

Fundamentos de Electrónica

Teoria

Cap.7 – Dispositivos Optoelectrónicos

Jorge Manuel Torres Pereira
IST-2010

ÍNDICE

CAP. 7 – DISPOSITIVOS OPTOELECTRÓNICOS

	Pág.
7.1 Introdução	7.1
7.2 Noções de Optoelectrónica	7.1
7.3 Fotoresistências	7.5
7.4 Fotodíodos	7.8
7.5 Células Solares	7.10
7.5.1 Efeito fotovoltaico em junções p-n	7.11
7.5.2 Efeito das resistências série e paralelo	7.17
7.5.3 Efeito da temperatura	7.18
7.5.4 Células solares com rendimentos elevados	7.19
7.5.5 Junção Schottky, MIS (Metal-Isolante-Semicondutor)	7.23
7.6 Fototransistores	7.26
7.6.1 Tratamento qualitativo	7.26
7.6.2 Tratamento quantitativo	7.28
7.7 Fototiristores	7.29
7.8 Díodos emissores de luz (LEDs)	7.30
7.9 Acopladores Ópticos	7.35
7.9.1 Estrutura e princípio de funcionamento	7.35
7.9.2 Característica $I_C(U_{CE})_{I_F=C^{te}}$	7.38
7.9.3 Característica de Transferência $I_C(I_F)_{U_{CE}=C^{te}}$	7.39
7.9.4 Influência da temperatura na relação de transferência de corrente	7.39
7.9.5 Influência de uma resistência externa R_{EB} entre Emissor e Base	7.40
7.10 Laser de Semicondutor	7.41
7.10.1 Princípio de funcionamento dos lasers	7.41
7.10.2 Estruturas para os lasers	7.48
7.10.3 Característica potência luminosa-corrente e característica espectral dos LEDs e LASERS	7.50
7.10.4 Lasers DFB e DBR	7.55
Bibliografia	7.56

DISPOSITIVOS OPTOELECTRÓNICOS

7.1. Introdução

Os dispositivos optoelectrónicos englobam um conjunto muito variado de dispositivos cujo princípio de funcionamento assenta na interacção entre a radiação electromagnética e os electrões dos materiais utilizados no seu fabrico. Daremos especial atenção aos dispositivos de materiais semicondutores, sendo de particular importância:

- 1) Os fotodetectores: convertem num sinal eléctrico as alterações das suas propriedades eléctricas resultantes da incidência de luz. Ex: fotoresistências, fotodíodos, fototransistores, fototiristores;
- 2) Os emissores de luz: transformam energia eléctrica em radiação luminosa. Ex: díodos emissores de luz (LED – Light Emitting Diode) e fontes coerentes de radiação (LASER – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation);
- 3) Os conversores optoelectrónicos: transformam energia luminosa em energia eléctrica. Ex: células solares;
- 4) Os acopladores ópticos: promovem a ligação óptica entre dois circuitos (o emissor e o detector de luz) que se encontram isolados galvânicamente;

7.2. Noções de optoelectrónica

A emissão e a absorção de luz em dispositivos optoelectrónicos, pode ser explicada fisicamente a partir da interacção entre os electrões nos materiais, normalmente semicondutores, e os quanta de energia electromagnética designados geralmente por fotões. Interessa-nos em particular a radiação cujos comprimentos de onda se situam entre 10^{-2} e $10^2 \mu\text{m}$, o que corresponde ao espectro que vai do ultravioleta ao infravermelho respectivamente, Fig. 7.1.

Das relações fundamentais da Física Quântica, a frequência f da radiação está relacionada com a energia dos fotões através da constante de Planck h :

$$W = hf = (hc)/\lambda \quad (7.1)$$

onde c é a velocidade de propagação da luz no vácuo e λ o comprimento de onda respectivo.

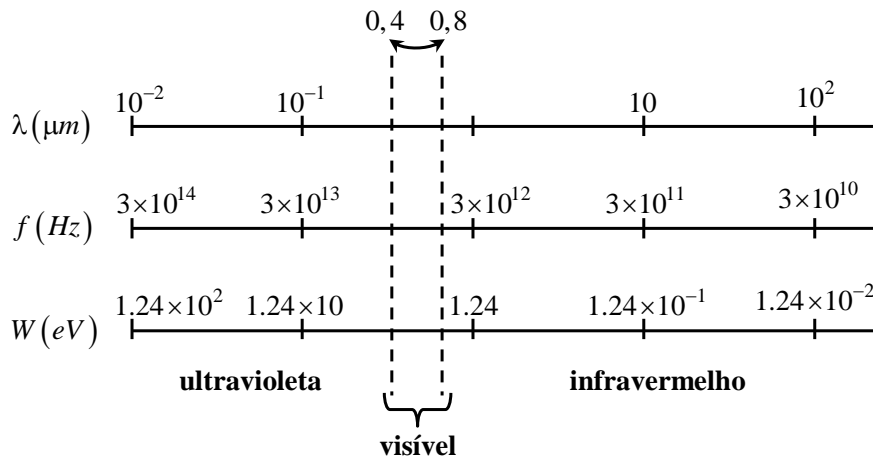


Fig. 7.1 – Relação entre os valores de λ , f , e W no intervalo que vai do ultravioleta ao infravermelho.

Como é conhecido, os estados de movimento para os electrões num sólido cristalino encontram-se quantificados. Nas transições de electrões entre estados, a energia W do sistema assim como a quantidade de movimento $p = \hbar\mathbf{k}$, descrita pelo vector de onda \mathbf{k} , devem ser conservadas. As interacções envolvidas podem ser de vários tipos. Salientam-se as interacções entre electrões e a radiação electromagnética (electrão-fotão) e as interacções entre electrões e a rede cristalina (electrão-fonão). Nas interacções electrão-fonão a variação de energia envolvida é, em geral, muito pequena, da ordem da dezena de meV , embora a variação de momento p possa ser apreciável. Inversamente, nas transições electrónicas que envolvam a emissão ou absorção de fotões, a variação de energia pode ser significativa, sendo desprezável a variação de momento. Assim, por incidência de uma radiação electromagnética de frequência f , os fotões incidentes promovem a geração de pares electrão-buraco se a variação de energia associada $\Delta W = hf$ for superior à altura de banda proibida, resultando num aumento da condutividade do material. Inversamente, os processos de recombinação estão associados à emissão de fotões cuja energia hf é igual à variação de energia do electrão. Designa-se por transição directa aquela que não envolve modificação do momento, Fig. 7.2 (a). Os semicondutores de banda directa são aquelas em que o mínimo de energia da banda de condução e o máximo de energia da banda de valência se caracterizam pelo mesmo valor de \mathbf{k} . O Arsenieto de Gálio, GaAs, é um exemplo de semiconductor de banda directa. Por transições indirectas são designadas aquelas que também exigem a variação do momento e,

portanto, estão associadas à presença de fonões, Fig. 7.2 (b). É o caso das transições electrónicas no Silício para energias próximas da altura de banda proibida. Estes processos são menos prováveis do que no caso das transições directas, pois envolvem um maior número de partículas.

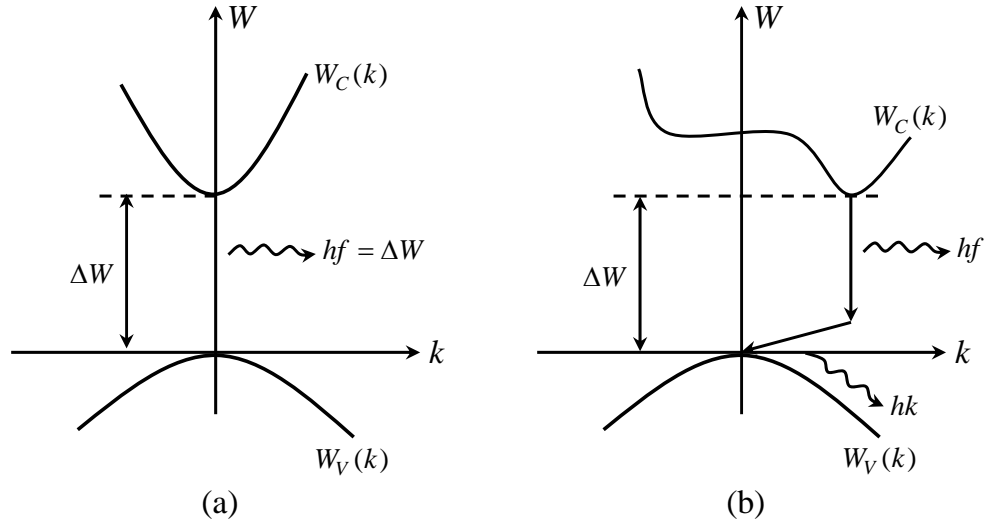


Fig. 7.2 – Materiais semicondutores de (a) banda directa e (b) banda indirecta.

Se os fotões da radiação incidente tiverem uma energia superior à altura da banda proibida, W_G , existe uma transição entre os estados da banda de valência, onde existem muitos electrões ligados, e os estados da banda de condução, onde existem muitos estados vagos. Na banda de condução o equilíbrio entre os electrões promovidos a estados de elevada energia é obtido por trocas de energia com a rede cristalina, Fig. 7.3. Se os fotões tiverem uma energia inferior à altura da banda proibida não pode haver criação de pares electrão-buraco por transição entre bandas. O material diz-se “transparente” à radiação. Na prática verificam-se transições electrónicas que estão associadas quer a interacções com os estados profundos da banda proibida (devidos às impurezas de substituição) quer a transições dentro da mesma banda. Em qualquer dos casos a probabilidade de absorção de fotões é muito baixa.

Consideremos um fluxo monocromático ϕ de fotões de frequência f e que incide num material semiconductor segundo uma dada direcção x . Em primeira análise podemos admitir que a taxa de absorção dos fotões com a distância x é proporcional ao número de fotões:

$$-\left(\frac{d\phi}{dx}\right) = \alpha\phi(x) \quad [m^{-3}s^{-1}] \quad (7.2)$$

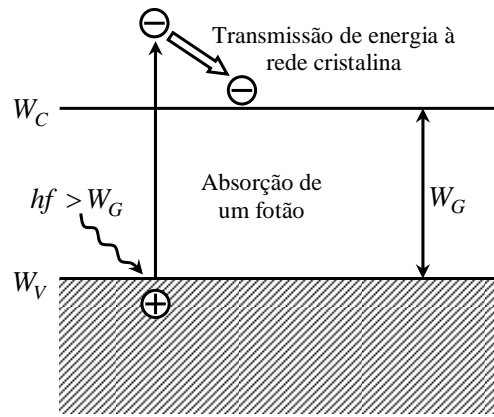


Fig. 7.3 – Processos associados à absorção dum fóton.

em que a constante de proporcionalidade α é designada por coeficiente de absorção dos fótons para o material considerado. A resolução de (7.2) conduz a uma diminuição exponencial do número de fótons com a profundidade de penetração no semiconductor, Fig. 7.4. Este andamento de $\phi(x)$ permite interpretar o inverso do coeficiente de absorção como a distância que em média os fótons percorrem no semiconductor até serem absorvidos. É usual considerar que os fótons incidentes são praticamente todos absorvidos numa espessura de semiconductor da ordem de $4/\alpha$.

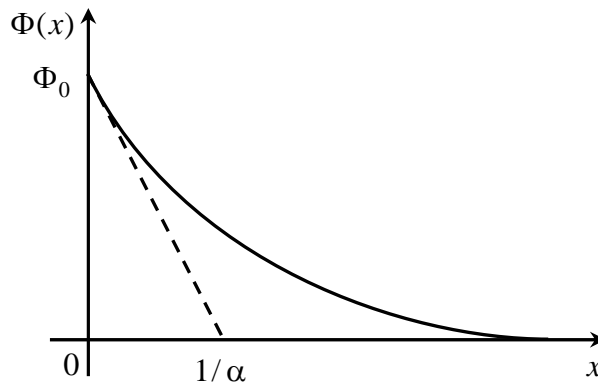


Fig. 7.4 – Evolução de $\phi(x)$.

Admitindo que cada fóton absorvido origina um par electrão-buraco, o ritmo de geração por efeito fotoeléctrico interno será dado por:

$$G_{fe} = -\left(\frac{d\phi}{dx}\right) = \alpha\phi_0 e^{-\alpha x} \quad [m^{-3}s^{-1}] \quad (7.3)$$

sendo $\phi_0 = \phi(x=0)$, α representa assim a razão entre o ritmo de geração por efeito fotoeléctrico e o fluxo de fótons $\phi(x)$.

Na Fig. 7.5 mostra-se a dependência de α com a energia para vários materiais semicondutores. É de realçar que, para os materiais de banda directa o valor de α varia bruscamente quando a energia dos fótons toma valores próximos dos da altura da banda proibida do semiconductor.

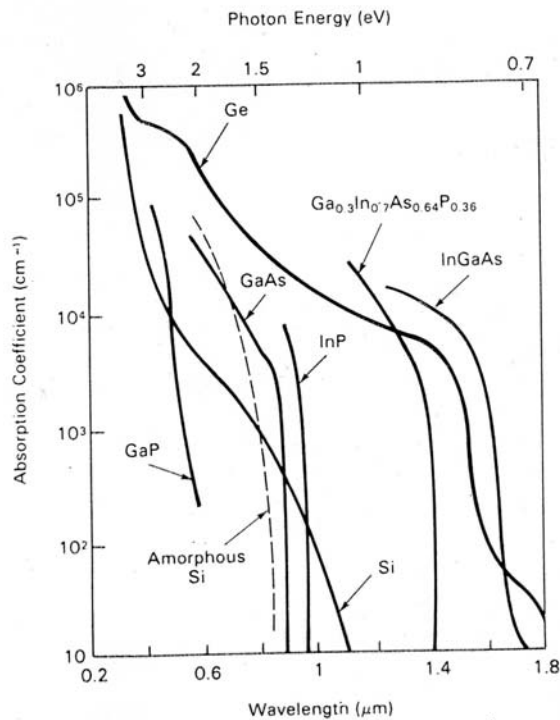


Fig. 7.5 – Coeficiente de absorção para vários materiais semicondutores.

Os símbolos dos dispositivos fotoelétricos são semelhantes aos dos seus análogos normais, acompanhados de uma seta que alude à emissão ou recepção de radiação.

7.3. Fotoresistências

As fotoresistências são feitas de material semiconductor e as suas aplicações estão relacionadas com o aumento da condutividade devido à acção de uma iluminação adequada. Como se viu no parágrafo anterior o efeito fotoelétrico interno só se manifesta se a energia dos fótons for maior que a altura da banda proibida. Por sua vez, a sensibilidade das fotoresistências será tanto maior quanto maior o valor da resistência na ausência de iluminação. Neste aspecto os semicondutores intrínsecos são mais vantajosos que os semicondutores extrínsecos.

Se admitirmos que o material tem uma secção constante S e comprimento L , o valor da resistência é dado por:

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S} \quad (7.4)$$

em que $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$.

Sob iluminação o ritmo total de geração de pares electrão-buraco possui uma contribuição da agitação térmica da rede cristalina, $G_{ter} = rn_0p_0$, e uma contribuição da iluminação, G_{fe} . As concentrações totais de electrões e buracos apresentam um acréscimo em relação ao valor de equilíbrio termodinâmico que, para iluminação uniforme, é o mesmo para os dois tipos de portadores :

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n \\ p &= p_0 + \Delta n \end{aligned}$$

Nessas condições é fácil verificar que:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma \quad (7.5)$$

onde $\sigma_0 = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$ é a condutividade do material na ausência de iluminação e $\Delta\sigma = q\Delta n(\mu_p + \mu_n)$ representa o efeito da radiação incidente na condutividade.

Em regime estacionário, com iluminação:

$$\begin{aligned} G_{fe} &= R - G_{th} = r(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta n) - rn_i^2 \\ &= \cancel{rn_0p_0} + rn_0\Delta n + rp_0\Delta n + r\Delta n^2 - \cancel{rn_i^2} \\ &= r(n_0 + p_0)\Delta n + r\Delta n^2 \end{aligned} \quad (7.6)$$

Consideremos as duas seguintes situações:

1) Injecção fraca de portadores

Nessas condições (7.5) e (7.6) mostram que o ritmo de geração por efeito fotoeléctrico e a condutividade são proporcionais.

$$\Delta\sigma = q \frac{(\mu_p + \mu_n)G_{fe}}{r(n_0 + p_0)} \quad (7.7)$$

Para uma dada tensão U aplicada a variação de corrente observada por acção da iluminação é dada por:

$$\Delta I = \frac{U S \Delta \sigma}{L} = \frac{U S q (\mu_p + \mu_n) G_{fe}}{L r (n_0 + p_0)} \quad (7.8)$$

Define-se rendimento da fotocondução como a razão entre o número de pares electrão-buraco criados e o número de fótons absorvidos:

$$\eta = \frac{I}{q(G_{fe}SL)} = \frac{U(\mu_p + \mu_n)}{L^2 r (n_0 + p_0)} \quad (7.9)$$

A expressão (7.9) mostra que o rendimento da fotocondução é maior nos semicondutores intrínsecos do que nos semicondutores extrínsecos. No entanto a diminuição de $(n_0 + p_0)$ piora as respostas dinâmicas dos dispositivos uma vez que aumenta os tempos de vida médio dos portadores. Uma outra maneira de aumentar o rendimento é diminuir o comprimento dos dispositivos mas também aqui se assiste a uma situação compromisso uma vez que a consequente diminuição de resistência do semiconductor na ausência de iluminação torna muito baixa a sensibilidade do dispositivo à radiação.

2) Injecção forte de portadores.

Trata-se de outra situação limite. De (7.6) verifica-se não haver neste caso linearidade entre σ e G_{fe} . Consideremos, por conduzir a uma maior sensibilidade, o semiconductor como intrínseco. Com $\Delta n \gg n_i$ ter-se-à

$$G_{fe} \approx r \Delta n^2 \quad (7.10)$$

pelo que

$$\Delta \sigma \approx q(\mu_n + \mu_p) \sqrt{\frac{G_{fe}}{r}} \quad (7.11)$$

O símbolo da fotoresistência está representado na Fig. 7.6

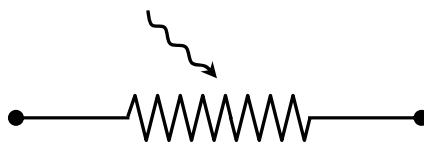


Fig. 7.6 – Símbolo da fotoresistência.

7.8 DISPOSITIVOS OPTOELECTRÓNICOS

Os materiais utilizados nas fotoresistências são o CdS ($W_G = 2,42 \text{ eV}$, $f_{\text{lim}} = 0,512 \mu\text{m}$) para a detecção de luz visível e o Ge ($W_G = 2,67 \text{ eV}$, $f_{\text{lim}} = 1,85 \mu\text{m}$) ou o InSb ($W_G = 0,18 \text{ eV}$, $f_{\text{lim}} = 6,89 \mu\text{m}$) para detectores de infravermelho.

7.4. Fotodíodos

Nos fotodetectores só contribuem para a corrente os electrões e buracos, gerados por efeito fotoeléctrico, que chegam aos contactos sem se recombinarem. Um processo simples e eficaz para atingir este objectivo consiste em aproveitar a zona de depleção de uma junção $p-n$. Com efeito o campo eléctrico associado a esta região permite separar espacialmente os portadores gerados por efeito fotoeléctrico e, devido à fraca população de electrões e buracos que caracterizam a região de transição, a recombinação de portadores é pouco importante. Sob iluminação, a relação $I(U)$ para o díodo pode escrever-se como:

$$I = I_{is} \left(e^{U/u_T} - 1 \right) - I_{\text{fot}} \quad (7.12)$$

em que I_{fot} traduz a componente da corrente devida à iluminação. Supondo que esta corrente é obtida por iluminação uniforme da região de transição, ter-se-à:

$$I_{\text{fot}} = G_{fe} A q \ell(U) \quad (7.13)$$

O comportamento do fotodíodo pode ser analisado em termos de uma fonte de corrente controlada pela iluminação. O circuito eléctrico equivalente dum fotodíodo está representado na Fig. 7.7.

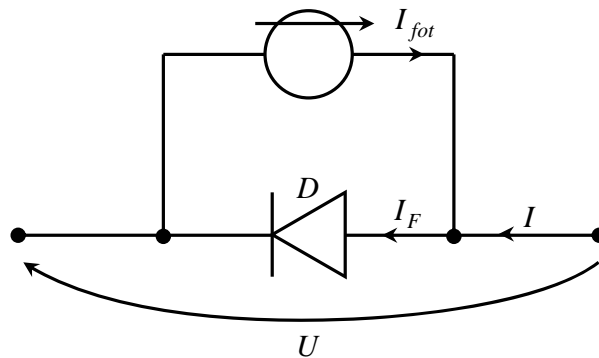


Fig. 7.7 – Circuito eléctrico equivalente dum fotodíodo.

As características tensão-corrente de um foto-díodo, tomando o fluxo da radiação incidente como parâmetro, estão representadas na Fig. 7.8.

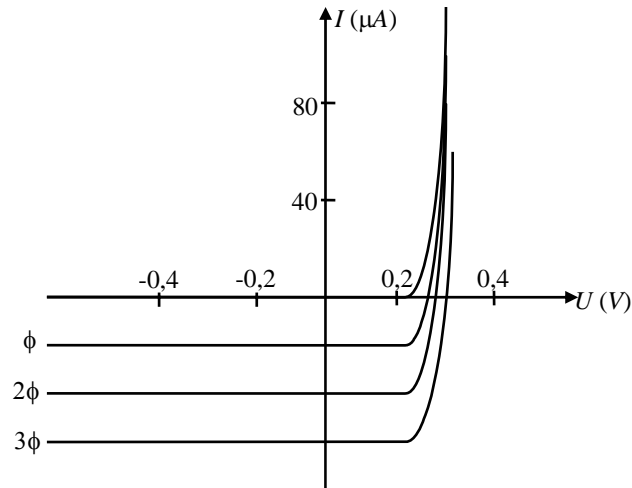


Fig. 7.8 – Característica $I(U)$ para um fotodíodo.

Para melhor linearidade e maior sensibilidade à iluminação o fotodíodo deve estar inversamente polarizado, Fig. 7.9. Neste caso a variação da tensão aos terminais da resistência é uma medida da intensidade da radiação incidente.

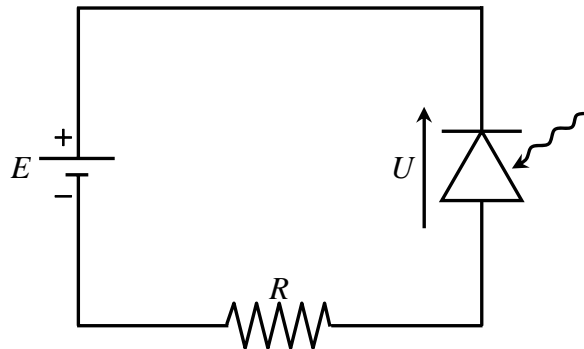


Fig. 7.9 – Circuito de polarização de um fotodíodo.

Normalmente a iluminação do díodo é feita lateralmente porque se fosse feita directamente na região de transição, dada a sua pequena espessura, I_{tot} seria demasiado baixa. Do lado iluminado a distância do contacto metálico à junção deve ser suficientemente pequena, comparada com os comprimentos de difusão, para que os portadores gerados não desapareçam por recombinação. Deverá, contudo ser suficientemente grande, comparada com o inverso do coeficiente de absorção, para que o semiconductor, nessa região, possa absorver um elevado número de fótons incidentes.

A estrutura p-i-n revela-se particularmente adequada para a implementação de fotodíodos, Fig. 7.10. Com polarização inversa a região depleta abrange toda a região intrínseca e o campo eléctrico nesta região é aproximadamente constante. Deste modo é

possível obter valores de I_{fot} muito mais elevados do que os que se obtêm para os díodos de junção convencionais. Por outro lado, a fotocorrente é praticamente independente da tensão de polarização em virtude da largura da região depleta ser determinada pela largura da região intrínseca, fixada tecnologicamente. Além das estruturas $p-i-n$ podem-se fabricar fotodíodos especialmente sensíveis à radiação aproveitando o mecanismo de disrupção por avalanche. Estes fotodíodos de avalanche são polarizados na zona de disrupção.

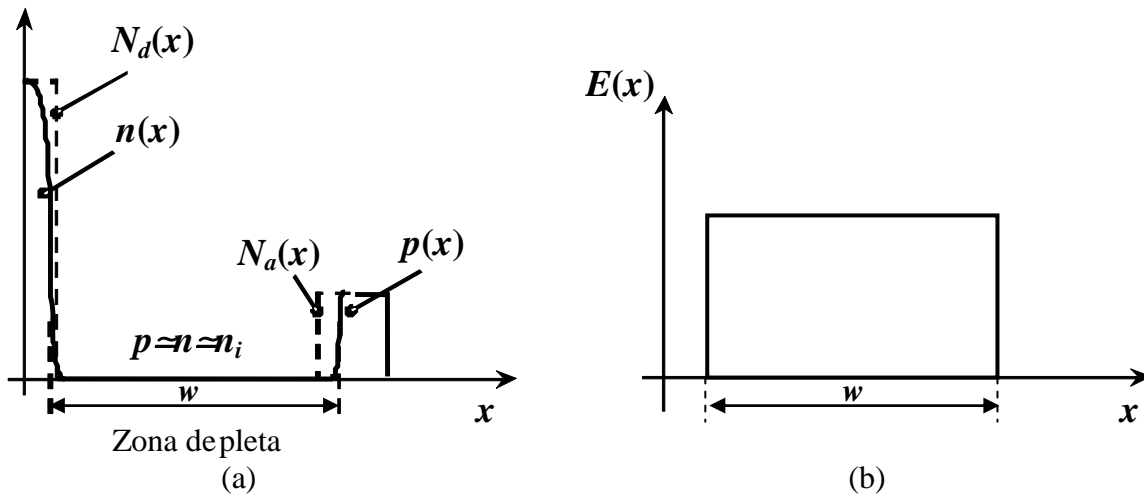


Fig. 7.10 – Estrutura p-i-n: (a) densidade de portadores; (b) campo eléctrico.

Quando comparadas com as fotoresistências, os fotodíodos apresentam normalmente uma menor sensibilidade à iluminação, embora possuam vantagens em relação àqueles no que diz respeito à linearidade e rapidez de resposta.

7.5. Células Solares

Os efeitos fotovoltaicos constituem uma classe de fenómenos em que, sob a acção da luz, aparece uma diferença de potencial numa dada região do semiconductor. O efeito fotovoltaico pode também manifestar-se pelo aparecimento de uma corrente ou corrente e tensão, dependendo do circuito exterior.

A luz incidente dá origem ao aparecimento de excessos de portadores, relativamente aos valores de equilíbrio termodinâmico. Os pares electrão-buraco gerados, sob a acção de campos locais, são separados podendo acumular-se em regiões onde deixará de haver neutralidade eléctrica, resultando por isso o aparecimento de uma diferença de potencial. A natureza e origem dos campos eléctricos responsáveis pelo aparecimento destes efeitos é que permitem distinguir os vários tipos de efeitos fotovoltaicos. De entre eles ir-se-á estudar com

mais pormenor o efeito fotovoltaico em junções p-n, com aplicações importantes na geração de energia eléctrica a partir da energia solar. Serão ainda referidas, no mesmo contexto, as junções Schottky.

7.5.1. Efeito fotovoltaico em junções p-n

Como se sabe, na junção *p-n* existe um campo eléctrico dirigido de *n* para *p* numa região relativamente estreita designada por região de transição. Este campo eléctrico será o responsável pela separação dos portadores (electrões e buracos) gerados aos pares pela iluminação incidente, que deve possuir uma energia maior ou igual à altura de banda proibida do semiconductor utilizado. A separação das cargas dá por isso origem ao aparecimento de uma diferença de potencial, positiva de *p* para *n*. Se se curto-circuitarem os terminais de junção *p-n*, aparecerá uma corrente nos fios de ligação, a corrente de curto-circuito, e que flui de *n* para *p*.

A expressão que relaciona a corrente e a tensão na junção *p-n*, sob iluminação, deverá possuir dois termos, um envolvendo a corrente devida à iluminação e o outro termo associado à resposta do diodo à tensão aplicada, sem iluminação. Pode escrever-se com alguma generalidade:

$$I = I_{is} \left(e^{\frac{U}{nU_T}} - 1 \right) - I_{cc} \quad (7.14)$$

em que I_{is} é a corrente inversa de saturação, n é o factor de idealidade e I_{cc} a corrente associada à iluminação e que, nesta expressão, é a corrente de curto-circuito, isto é, a corrente no circuito quando $U=0$. A expressão (7.14) é válida para os sentidos convencionados da Fig. 7.11 em que se assume que a tensão U exterior "cai" praticamente toda na região de transição (desprezam-se as resistências associadas às regiões quase-neutras *n* e *p* e aos contactos).

O valor de I_{cc} depende das condições inerentes à iluminação e à estrutura em estudo. A situação mais simples de analisar consiste em assumir que a iluminação é monocromática, uniforme, com uma taxa de geração por efeito fotoeléctrico, G_{fe} , constante, e que a injeção é fraca. Calcula-se então a evolução da densidade de portadores minoritários com a distância, para as regiões *n* e *p* e a partir dessas expressões obtêm-se as correntes de difusão nas fronteiras entre a região de transição e as regiões neutras. A corrente associada à iluminação será a soma destas duas contribuições (electrões e buracos). Deste modo ter-se-á:

$$I_{cc} = qG_{fe}(L_p + L_n)A \quad (7.15)$$

ou

$$I_{cc} = qG_{fe}(W_p + W_n) \frac{A}{2} \quad (7.16)$$

em que L_p , L_n são os comprimentos de difusão para buracos e electrões respectivamente, e W_p , W_n são as larguras das regiões p e n respectivamente e A a área da secção transversal, que se supõe constante. A equação (7.15) é válida quando $W_p \gg L_n, W_n \gg L_p$, e a equação (7.16) é válida na situação em que $W_p \ll L_n, W_n \ll L_p$ (supõe-se que a taxa de recombinação nos contactos óhmicos é infinita). As expressões (7.15) e (7.16) não incluem a corrente resultante da iluminação na região de transição. Pode-se incluir esta contribuição acrescentando em (7.15) e (7.16), dentro de parêntesis, a largura da região de transição.

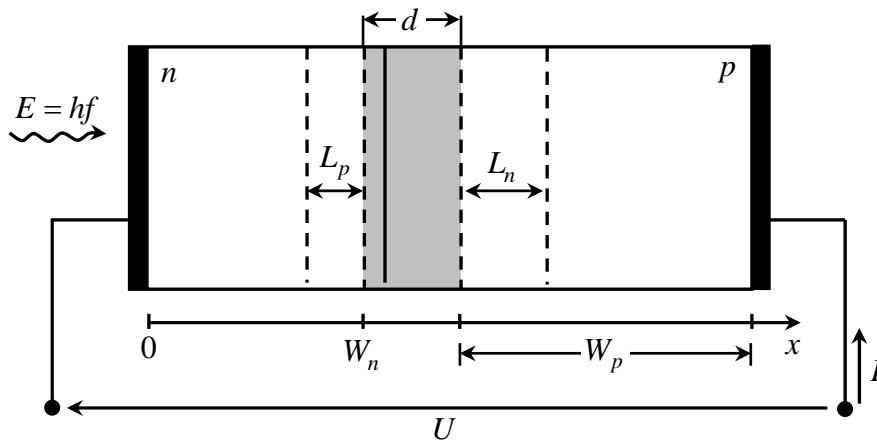


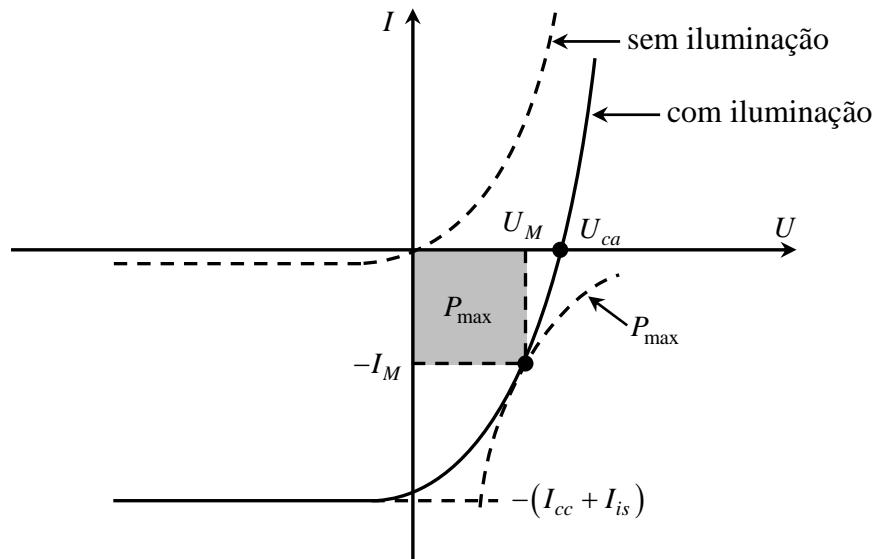
Fig. 7.11 – Junção p-n sob iluminação. Assume-se $N_d \gg N_a$.

A característica do díodo, sem e com iluminação, está representada na Fig. 7.12.

É claro que o funcionamento da junção $p-n$ como conversor fotovoltaico só é possível se a junção $p-n$ tiver o ponto de funcionamento no 4º quadrante. É por isso que, para as células solares, as características apresentadas na literatura, se reportam unicamente a este quadrante.

Um dos parâmetros característicos das células solares, para além da corrente de curto-circuito, é a tensão em circuito aberto, U_{ca} . De (7.14) tira-se:

$$U_{ca} = n u_T \ln \left(\frac{I_{cc}}{I_{is}} + 1 \right) \quad (7.17)$$

Fig. 7.12 – $I(U)$ para a célula solar.

Contudo, sob o ponto de vista das aplicações, os parâmetros determinantes na escolha da célula solar prendem-se com a potência máxima que ela pode fornecer e com o seu rendimento.

O rendimento da célula solar, η , é definido por:

$$\eta = \frac{P_{\max}}{P_{\text{incidente}}} \quad (7.18)$$

Por sua vez, a potência que a célula solar pode fornecer depende do seu ponto de funcionamento em repouso e é dada por:

$$P = UI = U \left[I_{is} \left(e^{\frac{U}{nUT}} - 1 \right) - I_{cc} \right] \quad (0 \leq U \leq U_{ca}) \quad (7.19)$$

Para $U = 0$ e $U = U_{ca}$ a potência é zero, tomando o valor máximo para um dado $U = U_M$, no intervalo considerado. O ponto $U = U_M$ é um ponto de estacionaridade da função $P(U)$, pelo que se verifica a relação:

$$\left(\frac{dP}{dU} \right) \Big|_{U=U_M} = 0 \quad (7.20)$$

ou seja

$$\left(\frac{U_M}{n u_T} + 1 \right) I_{is} e^{\frac{U_M}{n u_T}} - I_{is} - I_{cc} = 0 \quad (7.21)$$

Desta equação transcendente obter-se-á, por via numérica, o valor de U_M . Substituindo este valor em (7.14) obtém-se o valor de $I = -I_M$, ficando então determinado o ponto de funcionamento em repouso (PFR) da célula solar correspondente à potência máxima. Graficamente este PFR é o ponto tangente do ramo de hipérbole da função $I = P_{\max}/U$ com a característica $I(U)$, Fig. 7.12. A potência máxima P_{\max} que a célula solar pode fornecer é então dada por:

$$P_{\max} = U_M I_M \quad (7.22)$$

Na Fig. 7.12 a potência máxima está representada pela área a cinzento. Quando a célula tiver uma característica rectangular, o que corresponde à situação ideal, o PFR correspondente à potência máxima está no vértice do rectângulo e $P_{\max} = U_{ca} I_{cc}$. Nalgumas situações é suficiente linearizar a característica por forma a facilitar a determinação do ponto de funcionamento correspondente à potência máxima.

É fácil de ver que a potência máxima aumenta com o aumento de U_{ca} e I_{cc} pelo que se devem escolher os materiais semicondutores que permitam obter valores elevados para esses parâmetros. É de realçar no entanto que não é possível aumentar simultaneamente U_{ca} e I_{cc} . Com efeito o aumento de I_{cc} pode ser obtido diminuindo a altura de banda proibida do semicondutor (absorve fotões de uma gama espectral mais larga). Contudo, ao diminuir a altura da banda proibida, a tensão em aberto diminui. Aumentando a altura da banda proibida aumenta U_{ca} mas diminui I_{cc} . Há por isso uma gama de valores da altura da banda proibida que conduz a potências máximas mais elevadas, e por isso a maiores rendimentos, Fig. 7.13. A existência de bandas de absorção no espectro solar, devido à atmosfera terrestre, faz com que, para um dado material, o rendimento baixe. Verifica-se também que, quando o efeito da atmosfera terrestre é mais pronunciado, o rendimento máximo é obtido quando os materiais utilizados têm alturas da banda proibida menores.

Define-se também o factor de forma ou factor de enchimento (FF) como:

$$FF = \frac{P_{\max}}{U_{ca} I_{cc}} \quad (7.23)$$

em que $FF < 1$. Quando $FF = 1$ a característica da célula solar é rectangular e corresponde à situação ideal.

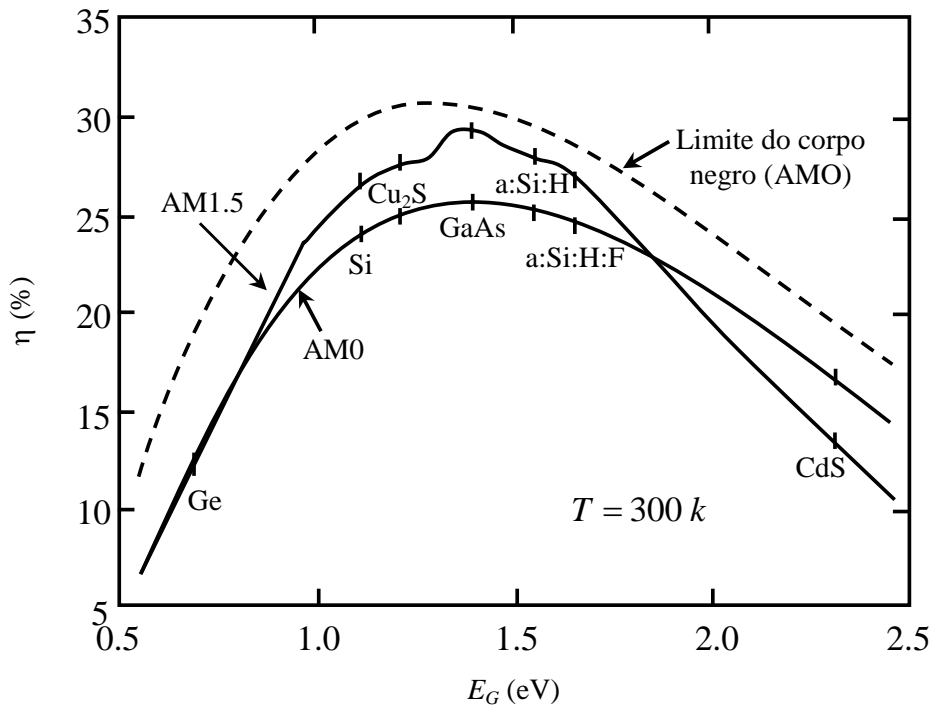


Fig. 7.13 – Rendimento de células solares em função da altura da banda proibida, para várias condições de iluminação.

O circuito de polarização mais simples, que obriga o PFR da célula solar a estar no 4º quadrante, está representado na Fig. 7.14.

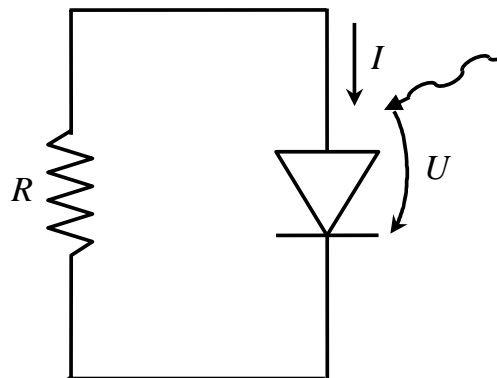


Fig. 7.14 – Circuito de polarização duma célula solar que permite fornecer energia à resistência R .

A recta de carga é dada por:

$$I = -\frac{U}{R} \quad (7.24)$$

e está representada na Fig. 7.15.

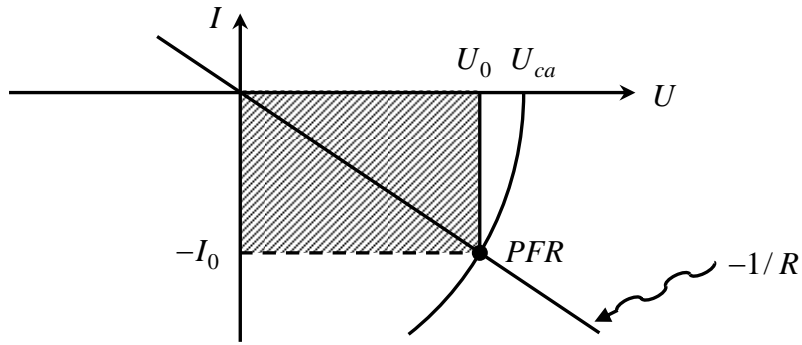


Fig. 7.15 – PFR correspondente ao circuito da Fig. 7.14.

Na Fig. 7.15 a área a tracejado representa a potência fornecida pela célula solar à resistência R . É evidente que a célula só pode fornecer a sua potência máxima à resistência de carga se esta tiver o valor R_{op} dado por:

$$R_{op} = \frac{U_M}{I_M} \tag{7.25}$$

Na Fig. 7.16 mostra-se a estrutura e a característica de uma célula solar de silício com rendimento elevado.

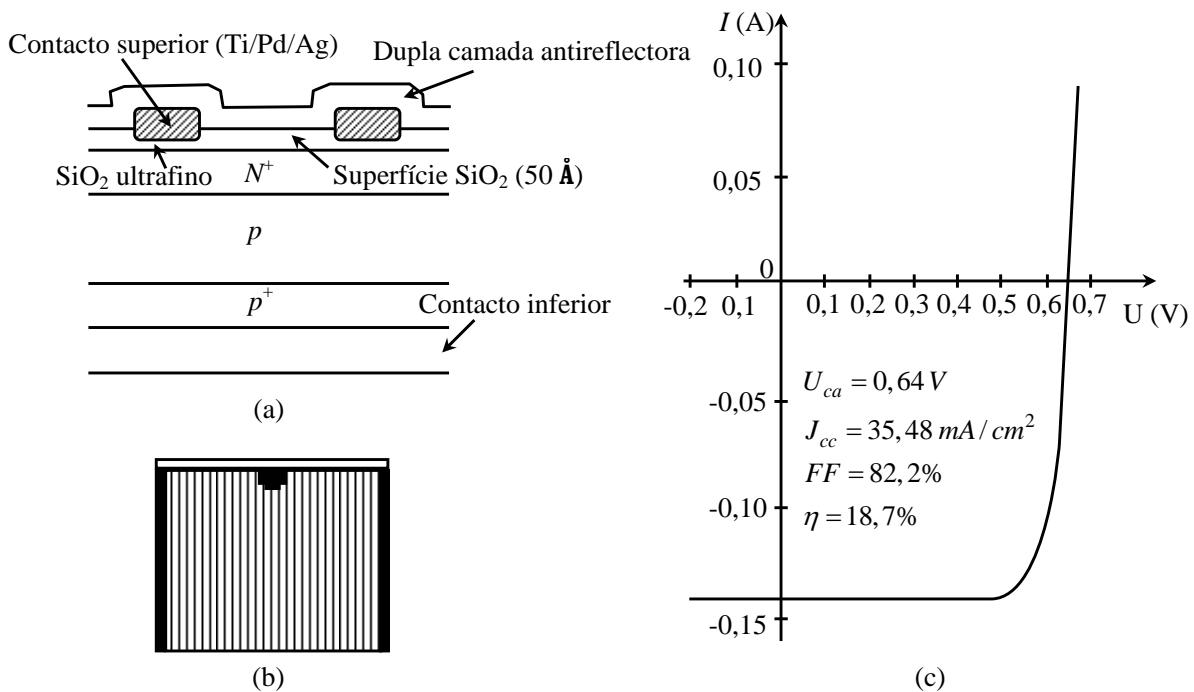


Fig. 7.16 – Célula solar de Si: (a) estrutura; (b) pormenor do contacto metálico na face iluminada; (c) característica $I(U)$.

De acordo com (7.14), a célula solar pode ser representada pelo circuito eléctrico equivalente da Fig. 7.17.

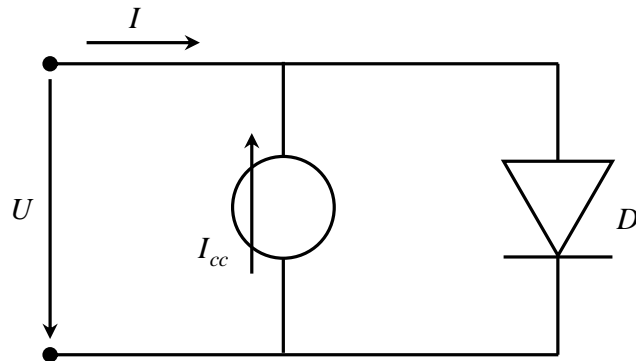


Fig. 7.17 – Circuito eléctrico equivalente da célula solar baseado na equação (7.14).

7.5.2. Efeito das resistências série e paralelo

Um circuito mais realista inclui as resistências série R_s , e paralelo R_p que traduzem as perdas de natureza óhmica e as perdas por correntes de fugas respectivamente. É conveniente que R_s seja o menor possível e R_p o maior possível. A Fig. 7.18 mostra o circuito eléctrico equivalente da célula solar envolvendo estas resistências.

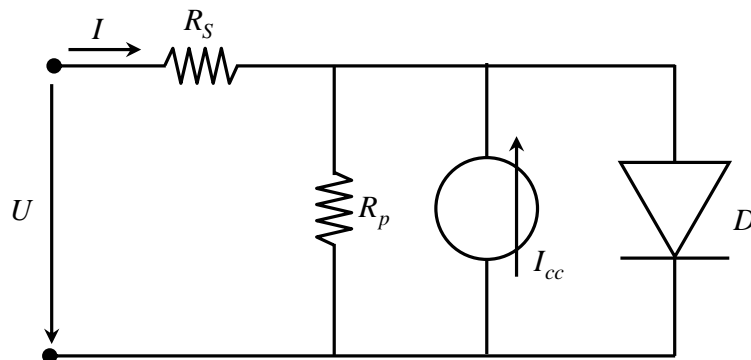


Fig. 7.18 – Inclusão das resistências série e paralelo no circuito eléctrico equivalente de uma célula solar.

Com a inclusão das resistências R_s e R_p a relação $I(U)$ tomará a forma:

$$I = \frac{U - R_s I}{R_p} + I_{is} \left(e^{\frac{U - R_s I}{n u_T}} - 1 \right) - I_{cc} \quad (7.26)$$

A influência de R_s e R_p nas características da célula solar está representada na Fig. 7.19. É fácil de ver que R_s e R_p afectam fundamentalmente o factor de forma, que se traduz numa

alteração acentuada do rendimento. É de realçar que o rendimento é mais sensível a R_s do que a R_p pelo que, na maior parte dos casos, só a influência de R_s é que é contabilizada, Fig. 7.20.

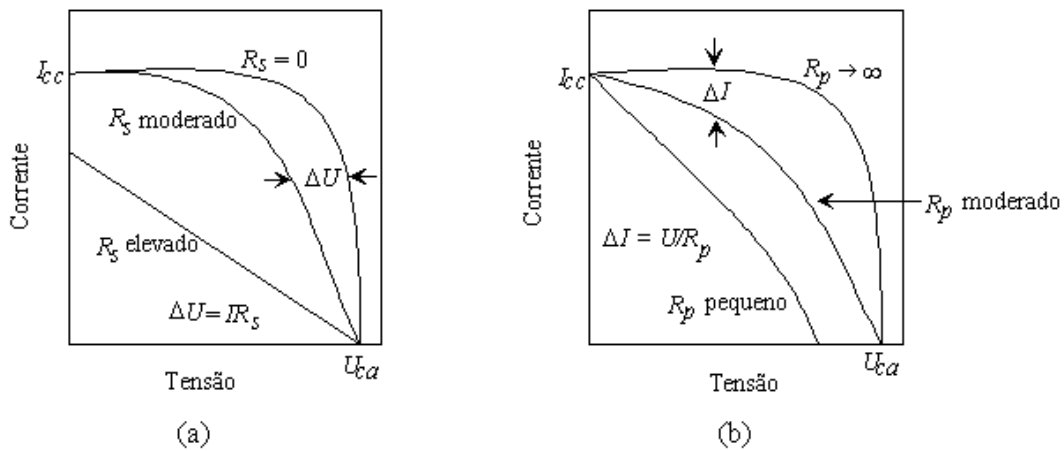


Fig. 7.19 – Influência na característica da célula solar de: (a) R_s , $R_p = \infty$; (b) R_p , $R_s = 0$.

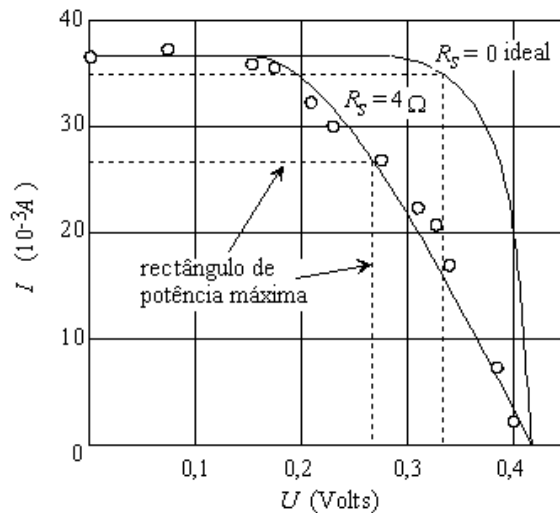


Fig. 7.20 – $I(U)$ para uma célula solar de Si com área de $1,7 \text{ cm}^2$ exposta à luz solar.

Os círculos representam os pontos experimentais.

7.5.3. Efeito da temperatura

A temperatura pode variar entre valores muito diferentes para as células solares colocadas no exterior, dependendo da estação do ano, da hora do dia, das condições climáticas, etc.

A corrente I_{cc} não é fortemente dependente da temperatura. Sobe ligeiramente com o aumento da temperatura já que o coeficiente de absorção do semicondutor sobe com a

temperatura devido à diminuição da altura da banda proibida. Quanto à tensão U_{ca} e ao factor de forma FF , ambos diminuem com o aumento da temperatura. Deste modo o rendimento, que pode ser expresso por:

$$\eta = \frac{FF U_{ca} I_{cc}}{P_{incidente}} \quad (7.27)$$

deverá diminuir quando a temperatura aumenta. Verifica-se que os semicondutores de maior altura de banda proibida são menos sensíveis a variações de temperatura. Está neste caso o GaAs que, relativamente ao Si, permite obter células solares com aproximadamente metade da sensibilidade à temperatura.

7.5.4. Células solares com rendimentos elevados

Como se viu, Fig. 7.13, o rendimento teórico das células solares é máximo, e toma valores da ordem dos 23%, quando a altura da banda proibida está no intervalo 1,4 - 1,6 eV. Para as células reais o rendimento é menor devido a vários factores, nomeadamente: a recombinação em superfície e no interior do semiconductor, resistências parasitas (resistência série), e ainda à dificuldade de captar a luz de forma eficiente para o interior do semiconductor (contactos bloqueiam parte da luz, reflectividade da interface semiconductor/ar). Um projecto adequado da estrutura da célula solar poderá contudo minimizar alguns dos problemas referidos e aumentar o seu rendimento.

Pode-se melhorar o acoplamento óptico utilizando contactos metálicos com a geometria optimizada, por forma a bloquearem o menos luz possível. Contudo deve também garantir-se que o valor da sua resistência e o da resistência entre o contacto e o semiconductor sejam baixos e que haja o mínimo de perdas associadas às correntes laterais, que se estabelecem na camada superior do semiconductor junto ao contacto. A utilização de camadas antireflectoras transparentes (uma ou várias) podem reduzir a reflectividade da célula solar a valores bastante baixos numa gama de comprimentos de onda elevada. Outra forma de reduzir a reflexão é a de fabricar a superfície exposta de modo a apresentar textura, Fig. 7.21.

Com este tipo de células mais luz é injectada no semiconductor permitindo também maior absorção para os comprimentos de onda maiores. Estas células possuem contudo algumas desvantagens nomeadamente: dificuldade de fabrico, o problema de manuseamento, e o facto de haver fótons que podem ser injectados no semiconductor sem terem a energia adequada para a criação de pares electrão-buraco e que acabam por ser responsáveis pelo aumento da temperatura da célula.

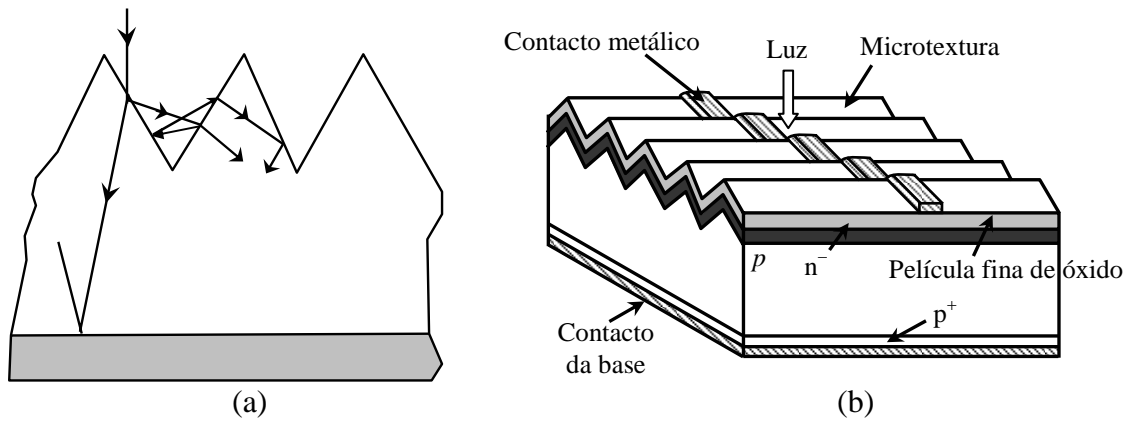


Fig. 7.21 – Superfície com textura para diminuir as perdas por reflexão: (a) Corte em que se mostra o princípio de funcionamento; (b) célula solar.

Pode-se também aumentar a potência luminosa incidente na célula solar utilizando concentradores. É possível deste modo aumentar U_{ca}, I_{cc} e η . Na Fig. 7.22 (a) e (b) representam-se o andamento de U_{ca}, η e FF para vários valores da densidade de potência incidente. O aumento de η com a potência incidente prende-se com a subida de U_{ca}, I_{cc} e FF . Após atingir um máximo η decresce, fundamentalmente devido à diminuição de FF que se associa ao efeito da resistência série, mais importante para correntes mais elevadas.

Nas células solares que utilizam concentradores os η são em geral mais baixos que os previstos, devido ao aquecimento da célula solar. Neste caso é necessário arrefecer a célula solar para que se garantam valores aceitáveis. Para concentrações baixas pode ser suficiente o arrefecimento passivo, enquanto que para concentrações altas o arrefecimento activo (e.g. circulação forçada de água) é obrigatório.

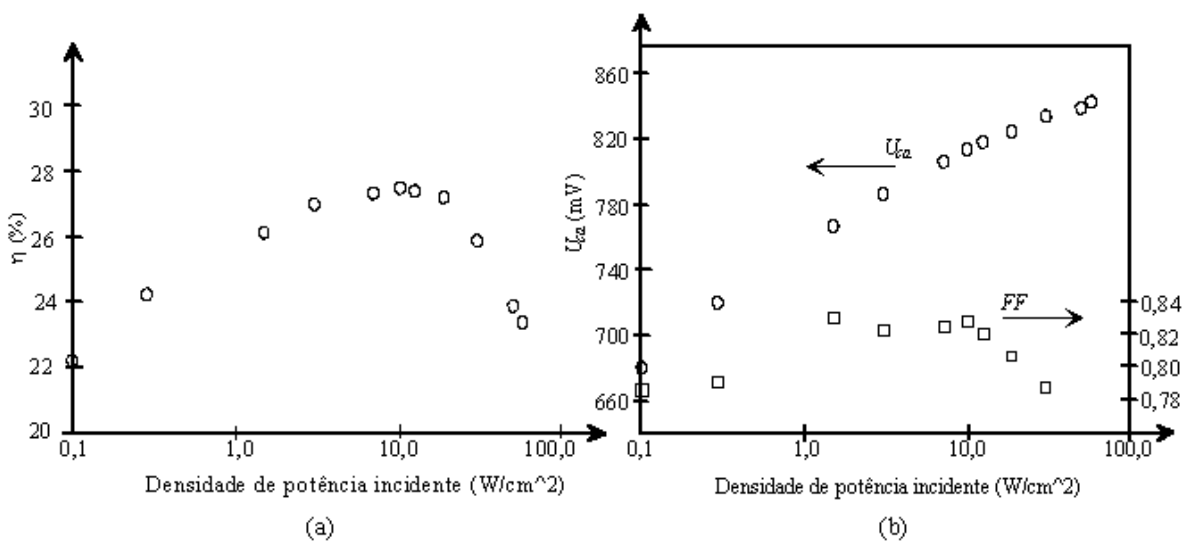


Fig. 7.22 – (a) Rendimento da célula solar em função da potência incidente; (b) Tensão em aberto e factor de enchimento em função da potência incidente.

Um sistema eficiente, sob o ponto de vista de absorção de fótons numa vasta gama de valores de energia, consiste em ter células solares constituídas por materiais semicondutores com alturas da banda proibida diferentes, dispostas por ordem decrescente de altura de banda proibida, com o material de altura da banda proibida maior directamente exposto à radiação. Os fótons de menor energia serão absorvidos pelo material que se encontra mais longe da superfície enquanto que os de energia mais elevada são absorvidos pelo semiconductor à superfície. Deste modo estas células solares conseguem absorver fótons duma gama espectral maior do espectro solar do que aquelas que só utilizam um único tipo de material semiconductor. Um efeito semelhante é conseguido através da separação espectral da radiação por espelhos que a reflectem para as células solares apropriadas, Fig. 7.23.

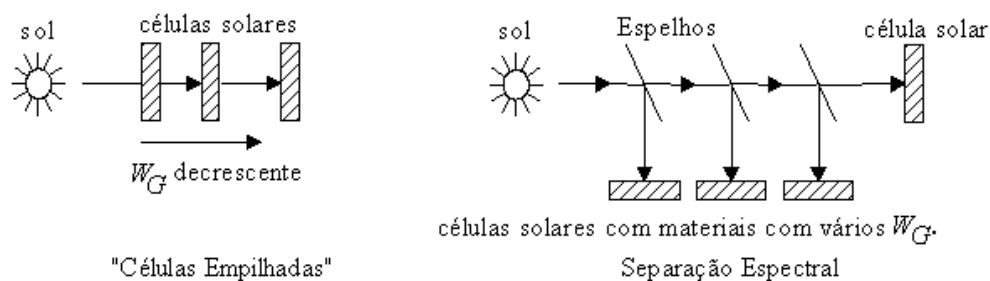


Fig. 7.23 – Sistemas que permitem alargar a gama espectral útil do espectro solar para conversão fotovoltaica.

Na Tabela 7.1 indicam-se os rendimentos óptimos de células solares obtidas pela combinação de vários materiais para uma concentração da luz solar correspondente a 1000 sóis (1000 AM1). No cálculo desprezam-se as perdas ópticas, que poderão reduzir esses valores de entre 20 a 50%.

Até ao momento tem estado implícito que as junções p-n referidas são homojunções, i.e., possuem o mesmo tipo de semiconductor do lado *p* e do lado *n*. No entanto os materiais semicondutores do lado *p* e do lado *n* podem ser diferentes e a junção p-n designa-se por heterojunção. Estas estruturas não apresentam vantagens relativamente à homojunção. De facto a existência de uma descontinuidade em qualquer das bandas é indesejável sob o ponto de vista de conversão fotovoltaica. Verifica-se que há uma melhoria acentuada do rendimento das heterojunções quando a descontinuidade na banda de condução é pequena ou não existe e que esse rendimento, nestas condições, está limitado superiormente pelo rendimento associado à célula solar fabricada com o material de menor altura de banda proibida.

É de realçar que embora a heterojunção não traga vantagens a existência de uma película fina de um material de maior altura da banda proibida no topo da célula solar permite

7.22 DISPOSITIVOS OPTOELECTRÓNICOS

melhorias substanciais no seu rendimento. Este material é normalmente fortemente dopado e dá origem a maiores diferenças de potencial de contacto e por isso a tensões em circuito aberto mais elevadas. Por sua vez, sob o ponto de vista óptico, serve de janela para a luz solar que incide no material de banda proibida menor reduzindo as perdas. Estruturas deste tipo são por exemplo células de GaAs com a camada superior de GaP ou células de silício amorfo com a região de topo de SiC.

Tabela 7.1 – Rendimentos otimizados para sistemas de células solares empilhadas (1000 AM1).

# Células Solares	$W_G(eV)$								$\eta(\%)$
1	1,4								32,4
2	1,0	1,8							44,3
3	1,0	1,6	2,2						50,3
4	0,8	1,4	1,8	2,2					53,9
5	0,6	1,0	1,4	1,8	2,2				56,3
6	0,6	1,0	1,4	1,8	2,0	2,2			58,5
7	0,6	1,0	1,4	1,8	2,0	2,2	2,6		59,6
8	0,6	1,0	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,6	60,6

Na Fig. 7.24 mostra-se uma estrutura correspondente à solução de células empilhadas da Fig. 7.23.

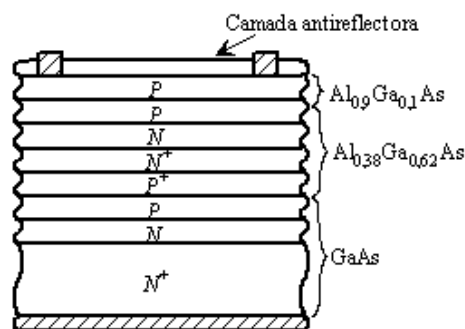


Fig. 7.24 – Implementação de uma estrutura com células empilhadas.

7.5.5. Junção Schottky, MIS (Metal-Isolante-Semicondutor)

Na junção metal-semicondutor existe também uma diferença de potencial de contacto e portanto um campo eléctrico local. Esta junção terá características rectificadoras se, do lado do semicondutor junto à interface, se formar uma região depleta. É possível atingir mais facilmente este objectivo se o semicondutor for tipo n devendo o trabalho de saída do semicondutor ser inferior ao trabalho de saída do metal. O diagrama de bandas para este contacto metal-semicondutor com características rectificadoras está representado na Fig. 7.25 e designa-se por contacto Schottky.

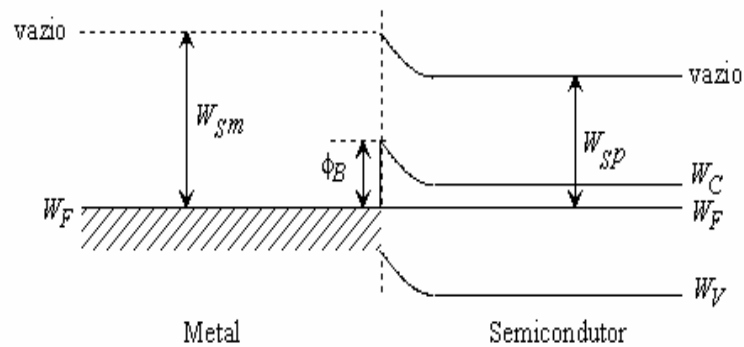


Fig. 7.25 – Diagrama das bandas para um contacto Schottky em equilíbrio termodinâmico.

A característica $I(U)$ de uma junção Schottky é qualitativamente idêntica à de uma junção $p-n$ contudo, para a junção Schottky, a corrente tem duas contribuições: a corrente de difusão de buracos no semicondutor tipo- n e a corrente de electrões através da barreira, cuja altura varia com a tensão aplicada. Normalmente a corrente de electrões é muito superior à de buracos o que é indesejável porque aumenta a corrente inversa e diminui a tensão em circuito aberto, Fig. 7.26. Convém por isso que a altura da barreira seja o maior possível para que U_{ca} também aumente.

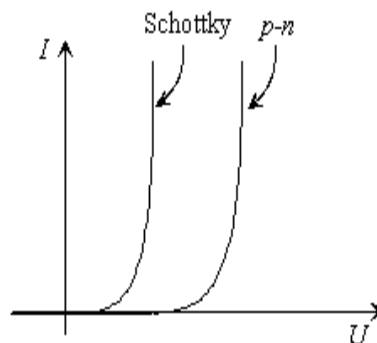


Fig. 7.26 – $I(U)$ para a junção Schottky e a junção $p-n$.

Poder-se-ia pensar que a utilização dum metal com trabalho de saída maior conduziria a características melhores. Acontece que na prática a altura de barreira toma valores aproximadamente constantes para os diversos metais pelo que não são observadas diferenças apreciáveis. As razões deste comportamento parece assentar na existência de um número considerável de estados na interface metal-semicondutor resultante quer da contaminação por impurezas dessa superfície quer pelo facto de os materiais não possuírem a mesma constante da rede cristalina. É possível conseguir uma estrutura em que os efeitos associados ao trabalho de saída do metal são perfeitamente discerníveis. Para tal deposita-se uma fina camada de óxido entre o metal e o semicondutor de modo a suprimir a corrente de maiorias na interface metal-semicondutor. Deste modo a corrente na estrutura MIS é fundamentalmente idêntica à de uma junção $p-n$ permitindo obter valores mais elevados de U_{ca} .

A iluminação da estrutura Schottky e MIS é feita do lado do metal pelo que este deve poder deixar passar a luz para o semicondutor e ao mesmo tempo servir de ligação eléctrica ao circuito exterior. Têm sido implementadas várias soluções:

- 1) Camada muito fina de metal. Esta solução dá origem a uma resistência série elevada pelo que é necessário utilizar uma grelha metálica de maior espessura para efectivar a ligação ao exterior.
- 2) O contacto metálico é feito através de uma grelha muito fina e densa.
- 3) O contacto de topo é um condutor transparente (e.g. óxidos de índio e estanho que são basicamente semicondutores fortemente dopados). A estrutura resultante costuma designar-se por SIS (semicondutor-isolante-semicondutor). Na Fig. 7.27 mostra-se a implementação dos contactos metálicos de duas estruturas MIS.

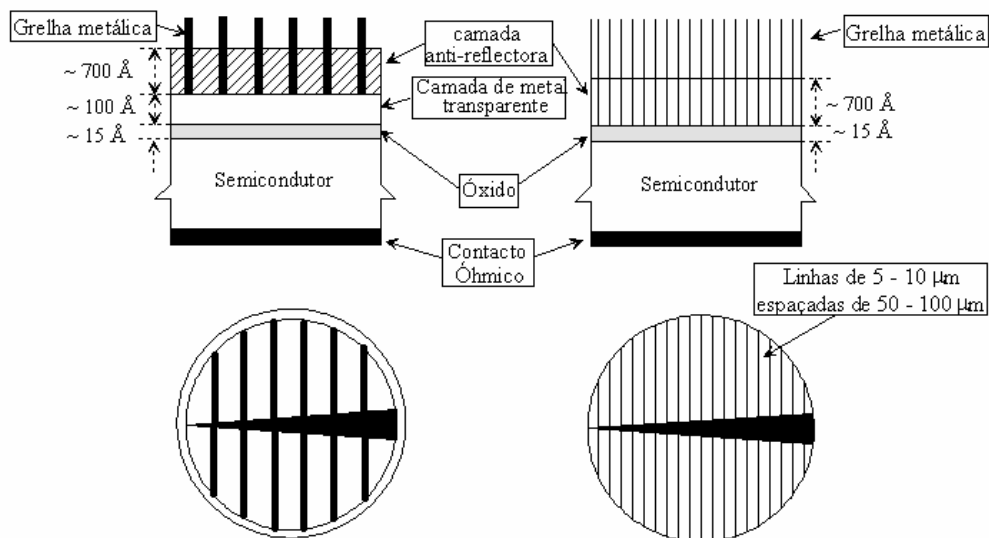


Fig. 7.27 – Contactos em duas estruturas MIS (não à escala).

Na Fig. 7.28 mostram-se células de silício amorfo hidrogenado de tipo Schottky, MIS e *p-i-n*.

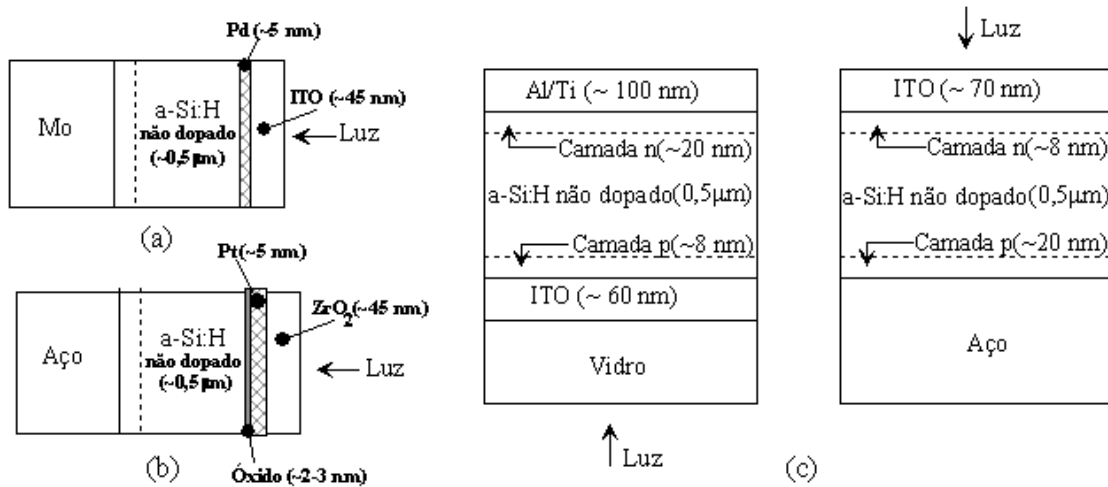


Fig. 7.28 – Células solares à base de a-Si:H do tipo: (a) Schottky; (b) MIS; (c) *p-i-n*.

Nas Tabelas 7.2 e 7.3 indicam-se os valores de alguns parâmetros característicos de células solares com várias estruturas e materiais.

Tabela 7.2 – Rendimento para vários tipos de células solares.

Materiais	Tipo de Junção	Rendimento (%)
1. Cu ₂ S/CdS	HJ	~10
2. Cu ₂ S/Zn _{0,16} CdS _{0,84} S	HJ	10,2
3. Cu _{2-x} S/CdS	HJ	3,3
4., CdSe	MIS	5
5. CdS/CdTe	HJ	~10
6. CuInSe ₂ /ZnCdS	HJ	~10
7. Zn ₃ P ₂	Schottky	2,5
8. InP/CdS	HJ	5,7
9. GaAs	Schottky	5,5
10. GaAs	n+/p/p+	17
11. Si	Homo	9
13. Si	Homo	12
14. a-Si:H	Schottky	6
15. a-Si:H:F	MIS	6,2
16. a-Si:H	p-i-n	10

Tabela 7.3 – Parâmetros característicos de vários tipos de células solares fabricadas com a-Si:H.

Tipo	Configuração	Área (cm ²)	Uca (mV)	Jcc (mA cm ⁻²)	FF	η (%)
p-i-n	ITO/n μc-Si:H/i-p a-Si:H/aço	1,2	860	13,9	0,655	7,8
p-i-n	ITO/n-i-p a-Si:H/aço	0,04	857	13,0	0,62	6,9
p-i-n	Al/Ti/n-i-p a-Si:H/SnO ₂ /vidro	0,1	801	12,55	0,675	6,8
HJ	Al/n-i a-Si:H/p a-Si:C:H/ITO/vidro	0,033	880	15,2	0,601	8,0
HJ	Al/n-i a-Si:H/p a-Si:C:H/SnO ₂ /vidro	1,0	880	14,1	0,624	7,7
HJ	ITO/p a-Si:H/i a-Si:Ge:H/n a-Si:H/aço	1,0	635	7,2	0,57	2,6
HJ	ITO/p a-B:Si:H/i-n a-Si:H/aço	0,05	670	6,9	0,35	1,6
HJ	Pd/a-B: H/i-n a-Si:H/aço	100	800	6,0	0,55	2,6
HJ	Ag/n-i a-Si:H/p a-Si:C:H/SnO ₂ /vidro	1,09	840	17,8	0,676	10,1

7.6. Fototransistores

7.6.1. Tratamento qualitativo

O fototransistor apresenta uma estrutura funcional idêntica à do transistor clássico, No entanto a junção BC polarizada inversamente é concebida como uma fotojunção, beneficiando no entanto da acção amplificadora da vizinha junção emissora que se encontra polarizada directamente. Consideremos o transistor clássico. Admitamos a junção BC inversamente polarizada. Com o emissor em aberto, Fig. 7.29(a), tem-se $I_C = -I_{CBO}$. Com a base em aberto, Fig. 7.29(b), tem-se $I_C = -I_{CEO} = -(1 + \beta_F)I_{CBO}$. É a diferença entre I_{CBO} e I_{CEO} que traduz a vantagem do fototransistor sobre o fotodíodo.

Considerando de novo o circuito da Fig. 7.29 (a). Para que $I_E = 0$, as componentes de difusão dum lado e doutro da região de transição cancelam-se. Os portadores difundem-se no mesmo sentido, o que só é possível com concentrações inferiores às de equilíbrio termodinâmico. A junção emissora, embora o terminal emissor esteja “no ar”, está polarizada inversamente. As distribuições de minorias estão representadas na Fig.7.30.

Consideremos agora o circuito da Fig. 7.29(b). A corrente verificada corresponde a $I_C = -I_E$ e à distribuição de minorias da Fig. 7.31. Agora a junção emissora está polarizada directamente para que a corrente de difusão de electrões no emissor possa ser igual à difusão de electrões no colector. A componente da corrente devida à base é muito maior do que no caso da Fig. 7.30 porque a junção EB está polarizada no sentido directo.

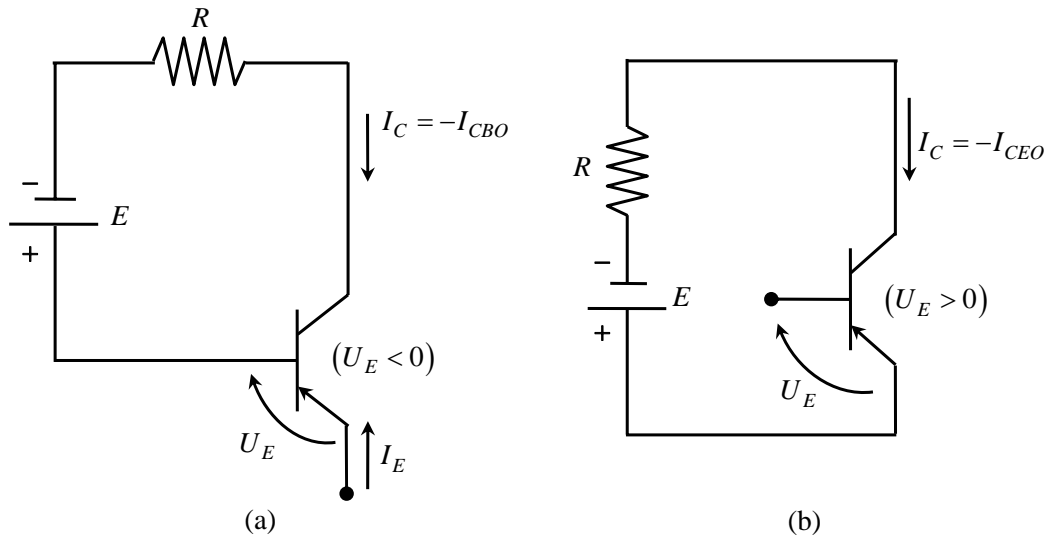


Fig. 7.29 – Fototransistor com o emissor em aberto (a) e com a base em aberto (b)

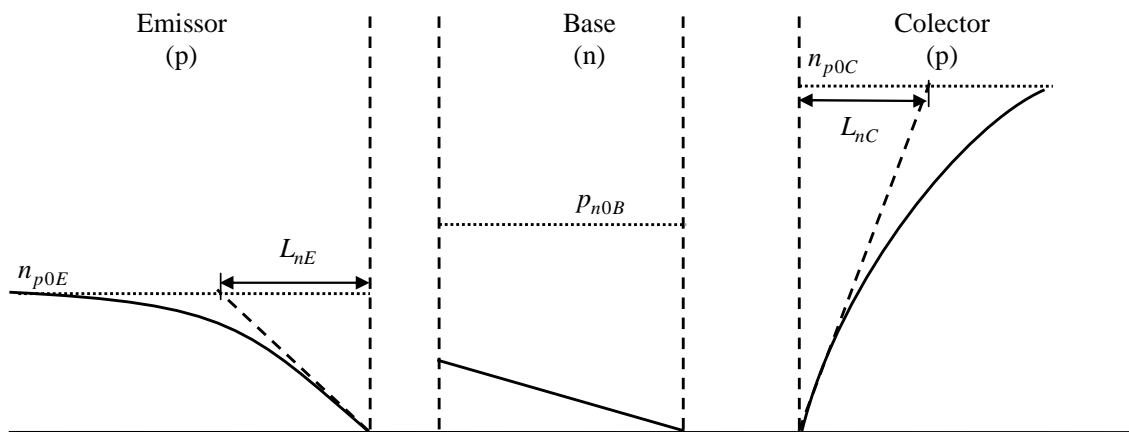


Fig. 7.30 – Distribuição dos portadores minoritários num fototransistor com o emissor em aberto. A tracejado representam-se as distribuições de equilíbrio termodinâmico.

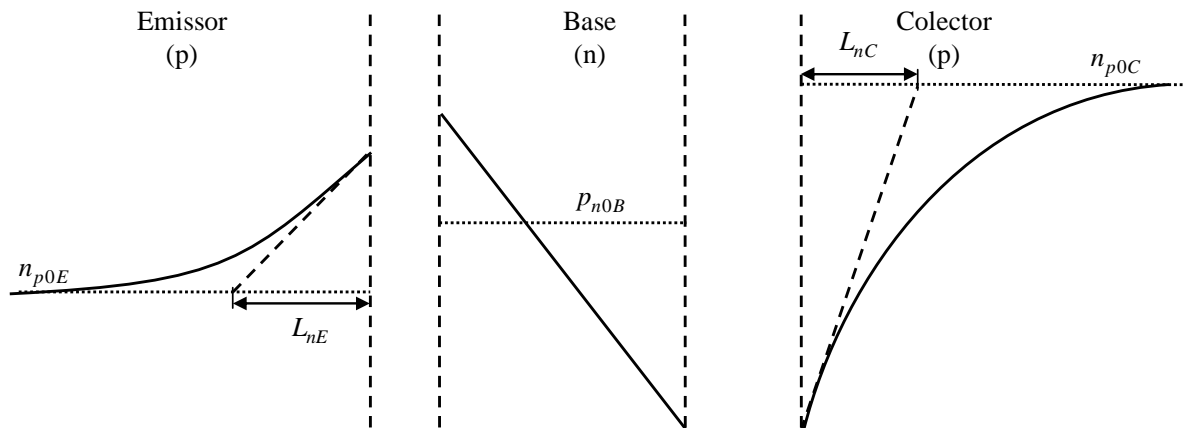


Fig. 7.31 – Distribuição dos portadores minoritários num fototransistor com a base em aberto. A tracejado representam-se as distribuições de equilíbrio termodinâmico.

7.6.2. Tratamento quantitativo

O efeito fotoeléctrico manifesta-se também na junção EB do transístor. Assim, sendo I_{CO} e I_{EO} , respectivamente, as correntes de curto-circuito de colector e emissor, tomadas como positivas, as equações de Ebers-Moll deverão ser substituídas por:

$$I_E = I_{ES}\delta(U_E) - \alpha_R I_{CS}\delta(U_C) - I_{EO} \quad (7.28)$$

$$I_C = -\alpha_F I_{ES}\delta(U_E) + I_{CS}\delta(U_C) - I_{CO} \quad (7.29)$$

sendo $\delta(U) = \exp(U/u_T) - 1$ e $I_{CO} \gg I_{EO}$.

As equações derivadas podem então escrever-se como:

$$I_C = -\alpha_F I_E + I_{CBO}\delta(U_C) - \alpha_F I_{EO} - I_{CO} \quad (7.30)$$

$$I_C = \beta_F I_B + I_{CEO}\delta(U_C) - \beta_F I_{EO} - (1 + \beta_F)I_{CO} \quad (7.31)$$

Normalmente despreza-se I_{EO} em face de I_{CO} . Isto resulta de, por construção, a área exposta da junção emissora ser desprezável em relação à área iluminada da junção colectora, além de, pelo facto da junção EB estar normalmente directamente polarizada, o comprimento da região de transição ser menor do que o da região de transição da junção BC .

Na montagem com base em aberto $I_E = -I_C$, e o circuito exterior polariza inversamente a junção colectora com $U_C \ll -u_T$. A tensão U_E ajusta-se às correntes I_{CO} e I_{EO} resultantes da iluminação. Nestas condições (7.31) pode escrever-se como:

$$I_C = -\beta_F I_{EO} - (1 + \beta_F)I_{CO} - I_{CEO} \quad (7.32)$$

Na montagem com emissor em aberto a corrente de colector pode ser expressa como

$$I_C = -\alpha_F I_{EO} - I_{CO} - I_{CBO} \quad (7.33)$$

Comparando (7.33) com (7.32) é fácil de verificar que a montagem com base em aberto é mais sensível à iluminação que a de emissor em aberto.

Baseado na equação (7.32) é possível modelar o comportamento do fototransistor à custa de um fotodíodo e de um transístor clássico (Fig. 7.32).

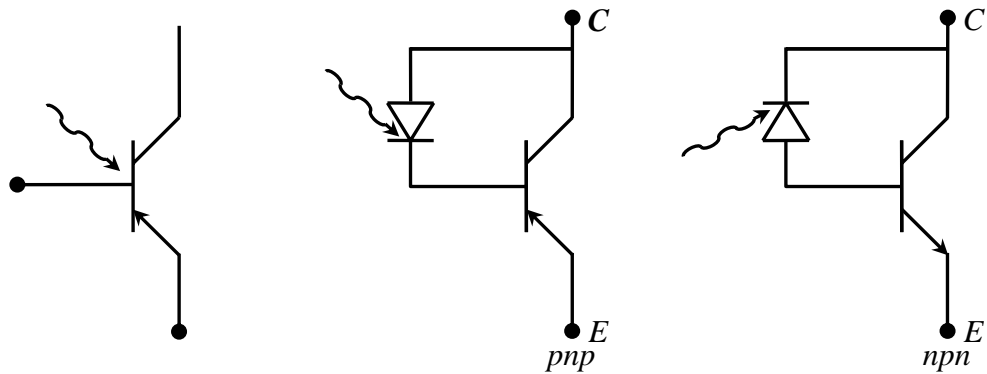


Fig. 7.32 – Fototransistor e modelo equivalente envolvendo um fotodíodo.

O efeito fotocondutor pode ser melhorado por construção, em alguns fototransistores, ou em montagens especiais. Assim, por exemplo, para aumentar a eficiência da fotocondução, o colector deve ter uma concentração muito fraca de impurezas de substituição de modo a aumentar a respectiva região de transição. Contudo, a elevada resistividade que lhe está associada pode originar uma queda de tensão que polariza directamente a junção BC, levando o fototransistor à saturação para baixos valores de tensão U_{CE} . Como resultado o transistor apresentará uma distorção das características de saída.

Um outro exemplo é o acoplamento entre um fototransistor e um transístores normal numa montagem de Darlington, Fig. 7.33. No transistor exterior as correntes I_{C0} e I_{EO} aparecem multiplicadas por factores da ordem do produto dos β_F dos dois transístores. Embora com maior ganho esta montagem perde em rapidez.

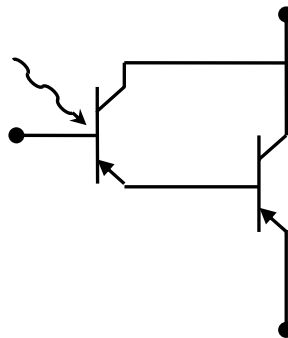


Fig. 7.33 – Montagem Darlington

7.7. Fototiristores

Estes dispositivos são semelhantes aos correspondentes não ópticos, surgindo por acréscimo a possibilidade de iluminação com a consequente geração de pares electrão-buraco.

A fotocondução vem alterar os valores das correntes aos terminais, assim como das tensões que permitem a modificação do estado cortado ao de condução. De salientar o facto de que a extinção da iluminação não provoca o regresso do estado de condução ao estado cortado.

Contrariamente aos dispositivos anteriores, a corrente nos fototiristores não é proporcional à intensidade de iluminação. A sensibilidade à iluminação que provoca o disparo pode ser variada modificando a resistência exterior entre a porta G e o cátodo K, como se pode ver na montagem de principio da Fig. 7.34. O nível do disparo depende, tal como nos tiristores, de várias grandezas tais como a tensão na porta, ritmo de variação temporal da tensão na porta, temperatura, valor de R_K , etc.

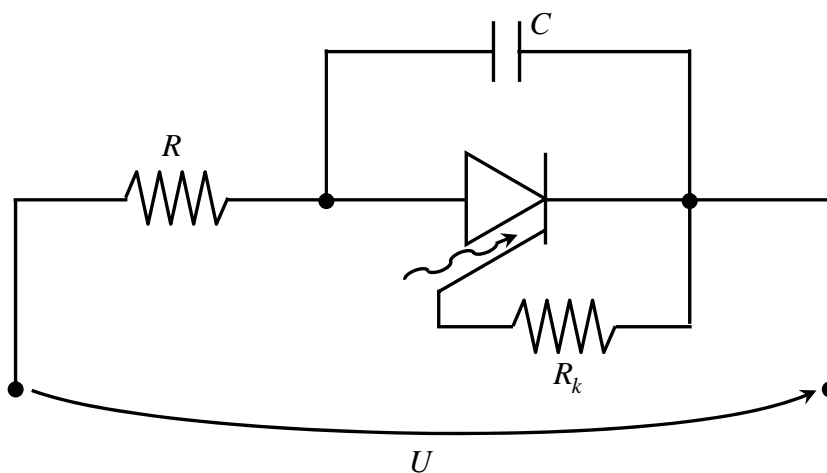


Fig. 7.34 – Circuito de aplicação de um fototristor.

7.8. Díodos emissores de luz (LEDs)

O díodo emissor de luz, LED – “Light Emission Diode”, é um dispositivo que converte a energia eléctrica em energia luminosa. A conversão está associada a transições electrónicas acompanhadas da emissão de fótons de comprimentos de onda compatíveis com a variação de energia ocorrida. As transições, ditas radiativas, podem ser de vários tipos: transições interbandas, entre níveis de impurezas, entre uma banda e nível de impurezas, etc. Estas últimas são frequentes em semicondutores de banda indirecta, onde as transições interbanda se fazem recorrendo a níveis de energia intermédios associados a impureza que, por interacção com a rede cristalina, permitem absorver a diferença da quantidade de movimento associada à transição. Nos semicondutores de banda proibida directa aos níveis de energia intermédios não são necessários.

Seguem-se resumidamente as condições que devem ser verificadas nos LEDs de forma

a otimizar a conversão de energia eléctrica em luminosa:

- Possibilidade de transições interbanda nos materiais. Utilizam-se por isso dispositivos de semiconductor de banda directa, como os semicondutores compostos binários, e.g., GaAs ou o GaP, ou ternários, e.g., GaAs_{1-x}P_x);
- Elevada população de electrões e buracos de forma a garantir um elevado ritmo de recombinação. **Utilizam-se junções pn polarizadas directamente;**
- Ausência de retro-reflexões da luz emitida. Para o efeito, utilizam-se camadas envolventes do semiconductor com índices de refacção próximos do semiconductor;
- Ausência de frequências indesejáveis na radiação emitida. Há que utilizar materiais sem defeito cristalinos ou outras imperfeições que possam estar na origem de centros de recombinação das transições associadas.

A Fig.7.35 mostra várias estruturas para díodos emissores de luz no infravermelho (IREDs), assim como a sua implantação no encapsulamento de plástico.

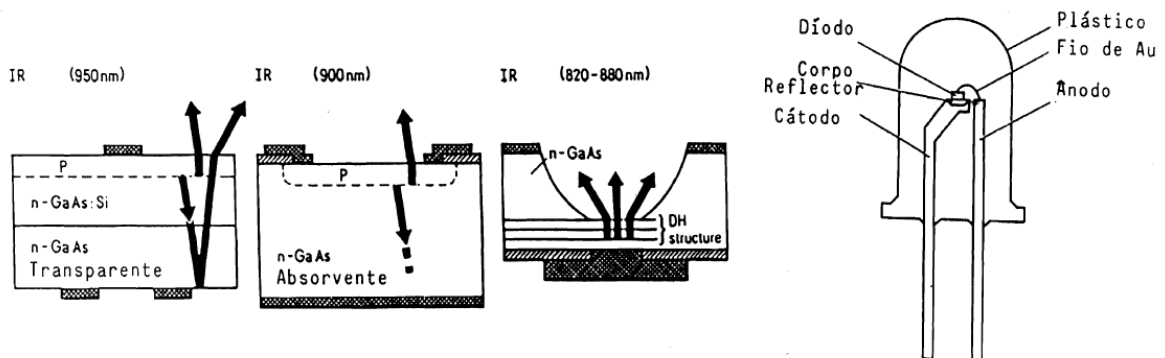


Fig. 7.35 – Diferentes Estruturas de LED que emitem nos infravermelhos.

O valor da altura da banda proibida do material utilizado é superior ao do silício, correspondendo-lhe portanto concentrações intrínsecas menores, à mesma temperatura. A relação corrente-tensão é a do díodo:

$$I = I_{is} \left(e^{\frac{U}{nu_r}} - 1 \right) \quad (1 < n < 3) \quad (7.34)$$

com $I_{is} = 10^{-28} A$ para um díodo de GaAs emitindo no infravermelho, $\lambda = 940 nm$;

$I_{is} = 10^{-29} A$ para díodo de GaAsP emitindo no vermelho, $\lambda = 650nm$. São valores típicos:

7.32 DISPOSITIVOS OPTOELECTRÓNICOS

correntes até 100 mA, tensões de aproximadamente 1 V, diferenças de potencial de contacto de 2 V. A característica tensão-corrente típica de um díodo emissor de luz está representada na Fig. 7.36. A parte da curva a tracejada indica a zona de funcionamento em regime pulsado para dois impulsos de diferente duração.

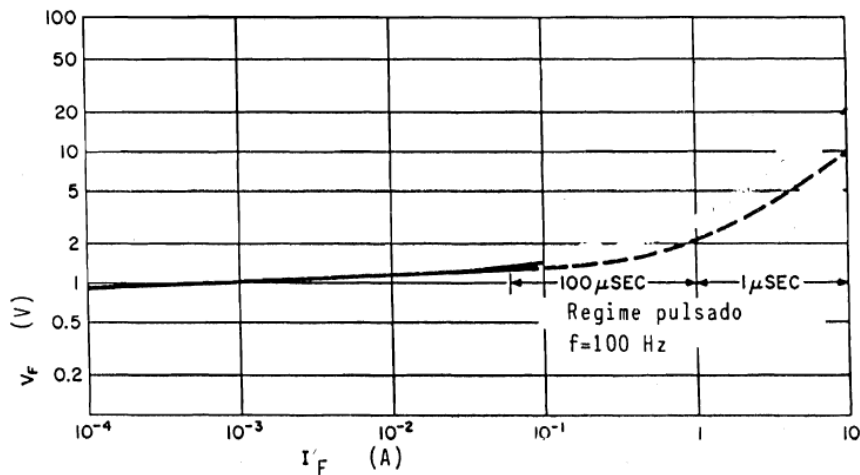


Fig. 7.36 – Característica tensão-corrente de um LED.

A potência luminosa emitida pelo LED, P_0 , varia com a corrente que o atravessa I_F , de uma forma aproximadamente linear para correntes relativamente baixas ($I_F \leq 100\text{mA}$) tendendo a saturar para correntes mais elevadas, Fig. 7.37, em virtude do forte aquecimento do dispositivo para este intervalo de valores de corrente. É possível contudo ultrapassar este problema através da aplicação de impulsos à entrada do LED em substituição da tensão constante, o que permite aumentar o intervalo de linearidade da relação $P_0(I_F)$.

Outra vantagem na utilização de impulsos é a da possibilidade de estender a zona de funcionamento do díodo a regiões correspondentes a correntes demasiado elevadas para que o funcionamento estático seja possível (limitações de potência). A potência P_0 pode ser expressa, de forma aproximada, por:

$$P_0 \approx I_\phi W_G \quad (7.35)$$

W_G - altura da banda proibida.

I_ϕ - número de fótons emitidos na unidade de tempo

Por sua vez, I_ϕ é proporcional a I_F , sendo a constante de proporcionalidade denominada por rendimento quântico externo, η_e .

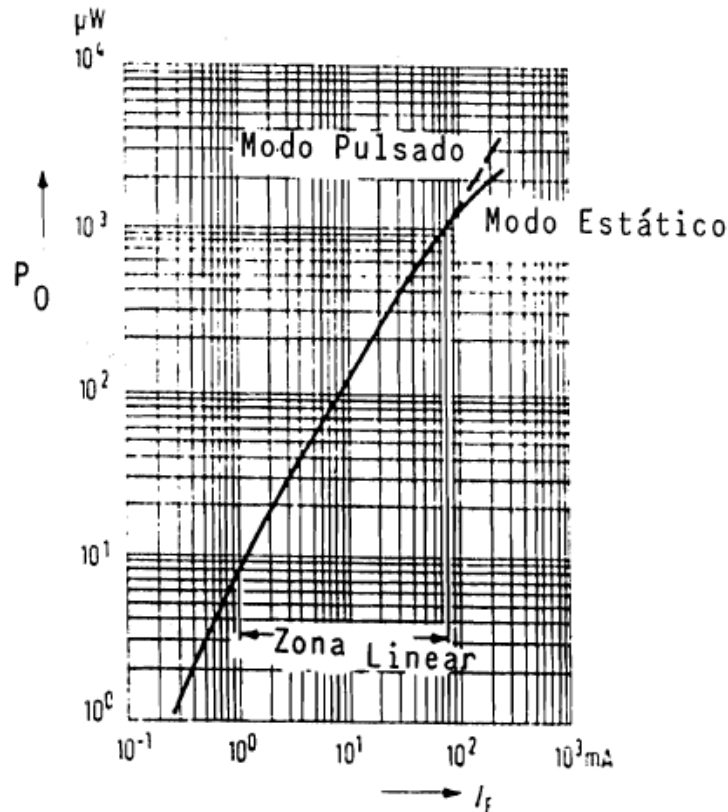


Fig. 7.37 – Característica potência luminosa-corrente de um LED.

Pode-se pois escrever:

$$I_{\phi} = \eta_e I_{F/q} \quad ; \quad P_0 = \eta_e W_{G/q} I_F \quad (7.36)$$

η_e traduz o quociente entre o número de fótons emitidos para o exterior e o número de electrões que se recombinam. Como o mecanismo de recombinação tem lugar longe da superfície do díodo emissor de luz, η_e pode ser expresso como:

$$\eta_e = \eta_i \eta_t \eta_s \quad (7.37)$$

Com:

η_i - rendimento quântico interno (quociente do número de fótons produzidos pelo número de electrões recombinados num dado elemento de volume do semiconductor – é $\approx 100\%$ para os materiais de banda directa).

η_t - rendimento de transmissão (quociente do número de fótons que atingem a superfície do semiconductor e os fótons emitidos no elemento de volume do mesmo).

η_s - rendimento de interface (quociente do número de fótons que escapam para o exterior e

os que atingem a superfície).

Um aumento de temperatura provoca a diminuição do rendimento quântico externo, o que explica a diminuição de P_0 a I_F constante, Fig. 7.38. Para os díodos emissores de luz no infravermelho, os valores típicos de η_e oscilam entre 1% e 6%.

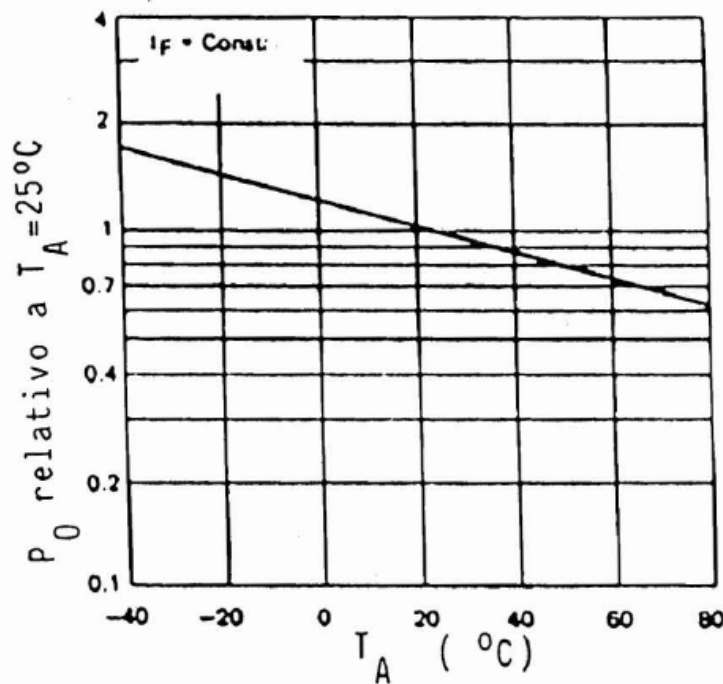


Fig. 7.38 – Evolução da potência luminosa emitida por um LED em função da temperatura.

Vantagens: tempos de resposta muito baixos (da ordem dos ns), logo com possibilidade de modulação de fluxo emitido por comando de corrente até frequências elevadas; espectro definido e limitado; fiabilidade e robustez.

Desvantagens: fluxo muito fraco (aprox. 100 mW); grande sensibilidade à temperatura. Esta afecta não só o ritmo de geração de portadores, através de η_i , assim como a constante de proporcionalidade entre os ritmos e as concentrações de portadores, $r(T)$. Um funcionamento pulsado é especialmente adequado para evitar as variações de temperatura e os seus efeitos.

Aplicações: lâmpadas indicadoras, algarismos feitos de segmentos, leitores de fitas e cartões, comunicação por fibra óptica, constituintes de acopladores ópticos, etc.

7.9. Acopladores Ópticos

7.9.1. Estrutura e princípio de funcionamento

Os acopladores ópticos mais correntes (também conhecidos por isoladores ópticos), são constituídos por um díodo emissor de luz de *GaAs* (infravermelho) e um fototransístor de silício (ou um fotodíodo de silício) utilizado como detector, Fig. 7.39 (a) e (b), e separados por um dieléctrico que permite o isolamento galvânico entre emissor e detector. A utilização do fototransístor de silício como detector deriva da elevada sensibilidade do silício às frequências emitidas pelo díodo de *GaAs*. A Fig. 7.40 permite comparar as frequências centrais de díodos emissores fabricados com vários materiais e sensibilidade relativa do olho humano, silício e germânio.

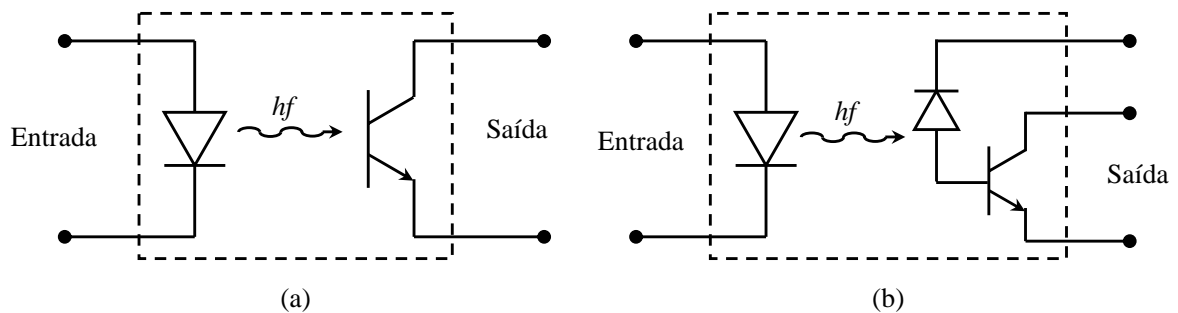


Fig. 7.39 – Esquema eléctrico de um acoplador óptico.

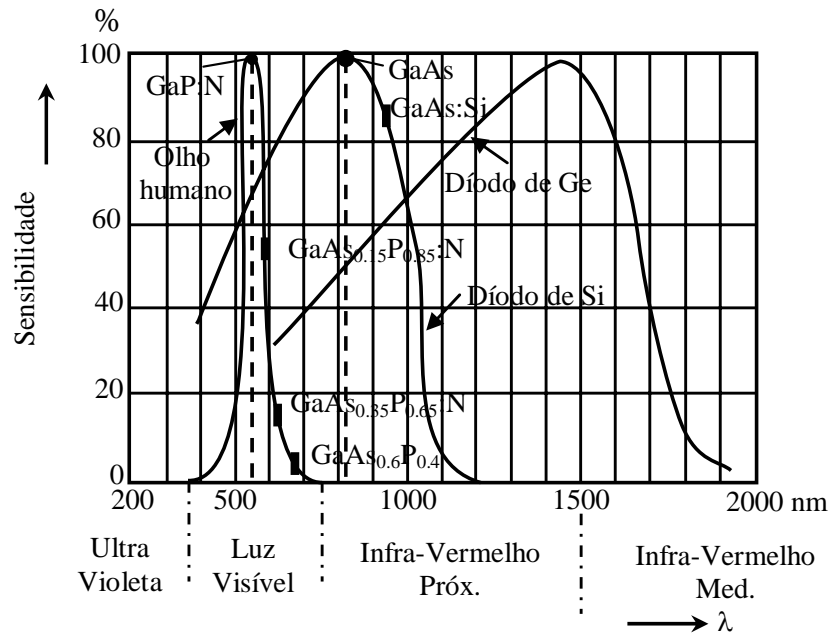


Fig. 7.40 – Sensibilidade do díodos de Ge, Si e do olho humano à radiação emitida por vários materiais semicondutores.

O isolante (vidro ou plástico) é escolhido por forma a permitir o mínimo de perdas na transferência de radiação do emissor para o detector. A rigidez dieléctrica do isolante juntamente com a sua espessura, determinam o valor máximo da diferença de potencial que se deve estabelecer entre a entrada e a saída. Como a relação de transferência de corrente (quociente entre a corrente de colector no fototransistor e a corrente no emissor de luz) é inversamente proporcional à distância que separa o emissor do detector e o valor máximo do potencial é proporcional a essa distância, a escolha da espessura do dieléctrico resulta do compromisso entre estes dois efeitos. A tensão máxima de isolamento é da ordem de alguns KV e a resistência do isolante $\gg 10^{11} \Omega$. A Fig. 7.41 mostra o esquema eléctrico e a estrutura de um acoplador óptico.

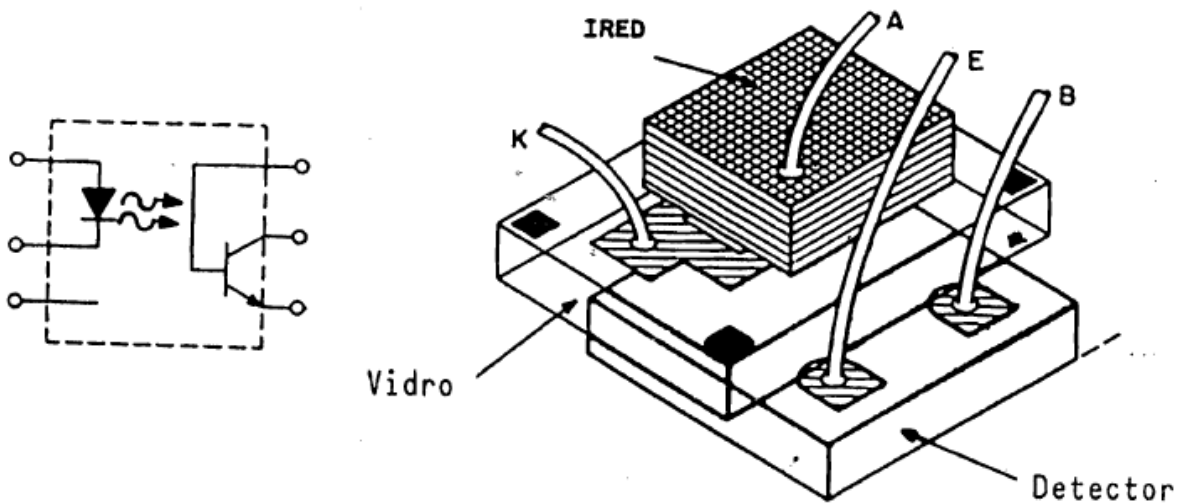


Fig. 7.41 – Esquema eléctrico e estrutura de um acoplador óptico.

O fototransistor encontra-se normalmente montado num circuito com a base em aberto (Fig. 7.41) pois corresponde à situação de máxima sensibilidade (máxima relação de transferência de corrente para dado I_F).

A equação de Ebers-Moll para o transistor com iluminação pode escrever-se da forma:

$$I_C = \beta_F I_B + I_{CE0} \delta(U_C) - \beta_F I_{E0} - (\beta_F + 1) I_{C0} \quad (7.38)$$

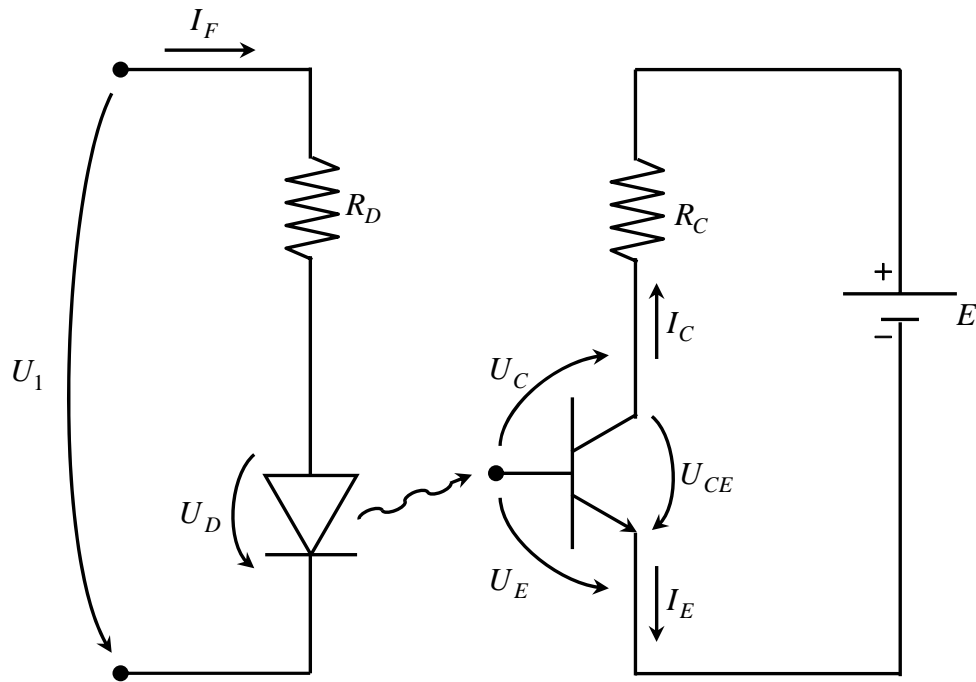


Fig. 7.42 – Circuito de funcionamento de um acoplador óptico.

Como já foi referido $I_{E0} \ll I_{C0}$ devido à estrutura de fabrico utilizada para os fototransistores, Fig 7.43, o que permite simplificar as expressões para a corrente I_C . Por sua vez, atendendo a que a junção colectora está polarizada inversamente ($U_C \ll -u_T$) e $I_B=0$, tem-se:

$$I_C \approx -I_{CE0} - (\beta_F + 1)I_{C0} = (\beta_F + 1)(-I_{CB0} - I_{C0}) \quad (7.39)$$

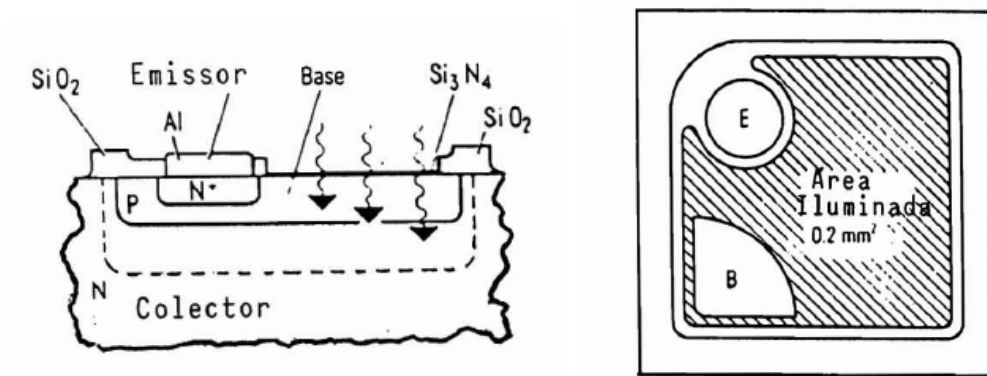


Fig. 7.43 – Estrutura de um fototransistor.

O cálculo de corrente I_{C0} pode ser efectuado, de uma forma aproximada, supondo que a corrente devida à iluminação resulta dos portadores gerados na região de transição da junção colectora de comprimento L e secção transversal constante A . Assim, ter-se-á:

$$I_{C0} = A q \int_0^L (G - R) dx \quad (7.40)$$

em que G e R são as taxas de geração e recombinação na região de transição, respectivamente. Para correntes de colectora baixas $G \ll R$ e, supondo que G é uniforme na região de transição:

$$I_{C0} \approx AqGL \tag{7.41}$$

Considerando $L = C_1\sqrt{-U_C}$ e $G = C_2P_0$ com $C_1 = C^{te}$ e $C_2 = C^{te}$, ter-se-à:

$$I_{C0} \approx Aq\eta_e(W_G/q)I_F C_1 C_2 \sqrt{-U_C} \tag{7.42}$$

E por isso

$$\boxed{I_{C0} \approx C\eta_e I_F \sqrt{-U_C}} \quad C = C_1 C_2 Aq W_G / q \tag{7.43}$$

7.9.2. Característica $I_C(U_{CE})I_F = C^{te}$

Substituindo (5.32 em (5.28) obtém-se:

$$I_C = -I_{CE0} - C\eta_e(\beta_F + 1)I_F \sqrt{-U_C} \tag{7.44}$$

Esta expressão permite interpretar o crescimento de $I_C(U_{CE})I_F = C^{te}$, Fig. 7.44, em termos da contribuição do alargamento de largura da região de transição expresso por $\sqrt{-U_C(U_C < 0)}$.

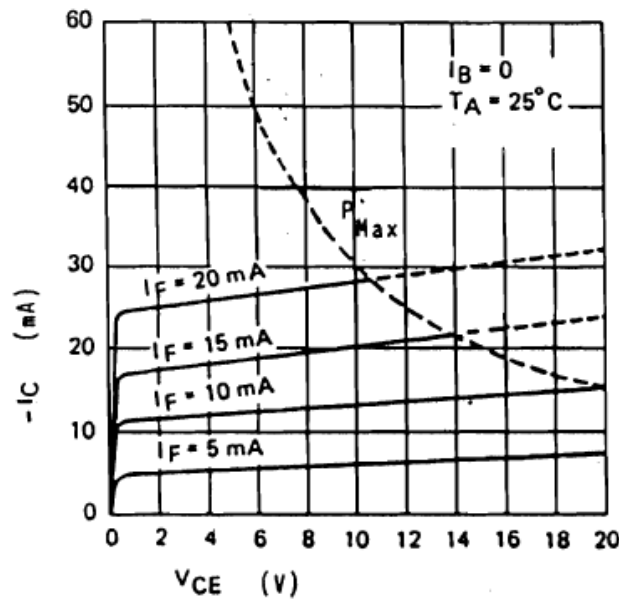


Fig. 7.44 – Característica $I_C(U_{CE})I_F = C^{te}$.

Para iguais afastamentos ΔI_F entre características, verifica-se que o afastamento ΔI_C para um dado U_{CE} aumenta, o que pode ser explicado em termos de um ligeiro crescimento de β_F com I_C .

7.9.3. Característica de Transferência $I_C(I_F)_{U_{CE}=C^{te}}$

A Fig. 7.45 mostra o andamento típico das curvas $I_C(I_F)_{U_{CE}=C^{te}}$ de um acoplador óptico comercial. A forma da curva é consistente com a lei de variação de potência luminosa de saída do emissor de luz em termos da sua corrente de polarização directa

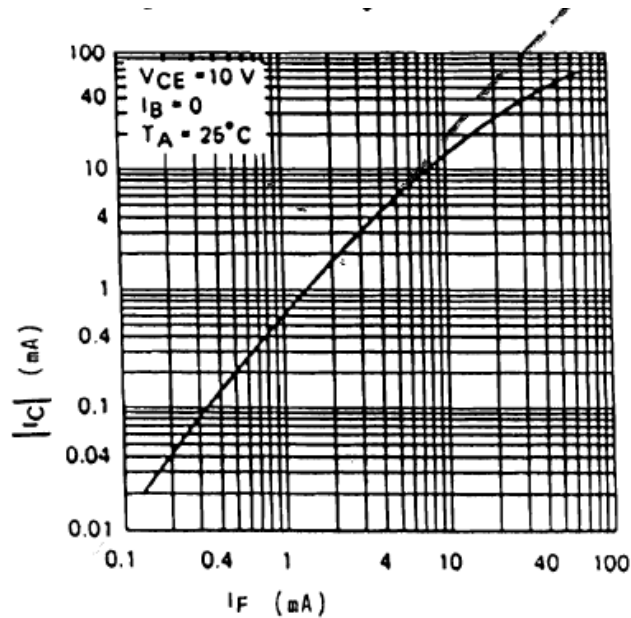


Fig. 7.45 – Característica de transferência $I_C(I_F)_{U_{CE}=C^{te}}$.

7.9.4. Influência da Temperatura na Relação de Transferência de Corrente.

O aumento da temperatura diminui a potência luminosa de saída do emissor de luz mas aumenta β_F do fototransistor. Estes dois efeitos compensam-se parcialmente o que permite explicar a fraca dependência com a temperatura da relação de transferência, Fig. 7.46.

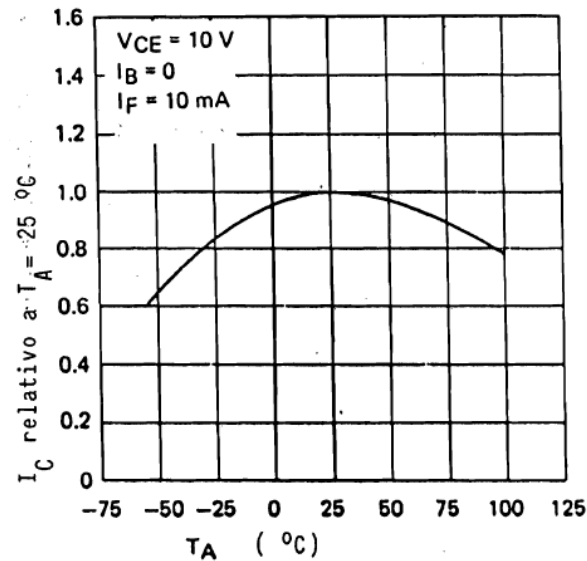


Fig. 7.46 – Variação da relação de transferência de corrente com a temperatura.

7.9.5. Influência de uma Resistência Externa R_{EB} entre Emissor e Base.

Considere-se a montagem da Fig. 7.47.

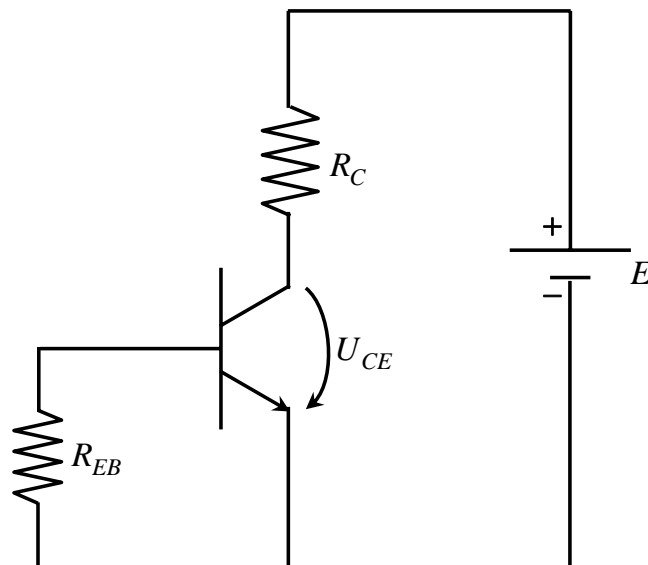


Fig. 7.47 – Fototransistor em montagem com resistência emissor-base.

A presença da resistência R_{EB} (valor típico $\sim 500\text{k}\Omega$) provoca uma diminuição da tensão emissor base, relativamente à situação de base em aberto o que implica menos portadores de minoria armazenados nas zonas de difusão da junção emissora. A remoção destes portadores far-se-à por isso mais rapidamente, melhorando a resposta em frequência do dispositivo. É especialmente importante quando a temperatura de funcionamento é elevada,

visto que os portadores de minoria nas fronteiras da região de transição são proporcionais ao quadrado da densidade intrínseca, e esta depende exponencialmente da temperatura. O inconveniente desta montagem é o de baixar a relação de transferência.

7.10. LASER de Semicondutor

Os emissores de luz mais utilizados em sistemas de comunicação óptica são os LASER em virtude de possuírem características de emissão que possibilitam elevados ritmos de transmissão e um eficiente acoplamento emissor-fibra. Além disso os lasers podem ser modulados directamente a frequências altas (até 24 GHz) em virtude de os tempos associados ao processo de recombinação estimulada serem muito baixos.

Para sistemas de comunicação óptica que envolvem distâncias curtas (alguns km) e pouco exigentes no que se refere ao ritmo de transmissão (≤ 10 Mbit/s) poder-se-ão utilizar os LED que são bastante mais baratos que os LASER.

7.10.1. Princípio de funcionamento dos lasers

O funcionamento dos LED e LASER assenta em conceitos de índole bastante geral envolvendo os processos de geração e recombinação que têm lugar na presença ou não de fotões. Serão estes conceitos básicos que se descrevem nos parágrafos seguintes, de forma abreviada.

Existem três processos fundamentais envolvendo fotões: absorção, emissão espontânea e emissão estimulada. Na Fig. 7.48 mostram-se, de forma esquemática para um semicondutor, estes processos.

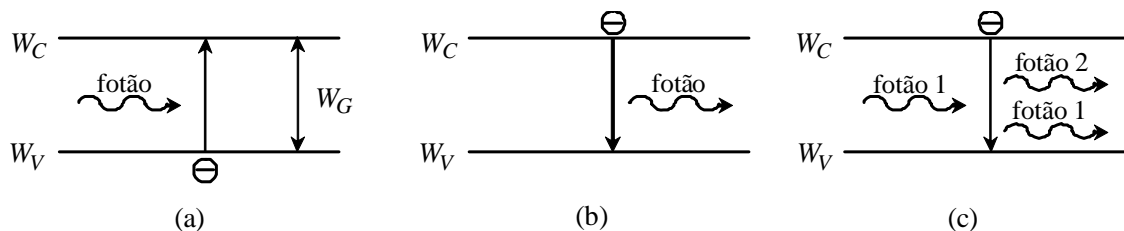


Fig. 7.48 – (a) absorção; (b) emissão espontânea e (c) emissão estimulada.

A absorção dos fotões dá origem a transições dos electrões de níveis de energia mais baixos para níveis de energia mais elevados. Para os semicondutores que possuem uma banda proibida de altura W_G , a absorção é fundamentalmente devida às transições entre a banda de

valência e a banda de condução. Deste modo a energia do fóton incidente deve verificar a relação:

$$E = hf \geq W_G \quad (7.45)$$

A absorção de fótons por um dado material é vulgarmente caracterizada pelo parâmetro α , o coeficiente de absorção, com dimensões de m^{-1} . O coeficiente de absorção é uma medida do número de fótons que são em média absorvidos pelo material na unidade de comprimento e depende da energia de fótons incidentes e da temperatura.

A emissão de fótons pode ter duas origens: recombinação espontânea do par electrão-buraco e recombinação estimulada. A recombinação estimulada só é possível desde que existam fótons que ao actuar sobre os electrões na banda de condução os obrigue a recombinar com a emissão de fótons com a mesma energia e em fase que os fótons incidentes. O processo de emissão estimulada é chamado também de emissão coerente de radiação, que é o tipo de emissão característica dos LASER. Para os LED a emissão é incoerente pois assenta na recombinação espontânea que dá origem a fótons que não possuem qualquer correlação.

A recombinação espontânea de que se fala é a recombinação radiativa. Este é o processo que interessa maximizar pelo que duas condições devem ser satisfeitas em simultâneo:

- 1) o material semiconductor deve ser de banda directa;
 - 2) devem criar-se condições para que a taxa de recombinação seja elevada, isto é, aumentar a densidade de electrões e de buracos nas bandas respectivas.
-
- 1) Os materiais semicondutores de banda directa são todos compostos binários, ternários ou quaternários, e.g., *GaAs*, *InP*, *InGaAs*, *AlGaAs*, *InGaAsP*. Nalguns casos o semiconductor composto pode ser de banda directa para um dado intervalo da composição e de banda indirecta para outro intervalo, e.g., $GaAs_{1-x}P_x$ que é de banda directa para $x \leq 0,45$ e de banda indirecta para $x > 0,45$.

Na Fig. 7.49 encontra-se representada a relação $W - k$ para um semiconductor de banda directa.

- 2) Conseguem-se aumentar a taxa de recombinação polarizando directamente a junção *p-n* que, como se viu, deve ser fabricada com materiais semicondutores de banda directa. Nas junções directamente polarizadas, os excessos aparecem na zona de transição e nas zonas vizinhas pelo que será nestas regiões do díodo que se efectua a emissão de luz.

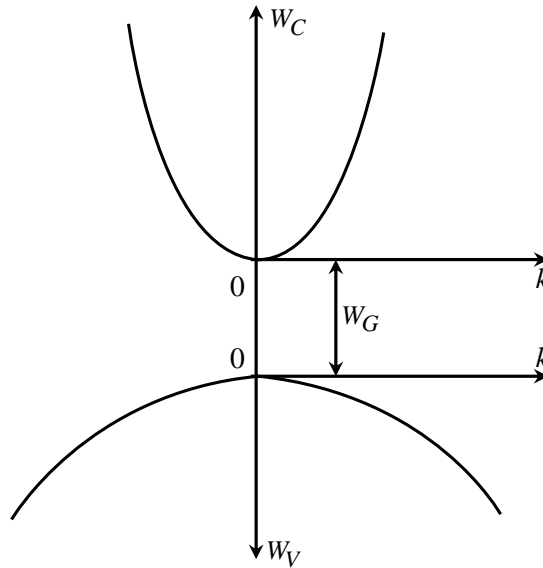


Fig. 7.49 – Bandas de energia para um semicondutor de banda directa.

Para que haja emissão coerente, além das condições atrás referidas, outras deverão também ter lugar como se verá a seguir.

Baseado na Fig. 7.49, e de acordo com os sistemas de eixos aí definidos, a probabilidade de ocupação por electrões dos estados na banda de condução é

$$f_C(W_C) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{W_C - W_{FC}}{kT}\right)}} \quad (7.46)$$

e a probabilidade de ocupação por buracos dos estados na banda de valência é:

$$f_V(W_V) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{W_V - W_{FV}}{kT}\right)}} \quad (7.47)$$

O ritmo de absorção de fotões pode ser definido como:

$$R_a = B(1 - f_C)(1 - f_V)\rho(E) \quad (7.48)$$

em que B traduz a probabilidade de transição e $\rho(E)$ é a densidade de fotões com energia E ,

$$E = W_C + W_V + W_G \quad (7.49)$$

A taxa de emissão estimulada de fotões é dada por:

$$R_{st} = Bf_C f_V \rho(E) \quad (7.50)$$

e haverá ganho óptico se:

$$R_{st} > R_a \tag{7.51}$$

(despreza-se a emissão espontânea).

Da relação (7.51) e substituindo nela (7.48) e (7.50), obtém-se:

$$f_C + f_V > 1 \quad \text{ou} \quad f_C > (1 - f_V) \tag{7.52}$$

Isto é, haverá ganho óptico se houver mais electrões na banda de condução que na banda de valência, o que é corrente designar por **inversão**.

Reescrevendo (7.52) obtém-se:

$$\underbrace{E_G + W_{FC} + W_{FV}}_{\text{Separação dos pseudo-níveis de Fermi}} > \underbrace{W_C + W_V + E_G}_{\text{Energia do fotão}} \tag{7.53}$$

ou
$$W_{FC} + W_{FV} > W_C + W_V \tag{7.54}$$

o que significa que a separação dos quase-níveis de Fermi deve ser superior a W_G para que haja inversão. Esta condição obtém-se por injeção da corrente numa junção directamente polarizada, com regiões p e n fortemente dopadas. Existe um dado valor de corrente a partir do qual se verifica a relação (7.51), havendo por isso ganho óptico, isto é, haverá amplificação de fotões no interior do semiconductor.

Na Fig. 7.50(a) mostra-se o andamento do ganho óptico em função da energia para vários valores da densidade de corrente injectada, expressa em termos da densidade de portadores. O ganho óptico negativo significa que o material absorveu todos os fotões que foram emitidos e ainda não houve inversão da população.

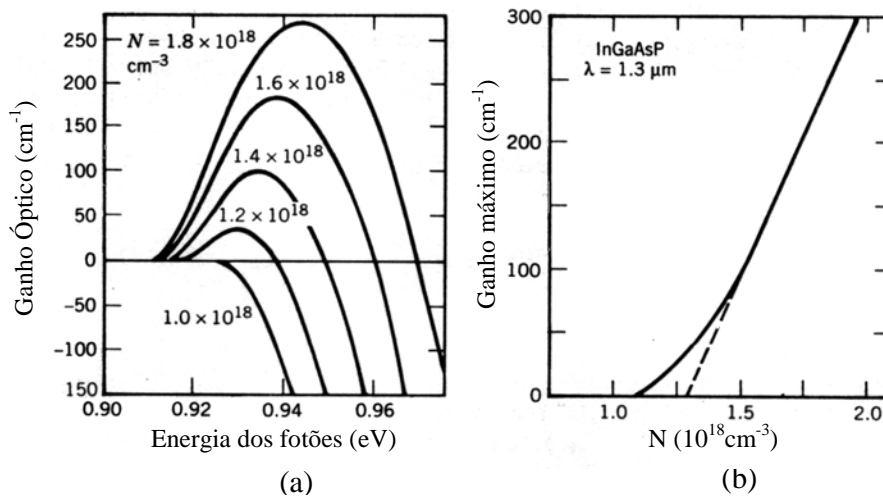


Fig. 7.50 – (a) Ganho óptico em função da energia e (b) ganho máximo em função da densidade de portadores para um laser de InGaAsP a emitir em $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$.

Quando N aumenta o ganho torna-se positivo numa gama de valores de energia que aumenta com N . O valor máximo do ganho desloca-se para energias mais elevadas quando N aumenta.

O ganho óptico por si só não permite o funcionamento do laser, devendo garantir-se a realimentação óptica que transforma o amplificador num oscilador. Na maior parte dos lasers a realimentação é conseguida colocando a região em que há ganho numa cavidade óptica delimitada por dois espelhos, muitas vezes designada por cavidade de Fabry-Perot. Nos lasers de semiconductor utilizam-se como espelhos planos de clivagem opostos que possuem tipicamente uma reflectividade de $\sim 30\%$, Fig. 7.51. Embora na maioria dos casos a reflectividade dos espelhos seja igual, elas podem ser diferentes. Para que haja emissão laser deve garantir-se que o ganho óptico seja superior às perdas na cavidade. Estas perdas podem ser separadas em termos das perdas internas (absorção, dispersão ou outras) e perdas devido à reflexão nos planos de clivagem referidos. Este ganho óptico, a partir do qual há emissão laser, designa-se por ganho de limiar e a corrente que lhe dá origem é a corrente de limiar.

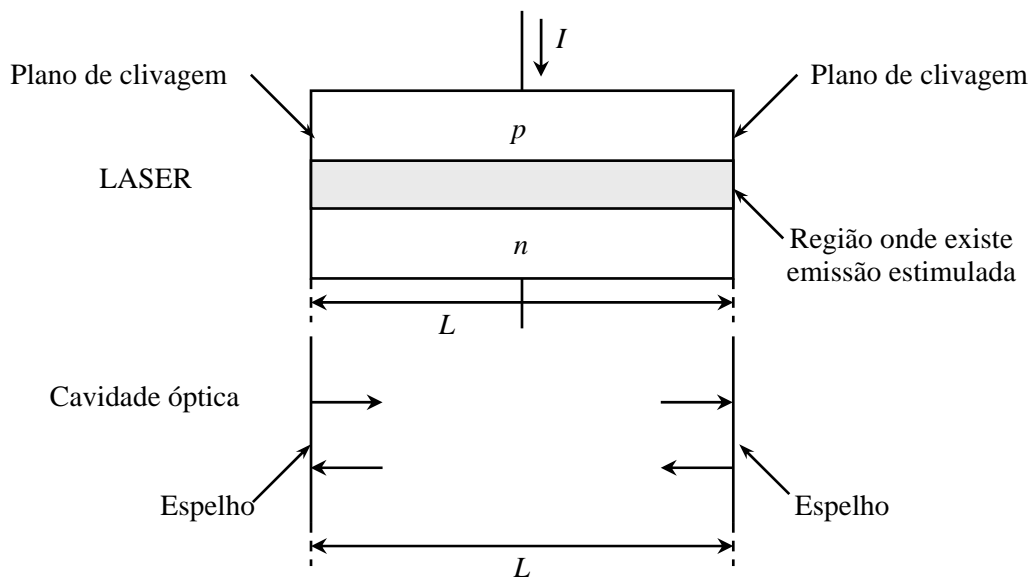


Fig. 7.51 – Laser e cavidade óptica correspondente que permite a oscilação dos fótons segundo a direcção longitudinal.

No limiar pode escrever-se

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \alpha_m \quad (7.55)$$

em que g_{th} é o ganho óptico correspondente ao limiar, α_i as perdas internas, α_m as perdas associadas à reflexão nas faces espelhadas e Γ o factor de confinamento. O parâmetro Γ dá conta da redução do ganho devido ao espalhamento do modo óptico para além da região

activa e representa a fracção da energia do modo óptico contida na região activa e por isso toma valores inferiores à unidade. Estes valores são fortemente dependentes da espessura da região activa: ~ 2% quando a espessura da região activa é 10 nm e ~ 40% quando a espessura é de 200 nm para lasers de InGaAsP-InP com um poço quântico e lasers de dupla heterojunção respectivamente.

As perdas α_m podem ser escritas como:

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (7.56)$$

em que L é o comprimento da cavidade óptica, R_1 e R_2 as reflectividades das faces espelhadas. No caso particular de $R_1 = R_2 = R$

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (7.57)$$

Para $R = 0,32$ e uma cavidade com comprimento $L \cong 250 \mu\text{m}$ ter-se-á $\alpha_m \cong 45 \text{ cm}^{-1}$.

As perdas internas apresentam valores típicos $\alpha_i \sim 30 - 40 \text{ cm}^{-1}$.

Acima do limiar o ganho óptico máximo varia de forma aproximadamente linear com a densidade de portadores,

$$g = a(n - n_0) \quad (7.58)$$

em que a se designa por coeficiente de ganho e n_0 traduz a densidade de portadores necessária para se atingir a situação de transparência, i.e., $g = 0$, e que corresponde ao início da inversão da população.

Para lasers de InGaAsP valores típicos de a estão na gama de $1,2 - 2,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ e de n_0 no intervalo $0,9 - 1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Os modos longitudinais que oscilam na cavidade óptica do laser, Fig. 7.51, devem garantir a relação:

$$m \frac{\lambda_m}{2} = L \quad (7.59)$$

em que λ_m é o comprimento de onda no meio e m um inteiro. Sendo:

$$\lambda_m = \frac{c}{nf} \quad (7.60)$$

com c a velocidade de propagação de luz no vácuo, n o índice de refração e f a frequência pode escrever-se:

$$f = f_m = m \frac{c}{2nL} \quad (7.61)$$

O espaçamento Δf entre dois modos longitudinais é então dado por:

$$\Delta f = \frac{c}{2nL} \quad (7.62)$$

se n não depender da frequência. Em geral

$$\Delta f = \frac{c}{2n_g L} \quad (7.63)$$

em que n_g é o índice de refração de grupo e é dado por:

$$n_g = n + \omega \left(\frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{c}{v_g} \quad (7.64)$$

A título de exemplo, para $L = 200 \mu\text{m}$ $\Delta f \cong 200 \text{ GHz}$. Como se viu o ganho óptico varia com a frequência e possui uma largura de banda suficientemente grande para que vários modos longitudinais da cavidade possam ser amplificados, efeito este que é mais importante para o modo a que corresponde uma frequência mais próxima do pico do ganho, Fig. 7.52.

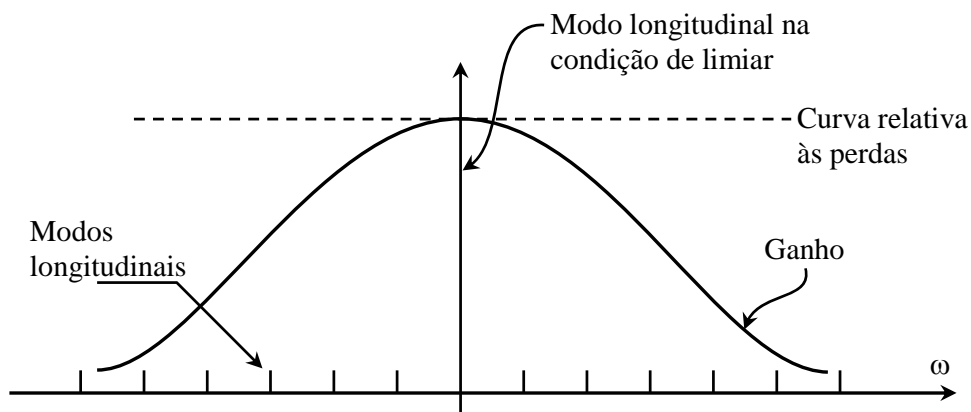


Fig. 7.52 – Selecção dos modos longitudinais na emissão laser correspondente ao limiar. Os traços verticais correspondem aos vários modos possíveis na cavidade.

Abaixo do limiar não há emissão porque as perdas são superiores ao ganho, contudo no limiar, o modo correspondente ao pico de ganho é, na situação ideal, o único que contribui para a emissão laser. Na realidade, como os modos estão muito próximos, haverá vários nas condições anteriores e que podem ser emitidos. Estes lasers são designados por lasers

multimodais. Lasers que emitem basicamente num único modo são os lasers monomodais e possuem estruturas especiais que serão referidas mais adiante. A dispersão na fibra associada aos lasers monomodais é muito menor que a dos lasers multimodais e por isso permite ritmos de transmissão mais elevados.

7.10.2. Estruturas para os Lasers

As estruturas para os lasers devem garantir as condições necessárias para a emissão laser, isto é, inversão e oscilação. Além disso devem obedecer a um certo número de pré-requisitos para que possa haver emissão eficiente em termos da corrente injectada, do valor da potência luminosa e da natureza de luz emitida.

Como já foi referido as estruturas laser são basicamente junções *p-n* que, para garantir um melhor confinamento de portadores (isto é, obrigar a que a recombinação radiativa possua taxas elevadas numa região estreita da estrutura), são de materiais diferentes, isto é heterojunções. Presentemente a configuração usual utilizada é a da dupla heterojunção. Na Fig. 7.53 representa-se o modelo das bandas para a homojunção e para a dupla heterojunção.

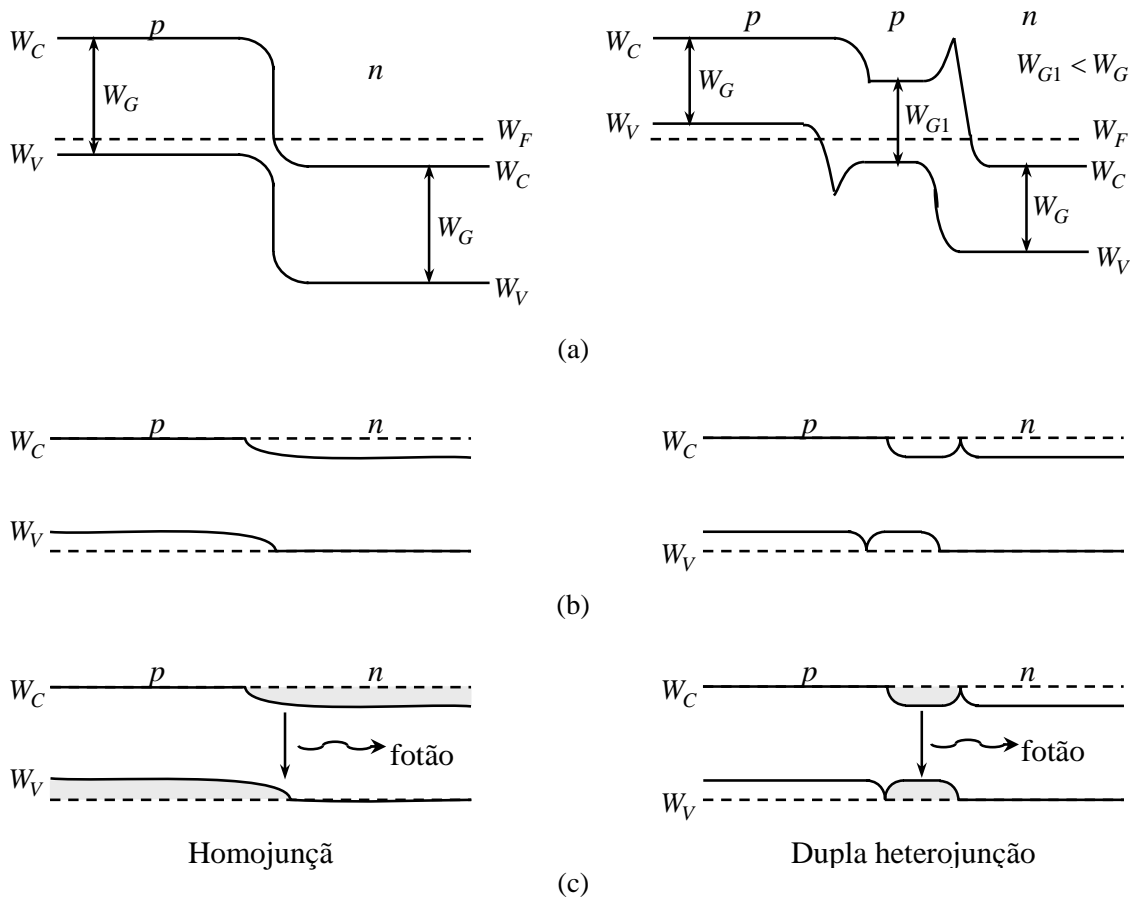


Fig. 7.53 – (a) Equilíbrio termodinâmico. (b) Polarização directa. (c) Confinamento dos portadores.

A homojunção, como se vê na Fig. 7.53 (c), apresenta desvantagens relativamente à heterojunção porque a recombinação, determinada pelo comprimento de difusão dos portadores, ocorre numa região relativamente grande ($\sim 1-10 \mu m$). Estes, não sendo confinados a uma dada região do semiconductor, só com grande dificuldade (à custa de correntes muito elevadas) poderão atingir densidades adequadas para a emissão laser. O confinamento é possível utilizando heterojunções. Na dupla heterojunção coloca-se uma camada de material semiconductor com banda proibida mais baixa entre duas camadas de outro material semiconductor de banda proibida mais elevada. A camada do meio pode ser ou não dopada e, para alguns lasers esta camada é na verdade constituída por camadas alternadas de dois materiais diferentes dando origem aos lasers designados de lasers de poços quânticos múltiplos. O confinamento dos portadores resulta da descontinuidade das bandas que se estabelece entre materiais com altura de banda proibida diferente e permite obter densidades de portadores elevadas já que a largura da camada intermédia, também designada por região activa, pode ser controlada tecnologicamente e reduzida a valores $\sim 0,1 \mu m$.

A dupla heterojunção possui uma vantagem acrescida e que se deve ao facto de que o índice de refração da região activa é superior aos das camadas adjacentes. Assim, a região activa funciona também como guia óptico dos fotões aí gerados, havendo confinamento da radiação.

Na Fig. 7.54 mostra-se, de forma simples, a constituição de um laser de Fabry-Perot. É de realçar que os lasers podem apresentar estruturas muito diferentes das da Fig. 7.54 de modo a melhorar o confinamento óptico, garantindo o confinamento dos portadores.

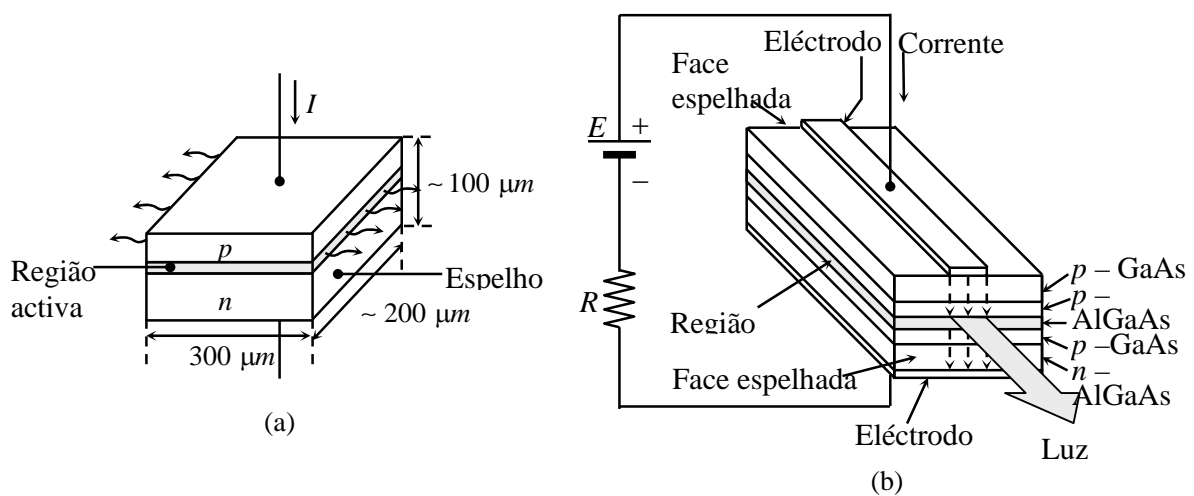


Fig. 7.54 – (a) Estrutura básica de um laser tipo Fabry-Perot. (b) Laser de GaAs.

7.10.3. Característica Potência luminosa – Corrente e característica espectral dos LEDs e LASERS

Na Fig. 7.55 (a) mostra-se, para várias temperaturas, a característica potência luminosa – corrente injectada dum LED que emite em $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$. O andamento é aproximadamente linear até $I \cong 50 \text{ mA}$. Para valores de corrente superiores a potência emitida cresce de forma mais lenta devido ao aumento da temperatura na região activa, o que aumenta a taxa de recombinação não radiativa.

A distribuição espectral da luz emitida é determinada pelo espectro da taxa de recombinação espontânea e, para o mesmo LED, está representada na Fig. 7.55 (b). A largura espectral deste LED é da ordem de $\Delta\lambda = 50 - 60 \text{ nm}$ podendo-se tomar este valor como um valor típico. A estes valores de $\Delta\lambda$ correspondem na fibra óptica dispersões elevadas do sinal que limitam seriamente o ritmo de transmissão.

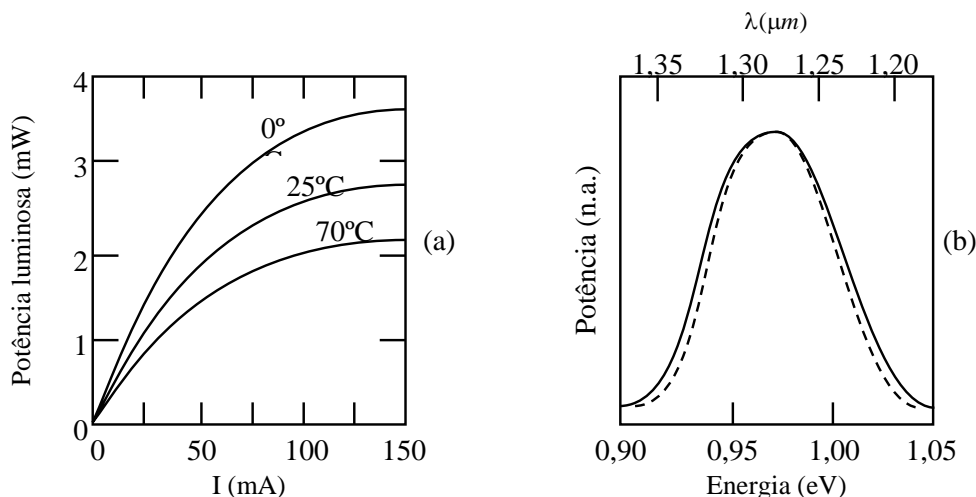


Fig. 7.55 – (a) relação $L-I$ para um LED que emite em $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ feito de InGaAsP. (b) Espectro da luz emitida.

A característica, potência luminosa-corrente, para um dado laser tem o andamento da Fig. 7.56. Na curva estão indicados alguns pontos de funcionamento e o espectro de emissão correspondente. A curva que se mostra possui duas regiões distintas: uma que vai até $I \cong 12 \text{ mA}$ e a outra para correntes superiores.

A emissão laser dá-se para esta última região, com uma corrente de limiar I_{th} de $\sim 12 \text{ mA}$. A emissão do laser para $I < 12 \text{ mA}$ tem as características determinadas pela recombinação espontânea e por isso semelhantes às do LED, Fig. 7.55. Acima de $I \cong 12 \text{ mA}$ verifica-se que a relação entre a potência luminosa e a corrente tem um andamento linear podendo ser expresso como

$$P \cong \frac{hf}{2q} \left(\frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right) (I - I_{th}) \quad (7.65)$$

em que h é a constante de Planck, f a frequência de radiação emitida e q o módulo de carga do electrão. Despreza-se o efeito devido à corrente de fugas I_L que, para alguns lasers, pode ter uma contribuição importante.

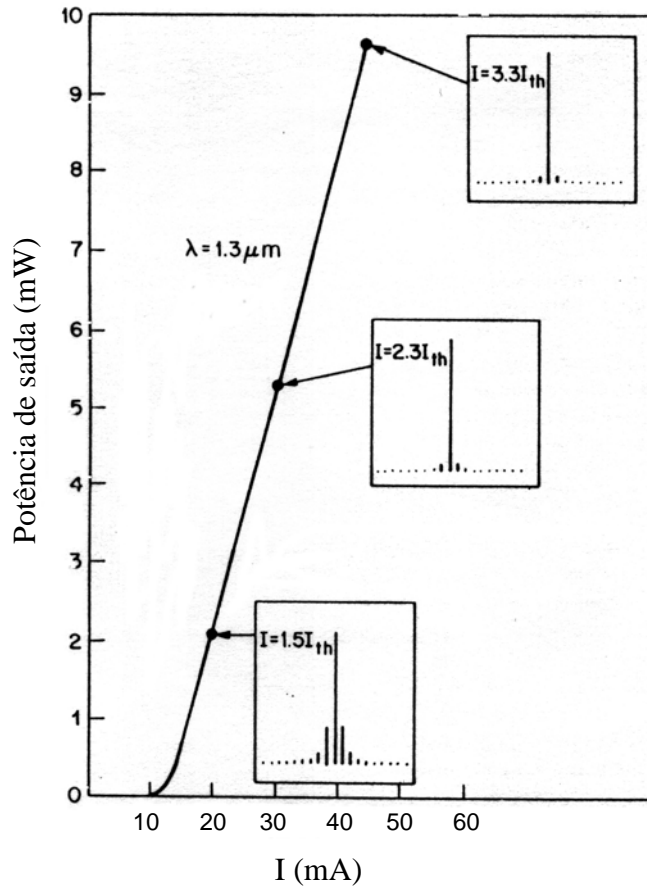


Fig. 7.56 – Potência luminosa-corrente e espectro de emissão de um laser de $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$.

A corrente injectada terá em geral dois termos, um deles, associado à emissão laser e o outro à corrente de fugas. No limiar pode-se escrever, se se excluir a difusão de portadores na zona activa e desprezar a recombinação estimulada,

$$I_{th} = q \frac{V n_{th}}{\tau_n (n_{th})} + I_L \quad (7.66)$$

em que V é o volume da região activa, n_{th} a densidade de portadores no limiar, dada por:

$$n_{th} = n_0 + \frac{(\alpha_i + \alpha_m)}{a\Gamma} \quad (7.67)$$

τ_n o tempo de vida dos portadores, em geral dependente de n e associado a recombinações

radiativas e não radiativas, dado por:

$$\tau_n = (A + B_n + Cn^2)^{-1} \quad (7.68)$$

em que o coeficiente A está associado a recombinações não radiativas (ratoeiras, estados em superfície) que, para dispositivos de boa qualidade, terá um valor desprezável em comparação com o dos outros dois termos. O termo B_n está associado à recombinação espontânea radiativa e o termo Cn^2 prende-se com a recombinação Auger, não radiativa. Para o InGaAsP e $\lambda = 1,3 \mu m$, $B \cong 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/s$ e $C \cong 2,3 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/s$. O declive dP/dI é uma medida da eficiência do dispositivo que, para o caso de lasers de InGaAsP a emitir em $\lambda = 1,3 \mu m$, toma um valor típico de $0,25 \text{ mW}/\text{mA}$ por face. Define-se ainda rendimento quântico diferencial

$$\eta_d \cong \alpha_m / (\alpha_i + \alpha_m) \quad (7.69)$$

e rendimento quântico externo

$$\eta_{ext} = \frac{\text{taxa de emissão de fótons}}{\text{taxa de injeção de electrões}} = \frac{2P/hf}{I/q} = \frac{2q}{hf} \frac{P}{I} \quad (7.70)$$

O efeito da temperatura nesta característica está representado na Fig. 7.57. Com o aumento de temperatura aumenta a corrente de limiar e a relação potência luminosa-corrente deixa de ser linear. Para um dado valor da corrente de injeção o aumento da temperatura faz diminuir a potência emitida e pode eventualmente fazer com que o LASER passe a funcionar abaixo do limiar, deixando mesmo de emitir.

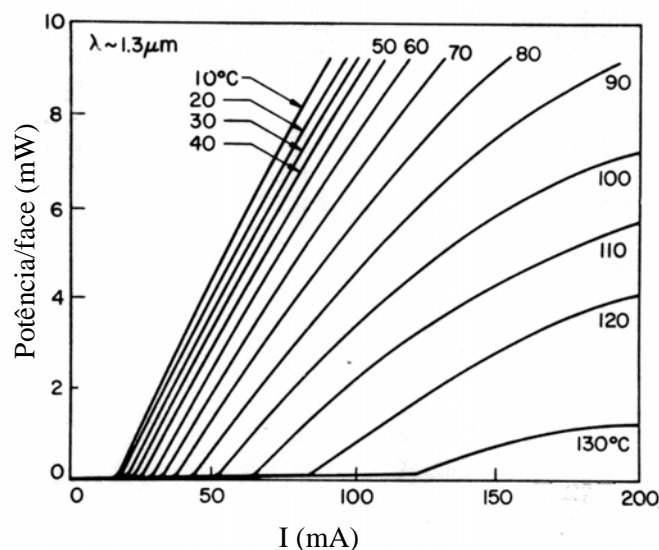


Fig. 7.57 – Potência luminosa-corrente para várias temperaturas de um laser de $\lambda = 1,3 \mu m$.

Os resultados experimentais permitem estabelecer uma lei de variação da corrente de limiar com a temperatura que é normalmente escrita como:

$$I_{th} = I_0 e^{T/T_0} \quad (7.71)$$

sendo I_0 uma constante e T_0 a temperatura característica do laser. Valores de T_0 elevados são desejáveis pois conduzem a uma menor sensibilidade de I_{th} às variações de temperatura. Lasers de poços quânticos múltiplos fabricados com InGaAsP podem apresentar valores de $T_0 \sim 60-100 K$ dependente da estrutura, e.g., o número e espessura dos poços quânticos. O tipo de materiais semicondutores utilizados também afectam o valor de T_0 , e.g., para lasers de GaAs $T_0 \geq 120 K$.

Um aspecto importante do estudo dos lasers prende-se com o seu comportamento em regime dinâmico em virtude de, nos sistemas de comunicação óptica, o envio de informação poder ser feito por modulação directa da luz emitida. A variação da intensidade da luz pode ser conseguida por variação da corrente injectada no laser.

A resposta do laser a variações mais ou menos rápidas da corrente é estudada com base nas equações de ritmo que dão a evolução no tempo da densidade de portadores e de radiação.

As equações de ritmo, na sua forma mais simples, podem escrever-se como:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{qd} - \frac{n}{\tau_n} - G v_g P \quad (7.72)$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma G v_g P - \frac{P}{\tau_p} + \Gamma \theta \frac{n}{\tau_n} \quad (7.73)$$

em que n é a densidade de portadores, P a densidade de fotões confinados à zona activa, J a densidade de corrente injectada, τ_p o tempo de vida dos fotões, θ o coeficiente de acoplamento associado à emissão espontânea, d a largura da zona activa e G o ganho máximo. Os restantes parâmetros foram definidos anteriormente. A velocidade de grupo v_g e o tempo de vida médio dos fotões τ_p são dados por:

$$v_g = \frac{c}{n_g} \quad (7.74)$$

$$\tau_p = \left[v_g (\alpha_i + \alpha_m) \right]^{-1} \quad (7.75)$$

em que c é a velocidade de propagação de luz no vácuo e n_g o índice de refração de grupo.

No 2º membro da equação (7.72) o 1º termo dá conta da contribuição da corrente para o aumento da densidade de portadores enquanto que os dois restantes termos são responsáveis pela diminuição dos portadores associada à recombinação espontânea, radiativa e não radiativa, (2º termo) e à recombinação estimulada (3º termo). No que se refere à variação de densidade de fótons, equação (7.73), o 1º termo do 2º membro representa a contribuição devida à recombinação estimulada enquanto que o 3º termo está associado à recombinação espontânea e contabiliza os fótons emitidos com as características dos que se obtêm por recombinação estimulada. O 2º termo dá conta dos fótons que desaparecem devidos às perdas na cavidade.

Quando há uma variação brusca da corrente, entre um valor abaixo do limiar e um outro acima do limiar, verifica-se que a emissão de luz não se faz de forma instantânea e só atinge a situação estacionária ao fim de alguns nanosegundos, Fig. 7.58. Durante o transitório aparecem oscilações que limitam o funcionamento do laser neste regime.

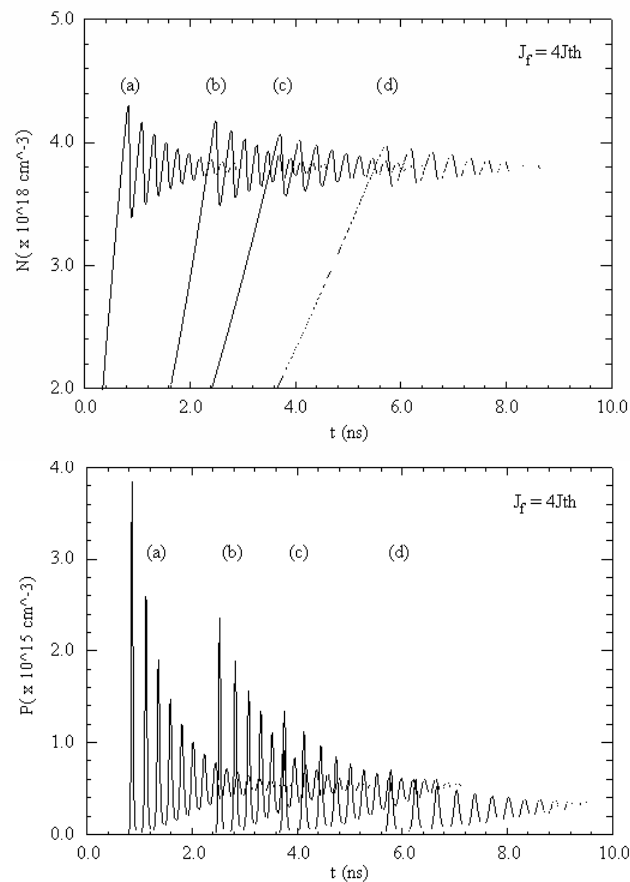


Fig. 7.58 – Transitórios associados aos electrões N e fótons P quando a corrente varia de 0 a $4J_{th}$, para vários tempos de subida. As curvas (a) referem-se à transição brusca de corrente em $t=0$.

7.10.4. Lasers DFB e DBR

As estruturas de lasers descritas nas páginas anteriores possuem características de emissão a que correspondem uma largura espectral da ordem de $\Delta\lambda = 3 - 6 \text{ nm}$.

Atendendo a que as fibras possuem um mínimo de atenuação em $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, a utilização deste comprimento de onda exige pois que os lasers sejam monomodais para que não haja penalização no ritmo de transmissão. Os lasers monomodais podem ser de vários tipos: DBR, DFB* e de cavidade acoplada. Descrevem-se só de forma abreviada os DBR e DFB.

Na Fig. 7.59 estão representadas esquematicamente as estruturas de lasers DFB e DBR.

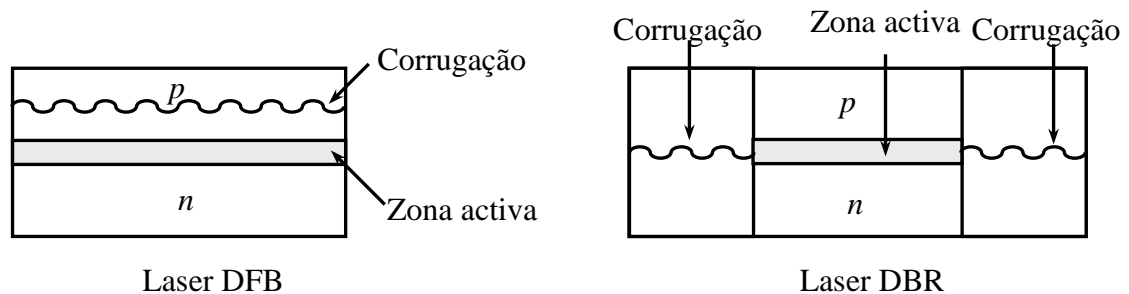


Fig. 7.59 – Estruturas DFB e DBR.

Embora ambas as estruturas apresentem uma corrução, a que corresponde uma variação periódica do índice de refração, para os DFB esta corrução abrange a zona activa, enquanto que para os DBR a corrução está exterior à zona activa. O efeito da corrução é a de seleccionar de entre os modos activos aqueles que satisfazem a condição de Bragg e que pode ser escrita por:

$$\lambda_B = \frac{2\bar{n}}{m} \Lambda \quad (7.76)$$

em que Λ é o período da corrução, \bar{n} é o índice de refração do modo e m um inteiro.

Desta forma é possível obter uma emissão com largura de banda $\Delta\lambda < 0,001 \text{ nm}$.

Na Fig. 7.60 mostram-se duas estruturas, DFB e DBR, fabricadas à base do InGaAsP.

Na Fig. 7.61 mostram-se, de forma comparativa, as características de emissão de LEDs e vários tipos de lasers.

* DBR – “Distributed Bragg Reflector”. DFB – “Distributed Feedback”.

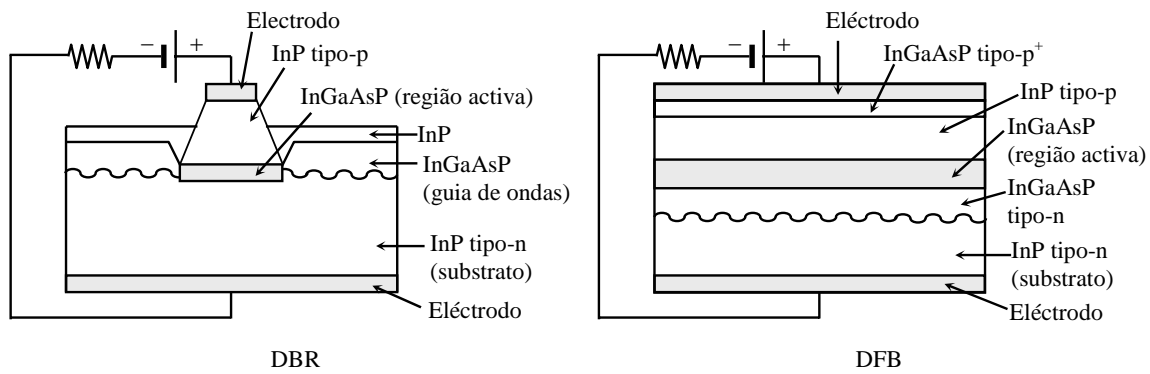


Fig. 7.60 – Estruturas DFB e DBR de InGaAsP.

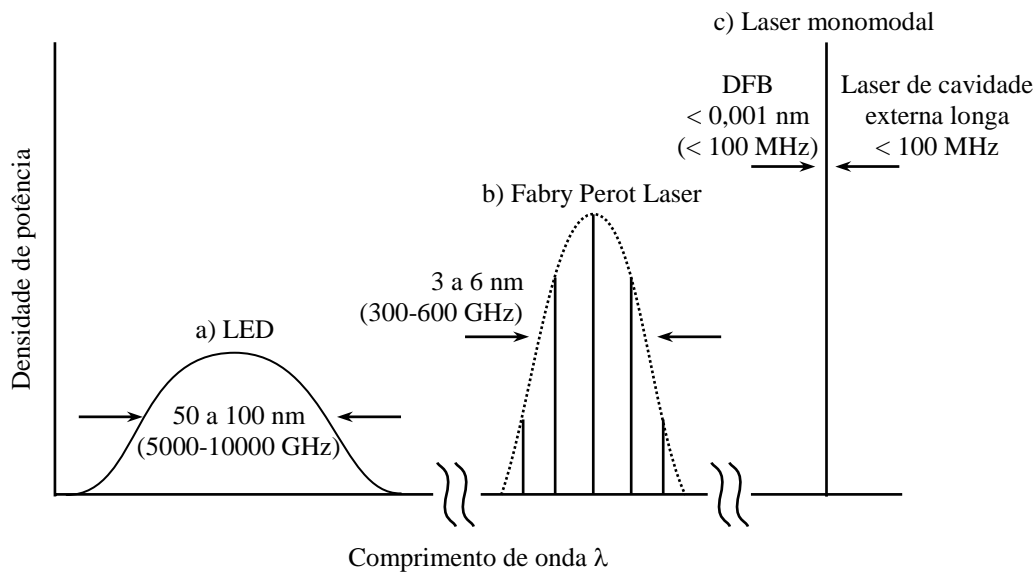


Fig. 7.61 – Características de emissão de LEDs e vários tipos de lasers.

Bibliografia

- “ *Optical Fiber Telecommunications I* ”, S.E. Miller e A.G. Chynoweth (edit.), Academic Press, 1979.
- “ *Solar Cells* ”, M.A. Green, Prentice-Hall, 1982.
- “ *Electronic Processes in Materials* ”, L.V. Azaroff, J.J. Brophy, McGraw-Hill, 1963.
- “ *The Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon II* ”, J.D. Joannopoulos, G. Lucovsky, Springer Verlag, 1984.
- “ *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* ”, G.P. Agrawal, N.K. Dutta, Van Nostrand Reinhold Company Inc., 1986.
- “ *Highly Coherent Semiconductor Lasers* ”, M. Ohtsu, Artech House, 1992.