda, la sua variazione elementare  $dF$  lungo il tratto elementare  $dz$  è dovuta ai processi di assorbimento e di emissione stimolata che avvengono nella regione tratteggiata in figura, e può essere espressa dalla seguente relazione:

$$dF = \sigma_{21}F \left[ N_2 - \left( \frac{g_2 N_1}{g_1} \right) \right] dz$$

Sono stati trascurati i contributi dovuti ai decadimenti radiativi e non radiativi, in quanto questi ultimi non aggiungono nuovi fotoni, mentre i fotoni creati per decadimento radiativo vengono emessi in tutte le direzioni dando quindi luogo a contributi trascurabili nella direzione del flusso fotonico incidente.

Dall'equazione si deduce che il numero di fotoni del fascio subirà un incremento solo se  $N_2 > g_2 N_1 / g_1$ . Poiché all'equilibrio termodinamico le popolazioni sono descritte dalla statistica di Boltzmann, si può scrivere che

$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\left( \frac{E_2 - E_1}{kT} \right)}$$

dove  $N_1^e$  e  $N_2^e$  sono le popolazioni dei due livelli all'equilibrio termodinamico. Si deduce pertanto che all'equilibrio termodinamico non può esistere inversione di popolazione, perché l'esponentiale è sempre minore di 1.

Pertanto, per ottenere un sistema LASER in grado di generare luce coerente, è necessario erogare ad esso energia, sotto forma di tensione, corrente, luce, calore o altre forme.

Quando la popolazione nel livello energetico  $E_2$  è molto maggiore di quello nel livello più basso  $E_1$ , si dice che è raggiunta *l'inversione di popolazione*. L'operazione che porta a questa inversione si definisce *pompaggio*. Il materiale in cui si verifica l'inversione di popolazione si definisce *mezzo attivo*.

Naturalmente la materia non è composta di atomi così semplificati come quelli di cui si è parlato adesso, comunque l'effetto laser si sviluppa sempre a partire da due livelli energetici di atomi e molecole in cui si verifica l'inversione di popolazione. Esistono dei particolari mezzi attivi, come quelli basati su molecole gassose, in cui esistono diverse coppie di livelli energetici adatti a operare una inversione di popolazione; esistono addirittura dei fenomeni legati a transistori termici che portano alcuni sistemi laser a funzionare su frequenze diverse al variare del tempo (fenomeno conosciuto come *frequency hopping*).

## II.2. TASSO DI EMISSIONE STIMOLATA – TASSO DI EMISSIONE SPONTANEA

Abbiamo visto che all'equilibrio termodinamico il numero di elettroni che passano dal livello  $E_1$  al livello  $E_2$  è uguale al numero di elettroni che passerebbero dal livello  $E_2$  al livello  $E_1$ . Allora si può scrivere che, all'equilibrio termodinamico, valga la relazione

$$N_1 \rho_\nu B_{12} = N_2 \rho_\nu B_{21} + N_2 A_{21}$$

dove:

- $N_1$  ed  $N_2$  sono il numero degli occupanti rispettivamente i livelli energetici  $E_1$  ed  $E_2$ ;
- $\rho_\nu$  è la funzione di distribuzione dell'energia dei fotoni in funzione della frequenza, ed è in pratica determinabile dalle equazioni del corpo nero di Planck;
- $B_{12}$ ,  $B_{21}$  e  $A_{21}$  sono detti *coefficienti di Einstein* e sono delle costanti dimensionali che rappresentano in una forma indiretta rispettivamente la probabilità di effettuare effettivamente la transizione, una volta che ci siano le condizioni, dal livello 1 al livello 2 per assorbimento di un fotone, dal livello 2 al livello 1 per emissione stimolata e dal livello 2 al livello 1 per emissione spontanea.

Questa equazione esprime il fatto che all'equilibrio termodinamico le popolazioni dei due livelli energetici non devono cambiare, ma l'equilibrio è di tipo dinamico; pertanto, il numero totale degli elettroni che passano dal livello  $E_1$  al livello  $E_2$  (primo membro) è uguale al numero totale degli elettroni che decadono per emissione stimolata sommato a quello degli elettroni che decadono per emissione spontanea (secondo membro).

Si ricava pertanto che

$$\rho_\nu = \frac{N_2 A_{21}}{N_1 B_{12} - N_2 B_{21}} = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{N_1}{N_2} - 1}$$



Tenendo conto che la popolazione dei livelli energetici in un sistema di questo genere segue la statistica di Boltzmann<sup>†</sup>

$$N_j = \frac{g_j N_0 e^{-\frac{E_j}{kT}}}{\sum g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}$$

con g che indica la molteplicità del livello, si ricava che il rapporto tra il numero di occupanti dei due livelli è pari a:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{-\frac{(E_1-E_2)}{kT}} = \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{h\nu}{kT}}$$

e pertanto la densità energetica dei fotoni può essere espressa come

$$\rho_\nu = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{g_1}{g_2} \frac{B_{12}}{B_{21}} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

uguagliando questa espressione a quella che si può ricavare dalla legge di Planck, che è

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left( \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \right)$$

si ottengono le relazioni note come relazioni di Einstein:

$$\begin{cases} g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \\ \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8h\nu^3}{c^3} \end{cases}$$

Da queste si ricava che il rapporto tra tasso di decadimento spontaneo e decadimento stimolato è descritto dal parametro

$$R = \frac{1}{\rho_\nu} \frac{A_{21}}{B_{21}} = e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1$$

che a temperatura ambiente è molto grande, ovvero c'è assoluta prevalenza di emissione spontanea. In altre parole, vale la relazione

---

<sup>†</sup> La distribuzione di Boltzmann è spesso usata in luogo delle distribuzioni di Fermi-Dirac e Bose-Einstein come approssimazione per semplificare i calcoli

$$\frac{\text{Tasso di emissione stimolata}}{\text{Tasso di emissione spontanea}} = \frac{B_{21}}{A_{21}} \rho_\nu = \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} \ll 1$$

e ciò mostra che l'equilibrio termodinamico non è adatto per avere prevalenza di emissione stimolata; dunque per l'innesco dell'effetto laser è necessario portarsi molto fuori dall'equilibrio termodinamico.

In modo simile:

$$\frac{\text{Tasso di emissione stimolata}}{\text{Tasso di assorbimento}} = \frac{B_{21}}{B_{12}} \cdot \frac{N_1}{N_2}$$

che mostra ancora una volta come l'emissione stimolata possa dominare l'assorbimento dei fotoni solo quando vi siano più elettroni (o molecole) nello stato eccitato che nel livello base.

Per ottenere un LASER è necessario erogare molta energia, sotto forma di tensione, corrente, luce o calore "a perdere" per ottenere radiazione elettromagnetica coerente.

Quando il numero di elettroni nel livello energetico  $E_2$  è molto maggiore di quello nel livello più basso  $E_1$ , si dice che è raggiunta *l'inversione di popolazione*. L'operazione che porta a questa inversione si definisce *pompaggio*. Il materiale in cui si verifica l'inversione di popolazione si definisce *mezzo attivo*.

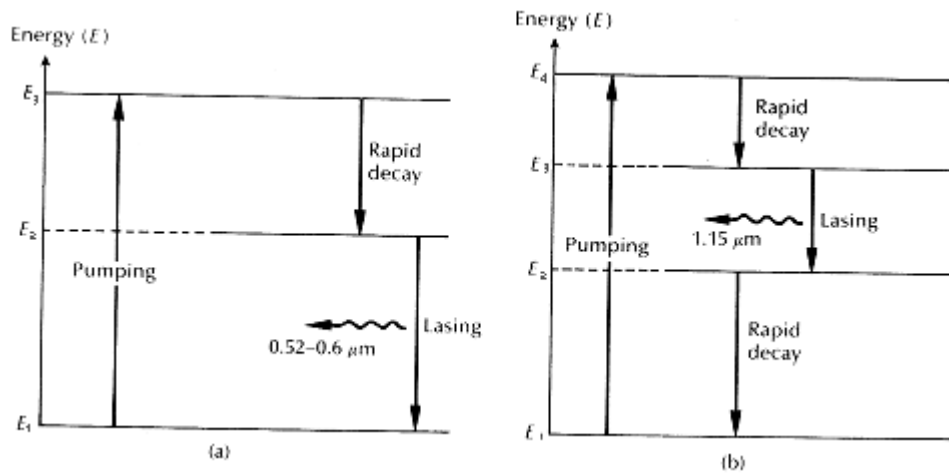
Naturalmente la materia non è composta di atomi così semplificati come quelli di cui si è parlato adesso, comunque l'effetto laser si sviluppa sempre a partire da due livelli energetici di atomi e molecole in cui si verifica l'inversione di popolazione.

### II.3. SISTEMI A PIÙ LIVELLI

I laser a due livelli non sono realizzabili in caso di pompaggio ottico perché quando raggiungessimo la condizione tale che  $N_1=N_2$ , sarebbe allora equiprobabile che un fotone venisse assorbito tanto da un elettrone in  $E_1$  quanto da un elettrone in  $E_2$  e dunque mediamente salterebbero su nella banda a maggiore energia tanti elettroni quanti quelli che tornerebbero giù in quella a minore energia; dunque, anche aumentando ulteriormente il pompaggio, non si riuscirebbe mai a raggiungere la condizione di inversione. In realtà, come vedremo più avanti, il laser a semiconduttore può essere visto come un laser a due livelli in cui le due bande energetiche non hanno una larghezza in termini di energia infinitamente stretta. In tal caso però il pompaggio viene effettuato elettricamente e non otticamente, realizzando un sistema del tutto particolare nel mondo dei laser in cui gli elementi che si comportano da elementi di pompaggio (elettroni) sono anche gli stessi che partecipano alla transizione laser.

I sistemi a tre livelli (si veda la figura successiva, parte sinistra) si basano su un tempo di vita medio nel livello più alto (3) estremamente basso (livello instabile) e su un tempo di vita medio nel livello 2 estremamente elevato (livello metastabile); in questo modo, nelle opportune condizioni di pompaggio, è possibile ottenere inversione di popolazione tra il livello 2 e il livello 1.

Sono a tutt'oggi poco usati perché per avere inversione è necessario svuotare quasi tutto il livello  $E_1$  che è quello di base, per cui va pompata nel sistema molta energia. L'unico laser ad avere ancora un interesse tra quelli a 3 livelli è quello a rubino, principalmente per motivi storici.



I sistemi a quattro livelli, invece, sono caratterizzati da due livelli instabili (basso tempo di vita media)  $E_4$  ed  $E_2$ ; in essi è necessario spopolare di poco il livello di base  $E_1$  per raggiungere l'inversione di popolazione tra i livelli  $E_3$  ed  $E_2$ . Si dice in tal caso che c'è una *bassa soglia di attivazione* del laser. Un esempio di laser di questo tipo è quello a elio-neon (He-Ne).

### III. ALLARGAMENTO DI BANDA

Si può pensare alla funzione di guadagno del mezzo attivo come la variazione del numero di fotoni per unità di lunghezza al variare della frequenza o della lunghezza d'onda dei fotoni incidenti. L'andamento del guadagno del mezzo attivo al variare della lunghezza d'onda presenta spesso un notevole allargamento rispetto alla lunghezza d'onda centrale; se pensiamo ai salti livelli energetici ammissibili  $E_1$  ed  $E_2$ , ci sembrerebbe ovvio che la curva di guadagno del mezzo attivo dovesse essere del tipo funzione delta di Dirac centrata sulla frequenza

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

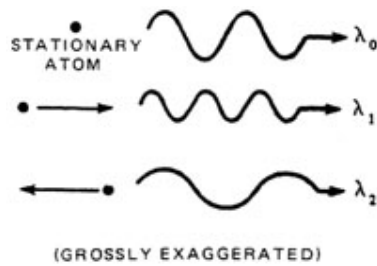
In realtà quello che accade è che questa curva è ben più allargata di una delta di Dirac, e prende le sembianze di una funzione a campana. I motivi per cui avviene questo fenomeno sono molteplici e dipendono anche da come è fatto il sistema laser, in particolar modo da quale tipo di mezzo attivo viene usato. Tra i più comuni possiamo citare:

- allargamento per effetto Doppler (INOM.). Se un atomo è in movimento quando un suo elettrone subisce una transizione dal livello energetico  $E_2$  a quello  $E_1$ , per un osservatore esterno la frequenza angolare ( $\omega$ ) che appartiene al fotone varia rispetto a quella nominale ( $\omega_0$ ) di un fattore che è funzione della velocità atomica nell'istante di emissione. Poiché l'atomo può assumere un range continuo di velocità, si capisce bene che anche le frequenze dei fotoni emessi per emissione stimolata e spontanea stanno anch'esse su un range continuo. In particolare:

$$\omega = \omega_0 \left( 1 \pm \frac{v_x}{c} \right)$$

con  $v_x$  componente della velocità dell'atomo lungo l'asse di emissione del fotone. Tuttavia, essendo gli atomi del mezzo attivo presumibilmente alla stessa temperatura, la velocità sarà

distribuità (secondo la statistica di Maxwell) attorno al valore più probabile  $v_x$ . Quindi anche la frequenza angolare ha una dispersione (di tipo gaussiano) attorno al valore  $\omega = \omega_0$ .



- allargamento per collisioni. Se il mezzo attivo è un gas, l'elettrone che compie il salto interbanda può cedere/prendere parte della propria energia per urto con gli altri atomi, e dunque la legge di Planck vale per un salto diverso di energie. Nei semiconduttori c'è l'interazione con i fononi (OMO.).
- dispersione di stati permessi. In realtà le bande di energia permesse non sono infinitamente strette, basti pensare a  $E_c$  e  $E_v$  nei semiconduttori. Questo è dovuto al fatto che quando sono presenti atomi tra loro vicini, gli orbitali si possono fondere, o comunque influenzare reciprocamente.
- non idealità dell'emissione, in cui si fa sentire anche il fattore di emissione spontanea (OMO.).
- campi elettrici inhomogenei che si possono instaurare in particolari materiali come quelli vetrosi (INOM.).

In generale questi fenomeni si possono suddividere in due grandi categorie:

- allargamento di banda dovuto a fenomeni omogenei, ovvero che valgono allo stesso modo per ogni atomo del mezzo attivo, per i quali la forma d'onda del guadagno in funzione della frequenza assume la forma di una Lorentziana:

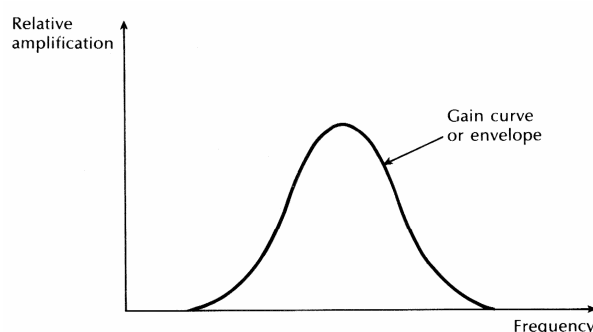
$$g(\nu, \nu_0) = \frac{2\tau}{1 + (\nu - \nu_0)^2 4\pi^2 \tau^2}$$

- allargamento di banda dovuto a fenomeni inhomogenei, cioè diversi da atomo ad atomo. In tal caso la funzione di guadagno del mezzo attivo è del tipo a Gaussiana:

$$g(\nu, \nu_0) = ke^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{A}}$$

dove A costante dimensionale che tiene conto della banda a metà potenza.

In quest'ultimo caso, la forma tipica della curva di guadagno è del tipo:



#### IV. REAZIONE OTTICA E CAVITÀ RISONANTE

Quando si raggiunge l'inversione di popolazione, un fotone ne genera due uguali che a loro volta ne generano quattro uguali e così via. Si viene così a creare un effetto valanga che trova un equilibrio quando le perdite di potenza ottiche che ci sono nel sistema uguagliano il guadagno ottenuto nel mezzo attivo. Se il mezzo attivo viene invece inserito in una cavità risonante con due specchi posti lateralmente perpendicolari alla direzione che vorremmo che avesse il nostro fascio luminoso, l'effetto valanga viene mantenuto facendo sì che i fotoni che uscirebbero dal bordo del mezzo attivo vengano in realtà riflessi verso l'interno della cavità risonante.

Uno degli specchi viene reso poi semitrasparente al fine di permettere l'uscita verso l'esterno a parte della radiazione luminosa, altrimenti il LASER sarebbe di bassissima utilità pratica. Gli specchi possono essere paralleli o confocali; quest'ultimo caso è tecnologicamente più costoso, però rende più facile l'allineamento. In questo modo si ottiene una cavità ottica di lunghezza  $L$ . In condizioni stazionarie, con specchi metallici, si riescono a propagare all'interno della cavità solo onde elettromagnetiche la cui lunghezza d'onda rispetti la relazione

$$2L = p\lambda$$

con  $p$  numero intero. Questo perché alle pareti il campo elettrico si deve annullare. Pertanto si propagano solo le lunghezze d'onda della forma

$$\lambda = \frac{2L}{p}$$

Le lunghezze d'onda che non rispettano questa condizione non trovano una condizione d'equilibrio stazionario dal momento che ogni volta che percorrono il tratto  $2L$  si ritrovano nello stesso punto con una fase diversa e pertanto si ha interferenza distruttiva. Poiché nel vuoto vale la relazione

$$\lambda f = c$$

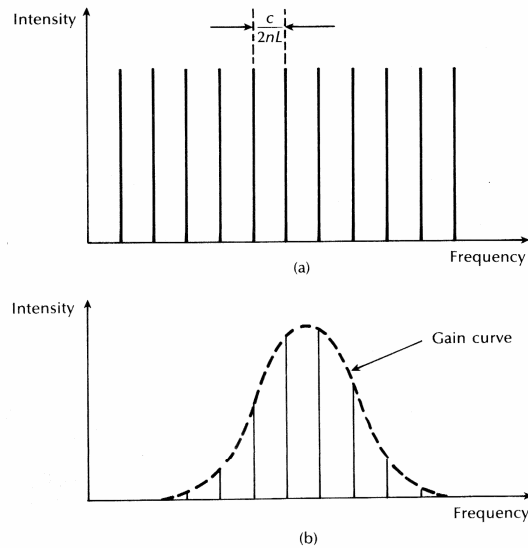
o più in generale vale

$$\lambda f = \frac{c}{n}$$

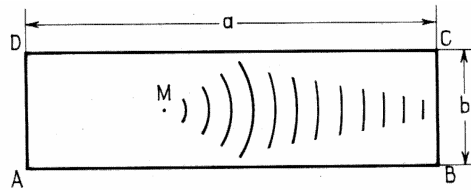
la cavità risonante può essere vista come un filtro in frequenza in cui le frequenze permesse sono distanti tra loro

$$\Delta f = \frac{c}{2nL}$$

Poiché il mezzo attivo ha una propria curva di guadagno al variare della frequenza, lo spettro della luce emessa dal laser è composto da una serie di righe, delle quali quella centrale è solitamente più alta. Nella figura seguente viene mostrata la selettività della cavità vuota in termini di lunghezza d'onda (a) e la selettività totale della cavità tenendo conto dell'effettivo guadagno del mezzo attivo contenuto (b).



Per comprendere il perché una cavità risonante risulti selettiva a regime solo a certe frequenze, possiamo considerare un'onda elettromagnetica di ampiezza  $A$  e frequenza  $\nu$  che venga generata a partire dall'istante  $t_0$  nel punto  $M$  di una cavità risonante riempita di un particolare mezzo (risonatore di Fabry-Perot), come nella figura che segue:



L'onda elettromagnetica, al passare del tempo, rimbalzerà molte volte sulle due pareti laterali della cavità. Dopo che essa ha percorso un tragitto  $2a$ , ritorna nel punto  $M$  con uno sfasamento pari a

$$\Delta\varphi = 2\pi a \frac{2n}{\Lambda}$$

dove  $n$  è il coefficiente di rifrazione del mezzo lungo il quale c'è propagazione e  $a$  è la larghezza della cavità. In questo caso, l'ampiezza dell'onda sarà pari a  $R^2$  volte quella di partenza, con  $R$  coefficiente di riflessione alle pareti supposto uguale per entrambe.

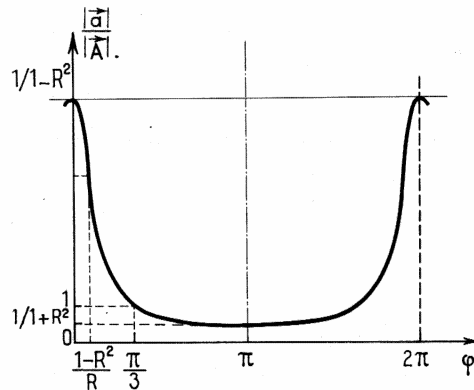
Dopo che l'onda elettromagnetica avrà percorso molte volte il tragitto della cavità risonante, la sua ampiezza nel punto  $M$  in un istante sufficientemente lontano da  $t_0$  sarà rappresentata dal fasore ottenuto dalla somma vettoriale dei fasori delle onde che passano per il punto  $M$  ogni volta: se l'onda emessa che transita in  $M$  può essere espressa dal fasore  $Ae^{j\omega t}$ , allora avremo che il fasore del campo elettromagnetico nel punto  $M$  in un tempo  $t$  sufficientemente lontano da  $t_0$  sarà pari a

$$\vec{a} = Ae^{j\omega t} (1 + R^2 e^{-j\Delta\varphi} + R^4 e^{-2j\Delta\varphi} + \dots) = Ae^{j\omega t} \frac{1}{(1 - R^2 e^{-j\Delta\varphi})}$$

e dunque l'ampiezza dell'onda può essere espressa come

$$|\vec{a}| = |A| \frac{1}{\sqrt{(1 - R^2 \cos \Delta\varphi)^2 + R^2 \sin^2 \Delta\varphi}}$$

Se andiamo a tracciare questa funzione rispetto a  $\Delta\varphi$ , scopriamo che il rapporto tra il modulo di  $\mathbf{a}$  (ampiezza del vettore del campo elettrico, da non confondersi con la larghezza della cavità) e quello di  $\mathbf{A}$  è non nullo quando  $\Delta\varphi$  è un multiplo di  $2\pi$ , e va velocemente a zero al di fuori di questi valori:

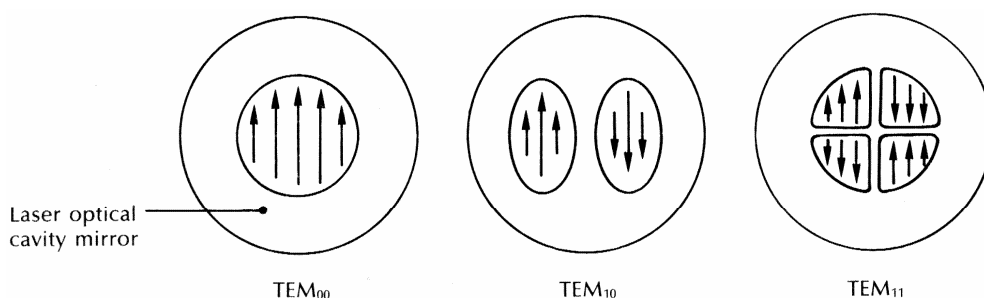


Poiché  $\Delta\varphi$  è direttamente legato alla lunghezza d'onda  $\Lambda$ , possiamo facilmente comprendere il come a regime si abbia questa selettività discretizzata.

Le varie righe rappresentano i vari modi longitudinali dell'onda emessa; da un laser si possono propagare tutti questi modi. Per ridurre il numero si può agire sul parametro  $L$ : diminuendolo, si aumenta la spaziatura in frequenza delle righe del Fabry-Perot e pertanto si riduce il numero delle righe della luce emessa dal laser. Se  $L$  diviene molto piccolo, può accadere che l'intersezione tra la curva di guadagno del mezzo attivo e la curva di risposta della cavità permetta una sola frequenza generabile: in tal caso il laser è monomodale. Più modi di propagazione contemporanei possono essere una cosa che può essere nociva o voluta, a seconda dell'applicazione del sistema. Nelle comunicazioni in fibra ottica, ad esempio, non si vorrebbero molti modi per tenere bassa la dispersione di propagazione del segnale informativo.

Anche le pareti trasversali, benché non ricoperte da specchi, presentano comunque un certo coefficiente di riflettività tale che si vengano a creare anche onde stazionarie di campo trasverse, descritte da formule più complesse perché le condizioni al contorno per il campo elettrico sono diverse. Questi modi trasversi possono essere nocivi perché possono far sì che il fascio emesso presenti, sul piano d'onda, delle zone di massimo e di minimo. Questi modi trasversi possono essere limitati in modo più efficiente rispetto a quelli longitudinali perché per essi  $W$  (larghezza della cavità) può essere ridotta molto più di quanto non si possa fare per  $L$  (lunghezza della cavità):  $L$  troppo piccole fanno sì che il laser possa non guadagnare a sufficienza per innescare il fenomeno di emissione stimolata prevalente (superamento della soglia di innesco).

I modi di propagazione principale longitudinale prendono la denominazione  $TEM_{xy}$ ; in questa terminologia gli indici  $x$  e  $y$  definiscono quali dei modi trasversi stia definendo la particolare forma d'onda. In poche parole,  $x$  e  $y$  definiscono il numero di annullamenti del campo elettrico sul piano parallelo alla parete di uscita rispettivamente lungo gli assi  $x$  ed  $y$  in un sistema di riferimento che preveda l'asse di propagazione dell'onda come  $z$ .



#### IV.1. CONDIZIONI DI INNESCO PER LASER IN CAVITÀ

Affinché si possa verificare l'innescò di un laser in una cavità sono necessarie due condizioni:

- condizione di fase;
- condizione di guadagno.

La condizione di fase consiste, in pratica, nell'utilizzo di un mezzo attivo la cui curva di guadagno sia sufficientemente diversa da zero alle lunghezze d'onda permesse dalla cavità risonante.

La condizione di guadagno, invece, riguarda il bilancio tra potenza ottica persa e guadagnata. La soglia di innescò in un laser si può definire come la quantità di potenza che è necessario inviare nel sistema per avere inversione di popolazione e per fare innescare la creazione di luce laser. Per calcolare quanto il mezzo attivo debba guadagnare per poter avere luce laser, si può utilizzare l'equazione

$$P = G$$

dove P e G sono rispettivamente la potenza persa nella cavità e G il guadagno ottico della cavità quando il fascio luminoso compie un percorso completo tra i due specchi. Le perdite sono dovute a svariati motivi:

- emissione di fotoni in direzioni non perpendicolari agli specchi;
- non perfetta riflettività degli specchi;
- ricombinazione non radiativa degli elettroni nella banda eccitata;
- decadimento spontaneo degli elettroni nella banda eccitata.

La stessa equazione può essere riscritta come

$$P_0 R_1 R_2 e^{-2\gamma L} e^{2kL} = P_0$$

dove  $P_0$  è la potenza iniziale del fascio ottico,  $R_1$  e  $R_2$  sono i coefficienti di riflessione dei due specchi,  $\gamma$  rappresenta le perdite nel materiale per unità di lunghezza e  $k$  rappresenta il guadagno nel mezzo attivo per unità di lunghezza. Gli esponenziali nascono dal fatto che questo tipo di equazione è la soluzione di un'equazione del tipo

$$\frac{dP}{dx} = gP$$

dove  $g$  è il coefficiente di guadagno percentuale di potenza per unità di lunghezza.

Dalle equazioni qui sopra scritte, dunque, risulta chiaro che per produrre luce laser il mezzo attivo deve guadagnare almeno, per unità di lunghezza, un fattore  $k$  pari a

$$k_{TH} = \gamma + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$



Partendo dalla valutazione di questo coefficiente, dunque, in base al tipo di laser che si è implementato, è poi possibile, una volta noto il rendimento del sistema, calcolare la quantità di potenza che è necessario immettere per avere un pompaggio sufficiente.

## V. TIPOLOGIE DI CLASSIFICAZIONE DEI LASER

I laser si possono dividere innanzitutto in base alla efficienza, dove per efficienza si definisce il parametro

$$\eta = \frac{P_{OTT}}{P_{IN}}$$

con  $P_{OTT}$  potenza ottica del fascio laser e  $P_{IN}$  potenza di alimentazione di tutto il sistema. Sistemi di potenza a gas o allo stato solido arrivano ad efficienze dell'ordine di 5÷10 %, mentre laser a semiconduttore arrivano ad efficienze anche superiori al 40 %, ma con potenze in gioco decisamente modeste.

Un altro criterio di classificazione dei laser è quello basato sulla potenza di emissione: si va da pochi mW per laser utilizzati per effetti speciali, a qualche decina di kW in continua usati nei laser di tipo industriale.

Un altro criterio di classificazione, generalmente più usato, è quello basato sul tipo di mezzo attivo: i più usati sono:

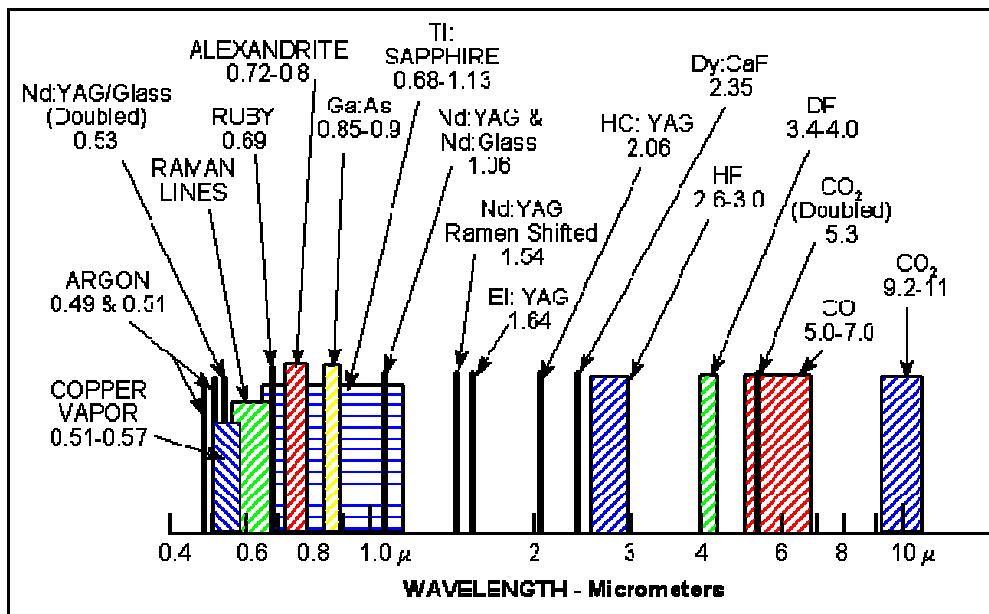
- a gas;
- a stato solido;
- a semiconduttore.

Altri criteri di classificazione possono coinvolgere la monocromaticità del fascio, la coerenza spaziale e temporale, la direzionalità e la radianza.

Infine i laser si possono distinguere per tipologia di pompaggio. Tra i più noti:

- pompaggio ottico;
- pompaggio elettrico;
- pompaggio termico;
- pompaggio chimico ;
- pompaggio a trasferimento di eccitazione.

In figura si possono osservare le lunghezze d'onda di emissione dei laser di più comune impiego. Si noti come alcune molecole o materiali permettano l'emissione non solo ad una ben definita riga, ma coprano intervalli più estesi grazie alla possibilità di sfruttare diverse transizioni (magari non con la stessa efficienza). Le molecole e le transizioni energetiche note, adatte all'emissione di tipo laser, sono migliaia, ma l'efficienza della maggior parte non ne permette l'impiego pratico.



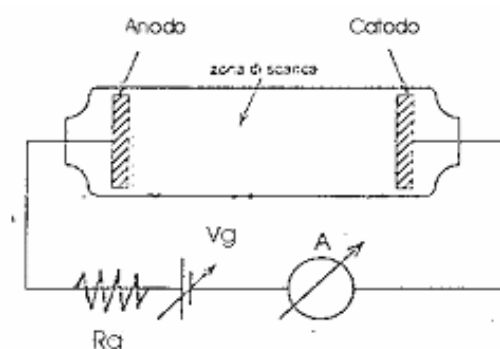
## V.1. LASER A GAS

Il laser a gas è probabilmente il tipo di LASER più noto e la sua potenza di emissione può variare da pochi mW come nell'He-Ne a decine di kW in continua come in quello ad anidride carbonica; in laboratorio sono stati realizzati anche laser con potenze fino a 100 kW. Gli allargamenti della curva di guadagno del mezzo attivo sono in generale piccoli (principalmente dovuti all'effetto Doppler), per cui solitamente non è usato un pompaggio di tipo ottico con lampade a largo spettro, a causa della bassa efficienza che questo comporterebbe.

In un gas, in genere, i livelli energetici  $E_1$  ed  $E_2$  che determinano la transizione radiativa sono ben definiti, per cui il mezzo attivo da esso formato ha una curva di guadagno piuttosto stretta. Gli atomi e le molecole vengono eccitati e diseccitati per l'intervento di quattro distinti processi:

- collisioni tra elettroni e atomi;
- collisioni vicino alla risonanza tra atomi eccitati;
- collisioni tra atomi e pareti del contenitore;
- emissione spontanea.

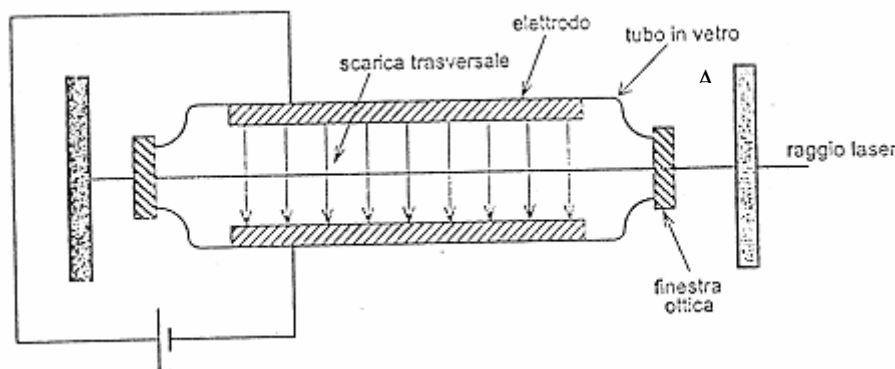
Per capire come possano esserci degli elettroni liberi nella miscela di gas, si può considerare l'applicazione, come nella successiva figura, di un potenziale  $V$  ad un gas, che normalmente è neutro:



Accade che man mano che  $V$  aumenta, gli elettroni più esterni vengono strappati dagli atomi e si crea una certa corrente, che tende ad un valore di saturazione. In generale, si possono inquadrare tre zone di funzionamento delle lampade a scarica:

- zona di funzionamento alla Townsend, in cui il flusso della corrente è determinato dagli elettroni esterni strappati agli atomi del gas, caratterizzata da elevate tensioni (decine di kV) e piccole correnti, grande resistenza differenziale.
- Zona della scarica a bagliore, in cui la corrente viene sostenuta anche dalle cariche che vengono emesse dall'anodo colpito dagli elettroni che sostengono la corrente, caratterizzata da medie tensioni e medie correnti. Questa è la zona di funzionamento tipica dei laser a gas.
- Zona di scarica ad arco, in cui la corrente viene sostenuta anche dalle cariche emesse dagli elettroni a causa dell'emissione termoionica causata dal grande aumento di temperatura; basse tensioni ed elevate densità di corrente. Questa è la zona di funzionamento tipico delle lampade *calde* usate per il pompaggio ottico.

Un generico laser a gas può dunque essere visto come in questa figura:



Due elettrodi longitudinali ionizzano il gas e sono presenti due specchi: il plasma di elettroni ed ioni, muovendosi nel campo, va ad urtare gli atomi gassosi che costituiscono il mezzo attivo, facendo sì che gli elettroni più esterni saltino su un livello più elevato di quello a riposo: in questo modo si verifica l'inversione di popolazione.

I laser a gas si dividono in:

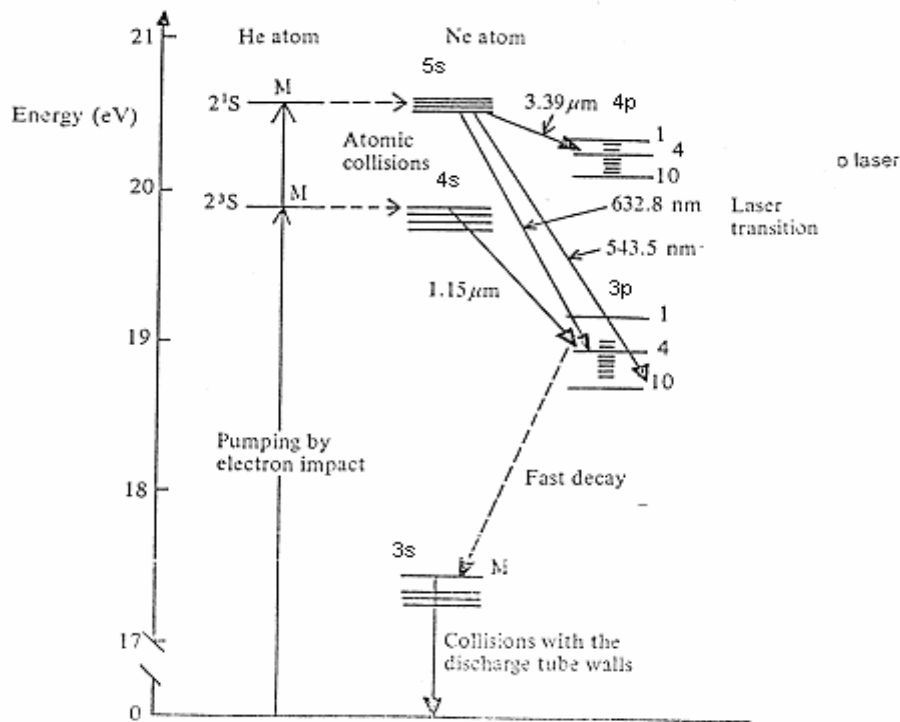
- ad atomi neutri (ad esempio He-Ne);
- ionici (ad esempio Ar e Kr);
- molecolari (CO<sub>2</sub>).

## V.2. LASER AD ATOMI NEUTRI

Il laser a He-Ne è un tipico esempio di laser a quattro livelli; si basa sulla eccitazione degli atomi di elio mediante urti con il plasma che si forma al passaggio dell'arco elettrico: in tal caso un elettrone passa dall'orbitale  $1s^2$  a quello  $2s$  (si veda la figura successiva, in cui l'apice 1 oppure 3 rappresentano il caso in cui i due elettroni dell'elio abbiano spin concordi oppure discordi); quando un atomo di He urta con un atomo di Neon, inoltre, poiché l'orbitale  $2s$  dell'elio è alla stessa energia di quelli  $5s$  e  $4s$  del neon, l'elettrone eccitato può passare facilmente al Neon tramite un trasferimento di energia risonante, che raggiunge così inversione di popolazione tra  $5s$  e  $4p$  e si genera pertanto luce laser con lunghezza d'onda tipica di 1523 nanometri. In realtà, gli atomi di neon possono venire eccitati anche per urti diretti con gli elettroni che sostengono la corrente, ma questo effetto è secondario rispetto all'altro.

Dopo che l'elettrone è decaduto in 4p, questo decade spontaneamente verso il livello inferiore e, tramite urti con le pareti, viene portato al livello di base  $1s^2 2s^2 2p^6$  sempre per urto, viene raccolto dall'elio nel livello di base  $1s^2$ . Come si vede nella figura successiva, comunque, questa non è l'unica transizione laser possibile con questo sistema, che è particolarmente usato per ottenere luce sulle lunghezze d'onda del verde.

Questo laser è di bassa potenza perché la pressione interna della miscela di gas va tenuta bassa per non fare uscire l'elio, che ha piccola dimensione molecolare, dal vetro del laser; si usano allora dei tubicini capillari per tenere concentrato il gas all'interno dell'ampolla e per favorire la diseccitazione del neon mediante urti con essi. Per questo motivo, con questo tipo di laser, solitamente si generano pochi mW per ogni metro di lunghezza di mezzo attivo.



### V.3. LASER IONICI

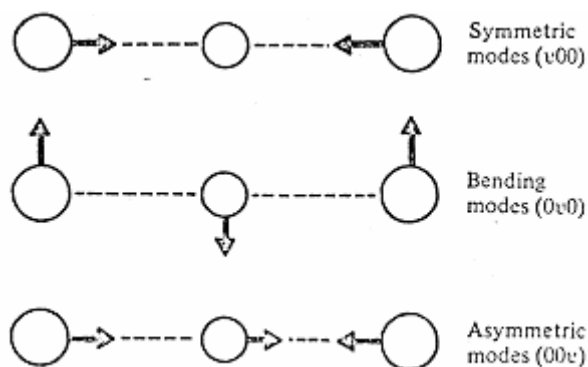
I laser ionici sfruttano principi simili, ma l'inversione di popolazione avviene in ioni che hanno livelli energetici più distanziati e pertanto energie in gioco maggiori. Soprattutto se in un atomo è raggiunta la configurazione elettronica dell'ottetto esterno, l'effetto di estrarre un elettrone esterno restituisce una carica netta di  $2e^+$  verso il nucleo; dunque il salto energetico consentito agli elettroni è più elevato perché sono più vincolati verso il nucleo. In questi dispositivi bastano gli urti con gli elettroni liberi strappati dal campo a provocare l'inversione di popolazione, non c'è bisogno di molecole di intermediazione come nel caso dell'HeNe.

Si dividono in LASER A GAS IONICI (basati principalmente su atomi nobili) e LASER A VAPORI IONICI che coinvolgono molti metalli. Molto conosciuti sono i laser He-Cd e He-Se. Ad esempio, il laser ad Argon si basa su un processo a due fasi che coinvolgono gli urti con gli elettroni: il primo ionizza l'argon  $Ar^+$  ed il secondo ne eccita gli elettroni e crea una inversione di popolazione. Con questi laser non c'è bisogno di tenere bassa la pressione del gas e pertanto si raggiungono potenze continue dell'ordine del kW: questo fa sì, comunque, che la circuiteria di pilotaggio sia alquanto complessa.

## V.4. LASER MOLECOLARI: LASER A CO<sub>2</sub>

I laser molecolari sfruttano livelli energetici delle molecole non caratterizzati unicamente dall'energia degli orbitali occupati, ma soprattutto dai modi vibrazionali delle molecole stesse. Le molecole possono vibrare infatti secondo modalità ben definite e con energie discretizzate. Si dividono in VIBRAZIONALI ROTAZIONALI, che sfruttano transizioni tra diversi livelli rotazionali a parità di stato elettronico, e VIBRONICI, che sfruttano transizioni energetiche tra diversi stati rotazionali ed elettronici.

In figura è descritto schematicamente il comportamento dei modi 100, 010 e 001 dell'anidride carbonica.



Il valore dei tre indici indica con quanta energia sta oscillando la molecola in ognuno dei tre modi. La CO<sub>2</sub> è miscelata con N<sub>2</sub> e He. L'azoto è biatomico e dunque ha un solo modo di vibrare.

Il comportamento oscillatorio ed i corrispondenti livelli energetici sono descritti attraverso tre numeri quantici:  $n_1$ ,  $n_2$  ed  $n_3$ . Questo significa che, a parte il punto a zero-energia, l'energia dei livelli è data da  $E = n_1 h \nu_1 + n_2 h \nu_2 + n_3 h \nu_3$ , dove  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  e  $\nu_3$  sono le frequenze di risonanza dei tre modi.

### V.4.1. CONTENUTO TIPICO DELLA MISCELA GASSOSA DI UN LASER A CO<sub>2</sub>

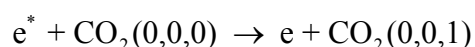
- CO<sub>2</sub>: 10÷20 %
- N<sub>2</sub>: 10÷20 %
- H<sub>2</sub> e/o Xe: bassissima percentuale
- He: il resto della miscela

### V.4.2. METODI DI POMPAGGIO

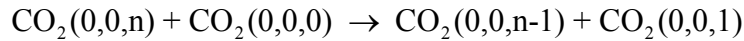
Le modalità con cui avviene l'inversione di popolazione nei laser a CO<sub>2</sub> sono due.

#### V.4.2.1. Collisioni elettroniche dirette

La transizione dal livello base 000 al livello 001 per collisione elettronica è molto più apprezzabile di quelle che portano alle eccitazioni dei livelli 100 e 020. Tale transizione è:



L'impatto diretto di elettroni porta ad eccitazioni anche di livelli vibrazionali superiori 00n della molecola di CO<sub>2</sub>. Tuttavia la molecola di CO<sub>2</sub> rilassa rapidamente da questi livelli superiori a quello 001 tramite collisioni del tipo:

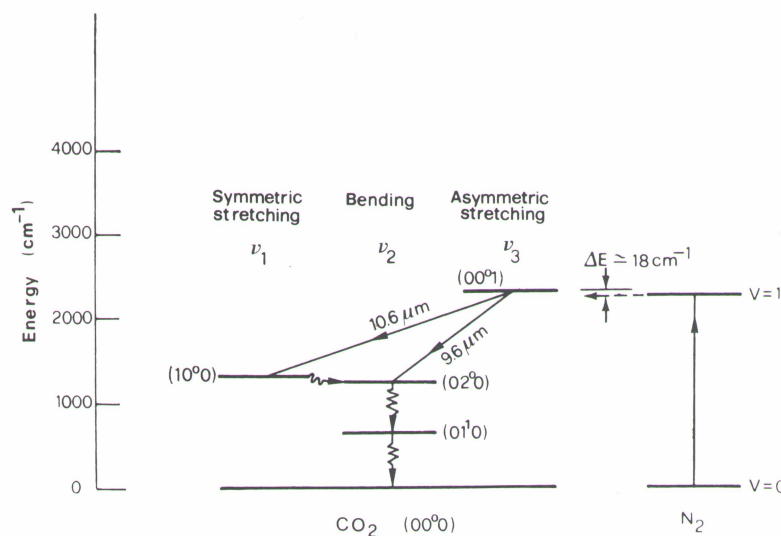


Poiché molte molecole si trovano nello stato base (000), queste collisioni sono molto probabili.

#### V.4.2.2. Trasferimento di energia tramite molecole di N<sub>2</sub>

Anche questo processo è efficiente grazie alla piccola differenza di energia tra gli stati eccitati delle molecole di N<sub>2</sub> e di CO<sub>2</sub>.

Gli impatti con gli elettroni eccitano le molecole di N<sub>2</sub> dal livello base (ground level)  $v=0$  a quello superiore  $v=1$ . Poiché l'N<sub>2</sub> è una molecola omonucleare non perde energia attraverso emissione fotonica ed i suoi livelli vibrazionali eccitati sono metastabili (hanno un lungo tempo di vita medio). I livelli vibrazionali alti dell'N<sub>2</sub> sono energeticamente vicini ai corrispondenti livelli eccitati della CO<sub>2</sub> fino al 005. Tramite le collisioni con la CO<sub>2</sub> a livello 000 questi vanno a popolare il livello laser alto 001, con il meccanismo visto prima.



#### V.4.3. EMISSIONE STIMOLATA

Ora consideriamo le transizioni laser. Queste sono (vedi figura) le 001 → 100, 001 → 020, 100 → 010 e 020 → 010. Quelle utilizzate sono la 001 → 100 ( $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) e la 001 → 020 ( $\lambda=9.6 \mu\text{m}$ ) e vengono selezionate tramite il progetto della cavità ottica per sopprimere l'una o l'altra.

Un problema è rappresentato dal rapido popolamento dei livelli laser inferiori 100 e 020, dove via via che si ha radiazione laser si aumenta la popolazione. Questi livelli devono essere svuotati rapidamente per far tornare le molecole al livello base 000.

Lo svuotamento, in particolare, del livello 010, da cui si deve passare per forza, è quello più critico, poiché ha un tempo di vita medio molto elevato. Questo livello può essere ben svuotato solo tramite perdite di energia per collisioni: è qui che entra in gioco il ruolo degli atomi di elio (He).

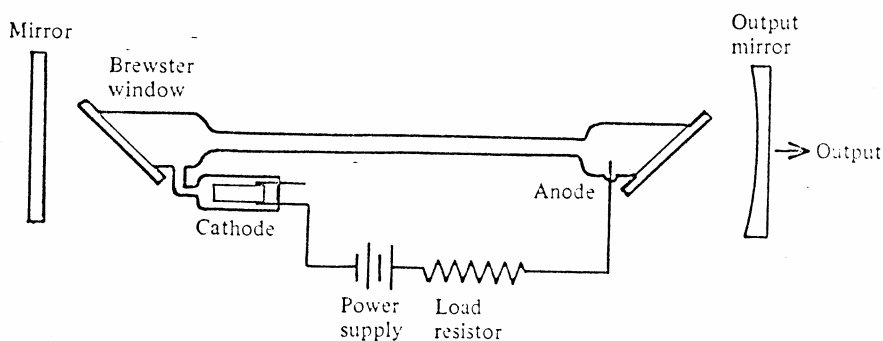
Dalla teoria degli urti elastici, si ha che è più probabile il trasferimento di energia a molecole più leggere: ecco dunque il vantaggio dell'impiego dell'elio (il suo tempo di vita medio negli stati eccitati è di circa 20 μs e questo, in ultima analisi, diviene anche il tempo di vita medio dei livelli laser bassi di CO<sub>2</sub>).

Inoltre l'elio è un gas con elevata conducibilità termica ed aiuta il raffreddamento della CO<sub>2</sub> trasferendo calore da questa alle pareti del contenitore.

#### V.4.4. COSTRUZIONE

In base alle potenze in gioco c'è un diverso atteggiamento costruttivo (e dunque costo ed ingombro):

- continua fino a qualche decina di W: situazione spillata o sigillata. Tutto statico. Viene inserito anche idrogeno nella miscela al fine di favorire la rigenerazione di  $\text{CO}_2$  dal CO che si è generato. Arrivano a temperature interne dell'ordine dei 100 C ed hanno una durata media di un anno o più (a seconda dell'utilizzo).
- continua fino a centinaia di W: a flusso lento. C'è una pompa che fa circolare  $\text{CO}_2$ , ma il calore viene perso come nel caso precedente con urti contro le pareti. La velocità del flusso è inferiore a 1 m/s.
- continua fino a migliaia di W: a flusso veloce. C'è una pompa di  $\text{CO}_2$ , uno scambiatore di calore ed un catalizzatore. Il flusso può arrivare fino a 50 m/s.
- continua fino a decine di kW: a flusso trasverso. Le molecole viaggiano in direzione obliqua rispetto agli specchi per stare il meno possibile nella zona calda. Hanno un rendimento dell'ordine del 10÷20 %.



#### V.5. LASER ALLO STATO SOLIDO: LASER Nd:YAG

In questo tipo di sistemi il mezzo attivo è costituito da atomi o molecole ioniche, in genere basati su terre rare, che sono sostenuti da un basamento cristallino che occupa la maggior parte del volume ma che non partecipa in modo significativo alla creazione di luce laser se non nel fatto che può incidere in lieve modalità sugli orbitali elettronici e dunque sui livelli energetici in gioco. In genere basamenti costruiti con ossidi sono in genere più rigidi e presentano migliori caratteristiche termomeccaniche rispetto a quelli basati su fluoruri. Nella pratica, nei normali sistemi commerciali, un basamento cristallino viene drogato con atomi ionizzati con modalità simili a quelle utilizzate nei processi per semiconduttori.

Il supporto cristallino deve essere da un lato caratterizzato da ottime qualità ottiche, sia in termini di attenuazione che linearità di comportamento, e dall'altro da ottime qualità meccaniche, quali la conducibilità termica e il carico di rottura.

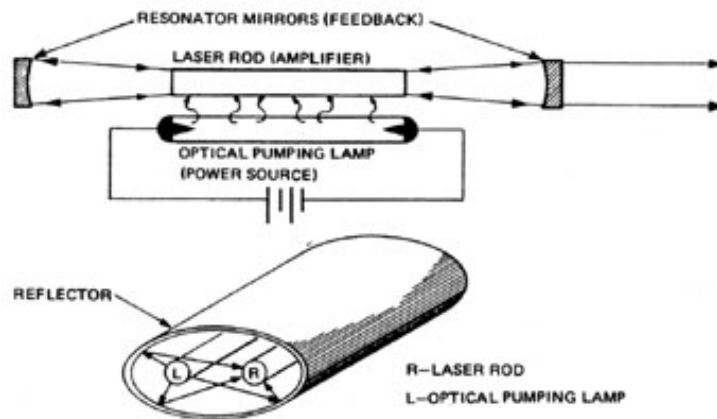
Una classe di cristalli che soddisfa entrambe queste richieste sono quelli appartenenti alla famiglie dei granati e degli zaffiri; un tipico laser allo stato solido è il Nd:YAG (Neodymium-doped yttrium aluminium garnet), basato su un supporto di granato di ittrio e alluminio e drogato con ioni  $\text{Nd}^{3+}$  (la formulazione è  $\text{Nd:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ : un atomo triplamente drogato di neodimio sostituisce nella normale matrice cristallina un atomo di ittrio,  $\text{Nd}^{3+} \rightarrow \text{Y}$ ).

Questi ioni hanno una configurazione esterna stabile, simile allo Xe, ed i loro tre elettroni in più circolano su orbitali 4f interni all'ottetto esterno. In questo modo la struttura del cristallo di supporto non influenza molto i livelli energetici in gioco. Si può creare così inversione di

popolazione tra due livelli energetici interni illuminando con una normale lampada a scarica la sbarra di cristallo drogata.

I laser Nd:YAG sono disponibili con potenza da pochi mW fino a diversi kW per funzionamento in CW (continuous wave) e con potenza di picco anche maggiore per funzionamento impulsato.

Il mezzo attivo è pompato otticamente per mezzo di lampade continue o pulsate. Le lampade sono poste, di solito, accanto al mezzo attivo che ha la forma di una barra (laser rod): lampada e barra sono posti nei fuochi di un riflettore a sezione ellittica per massimizzare l'illuminazione della barra.

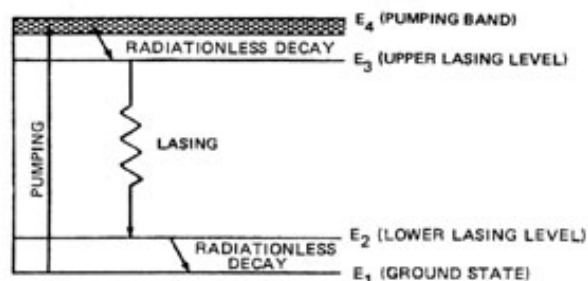


Le barre hanno, di solito, un diametro di pochi millimetri ( $1 \div 6$  mm) e lunghezza di  $5 \div 20$  mm (esistono comunque barre più grandi); questo perché il pompaggio ottico con lampade ha un'efficienza compresa tra lo 0.1 e il 4 % (tipico 1 %). Il resto dell'energia è dissipato per lo più in calore e quindi è necessario un attento raffreddamento, sia della barra di Nd:YAG che delle lampade. Si comprende quindi come sia più facile raffreddare una barra di piccole dimensioni che una di grandi.

Il raffreddamento avviene tramite celle peltier ed aria forzata in piccoli sistemi (dove il mezzo attivo è magari di forma cubica, invece che cilindrica) e con circuiti ad acqua per sistemi più grandi (l'acqua circola attorno alla barra ed alle lampade).

Un malfunzionamento nella circolazione dell'acqua porta alla distruzione delle lampade e della cavità a tenuta stagna in poco tempo, e persino alla distruzione della barra Nd:YAG.

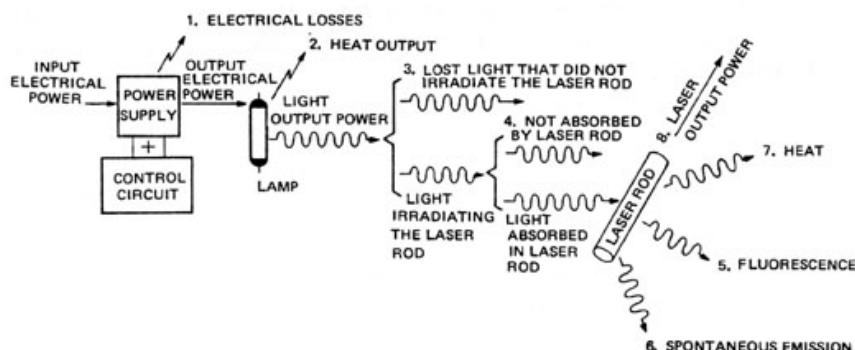
L'efficienza del sistema Nd:YAG dipende molto dalla rapida transizione non radiativa dal basso livello laser ( $E_2$ ) al livello base ( $E_1$ ). Queste transizioni occorrono ad un tasso elevato solo se la temperatura è bassa: ecco un'altra ragione per un buon raffreddamento.





### V.5.1. PERDITE DI ENERGIA IN UN SISTEMA LASER Nd:YAG

Le figure successive rappresentano, in modo schematico, le perdite (e quindi l'efficienza) del sistema Nd:YAG pompato tramite lampade.



#### V.5.1.1. Perdite nell'alimentazione

Per quanto riguarda la parte elettrica che pilota le lampade, si arriva ad un'efficienza del 70÷90 %; si dovrebbe tener conto, però, anche dell'energia necessaria al sistema di raffreddamento.

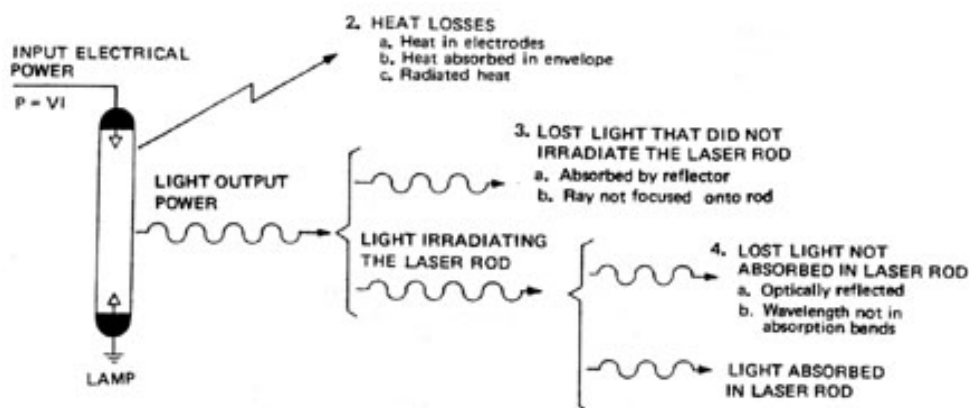
#### V.5.1.2. Calore delle lampade

La lampada può essere ad incandescenza con filamento di tungsteno: in questo caso la perdita per calore è evidente (si può seguire il relativo diagramma di corpo nero: efficienza circa 30 %).

Per lampade a gas l'efficienza si aggira sempre sul 30 %, anche se i meccanismi che portano alla generazione di calore sono diversi.

#### V.5.1.3. Luce che non colpisce la barra laser

Non tutta la luce emessa dalle lampade raggiunge la barra, nonostante il riflettore (che in parte assorbe). L'efficienza del riflettore può arrivare all' 80 %

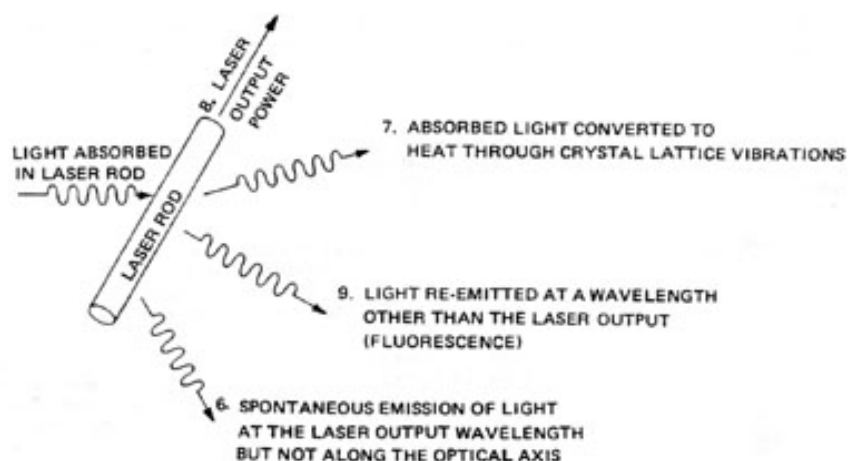


#### V.5.1.4. Luce che colpisce la barra, non assorbita

Questo può essere dovuto all'angolo di incidenza del raggio ottico sulla barra che causa riflessione, invece che trasmissione all'interno della barra.

Oppure la luce può non essere assorbita dal mezzo attivo, perché ha lunghezza d'onda che non rientra nello spettro d'assorbimento del cristallo<sup>‡</sup>.

<sup>‡</sup> Per massimizzare l'assorbimento ottico, vengono usati sempre più spesso come sorgenti di pompa, al posto delle lampade, dei diodi laser ad elevata potenza. Il loro vantaggio è quello di poter emettere una radiazione con spettro stretto (si usano diodi laser tra 800 e 900 nm) nella zona di maggior assorbimento del Nd:YAG: è così possibile aumentare l'efficienza e realizzare sistemi più compatti.



#### V.5.1.5. Perdite nel mezzo attivo

Le perdite si verificano anche all'interno della barra laser:

- luce assorbita e convertita in calore tramite vibrazioni del reticolo;
- luce riemessa a lunghezze d'onda diverse da quelle laser (fluorescenza);
- emissione spontanea fuori dall'asse della radiazione laser.

### V.6. LASER POMPATI CHIMICAMENTE

Per gli atomi, gli stati energetici corrispondono solo agli orbitali accoppiati; per le molecole si deve anche tenere conto degli stati rotazionali e vibrazionali. Al termine di una reazione chimica, una molecola può trovarsi in una configurazione energetica che riflette in parte quella dei corpi con cui ha reagito. Questa energia, immagazzinata nei diversi gradi di libertà, può portare ad una inversione di popolazione nel caso frequente in cui le energie di vibrazione più elevate siano eccitate meno di quelle meno elevate.

Ad esempio, nella reazione



Nella formazione del prodotto, F esercita una attrazione talmente forte sull'unico elettrone appartenente all'idrogeno che lo avvicina fortemente a sé, e il nucleo dell'idrogeno si trova a seguire il suo elettrone con un certo ritardo. In questo modo la molecola di acido fluoridrico si trova nella fase iniziale della propria esistenza ad essere in condizioni di compressione, e questo fa sì che si inneschi un modo vibrazionale particolare. Se la concentrazione dei reagenti viene mantenuta in opportuni intervalli, pertanto, può essere facilmente ottenibile un'inversione di popolazione rispetto ad altri livelli energetici vibrazionali, rotazionali o elettronici più bassi.

## V.7. LASER A SEMICONDUTTORE

Il laser a semiconduttore è quello più utilizzato nel campo delle fibre ottiche per motivi di:

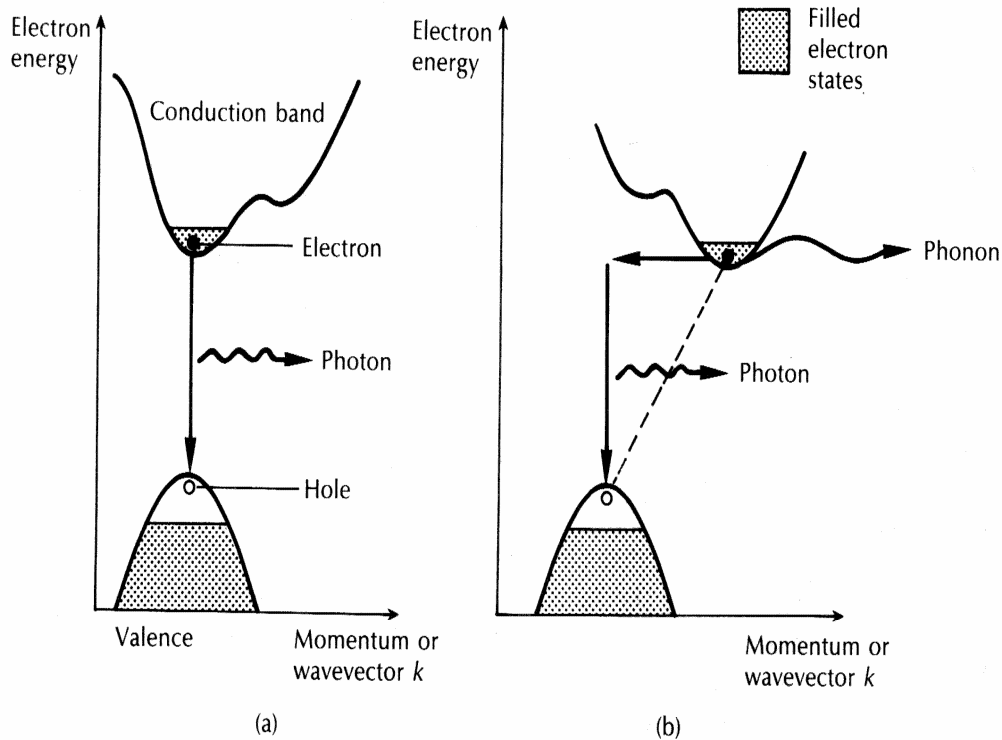
- costo (1÷10000 €);
- rendimento (>40 %);
- lunghezze d'onda emesse ideali nel campo delle fibre ottiche;
- possibilità di essere integrato con la stessa tecnologia delle fibre ottiche.

Ovviamente presenta anche degli svantaggi rispetto ad altri tipi di laser, tra cui:

- ampia divergenza del fascio;
- sensibilità alle variazioni di temperatura;
- medio-bassa potenza d'uscita (< 200 W).

Per ottenere l'inversione di popolazione si utilizza una giunzione pn portata molto lontano dalla condizione di equilibrio termodinamico; inoltre si cerca di raggiungere la condizione di inversione di popolazione tra  $E_c$  ed  $E_v$  nella zona che in un normale diodo è la zona di svuotamento. Si sceglie un tipo di semiconduttore a gap diretto (vedi LED) per avere una più alta probabilità di ricombinazione degli elettroni in banda di conduzione, perché in questo tipo di materiali la transizione  $E_c - E_v$  può avvenire senza che l'elettrone modifichi la propria quantità di moto urtando con atomi che sono in vibrazione (il modo di vibrare degli atomi è detto fonone).

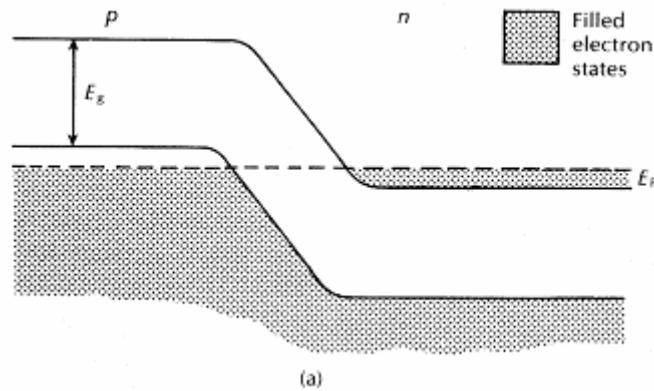
Nella figura successiva viene mostrata la differente configurazione a bande tra un materiale a gap diretto (a sinistra) ed uno a gap indiretto (a destra):



Questa scelta, comunque, comporta lo svantaggio che il tempo di vita medio dei portatori in banda di eccitazione non sia molto elevato, causando così un allargamento della curva di guadagno a causa della forte incidenza delle ricombinazioni spontanee. Si usano spesso materiali derivati da GaAs e

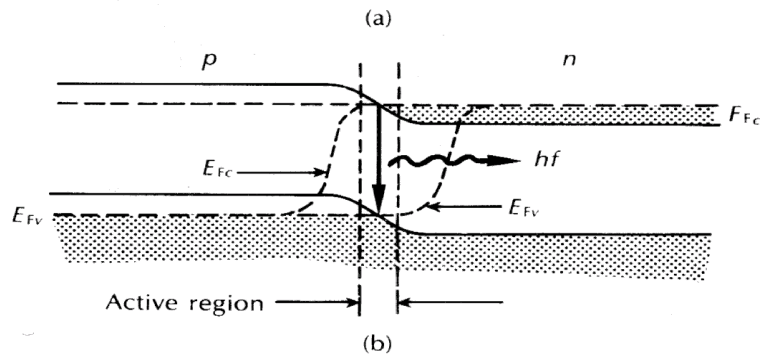
InP. Il pompaggio viene ottenuto iniettando forti correnti nella giunzione stessa, e pertanto è di tipo elettrico.

Una omogiunzione è una giunzione pn in cui si congiungono una sezione di materiale semiconduttore drogato di tipo p e una di tipo n dello stesso tipo. Se il drogaggio è molto spinto (dell'ordine di  $10^{20}$  atomi/cm<sup>2</sup>) il livello di Fermi, ovvero il livello che ha probabilità 0.5 di essere occupato, quando non viene fatta scorrere corrente è esterno quasi ovunque al gap :



Il livello di Fermi può essere visto come una zona di confine tra le energie occupate dalle cariche e quelle non occupate, cioè può essere visto come il confine degli spazi energetici riempiti dai portatori di carica. Quando si hanno così tanti atomi donatori o accettori, infatti, già a temperatura ambiente sono presenti molti portatori in banda di conduzione provocando dunque un notevole spostamento del livello di Fermi rispetto al caso intrinseco.

Quando la omogiunzione viene polarizzata con una forte corrente, inoltre, le bande energetiche si modificano come nella figura seguente:

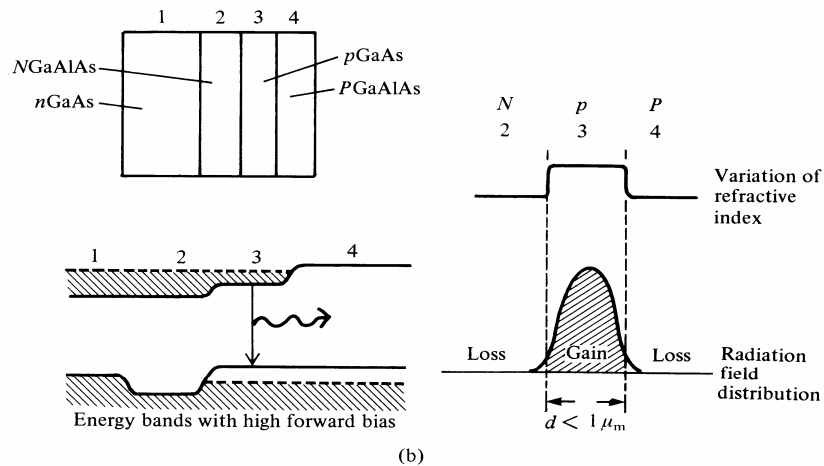
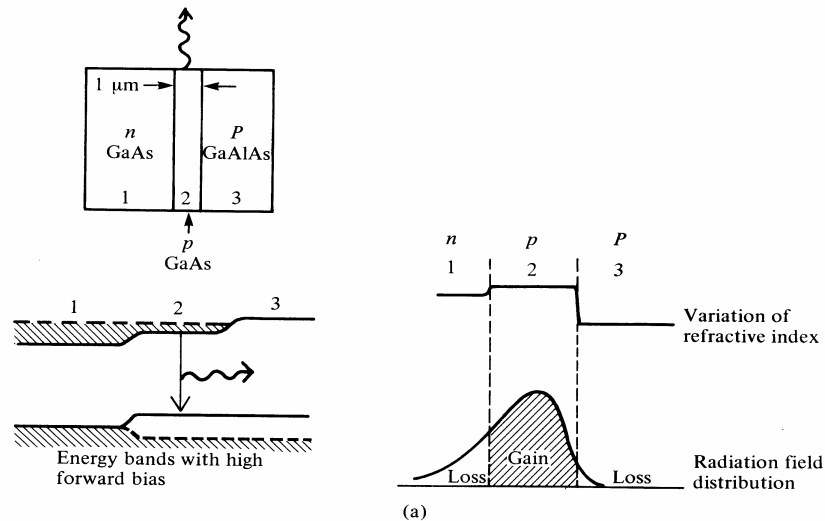


Si vede che i due livelli di Fermi si modificano in modo tale che nella zona attiva, all'interfaccia tra la zona p e la zona n, si venga a creare un'inversione di popolazione elettronica tra banda di conduzione e banda di valenza. Se in questa situazione transita un fotone di frequenza tale che:

$$E_{FC} - E_{FV} > h\nu > E_G$$

allora tale fotone non può essere assorbito ma può generare emissione stimolata.

Un sistema laser ad omogiunzione, comunque, non è commercialmente competitivo perché per arrivare alla soglia di attivazione è necessario pompare densità di corrente superiori a 400 A per mm<sup>2</sup>, necessitando di un raffreddamento ad azoto liquido e offrendo una efficienza molto bassa. L'eterogiunzione, ovvero una giunzione tra due materiali con un gap diverso, può funzionare come pozzo energetico di confinamento di portatori:



Allora, creando una giunzione pn e circondandola con un materiale a gap più elevato si riesce ad ottenere l'effetto laser iniettando una quantità molto inferiore di portatori rispetto al caso dell'omogiunzione. Se si circonda la giunzione pn attiva da un solo lato si parla di singola eterogiunzione, altrimenti di doppia. Ad esempio, con doppie eterogiunzioni create utilizzando GaAlAs come materiale di confinamento e GaAs come materiale attivo si ottiene l'effetto di laser con densità di corrente inferiori a  $10 \text{ A/mm}^2$ . Un'altra accoppiata di materiali solitamente usati è formata da InP e GaInP.

Con l'eterogiunzione si ottiene anche un altro effetto positivo, oltre a quello che porta al confinamento dei portatori di carica e dunque bassa corrente di attivazione: usando opportuni materiali, la parte attiva della giunzione (ad esempio GaAs) ha un indice di rifrazione maggiore della parte ad essa esterna, formata dai due strati di semiconduttori diversi, come ad esempio GaAsAl. Ciò implica che la parte centrale si comporti come una guida d'onda che mantiene la luce che uscirebbe incidente con un angolo inferiore all'angolo critico (per la legge di Snell), e ciò fa sì che diminuiscano le perdite e dunque anche la soglia di attivazione.

In base al drogaggio, inoltre, la transizione dell'emissione stimolata può avvenire prevalentemente tra le due bande oppure tra una banda ed un livello dei droganti, modificando lo spettro di guadagno così come avviene in un LED. Ad esempio il GaAs può emettere in tutto il range che va da  $0.85 \mu\text{m}$  a  $0.95 \mu\text{m}$  in base al drogaggio.

Al fine di ottenere l'attivazione dell'effetto laser in una giunzione a semiconduttore, comunque, è necessario alimentare il sistema con una potenza sufficiente; in altre parole è necessario iniettare una densità di corrente superiore ad una certa soglia.

Per valutare questa soglia si possono considerare le equazioni di bilancio dei portatori di carica e dei fotoni:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n}{\tau_{SP}} - Cn\phi \\ \frac{d\phi}{dt} = Cn\phi + \delta \frac{n}{\tau_{SP}} - \frac{\phi}{\tau_{PH}} \end{cases} \quad (1)$$

dove  $\phi$  è il numero dei fotoni,  $d$  è lo spessore della zona di ricombinazione,  $C$  è una costante che tiene conto dei coefficienti di Einstein,  $\tau_{SP}$  è una costante che tiene conto del tempo di vita medio degli elettroni in banda di conduzione,  $\tau_{PH}$  è legato al tempo di vita medio dei fotoni e  $\delta$  è una piccola frazione. La prima delle due equazioni deriva dalla equazione di continuità dei portatori, che lega il tasso di variazione dei portatori al tasso di generazione a quello di ricombinazione e alla densità della corrente,  $J$ , la seconda deriva da semplici considerazioni di bilancio.

In particolare, affinché nello stato stazionario (ovvero quello in cui tutte le derivate sono nulle) il numero di fotoni non decresca, deve valere<sup>§</sup>:

$$Cn - \frac{1}{\tau_{PH}} \geq 0$$

e questa ci fornisce pertanto un numero minimo di portatori di carica affinché ci sia effetto laser:

$$n_{TH} = \frac{1}{C\tau_{PH}}$$

Questa espressione può a sua volta essere tradotta in termine di densità minima di corrente da iniettare:

$$\frac{J_{TH}}{ed} = \frac{n_{TH}}{\tau_{SP}}$$

Il numero di fotoni nello stato stazionario può dunque essere legato alla densità di corrente iniettata sostituendo quest'ultima relazione nella (1):

$$0 = \frac{J - J_{TH}}{ed} - Cn_{TH}\phi_s$$

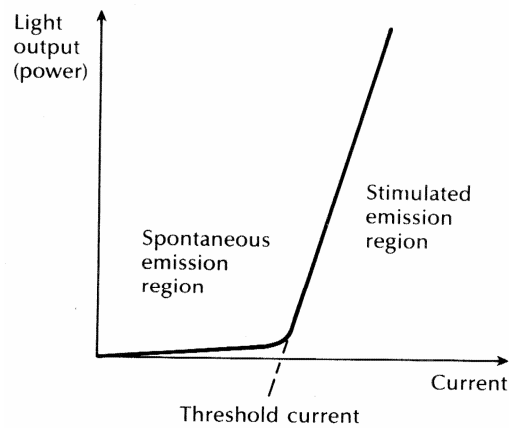
da cui si ottiene dunque che vale:

$$\phi_s = \frac{\tau_{PH}}{ed} (J - J_{TH})$$

Abbiamo così scoperto che il numero di fotoni in regime stazionario, e dunque anche la potenza di uscita di un laser a semiconduttore, è proporzionale alla densità di corrente iniettata sopra una certa soglia:

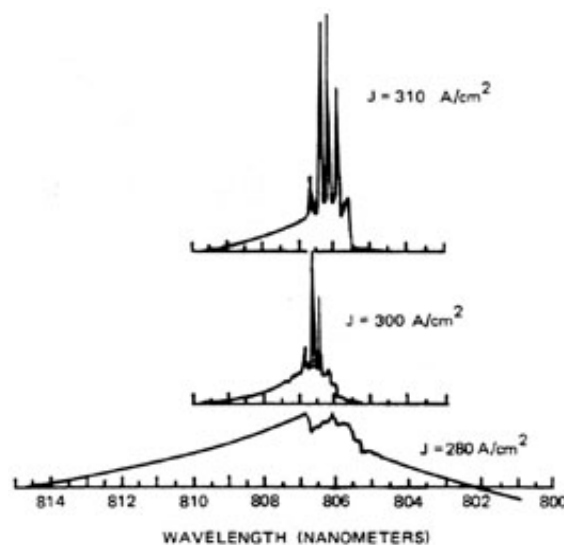
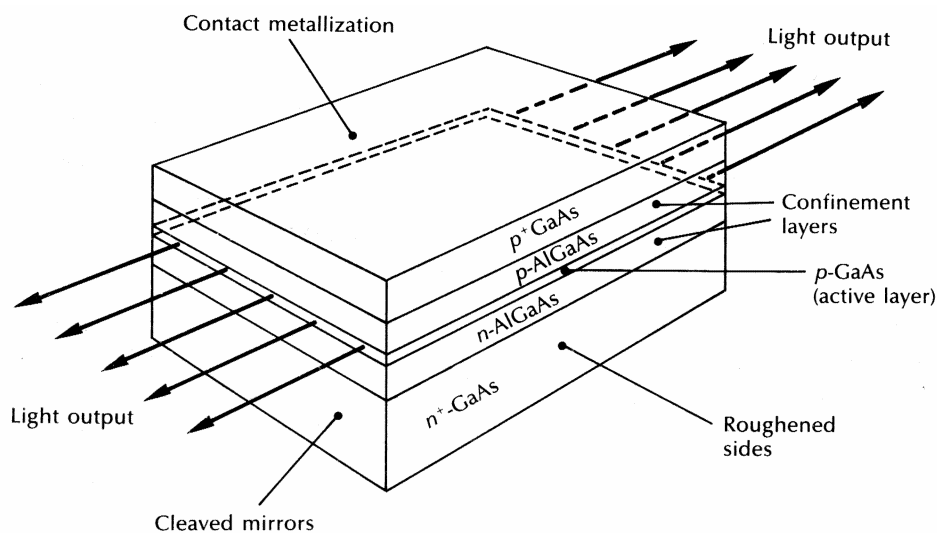
---

<sup>§</sup> Si veda la seconda delle equazioni (1), dove si trascura il termine interessato da  $\tau_{SP}$



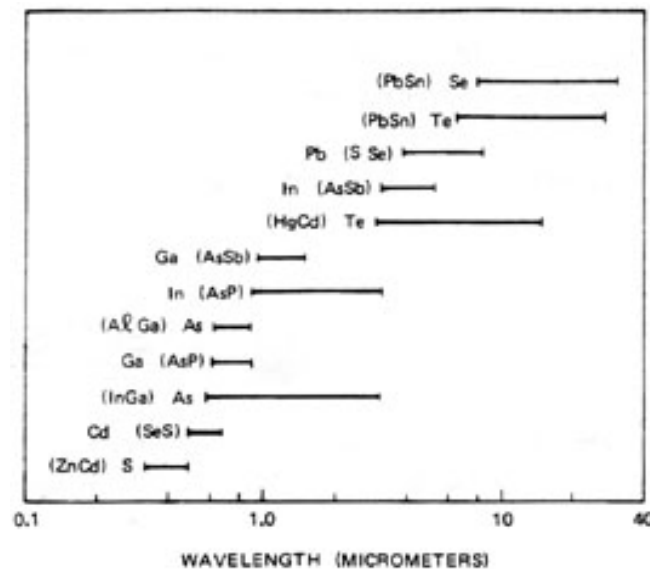
In realtà ci sarà una saturazione dal momento che il numero di stati in funzione dell'energia disponibile non è illimitato.

Un laser a semiconduttore può pertanto essere costruito con una giunzione pn posta in una cavità; per ottenere la cavità è sufficiente lisciare due lati del semiconduttore e rendere opachi quelli trasversi, distribuendo su piani paralleli i vari strati di semiconduttore (stripe geometry).



Lo spettro di emissione dei laser a semiconduttore presenta, di solito, diversi modi longitudinali in una fascia di ampiezza che va da 2 a 6 nm. Quindi la loro bontà spettrale non è paragonabile a quella dei laser a stato solido o a gas (l'HeNe, per esempio, ha una larghezza dell'ordine dei  $10^{-3}$  nm). Lo spettro di emissione è, inoltre, anche funzione della temperatura della giunzione e della corrente di pompaggio. Nella figura precedente è riportato lo spettro di un laser a semiconduttore al variare della corrente.

Nella figura successiva si vede quali intervalli di lunghezza ottica è possibile coprire con vari materiali impiegati per le giunzioni.

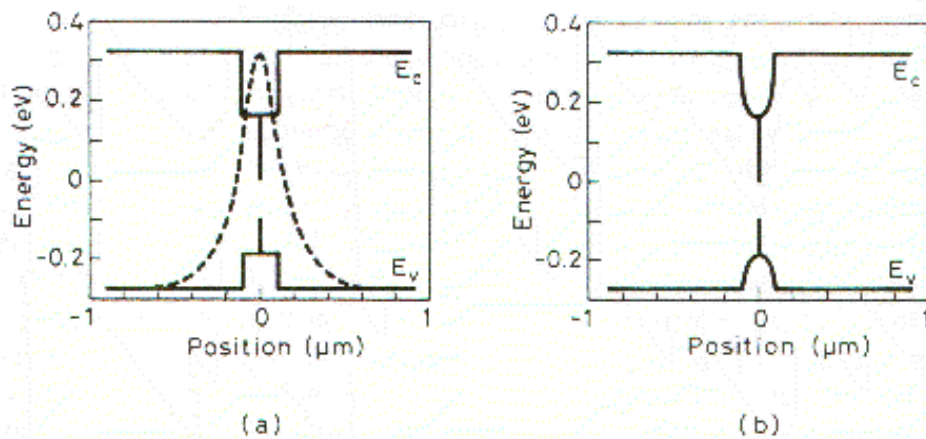


## V.8. LASER A QUANTUM WELL

Se lo spessore dello strato attivo di un laser a doppia eterostruttura viene ridotto abbondantemente sotto la lunghezza d'onda di De Broglie ( $h/p$ ) si ottiene un laser a doppia eterostruttura a Quantum Well. La densità degli stati elettronici all'interno di questo strato è completamente diversa rispetto a quella in strati spessi (materiale massivo). Ciò è dovuto ad effetti di confinamento quantistico nella direzione del pozzo.

I laser a singolo pozzo quantistico soffrono, però, di un forte effetto di riduzione di confinamento ottico dovuto alle estremamente piccole dimensioni del pozzo. Per limitare la dimensione del fascio nella direzione del pozzo, si deve usare una struttura di confinamento separata. Nella figura seguente viene mostrato un esempio di struttura introdotta per questo scopo (parte a). Al centro della struttura si trova un sottile strato di GaAs (10 nm), che si comporta da pozzo quantico. Ai suoi lati sono presenti due strati più spessi (0.1  $\mu\text{m}$ ) di materiale a minor indice di rifrazione ( $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ), a loro volta circondati da strati spessi (1  $\mu\text{m}$ ) di materiale a gap ancora maggiore ( $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ ), i quali costituiscono il lato p e il lato n del diodo.



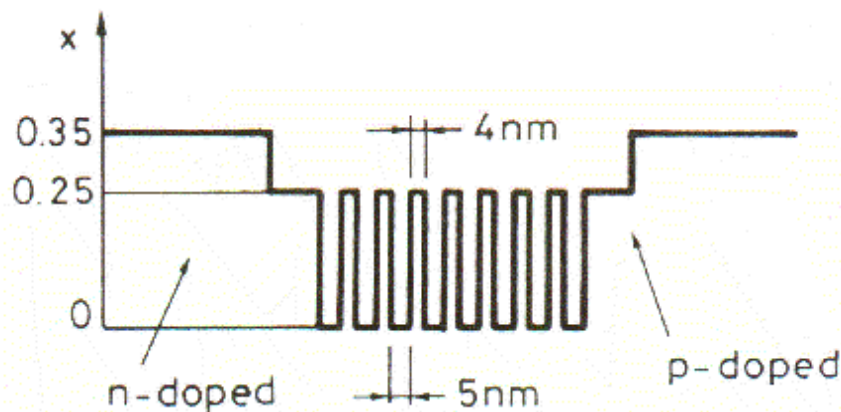


Il confinamento del fascio è operato dai due strati intermedi, mentre quello dei portatori è operato dal pozzo quantistico. Nella figura precedente, parte a), è mostrato a linea tratteggiata il fascio fotonico. Nella parte b) della figura, invece, si può vedere una struttura che operi un confinamento del fascio con un andamento di indice di rifrazione graduale (GRIN SCH – GRaded INdex Separated Confinement Heterostructure).

Poiché lo spessore della zona attiva (zona di inversione di popolazione) è fortemente ridotto rispetto ad un normale laser a semiconduttore (qui è solo la larghezza del pozzo), la corrente di innesco del laser è più bassa di 4-5 volte rispetto ad un laser tradizionale, dell'ordine di  $200 \text{ A/cm}^2$ . La riduzione della soglia di innesco è dovuta:

- a) riduzione dello spessore attivo, una volta che è stato risolto il problema del confinamento del fascio;
- b) incremento, di un fattore circa 2, del guadagno ottico se confrontato con strati spessi.

Le strutture di confinamento separato possono includere un singolo pozzo quantistico, ma possono anche includerne diversi, per formare un MQW ( Multiple Quantum Well). Come è mostrato nella figura seguente, il dispositivo è realizzato con un'alternanza di strati a piccolo e grande gap.



Lo spessore di ogni pozzo è 5 nm, mentre quello degli strati a banda più ampia deve essere tale da evitare effetto tunnel tra un pozzo e l'altro ( $\sim 4 \text{ nm}$ ). Rispetto all'uso di MQW, la soglia di un laser a singolo pozzo quantistico tende ad aumentare perché c'è un minor confinamento di portatori, ma allo stesso tempo tende a diminuire perché ha un minore spessore della zona attiva. Il numero ottimale di pozzi dipende dal valore effettivo della larghezza della cavità.

## VI. LASER IMPULSATI

I laser commerciali riescono al più a generare in continua potenze ottiche dell'ordine delle decine di kW. Per molte applicazioni, però, è necessario disporre di potenze istantanee molto più elevate. Per ottenerle, è possibile concentrare tutta la energia disponibile nel mezzo attivo e scaricarla in pochi istanti; in poche parole, è possibile ottenere questo effetto facendo sì che per la maggior parte del tempo il laser si carichi senza operare emissione stimolata, portando il maggior numero possibile di elementi nel livello energetico più elevato della transizione. Una delle tecniche più utilizzate è quella denominata *Q-Switching*, che prevede di mantenere la cavità risonante ad un basso Q (fattore di merito) per la maggior parte del tempo, ad esempio togliendo uno specchio, e di riaumentare improvvisamente il Q, ad esempio reinserendo lo specchio. In questo modo si generano impulsi di lunghezza comparabile con il tempo di decadimento dei fotoni; in realtà va tenuto in conto che il tempo di riempimento non è in genere eccessivamente brusco ed è approssimabile da un'esponenziale. Si arriva ad impulsi larghi ns.

Esistono diverse tecniche di Q-Switch ed ognuna ha i suoi pregi e svantaggi. Vediamo quali sono i parametri principali per valutare quale tecnica sia più adatta di caso in caso.

**Dynamic Loss:** è la massima perdita introdotta nella cavità quando l'*otturatore* del Q-Switch è *chiuso*. Idealmente dovrebbe essere il 100 %.

**Insertion Loss:** è la minima perdita nella cavità ottica introdotta quando il Q-Switch è *aperto*. Idealmente dovrebbe essere zero.

**Switching Time:** il tempo necessario per l'*apertura* del Q-Switch. Più rapido è e più alto sarà il picco di radiazione emesso, perché il Q-Switch può *aprirsi* completamente prima che l'emissione laser abbia un impatto significativo sull'inversione di popolazione.

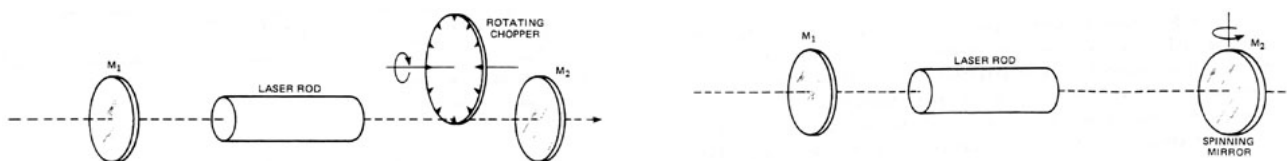
**Synchronization:** indica con quanta accuratezza l'evento di *apertura* del Q-Switch possa essere sincronizzato con un evento di trigger esterno.

### VI.1. TIPOLOGIE DI LASER IMPULSATI

#### VI.1.1. Q-SWITCH MECCANICO

Due dispositivi in questa categoria sono lo specchio rotante ed il chopper. Sono soluzioni che, teoricamente, portano a dynamic loss del 100 % ed insertion loss dello 0 %.

In entrambi i sistemi è necessario sincronizzare il pompaggio con la posizione dell'elemento rotante, in modo tale che l'impulso di pompaggio arrivi prima che il q-switch venga aperto. La sincronizzazione in questi sistemi meccanici non è efficiente.

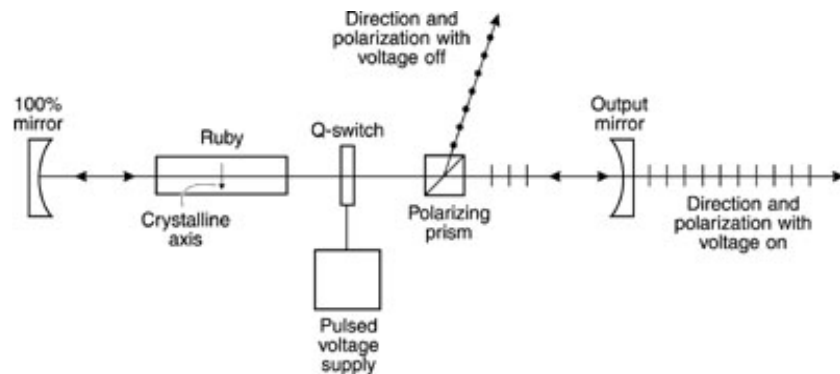


#### VI.1.2. Q-SWITCH ELETTRO-OTTICO

Questi dispositivi richiedono, di solito, l'inserimento nella cavità di due elementi tra il mezzo attivo e lo specchio più riflettente. Questi elementi sono un prisma polarizzatore (elemento passivo) ed un ruotatore di polarizzazione (elemento attivo).

L'elemento attivo, quando a riposo, produce una rotazione della polarizzazione in modo che il raggio all'interno della cavità non possa passare attraverso il polarizzatore, ma ne venga deflesso. Quando si vuole l'impulso laser l'elemento attivo viene eccitato tramite impulso di tensione ed il raggio si riallinea con la cavità. Gli elementi attivi sono le celle di Kerr o le celle Pockel.

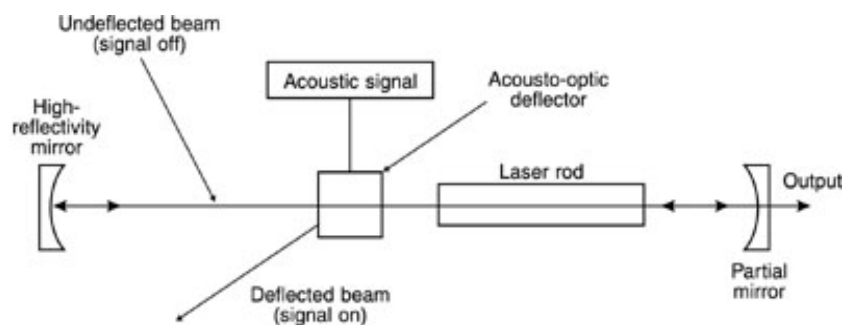
Raggiungono dynamic loss del 99 % ed insertion loss sul 15 %. Tempi di switching dell'ordine dei ns e buona sincronizzazione.



#### VI.1.3. Q-SWITCH ACUSTO-OTTICO

In questo caso si inserisce un solo elemento attivo all'interno della cavità. Tale mezzo trasparente ha la proprietà di presentare un elevato effetto di diffrazione qualora venga eccitato tramite onde acustiche stazionarie. Quando l'onda acustica viene rimossa, l'effetto di diffrazione sparisce e la cavità torna allineata.

L'insertion loss è circa l'1 %, ma la dynamic loss non è molto elevata (50 %). Buona sincronizzazione, ma switching time elevato ( $> 100$  ns).

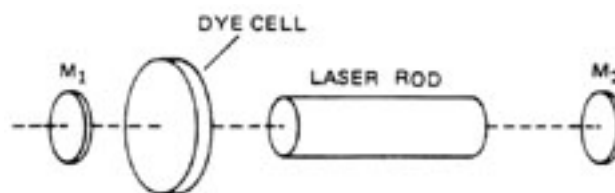


#### VI.1.4. Q-SWITCH PASSIVI E DYE

Possono essere cristalli dalle proprietà ottiche particolari o celle di liquidi (dye) posti entro la cavità. Il cristallo passivo assorbe la radiazione ottica alla lunghezza d'onda laser, fino a che l'energia ottica assorbita non pompa il cristallo fino a farlo diventare trasparente, ripristinando così la cavità.

Le celle dye funzionano allo stesso modo, salvo il dettaglio che è l'energia ottica dovuta alla fluorescenza del mezzo laser a pompare il materiale dye fino a farlo diventare otticamente trasparente.

Si ottengono impulsi anche inferiori al ns, ma non c'è virtualmente sincronizzazione (che si può ottenere complicando il sistema).



## VII. APPLICAZIONI COMUNI DEI LASER

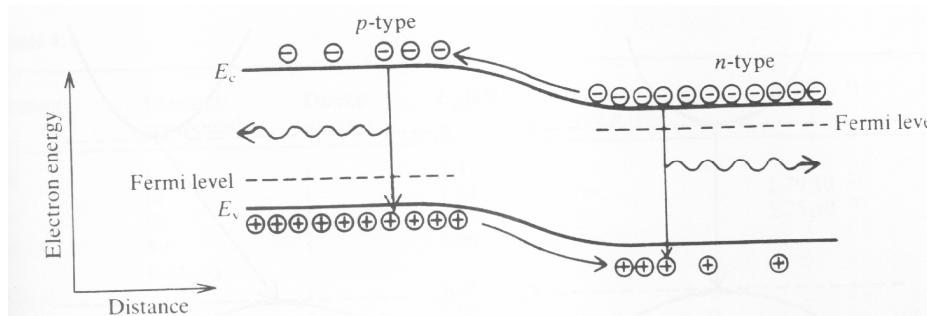
- Laser in medicina. Bisturi e pinze laser, asportazione ablativa, effetti curativi e stimolanti in funzione della potenza in gioco e della lunghezza d'onda che viene assorbita in modo selettivo da tessuti organici.
- Laser nell'elettronica di consumo. Compact disc, stampanti laser.
- Laser come mezzo di indagine della materia. Sistemi impulsati per restituire fotografie di reazioni chimiche. Tecniche a compressione d'impulso per ridurre la durata dell'impulso.
- Laser nell'industria. Sistemi di taglio di materiali opachi, sistemi di rivelazione di prossimità.
- Laser nei beni culturali. Sistemi di ripulitura di superfici scegliendo lunghezze d'onda assorbite solo dai materiali non voluti. Sistemi di creazione di opere d'arte.

# LED

## Light Emitting Diode

### VIII. GENERAZIONE DI LUCE ATTRAVERSO GIUNZIONI A SEMICONDUCTORE

Una normale giunzione pn, caratterizzata da livelli non eccessivi di drogaggio come invece si verifica nei laser a semiconduttore, sotto normali condizioni di polarizzazione diretta si trova solitamente nella situazione schematizzata nella figura seguente:



Per conoscere spazialmente la densità di portatori di carica che occupano un livello energetico al di fuori del gap proibito è sufficiente calcolare il livello di Fermi in quella particolare coordinata spaziale, calcolare la probabilità di occupazione di un livello energetico attraverso la distribuzione di probabilità di Fermi-Dirac

$$P(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}}$$

e moltiplicarla per la densità degli stati descritta da una funzione  $N(E)$  calcolabile con considerazioni proprie della fisica dello stato solido.

Con una polarizzazione diretta applicata, i portatori di carica presenti in entrambi i lati della giunzione attraversano per effetto tunnel la zona di svuotamento e, giunti dal lato opposto, una volta divenuti portatori minoritari, si ricombinano con i portatori maggioritari con una costante di tempo nota come tempo di vita medio. Questa ricombinazione viene causata dal fatto che questo passaggio di portatori per effetto tunnel, definito come *iniezione di portatori minoritari*, modifica localmente, aumentandolo, il numero di portatori minoritari, ed il semiconduttore cerca di riportarsi ad una situazione di equilibrio facendoli ricombinare e pertanto diminuire. In questa situazione, inoltre, i portatori di carica che attraversano la giunzione riescono a diffondere fino a una larghezza tipica che è nota come lunghezza di diffusione  $L_e$ .

Una volta che i portatori minoritari terminano il loro percorso, si ricombinano dando origine a processi fisici che possono dar vita a fotoni; questo meccanismo può essere sfruttato pertanto per generare luce di tipo non coerente. I diodi LED sono delle giunzioni a semiconduttore progettate per favorire nel modo più efficiente possibile i processi di generazione spontanea di fotoni.

La relazione che lega corrente e tensione può essere scritta in queste condizioni come:

$$i = i_0 \left( e^{\frac{eV}{\beta k T}} - 1 \right)$$

In genere, comunque, questo tipo di diodi viene pilotato con correnti di un ordine di grandezza superiore a quelle dei normali diodi di segnale, sulle decine di mA. Il processo di ricombinazione, in pratica, consiste in una transizione energetica spontanea di un elettrone dal livello  $E_c$  a quello  $E_v$ ; in un diodo ideale questo processo prende sempre parte ad una ricombinazione radiativa e pertanto ad un fotone. Nella pratica, in realtà, questo non avviene e l'efficienza del dispositivo può essere definita in termini del parametro *efficienza quantica*, definita come

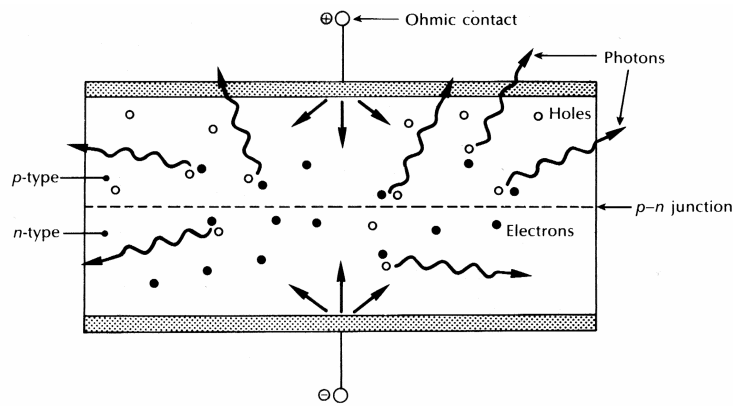
$$\eta = \frac{\phi}{n}$$

dove  $n$  indica il numero di elettroni transitanti nella giunzione nell'unità di tempo e  $\phi$  il numero di fotoni generati nell'unità di tempo. Gli elettroni e le lacune, infatti, possono anche ricombinarsi non radiativamente producendo calore all'interno del semiconduttore, ma non luce. Il parametro efficienza quantica interna può essere espresso anche come

$$\eta_I = \frac{R_r}{R_r + R_{nr}}$$

dove  $R_r$  è il numero di ricombinazioni radiative al secondo e  $R_{nr}$  è il numero di ricombinazioni non radiative al secondo. Un efficiente generatore di luce a semiconduttore deve essere caratterizzato dall'avere molte più ricombinazioni radiative che quelle non radiative: questo si può ottenere tramite un'opportuna alimentazione della giunzione con portatori di carica, possibilmente confinati a ridosso della regione ricombinativa con opportune barriere di potenziale e tramite un'opportuna scelta del materiale utilizzato: i materiali a gap diretto sono certamente favoriti rispetto a quelli a gap indiretto perché in questi non c'è bisogno di cedere parte dell'energia elettronica ai fononi e dunque in calore. La ricombinazione dei portatori minoritari, infatti, richiede che la quantità di moto dei portatori si conservi durante la transizione; la quantità di moto di un portatore di carica è  $m\mathbf{v}$  e quella di un fotone è  $\hbar\mathbf{k}$ , dove il modulo di  $\mathbf{k}$  vale  $2\pi/\lambda$  e la direzione di  $\mathbf{k}$  è quella di emissione. Nel silicio e nel germanio è difficoltoso riuscire a soddisfare questa relazione senza l'intervento di un terzo intermediario, il fonone, che altro non è se non un modo di agitazione termica del reticolo cristallino; in questi casi si parla di *ricombinazione indiretta*. Nei materiali a gap indiretto, comunque, la necessità dell'intervento di un fonone per la transizione fa sì che il tempo di vita medio dei portatori in banda di conduzione sia elevato (da 0.01 s a 0.1 ms), e questo implica che sia molto più probabile che i portatori compiano il salto interbanda attraverso fenomeni non radiativi quali l'urto con le impurezze e le discontinuità del reticolo cristallino.

Esistono comunque molte famiglie di semiconduttori realizzati a partire dalla miscelazione di elementi appartenenti ai gruppi III e V della tabella periodica ( o anche II e VI ) che non richiedono l'intervento fononico e che sono pertanto in grado di produrre *transizioni dirette*. Per esempio, sono usate combinazioni di gallio, alluminio e arsenico, oppure di indio, gallio, arsenico e fosforo. Quando si verifica la ricombinazione, i fotoni vengono emessi in direzioni casuali come mostrato nella figura successiva:



Nella polarizzazione inversa, invece, il transito di elettroni per effetto tunnel è praticamente annullato, per cui la luce emessa è sostanzialmente nulla.

Attualmente, le strutture a diodo emettenti luce (LED) presentano alcuni svantaggi nei confronti dell'uso di strutture laser, tra cui:

- in generale riescono a portare una minore quantità di potenza nella fibra;
- usualmente hanno una banda di modulazione più piccola;
- presentano una maggiore distorsione armonica.

Malgrado questo, comunque, i vantaggi derivanti dal loro uso sono notevoli, soprattutto in termini di :

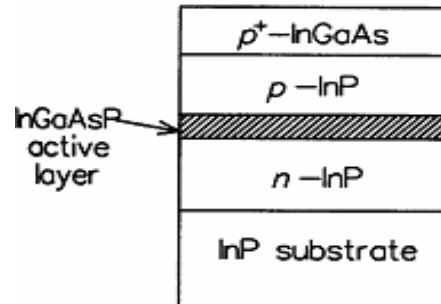
- semplicità di fabbricazione, perché non ci sono specchi da costruire e in alcune strutture non c'è bisogno della stripe geometry;
- costo, sia per l'acquisto che per la gestione;
- conservazione delle caratteristiche nel tempo, con un minor degrado rispetto ai sistemi laser;
- minore dipendenza dalla temperatura;
- semplicità della circuiteria di pilotaggio;
- linearità, con una dipendenza della potenza ottica di uscita idealmente perfettamente lineare rispetto alla corrente in ingresso, senza la necessità di dover necessariamente superare un livello di soglia per innescare l'effetto di emissione.

## IX. STRUTTURE TIPICHE EMETTENTI

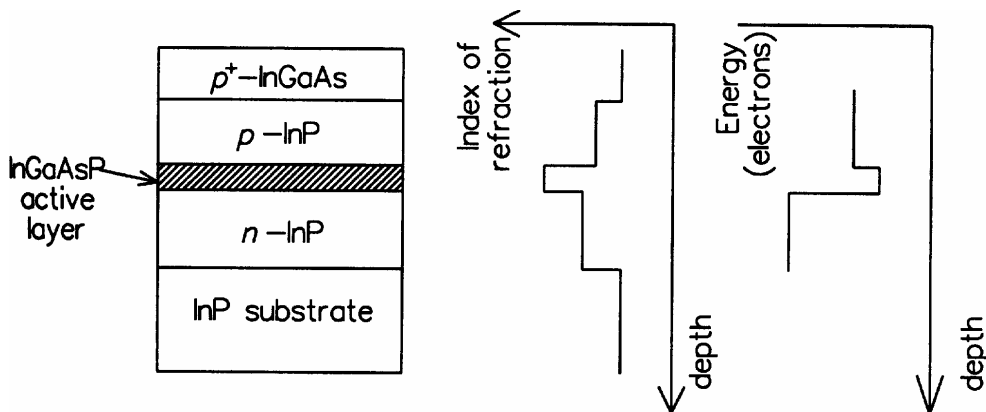
I diodi emettenti sono per lo più costruiti accrescendo strati di materiale semiconduttore uno sull'altro utilizzando il processo dell'accrescimento con l'epitassia a fase liquida. In questo processo, un substrato cristallino è esposto ad una soluzione liquida che contiene un'appropriata miscela di componenti. Sotto un continuo controllo di temperatura, il liquido precipita sul substrato cristallino e, se l'operazione è ben realizzata, l'ultimo strato della struttura cristallina si adatta perfettamente a quello sottostante; ciò ovviamente richiede che la spaziatura tra gli atomi dello stato che sta accrescendosi sia simile a quella dello strato sottostante. Gli strati vengono così accresciuti uno sull'altro e il loro spessore può venire accuratamente controllato con la temperatura e con la durata dell'esposizione. In alternativa sono usate altre tecniche, come l'epitassia a fase di vapore, l'epitassia a fasci molecolari, e la deposizione di vapori metallo-organici. Ad esempio, per ottenere lunghezze d'onda nel range tra 1000 e 1700 nm si può usare un cristallo del tipo  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ; i progettisti possono scegliere di variare  $x$  e  $y$  in base alla lunghezza d'onda voluta con considerazioni che tengano conto della costante del reticolo e delle proprietà termiche e meccaniche

del materiale prodotto. Per ottenere lunghezze d'onda minori in genere si usano invece combinazioni di GaAs e AlGaAs.

Il tipico semiconduttore emettente luce è fabbricato con quattro strati primari cresciuti sopra un substrato di base:



Per una sorgente caratterizzata da una lunghezza d'onda abbastanza lunga il substrato è solitamente di InP e gli strati consistono di uno strato buffer di InP di tipo n, una regione attiva di InGaAsP di tipo p, uno strato cladding di InP di tipo p e uno strato di InGaAs di tipo p+ pesantemente drogato. In questo modo si ottengono delle eterostrutture che riescono a confinare da un lato gli elettroni mediante buche di potenziale, e dall'altro a confinare la luce prodotta mediante una modulazione dell'indice di rifrazione lungo la giunzione che crea una situazione simile a quella che si verifica tra core e cladding nelle fibre ottiche:

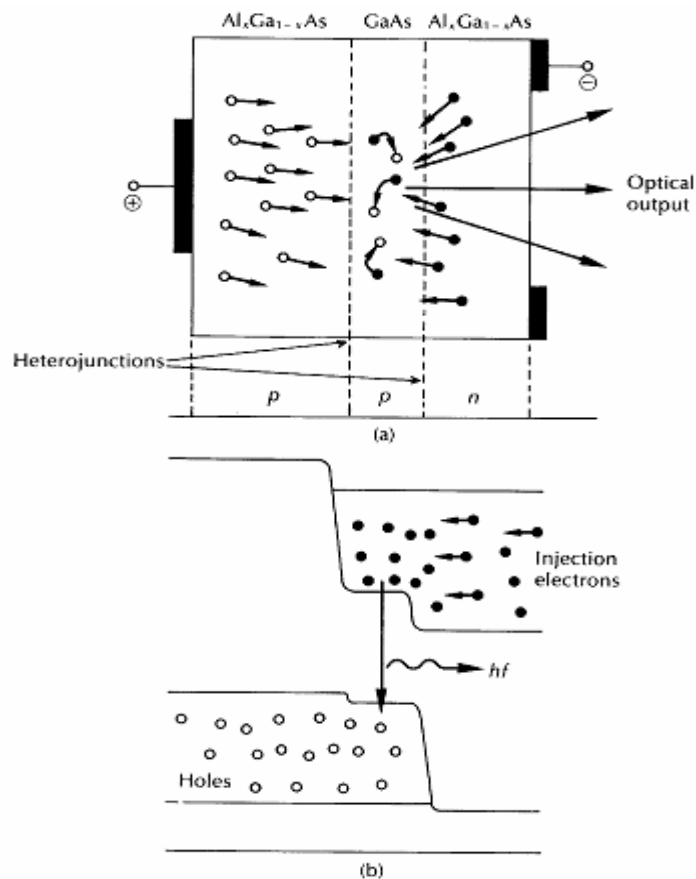


Come si è già visto parlando di strutture laser a semiconduttore, l'eterogiunzione confina gli elettroni in banda di conduzione e le lacune in banda di valenza in un particolare strato cristallino affiancandolo a due strati semiconduttori caratterizzati da un gap di maggiore energia; se questo strato, inoltre, è caratterizzato da un indice di rifrazione maggiore dei due che lo circondano si riesce ad ottenere anche il confinamento ottico verticale.

In questo modo, quando la giunzione viene direttamente polarizzata, l'emissione ottica durante il processo di ricombinazione delle cariche avviene come mostrato nella prossima figura.

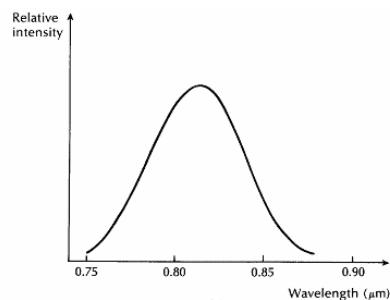
Come si può vedere, gli elettroni che si trovano iniettati in banda di conduzione si ricombinano con le lacune generando fotoni con direzione di emissione casuale. Ci sono cinque principali grandi famiglie di strutture led, benché solo le prime tre di queste abbiano trovato ampio campo di applicazione nel settore delle comunicazioni ottiche: ad emissione superficiale, ad emissione dal bordo, superluminescente, planare e a cupola (dome).





## X. SPETTRO DELLA LUCE EMESSA

Lo spettro della luce emessa non ha la caratteristica di essere a banda particolarmente stretta come si vede dalla figura seguente.

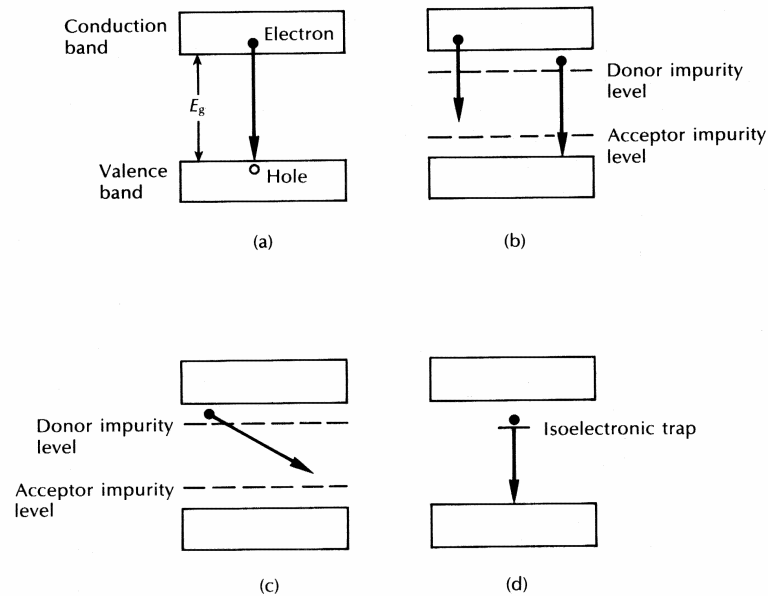


Ci sono diversi fattori che partecipano al suo allargamento:

- la banda di conduzione e quella di valenza non sono semplicemente singoli livelli discreti ma sono caratterizzate dal fatto che sono definite da un range di valori che varia in modo praticamente continuo, per cui il livello di energia che compete al fotone che si genera per una ricombinazione può essere variabile in un ampio range;
- in caso di ricombinazione con intervento di fononi, anche in materiali a gap diretto, parte dell'energia persa dall'elettrone viene acquisita dal fonone:

$$E_{C_{MIN}} - E_{V_{MAX}} \leq h\nu \leq E_{C_{MAX}} - E_{V_{MIN}}$$

- o a causa del drogaggio e delle impurità presenti nel cristallo, il passaggio di un elettrone dalla banda di conduzione a quella di valenza non è l'unica transizione possibile che può avvenire: è infatti possibile che un elettrone passi dalla banda di conduzione ad un livello localizzato nel gap proibito, da un livello localizzato spazialmente nel gap alla banda di conduzione o tra due livelli localizzati nel gap. Nella figura seguente sono mostrati i quattro possibili casi di generazione fotonica per processi radiativi:



Quando gli elettroni si trovano nei livelli localizzati, per il principio di indeterminazione di Heisenberg, si trovano in uno stato di incertezza per quello che riguarda la quantità di moto, dal momento che l'incertezza sulla posizione  $\Delta x$  e sulla quantità di moto  $\Delta p$  sono legate dalla relazione

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

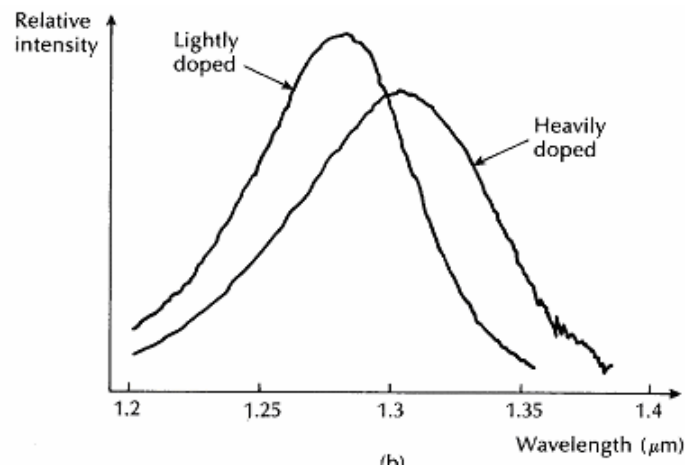
Poiché il vettore d'onda dell'elettrone  $k$  e la sua quantità di moto  $p$  sono legate dalla relazione

$$k = \frac{p}{\hbar}$$

si può scrivere che

$$\Delta k \geq \frac{1}{2\Delta x}$$

Esprimendo l'incertezza di posizione in termini della costante reticolare  $\Delta x = Na$  con  $N$  numero non troppo lontano dall'unità, si vede che, dal momento che in banda di conduzione  $k$  può variare circa tra  $-\pi/a$  e  $+\pi/a$ , si ha un range di livelli ammessi per la transizione abbastanza ampio da permettere una ampia incertezza sui livelli energetici di ricombinazione.

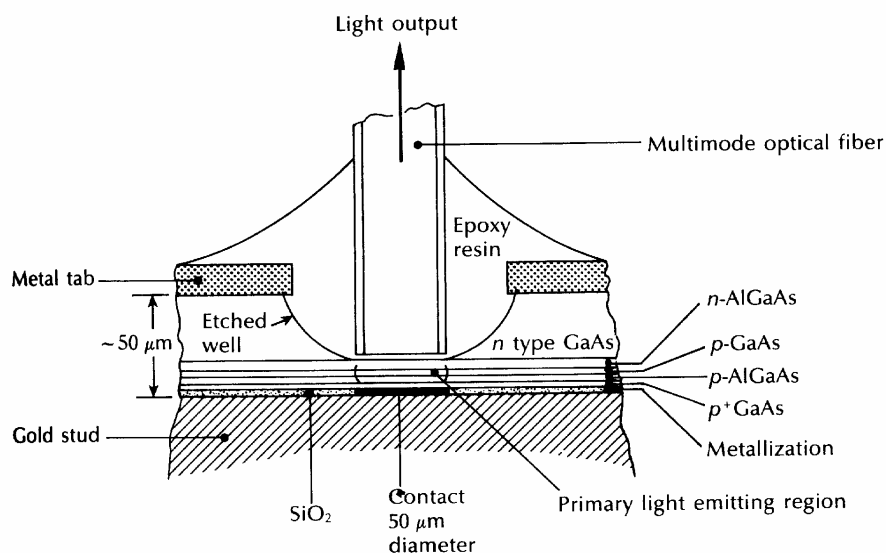


Modificare il drogaggio di una giunzione vuol dire modificare la prevalenza di uno di questi fenomeni sull'altro perché viene cambiato il numero di livelli energetici disponibili nel gap. Nella figura successiva viene mostrato lo spettro ottico di uscita di un LED al GaAs drogato più o meno pesantemente: con un maggior drogaggio lo spettro si allarga perché aumenta la percentuale di intervento dei nuovi livelli portati dai droganti rispetto ai salti interbanda.

## XI. PRINCIPALI TIPI DI LED

### XI.1. LED AD EMISSIONE SUPERFICIALE

Un metodo per ottenere elevata radianza consiste nel restringere l'emissione ad una piccola regione attiva all'interno del dispositivo. Questa tecnica, inizialmente realizzata con omogiunzioni prevede di utilizzare dei pozzi scavati nella struttura per ridurre l'assorbimento della radiazione prodotta e una facilitazione per l'innesto della fibra ottica direttamente sul led:



L'utilizzo di strutture a doppia eterogiunzione, inoltre, permette di limitare spazialmente i portatori di carica e la radiazione elettromagnetica emessa.

L'emissione dallo strato attivo è essenzialmente isotropica, anche se la distribuzione esterna di emissione può essere considerata Lambertiana con una larghezza a metà potenza di 120° per l'azione di rifrazione da un mezzo attivo ad alto coefficiente di rifrazione ad uno più basso e per

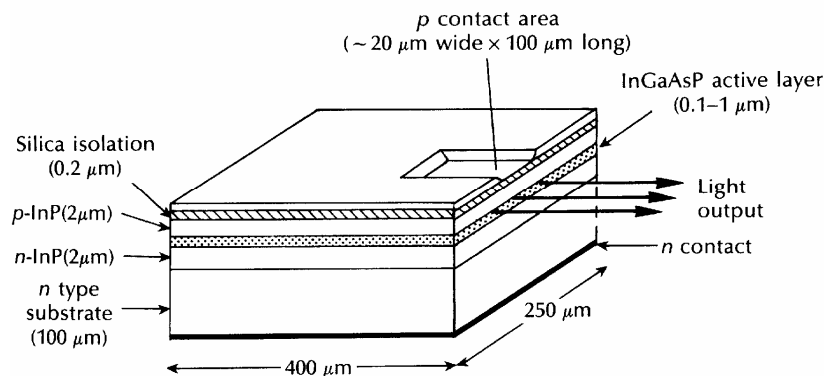
l'azione di attenuazione del cristallo dove non c'è scavo. La potenza  $P_C$  che viene immessa in una fibra SIF monomodale può essere stimata con la relazione:

$$P_C = \pi(1-r)AR_D(NA)^2$$

dove  $r$  è il coefficiente di riflessione di Fresnel alla superficie della fibra,  $A$  è la più piccola tra la superficie del core della fibra e l'area di emissione e  $R_D$  è la radianza della sorgente. Comunque, più in generale, la potenza accoppiata in fibra dipende anche da molti altri fattori tra cui la distanza e l'allineamento tra superficie emettente e la fibra, il pattern di emissione del led ed il tipo di mezzo che fa da accoppiatore. Per le fibre di tipo GIF, invece, il massimo accoppiamento si ha quando il diametro della sorgente è circa la metà di quello del core della fibra.

## XI.2. LED AD EMISSIONE DI BORDO (ELED)

Questo tipo di diodo led ha una struttura simile a quella dei convenzionali laser a semiconduttore a stripe geometry; si avvale di strati trasparenti che fanno da guida ottica alla radiazione e di uno strato attivo molto ridotto (da 50 a 100  $\mu\text{m}$ ) affinché la luce prodotta diffonda negli strati di guida riducendo il fenomeno di autoassorbimento nel mezzo attivo. Come conseguenza di ciò, in base alle considerazioni che si sono già viste nei laser a semiconduttori, la divergenza del fascio a metà potenza è circa sui  $30^\circ$  nel piano perpendicolare alla giunzione. Comunque, la mancanza di un effetto guidante sul piano parallelo alla giunzione fa sì che il fascio di uscita sul piano parallelo alla giunzione abbia una forma d'onda Lambertiana con divergenza di  $120^\circ$ .

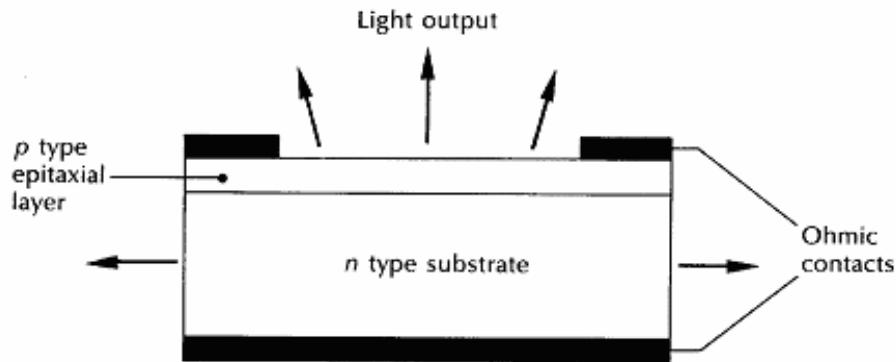


Solitamente la luce si propaga solo da una delle due interfacce, mentre l'altra è resa antiriflettente. Rispetto ai led a emissione superficiale, questi sono in grado di emettere una quantità di potenza minore in aria, ma sono in grado di avere un maggior coefficiente di accoppiamento con la fibra a causa di una maggiore direzionalità del fascio.

## XI.3. LED PLANARI

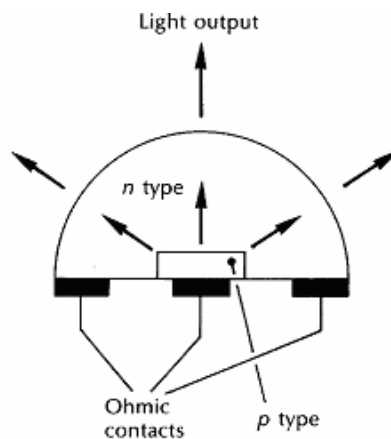
Il led planare è la più semplice struttura possibile ed è fabbricato con processi a crescita epitassiale sull'intera superficie di un substrato generalmente di GaAs. Viene operata una diffusione p su un substrato di tipo n al fine di creare una giunzione come in figura:

Una corrente di polarizzazione diretta implica la generazione di emissione spontanea di tipo Lambertiano e il dispositivo emette luce da tutte le superfici; solo una limitata quantità di luce riesce però ad uscire a causa della riflessione interna e per questo motivo la radianza di questo tipo di dispositivi è bassa.



#### XI.4. LED DOME

Nella figura seguente è mostrata la struttura tipica di questo tipo di led:



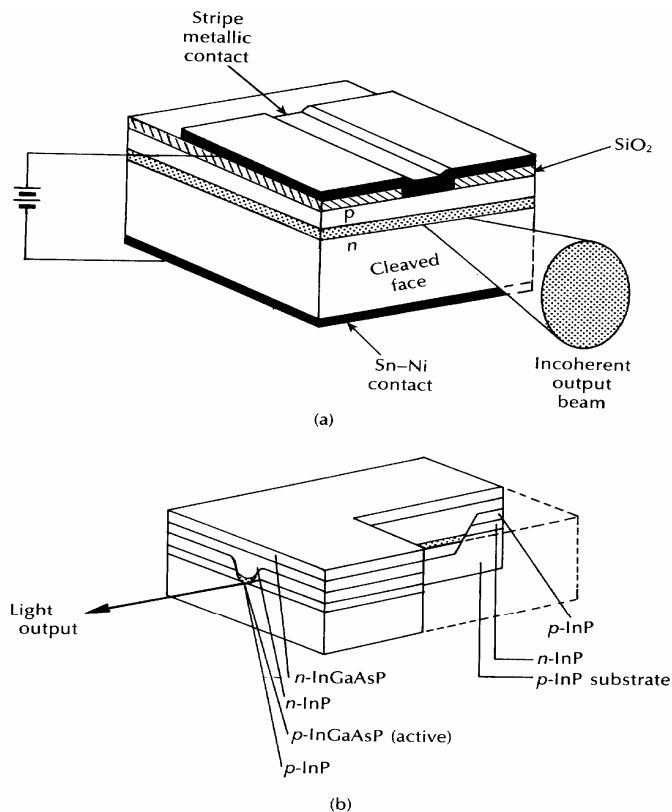
Si sfrutta la legge di Snell per cercare di stringere la divergenza del fascio in uscita rendendo curva la superficie che circonda la zona di emissione e facendo sì che il materiale esterno presenti un indice di rifrazione minore.

#### XI.5. LED SUPERLUMINESCENTI

Questo tipo di dispositivo offre ottime prestazioni se confrontato con i precedenti; in particolare offre vantaggi in termini di:

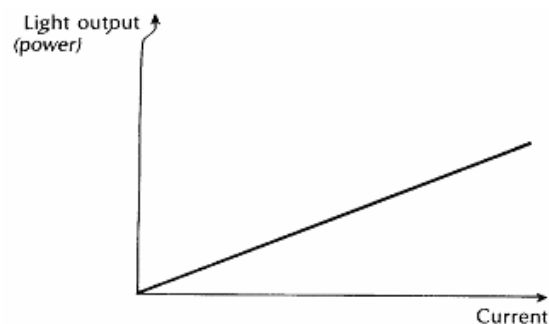
- elevata potenza di uscita;
- direzionalità del fascio in uscita;
- larghezza di banda della luce emessa più stretta (maggiore monocromaticità);
- maggiore banda di modulazione rispetto ai led convenzionali.

Nella figura seguente sono mostrate due possibili configurazioni di questi led.



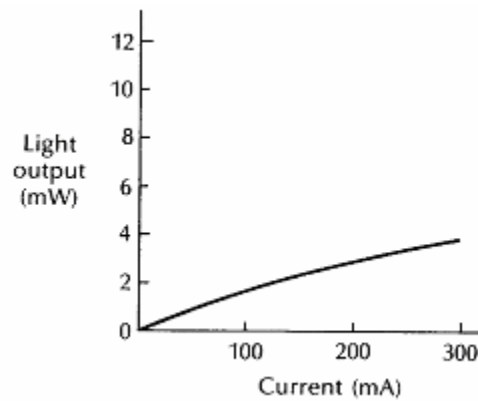
Si vede che in entrambi i casi la struttura è molto simile a quella degli ELED; la differenza principale sta nel fatto che la giunzione pn è alimentata con una potenza sufficientemente elevata fino ad arrivare nell'intorno di un funzionamento in inversione di popolazione e una delle due superfici di emissione della struttura è resa liscia al fine di realizzare uno specchio. In questo modo si ottiene una semicavità laser che offre una amplificazione coerente del fascio in un tragitto di andata e ritorno lungo la lunghezza della cavità. L'altra parete è invece costruita in modo tale da avere un coefficiente di riflessione molto piccolo al fine di fare uscire la radiazione emessa; in questo modo non si verifica la oscillazione in feedback tipica dei sistemi laser. Nella prima delle due figure mostrate, una faccia è resa liscia, mentre l'altra è resa opaca dal fatto che non c'è polarizzazione e pertanto non si crea l'inversione di polarizzazione.

## XII. PILOTAGGIO DEI LED

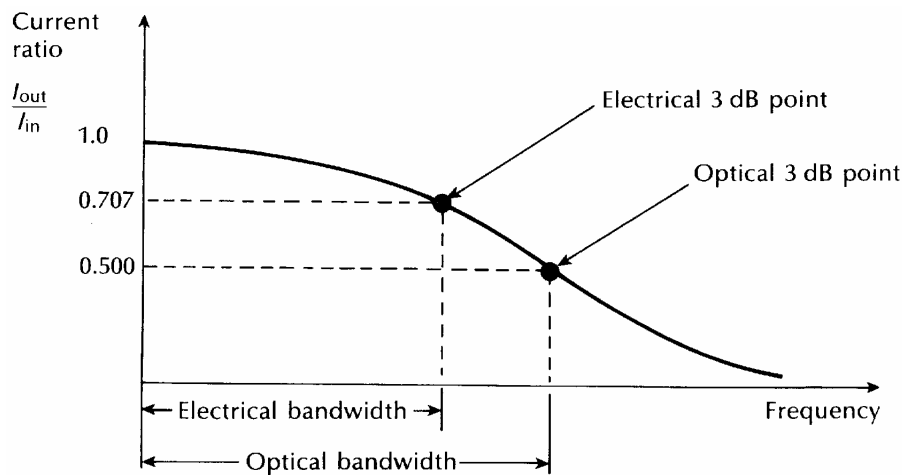


I led sono caratterizzati da una caratteristica ingresso-uscita di tipo lineare, dal momento che non è necessario superare una soglia per avere innesco di generazione di luce:

In realtà, la caratteristica ha una pendenza minore e tende alla saturazione perché non sono disponibili livelli energetici in quantità infinita:



Questi dispositivi sono caratterizzati da una banda di potenza ottica ed una di potenza elettrica: la seconda è definita dalla frequenza per cui la potenza luminosa emessa è la metà di quella in continua, mentre la prima è definita dalla frequenza per cui la potenza elettrica dissipata sul dispositivo è la metà di quella in continua. Sono diverse perché la potenza ottica di uscita è proporzionale a  $I$  e non a  $I^2$ :



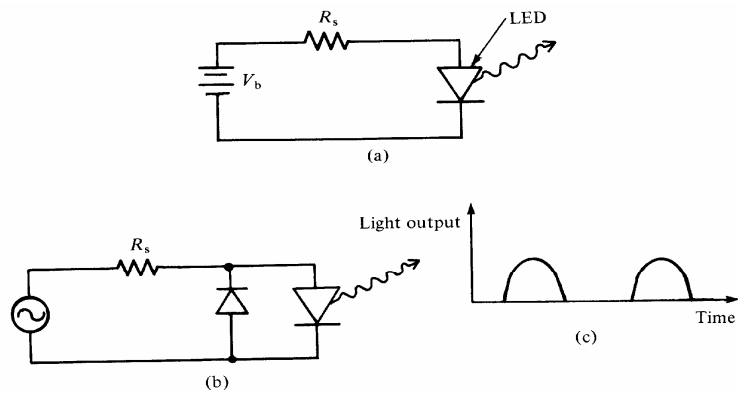
La risposta in frequenza del sistema può pertanto essere espressa nella forma:

$$R(f) = \frac{R(0)}{\sqrt{1 + 4\pi^2 \tau_e^2 f^2}}$$

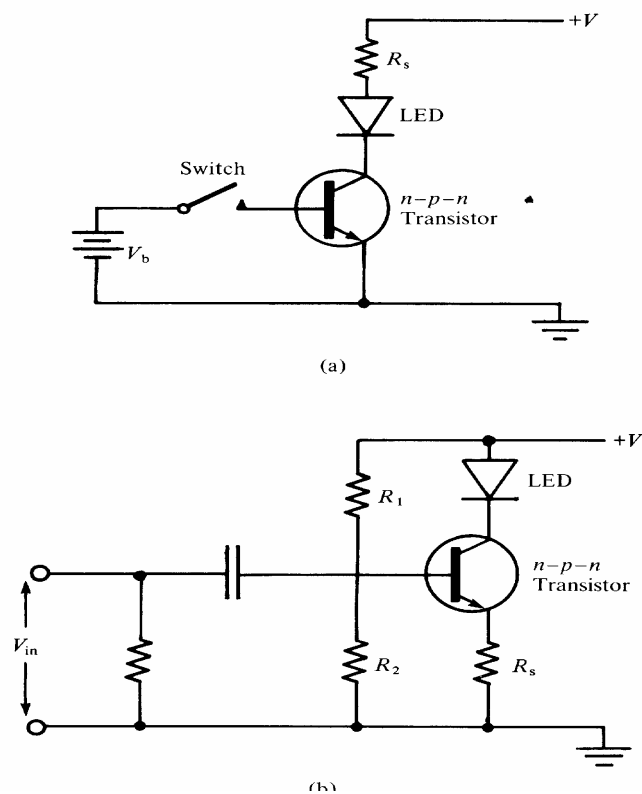
dove il polo, e dunque la costante di tempo, è dovuto al tempo di vita medio dei portatori minoritari e può essere espresso come

$$\tau_e = \frac{1}{Bp}$$

dove  $p$  è la concentrazione dei portatori maggioritari e  $B$  è una costante. I circuiti di pilotaggio più semplici sono costituiti dal pilotaggio in continua o da circuiti simili ai raddrizzatori a singola semionda in alternata (eventualmente con un diodo di segnale in controfase per proteggerlo dalla tensione in inversa).



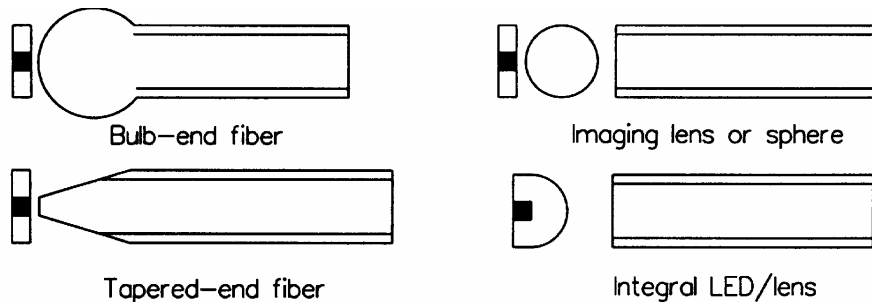
Il controllo tramite transistori è invece usato per ottenere livelli adeguati di corrente di pilotaggio:



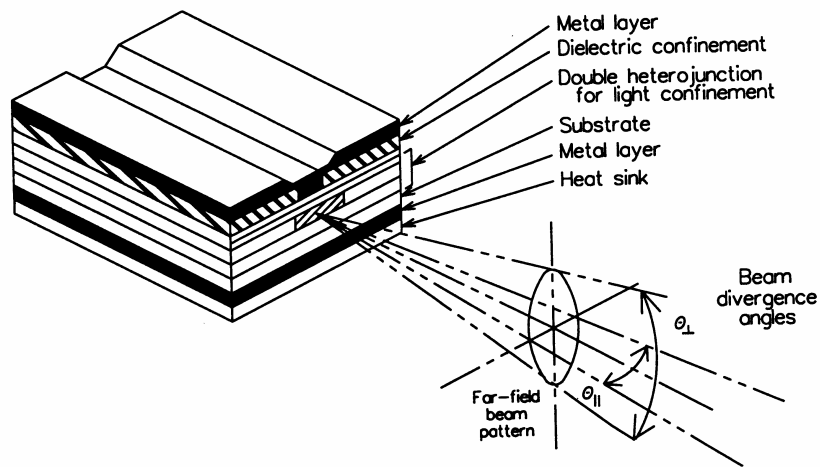
### XIII. ACCOPPIAMENTO LED / FIBRA OTTICA

L'accoppiamento tra LED e fibre ottiche viene effettuato in un modo simile a quello dei laser: può essere effettuato l'accoppiamento per avvicinamento, eventualmente avvalendosi di opportune variazioni dell'indice di rifrazione al di fuori della zona attiva per focalizzare il fascio, oppure tramite lenti, oppure sagomando opportunamente l'ingresso della fibra ottica in modo da scolpirle addosso una lente (tapered fiber):





#### XIV. DIVERGENZA DEL FASCIO IN USCITA DA LED E LASER A SEMICONDUCTORE



Visto in sezione, se la guida d'onda ottica ha un'altezza  $H$ , la divergenza del fascio può essere espressa come

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi H}$$