

## B.4. Detección de luz e imágenes

### B.4.1. Introducción

En este tema vamos a estudiar como la interacción entre la luz y los electrones en un material produce una serie de efectos físicos que nosotros aprovecharemos para el procesado de información. Ya vimos que el procesamiento de la información involucra tres acciones, i) detección de luz, ii) generación de luz y iii) modulación de luz. El primero de los puntos que vamos a estudiar en este tema, la detección de luz, se encarga de extraer la información que transporta un rayo de luz. Los componentes fotónicos deben ser capaces de convertir las señales luminosas en electrónicas y las señales electrónicas serán procesadas por dispositivos microelectrónicos avanzados.

### B.4.2. Breve repaso de la estructura de bandas en un semiconductor.

La descripción de un electrón en un semiconductor se hace a partir de la ecuación de Schrödinger:

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2 \cdot m_0} \nabla^2 + U(r) \right] \cdot \psi(r) = E \cdot \psi(r) \quad (\text{B.4.1})$$

donde  $U(r)$  es la energía potencial a la que están sometidos los electrones dentro del semiconductor, la cual debido a la naturaleza cristalina del material tiene la misma periodicidad  $R$  que la estructura

$$U(r) = U(r + R) \quad (\text{B.4.2})$$

El teorema de Bloch nos dice que la solución para la función de onda del electrón en una estructura periódica es de la forma:

$$\psi_k(r) = e^{ikr} \cdot u_k(r) \quad (\text{B.4.3})$$

La parte periódica  $u_k(r)$  tiene la misma periodicidad que el cristal:

$$u_k(r) = u_k(r + R) \quad (\text{B.4.4})$$

La función de onda tiene la siguiente propiedad:

$$\begin{aligned} \psi_k(r + R) &= e^{ik(r+R)} \cdot u_k(r + R) = e^{ikr} \cdot u_k(r) \cdot e^{ikR} = \\ &= e^{ikR} \cdot \psi_k(r) \end{aligned} \quad (\text{B.4.5})$$

Cuando se soluciona la ecuación de Schrödinger para un electrón libre (es decir,  $U(r)=0$ ), la  $k$  que aparece en la función de onda del electrón está relacionada con el momento

de dicho electrón  $p=\hbar k$  donde  $\hbar$  es la constante de Planck normalizada, es decir,  $\hbar=h/2\pi=1,055\times 10^{-34}$ J.s. En el caso de un electrón en un semiconductor, la cantidad  $\hbar k$  hace el mismo papel pero como incluye el efecto de los átomos del cristal sobre el electrón ( $U(r)$ ) se le suele llamar momento del electrón en el cristal o momento del cristal.

A partir del valor del momento, vamos a examinar la relación que existe entre las ecuaciones que nos proporcionan la energía satisfechas por un electrón libre y por un electrón en un cristal:

$$\text{Electrón libre: } E = \frac{p^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \tag{B.4.6}$$

$$\text{Electrón en el cristal: } E = E(k) \tag{B.4.7}$$

donde  $m_0$  es la masa del electrón libre.

La relación entre  $E$  y  $k$  en el semiconductor es la estructura de bandas en dicho semiconductor. Los niveles energéticos permitidos para un electrón en el semiconductor (es decir, las soluciones para  $E$  de la ecuación de Schrödinger) no representan un continuo como sucede para el electrón libre ( $U(r)=0$ ) sino que existen bandas de energía no permitida para los electrones. Es decir, que no puede existir ningún electrón en el semiconductor con un valor de energía que esté dentro de dicha banda. Las dos primeras bandas de energía permitida son las bandas de valencia (electrones de valencia) y la banda de conducción, existiendo entre ellas una banda prohibida.

En dicha estructura de bandas el máximo de la banda de valencia en la mayor parte de los materiales semiconductores ocurre a  $k=0$ , es decir para un momento igual a cero. El mínimo de la banda de conducción en algunos semiconductores también ocurre a  $k=0$ . Tales semiconductores son llamados semiconductores de gap directo o simplemente semiconductores directos (GaAs, InP, InGaAs, etc). En otros semiconductores, el mínimo de la banda de conducción no ocurre para  $k=0$  sino en otros puntos. Son los llamados semiconductores de gap indirecto o simplemente semiconductores indirectos (Si, Ge, AlAs, etc).

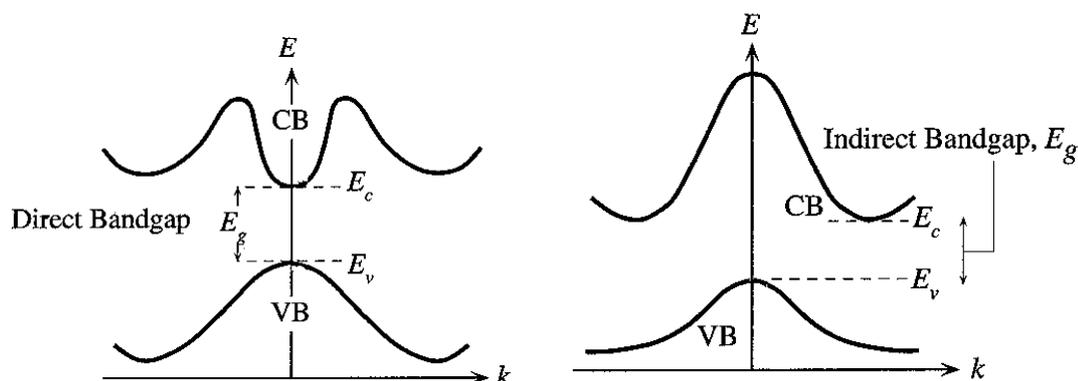


Fig. B.4.1: (a) Semiconductor directo. (b) Semiconductor indirecto.

Para un semiconductor directo cerca del mínimo de la banda de conducción, la relación E-k es de la forma:

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (\text{B.4.8})$$

donde  $E_c$  es el valor mínimo de energía permitida dentro de la banda de conducción.

Por tanto, cerca de los límites de la banda de conducción el electrón del semiconductor se comporta como si tuviese una masa  $m_e^*$  menor que la del electrón libre, la cual es llamada masa efectiva en la banda de conducción o simplemente masa efectiva del electrón:

$$\frac{1}{m_e^*} = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{d^2 E}{dk^2} \quad (\text{B.4.9})$$

De forma similar cerca del máximo de la banda de valencia, la relación E-k es de la forma:

$$E(k) = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (\text{B.4.10})$$

donde  $E_v$  es el valor máximo de energía permitida dentro de la banda de valencia y  $m_h^*$  es la masa efectiva de los electrones en la banda de valencia. Dado que es en esta banda en la que se producen los "huecos" o deficiencias de electrones, también es llamada masa efectiva del hueco. Dicha masa efectiva es mucho mayor que la masa efectiva en la banda de conducción y además es negativa.

### B.4.3. Propiedades ópticas de los semiconductores.

En este apartado vamos a discutir cómo los electrones responden a campos electromagnéticos o sea a fotones. La interacción de electrones y fotones es la base de todos los componentes fotónicos. Existen dos tipos de interacción ("scattering") entre electrones y fotones: i) Absorción de fotones en que el electrón gana energía absorbiendo un fotón; y ii) emisión en que el electrón emite un fotón y pierde energía. El proceso de emisión puede ser de dos tipos: emisión espontánea y emisión estimulada. La emisión espontánea ocurre incluso si no hay fotones presentes mientras que la estimulada ocurre debido a la presencia de fotones.

Como se ha visto con anterioridad, la luz se representa por ondas electromagnéticas. Estas ondas electromagnéticas, que viajan a través de un medio, como un semiconductor en nuestro caso, se describen a partir de las ecuaciones de Maxwell que demuestran que la dependencia del vector campo eléctrico de tales ondas es de la forma:

$$E = E_0 \cdot e^{\left\{ \frac{\alpha}{2} z \right\}} \cdot e^{\left\{ i\omega \left( \frac{n_r}{c} t \right) \right\}} \quad (\text{B.4.11})$$

donde  $z$  es la dirección de propagación,  $\omega$  la frecuencia,  $n_r$  el índice de refracción (la parte real) y  $\alpha$  es el coeficiente de absorción del medio. Si  $\alpha$  es cero, la onda se propaga sin atenuarse con una velocidad  $c/n_r$ . Sin embargo, si  $\alpha$  no es cero, el flujo fotónico  $P$  ( $\propto E^* E$ ) cae exponencialmente de la forma:

$$P(z) = P(0) \cdot e^{-\alpha z} \quad (\text{B.4.12})$$

La absorción de la luz puede ocurrir por una gran variedad de razones incluyendo la absorción por parte de impurezas del material o la absorción intrabanda donde electrones de la banda de conducción absorben la radiación. Sin embargo la interacción más importante en semiconductores en lo que se refiere a dispositivos fotónicos es la transición de banda a banda. En este caso, en el proceso de absorción de un fotón, un fotón interacciona con un electrón de la banda de valencia causando que dicho electrón pase a la banda de conducción. En el proceso inverso, un electrón de la banda de conducción se recombina con un hueco de la banda de valencia para generar un fotón. Estos dos procesos tienen obviamente una gran importancia en la detección de luz y en dispositivos emisores de luz. Las velocidades de los procesos de emisión y absorción de luz son determinadas por la mecánica cuántica. En la interacción han de cumplirse los principios de conservación de la energía y de la conservación del momento.

**i) Conservación de la energía:**

Aplicando el principio de conservación de la energía, en los procesos de absorción y emisión, si  $E_i$  y  $E_f$  son las energías inicial y final de los electrones, se ha de cumplir:

$$\text{Absorción: } E_f = E_i + \hbar\omega \quad (\text{B.4.13})$$

$$\text{Emisión: } E_f = E_i - \hbar\omega \quad (\text{B.4.14})$$

donde  $\hbar\omega$  es la energía del fotón. Como la mínima diferencia energética entre los estados de la banda de valencia y la banda de conducción es la anchura de la banda prohibida  $E_g$ , para que la absorción ocurra, la energía del fotón debe ser mayor que la anchura de la banda prohibida.

**ii) Conservación del momento:**

Además de la conservación de la energía, también se ha de conservar el momento  $\hbar k$  para el sistema formado por electrones y fotón. El vector de onda del fotón es:

$$k_{ph} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{B.4.15})$$

La energía del fotón ha de ser superior a la anchura de la banda prohibida, es decir que estamos hablando de fotones con una energía del orden de 1eV lo cual corresponde a una longitud de onda de 1,24 $\mu\text{m}$ . Por tanto, los valores de  $k_{ph}$  serán de alrededor de  $10^{-4}\text{\AA}^{-1}$ . En una representación típica de la estructura de bandas de un semiconductor el valor de  $k$  suele variar entre 0 y  $\sim 1\text{\AA}^{-1}$  por lo que las transiciones pueden considerarse prácticamente verticales.

Otra forma de decirlo es que únicamente transiciones "verticales" en  $k$  son permitidas dentro de la estructura de bandas del semiconductor.

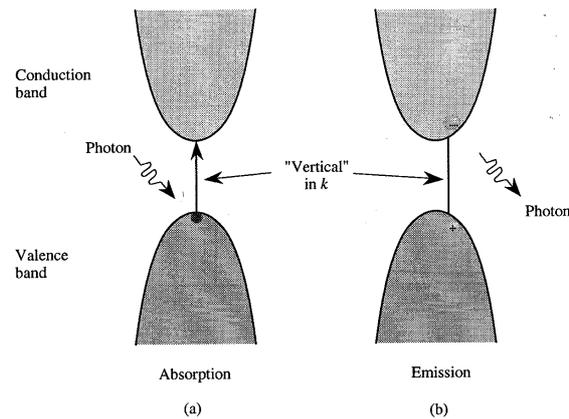


Fig. B.4.2: (a) Un electrón de la banda de valencia "absorbe" un fotón pasando a la banda de conducción. (b) En el proceso inverso, un electrón se recombina con un hueco para emitir un fotón. La conservación del momento asegura que únicamente las transiciones verticales son permitidas.

En consecuencia, los valores de  $k$  para electrón y hueco pueden suponerse iguales dado que las transiciones son verticales por lo que si aplicamos de nuevo la conservación de energía para un valor de la energía del fotón superior a la anchura de la banda prohibida:

$$\hbar\omega = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} - \left( E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \right) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left( \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (\text{B.4.16})$$

donde  $m_r^*$  es la masa reducida del sistema electrón - hueco.

Debido a que  $k$  ha de conservarse, en semiconductores indirectos las transiciones ópticas requieren de la ayuda de vibraciones de la estructura para satisfacer la conservación de  $k$ , como vamos a ver a continuación. Esto hace que exista una gran diferencia entre las propiedades ópticas de semiconductores directos e indirectos.

En un semiconductor indirecto (ver b) en la siguiente figura) un electrón de la parte inferior de la banda de conducción no puede recombinarse directamente con un hueco de la parte superior de la banda de valencia porque para que el electrón pase a la parte superior de la banda de valencia, su momento debe variar al pasar desde  $k_{cb}$  hasta  $k_{cv}$ , lo cual no está permitido por la ley de conservación del momento. El proceso de recombinación en este tipo de semiconductores tiene lugar a través de un "centro de recombinación" a un nivel energético  $E_r$  dentro de la banda prohibida (ver c) en la siguiente figura). Estos centros de recombinación pueden ser defectos en la estructura cristalina o impurezas. El electrón primeramente es capturado por el defecto en  $E_r$ . Este cambio en la energía y en el momento del electrón debido al proceso de captura se transfiere a vibraciones en la estructura, es decir, a **fonones**. Así como la radiación electromagnética es cuantizada en función de fotones, las vibraciones de la estructura cristalina se cuantizan en función de fonones. Las vibraciones en la estructura viajan por el cristal como una onda y estas ondas se llaman fonones. El electrón capturado en  $E_r$  puede fácilmente caer a un estado vacío en la parte superior de la banda de valencia y, por tanto, recombinarse con un hueco. En la mayor parte de semiconductores de gap indirecto, la transición de  $E_c$  a  $E_v$  produce la emisión de bastantes vibraciones de la estructura. Sin embargo, existen semiconductores de gap indirecto, tales como el GaP en el que se introducen impurezas de nitrógeno y con el que se consigue que la transición del electrón desde  $E_r$  a  $E_v$  involucre la emisión de un fotón.

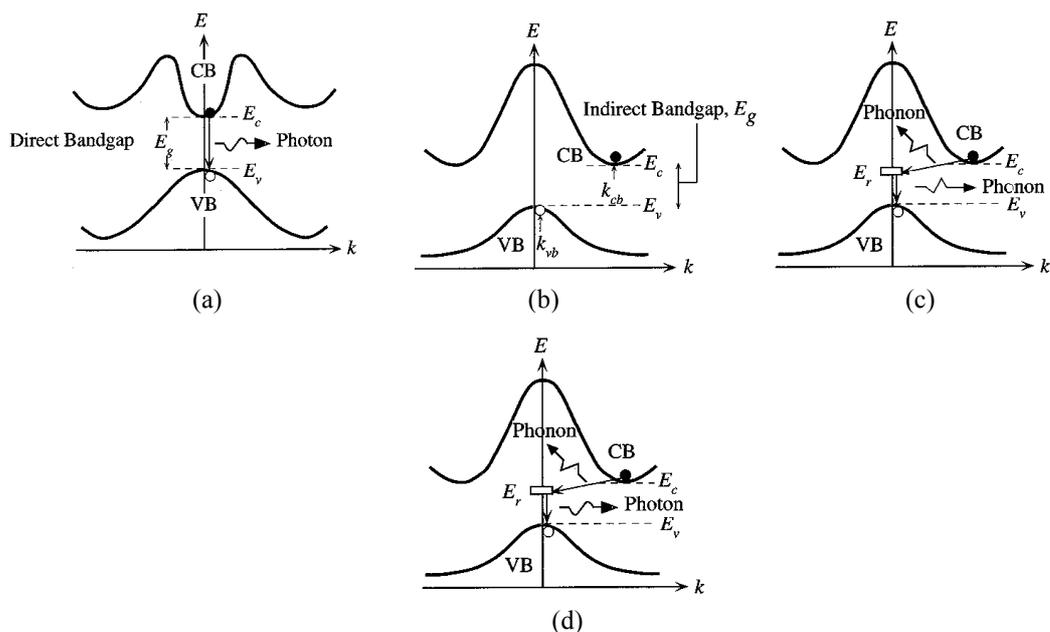


Fig. B.4.3: (a) Proceso de recombinación directa en un semiconductor directo (b) Semiconductor indirecto. (c) Proceso de recombinación indirecta en la mayor parte de semiconductores indirectos. (d) Proceso de recombinación indirecta en GaP.

### B.4.4. Absorción óptica en un semiconductor

Para que un material semiconductor sea útil como detector debe cambiar alguna de sus propiedades al incidir sobre él la radiación. La propiedad más comúnmente utilizada es la conversión de luz en pares electrón - hueco que pueden ser detectados en un circuito eléctrico escogido apropiadamente.

Cuando incide un fotón sobre un semiconductor puede excitar a un electrón haciéndolo saltar de la banda de valencia a la banda de conducción siempre que la energía de dicho fotón sea igual o mayor que la energía del gap de energía entre ambas bandas.

El proceso de absorción del fotón es más intenso cuando el fotón puede causar directamente que un electrón en la banda de valencia vaya a la de conducción. Dado que el momento del fotón es extremadamente pequeño en la escala de momentos, la conservación del momento requiere que las transiciones electrón - hueco sean verticales en  $k$ . Tales transiciones son únicamente posibles cerca de los límites de las bandas en semiconductores directos. Para tales semiconductores puede demostrarse que el coeficiente de absorción del semiconductor es:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{2 n_r c m_0^2 \epsilon_0} \frac{|p_{cv}|^2}{\hbar \omega} \frac{\sqrt{2} \sqrt{(m_r^*)^3} \sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (B.4.17)$$

donde  $m_r^*$ : masa reducida del sistema electrón - hueco,  $n_r$ : índice de refracción,  $\hbar\omega$ : energía del fotón,  $E_g$ : anchura de la banda prohibida,  $p_{cv}$ : momento necesario para la transición.

Si sustituimos los valores de las constantes en la expresión anterior para un semiconductor directo como es el GaAs ( $n_r=3,66$ ), el coeficiente de absorción vale,

$$\alpha(\hbar\omega) \cong 3 \cdot 10^6 \sqrt{\left(\frac{m_r^*}{m_0}\right)^3} \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\hbar\omega} \left[\frac{1}{cm}\right] \quad (B.4.18)$$

El coeficiente de absorción  $\alpha$  es una propiedad del material. La mayor parte de la absorción de fotones tiene lugar en una distancia  $1/\alpha$ . A ese valor se le suele llamar longitud de penetración  $\delta$ .

Para un semiconductor indirecto, las transiciones verticales en  $k$  no son posibles, y los electrones pueden absorber un fotón únicamente si un fonón (o vibración de la estructura cristalina) participa en el proceso. Si  $K$  es el vector de onda de las vibraciones de la estructura que se propagan por el cristal, entonces  $\hbar K$  es el **momento del fonón**. Cuando un electrón en la banda de valencia es excitado a la banda de conducción hay un cambio en su momento en el cristal que no puede ser proporcionado por el momento del fotón incidente ya que es muy pequeño comparado con el cambio necesario en el momento. Por tanto, la diferencia de los momentos debe ser equilibrada por el momento del fonón:

$$\hbar k_{CB} - \hbar k_{VB} = \text{Momento del fonón} = \hbar K \quad (B.4.19)$$

El proceso de absorción se dice que es indirecto pues depende de las vibraciones de la estructura cristalina, las cuales a su vez dependen de la temperatura. Como la interacción del fotón con el electrón de la banda de valencia necesita de un tercer "participante", la vibración de la estructura, la probabilidad de absorción de un fotón no es tan alta como en semiconductores de gap directo.

Durante el proceso de absorción, un fonón puede ser absorbido o emitido. Si  $\nu$  es la frecuencia de las vibraciones de la estructura cristalina, entonces  $h \cdot \nu$  es la energía del fonón. Por otra parte, si  $\nu$  es la frecuencia del fotón su energía será  $h \cdot \nu$ . La conservación de la energía requiere que:

$$\hbar\omega = h \cdot \nu = E_g \pm h \cdot \nu \quad (B.4.20)$$

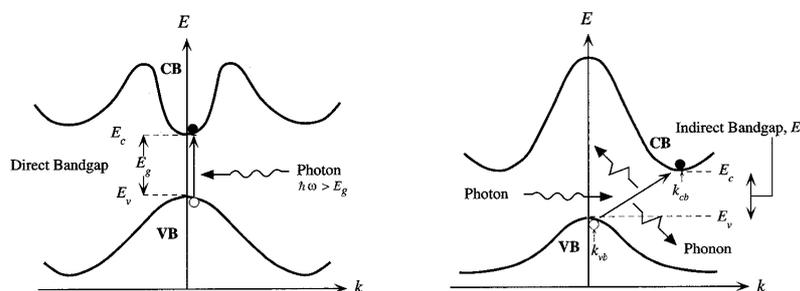


Fig. B.4.4: Proceso de absorción en una transición de banda a banda en un semiconductor directo y en un semiconductor indirecto. a) Un electrón en la banda de valencia "absorbe" un fotón y pasa a la banda de conducción. La conservación del momento asegura que únicamente son permitidas transiciones verticales b) En semiconductores indirectos un fonón o vibración de la estructura debe participar.

El proceso de absorción no se inicia exactamente en  $E_g$ , pero está muy próximo a dicho valor ya que  $h \cdot \nu$  es pequeño ( $< 0,1eV$ ). Estos procesos no son tan fuertes como los

procesos que no involucran un fonón (semiconductores directos). El coeficiente de absorción de materiales de gap indirecto es del orden de 100 veces más pequeño que para el caso de gap directo para un misma diferencia entre la energía del fotón y la anchura de la banda prohibida ( $\hbar\omega - E_g$ ).

De la expresión del coeficiente de absorción para un semiconductor directo se observa que vale cero por encima de una longitud de onda de corte  $\lambda_c$ , que vale

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g [\text{eV}]} [\mu\text{m}] \quad (\text{B.4.21})$$

En la siguiente figura se muestran la anchura de la banda prohibida y las longitudes de onda de corte de varios semiconductores junto con la respuesta relativa del ojo humano.

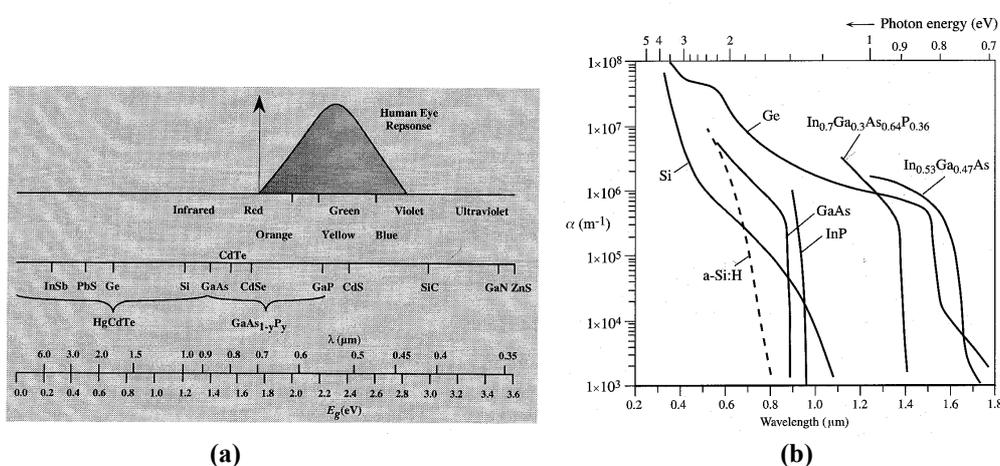


Fig. B.4.5: (a) Gap energético y longitudes de onda de corte de diferentes materiales. El gran rango de variación de  $E_g$  permite una gran versatilidad en los sistemas detectores. (b) Coeficiente de absorción ( $\alpha$ ) en función de la longitud de onda ( $\lambda$ ) para distintos semiconductores.

En la siguiente figura se muestran algunos semiconductores y las características más importantes de los sistemas basados en dichos tipos de material.

<b>InGaAs</b> (Tunable $E_g$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Excellent material for long haul communications (at 1.55 <math>\mu\text{m}</math>).</li> <li>• Can be lattice matched to InP.</li> </ul>
<b>AlGaSb</b> (Tunable $E_g$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Excellent optical properties.</li> <li>• Can be used for long haul communications.</li> <li>• Suffers from poor substrate availability, since it has to be grown on GaSb, whose technology is not matured.</li> </ul>
<b>InGaAsP</b> (Tunable $E_g$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Suitable for both 1.55 <math>\mu\text{m}</math> and 1.3 <math>\mu\text{m}</math> applications for long haul applications.</li> <li>• Can be lattice matched to InP substrates.</li> </ul>
<b>HgCdTe</b> (Tunable $E_g$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Excellent material for long wavelength applications in night vision and thermal imaging.</li> <li>• Can be used for 1.55 <math>\mu\text{m}</math> and 1.3 <math>\mu\text{m}</math>, but the technology is not as advanced as the InP based technology.</li> </ul>
<b>Si</b> ( $E_g = 1.1 \text{ eV}$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Indirect material with small <math>\alpha</math> near the bandedge.</li> <li>• Has high <math>\beta_{imp}/\alpha_{imp}</math> ratio and can be used in high performance avalanche photodiodes for local area network (LAN) applications.</li> <li>• Not suitable for long haul communication at <math>\lambda = 1.55 \mu\text{m}</math> or 1.3 <math>\mu\text{m}</math>.</li> </ul>
<b>Ge</b> ( $E_g = 0.7 \text{ eV}$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Indirect material with small <math>\alpha</math> near the bandedge.</li> <li>• Has high <math>\beta_{imp}/\alpha_{imp}</math> ratio and can be used for avalanche photodiodes for both local area and long distance communications.</li> </ul>
<b>GaAs</b> ( $E_g = 1.43 \text{ eV}$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Direct gap material.</li> <li>• Not suitable for high quality avalanche detectors, since <math>\alpha_{imp} \approx \beta_{imp}</math>.</li> <li>• Not suited for long distance or LAN applications.</li> </ul>

Fig. B.4.6: Los materiales más utilizados para componentes fotónicos.

Existirán múltiples materiales semiconductores que permiten realizar la absorción en cualquier frecuencia de luz del visible, infrarrojo y ultravioleta. Materiales como GaAs, InP y InGaAs tienen una fuerte absorción óptica en los límites de las bandas ya que la absorción óptica puede ocurrir sin la participación de un fonón. Por otra parte, en materiales indirectos como el Si y el Ge la fuerza de la absorción es débil cerca de los límites de las bandas. Sin embargo, esto no significa que estos materiales no puedan ser utilizados como detectores (desafortunadamente no pueden ser utilizados como láseres, como se verá más adelante). Para la detección de una señal óptica se debe absorber la luz. Si  $L$  es la longitud de la muestra de semiconductor, la fracción de luz incidente que es absorbida en la muestra es:

$$\frac{P_0 - P_0 \cdot e^{-\alpha L}}{P_0} = 1 - e^{-\alpha L}$$

donde  $P_0$  es la potencia óptica incidente. Por lo que para una absorción fuerte se debe cumplir que,

$$L > \frac{1}{\alpha(\hbar\omega)} \tag{B.4.22}$$

Si queremos detectar la emisión de un láser de GaAs ( $\hbar\omega \sim 1,45\text{eV}$ ) con Si, necesitamos un material de un grosor  $L \approx 10\mu\text{m}$  a  $20\mu\text{m}$ . Si la detección la queremos hacer con Ge sólo necesitaríamos  $L \approx 1\mu\text{m}$ , aún siendo el Ge un material de gap indirecto.

Los detectores pueden clasificarse en "intrínsecos" y "extrínsecos". En un detector intrínseco la generación de un par electrón - hueco es producida mediante una transición de "banda a banda", es decir, un electrón se transfiere desde la banda de valencia a la de conducción. Pero esta no es la única forma de detectar fotones. En los llamados detectores "extrínsecos" se dopa el semiconductor con una determinada impureza lo que crea estados energéticos intermedios dentro de la banda prohibida. Los detectores extrínsecos son detectores muy importantes por su capacidad de detección de radiación de longitud de onda larga. Los detectores intrínsecos de banda a banda necesitan una anchura de la banda prohibida muy estrecha para detectar una radiación de longitud de onda larga lo que hace muy difícil la fabricación de detectores de buena calidad para detectar dichas longitudes de onda con dichos materiales. Por otra parte, en detectores extrínsecos la energía de la radiación puede ser mucho menor que la anchura de la banda prohibida. Los semiconductores extrínsecos son capaces de funcionar hasta longitudes de onda de  $120\mu\text{m}$  a bajas temperaturas con determinadas impurezas en el Ge o en el Si (semiconductores de gap indirecto). Sin embargo, el coeficiente de absorción para detectores extrínsecos es muy pequeño ( $\sim 10\text{cm}^{-1}$ ) de forma que se necesita un material bastante grueso.

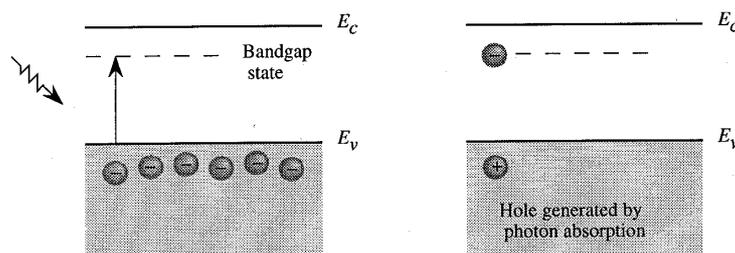


Fig. B.4.7: Detector extrínseco, donde existe un nivel en la gap energético, gracias al dopado, a donde pueden ir los electrones excitados.

Una vez conocido el coeficiente de absorción de un semiconductor, hay que conocer la velocidad a la que se generan los pares electrón - hueco. Para calcular dicha velocidad supongamos un rayo de luz de potencia óptica (flujo) (en W)  $P_{op}(0)$  incidiendo sobre un semiconductor. La potencia óptica por unidad de área para un dispositivo de área A y en un punto x vale,

$$\frac{P_{op}(x)}{A} = \frac{P_{op}(0)}{A} \cdot e^{-\alpha x} \quad (B.4.23)$$

La energía absorbida por segundo y por unidad de área en una región de grosor dx, entre los puntos x y x+dx vale (siendo dx muy pequeño)

$$\frac{P_{op}(x+dx) - P_{op}(x)}{A} = \frac{P_{op}(0)}{A} \cdot [e^{-\alpha(x+dx)} - e^{-\alpha x}] \cong \frac{P_{op}(0)}{A} \cdot [e^{-\alpha x}] \cdot \alpha \cdot dx = \frac{P_{op}(x)}{A} \cdot \alpha \cdot dx \quad (B.4.24)$$

Si esta energía absorbida produce un par electrón - hueco de energía  $\hbar\omega$ , la velocidad de generación de portadores por unidad de volumen  $G_L$  vale,

$$G_L = \frac{\alpha \cdot P_{op}(x)}{A \cdot \hbar \cdot \omega} = \alpha \cdot \Phi(x) = \alpha \cdot \Phi_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad (B.4.25)$$

siendo  $\Phi(x)$  la densidad de flujo de fotones incidiendo en un punto x (en unidades  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ).

Cuando la luz incide sobre un semiconductor genera pares electrón-hueco lo cual cambia la conductividad del material generando una corriente fotónica (fotocorriente). La eficiencia del proceso de conversión de fotones recibidos a pares electrón-hueco es medida a través de la **eficiencia cuántica** del detector, la cual se define como:

$$\eta_Q = \frac{\text{N}^\circ \text{ de pares e-h que dan lugar a la fotocorriente}}{\text{N}^\circ \text{ de fotones incidentes}} \quad (B.4.26)$$

La corriente fotónica medida  $I_L$  en el circuito externo es debida al flujo de portadores por segundo en los terminales del detector. Luego, el número de pares e-h por segundo será  $I_L/e$ . Si  $P_{op}$  es la potencia óptica incidente entonces el número de fotones incidentes por segundo es  $P_{op}/\hbar\omega$ . Por tanto, la eficiencia cuántica  $\eta_Q$  puede también ser definida como:

$$\eta_Q = \frac{I_L / e}{P_{op} / \hbar\omega} \quad (B.4.27)$$

Hay que tener en cuenta la longitud del semiconductor y el coeficiente de reflexión del material que lo constituye. Si la longitud es mayor que la longitud de penetración ( $\delta = 1/\alpha$ ) la mayor parte de los fotones son absorbidos. Pero si la longitud del semiconductor es del orden de la longitud de penetración no todos los fotones serán absorbidos. Por otra parte no toda la luz incidente es absorbida de forma que si se reducen las reflexiones en la superficie del semiconductor, se incrementa la absorción en el semiconductor. De ahí que un primer factor que interviene en la eficiencia cuántica es la llamada eficiencia cuántica externa que

incluye la influencia del coeficiente de absorción del semiconductor a la longitud de onda de interés, de la estructura del dispositivo y del coeficiente de reflexión:

$$\eta_{Q_e} = (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha W}) \quad (\text{B.4.28})$$

para una muestra de semiconductor de longitud  $W$ .

Por otra parte, no todos los fotones absorbidos dan lugar a pares electrón – hueco que contribuyan a la corriente fotónica sino que algunos pueden ceder su energía de otras maneras como ya se indicó anteriormente (Apartado B.4.3). Esto se tiene en cuenta en la llamada eficiencia cuántica interna ( $\eta_{Q_i}$ ). La eficiencia cuántica es el producto de la eficiencia cuántica interna y la externa y en consecuencia, es siempre menor que la unidad.

$$\eta_Q = \eta_{Q_i} \cdot \eta_{Q_e} = \eta_{Q_i} \cdot (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha W}) \quad (\text{B.4.29})$$

Una importante propiedad del detector viene descrita por su **responsividad**, la cual nos da la corriente fotónica  $I_L$  producida por una determinada potencia óptica  $P_{op}$  a una determinada longitud de onda. Dicha responsividad  $R_{ph}$  vale,

$$R_{ph} = \frac{\text{Corriente fotónica } (A)}{\text{Potencia óptica incidente } (W)} = \frac{I_L}{P_{op}} \quad (\text{B.4.30})$$

A partir de la definición de la eficiencia cuántica del detector,

$$R_{ph} = \eta_Q \cdot \frac{e}{\hbar\omega} = \eta_Q \cdot \frac{e\lambda}{hc} \quad [A/W] \quad (\text{B.4.31})$$

En la ecuación anterior  $\eta_Q$  también depende de la longitud de onda.

La responsividad de un detector tiene una gran dependencia de la longitud de onda de los fotones incidentes. Es por ello que  $R_{ph}$  es también llamada responsividad espectral o sensibilidad radiante. La característica  $R_{ph}$  frente a  $\lambda$  representa la respuesta espectral del detector, la cual es proporcionada normalmente por el fabricante. En un detector ideal la eficiencia cuántica es del 100% ( $\eta_Q=1$ ) y  $R_{ph}$  se incrementa de forma lineal con  $\lambda$  hasta llegar a  $\lambda_c$ . En la práctica, la eficiencia cuántica limita la responsividad del detector la cual estará por debajo de la línea del detector ideal. Si la longitud de onda está por encima de la longitud de onda de corte, los fotones no serán absorbidos y no se generará corriente fotónica. Si la longitud de onda es menor que  $\lambda_c$ , la energía del fotón será mayor que el gap energético y la diferencia de energía se disipará en forma de calor.

En la siguiente figura se muestra la respuesta espectral de un detector ideal y de un detector (fotodiodo) de silicio. La eficiencia cuántica de un fotodiodo de silicio bien diseñado en el rango de longitudes de onda entre 700nm -900nm puede estar cercana al 90%-95%.

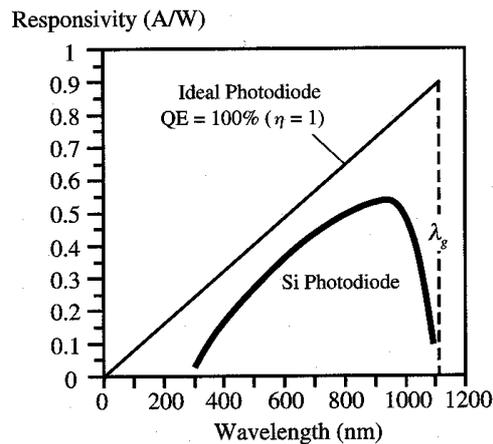


Fig. B.4.8: Respuesta espectral de un fotodiodo ideal y de un fotodiodo comercial típico de silicio.

Para que haya una corriente fotónica debida a la existencia de los pares e-h generados se necesita aplicar un campo eléctrico. Esto puede conseguirse aplicando una tensión externa al material semiconductor o utilizando un diodo de unión p-n. La primera posibilidad conduce al detector fotoconductor en el cual los pares e-h generados por la luz cambian la conductividad del semiconductor. Por otra parte, el diodo p-n (o el diodo p-i-n) es muy utilizado como fotodetector y aprovecha el campo eléctrico existente en la unión p-n añadido a una polarización inversa aplicada externamente para "recoger" los electrones y huecos generados. El diodo p-n puede ser utilizado en una gran variedad de modos dependiendo de la tensión de polarización aplicada y las distintas configuraciones de la carga.

Además de los diodos, también es posible utilizar transistores para detectar señales ópticas. Los fototransistores ofrecen una alta ganancia debido a la ganancia del transistor añadida a la detección por lo que son muy utilizados.

### B.4.5. Corriente fotónica en un diodo p-n y en un diodo p-i-n

Cuando incide la luz sobre un diodo p-n y genera pares e-h, algunos de estos portadores son recogidos en sus terminales y dan lugar a una corriente fotónica. Para simplificar el tratamiento vamos a suponer que el diodo es longitudinal, que el coeficiente de reflexión R es 0 (no hay parte de la luz que se refleja en el material) y que los portadores en exceso se generan uniformemente a una velocidad constante  $G_L$ .

En la siguiente figura se muestra un diodo de unión p-n en condiciones de polarización inversa con una zona de agotamiento de anchura W que es iluminado. Los pares electrón-hueco generados en la zona de agotamiento, son barridos rápidamente fuera de ella por el campo eléctrico existente sin que tengan posibilidad de recombinarse durante el tránsito. Por tanto, los electrones pasarán a la zona n y los huecos a la p. La corriente fotónica generada a partir de los fotones absorbidos en la zona de agotamiento es por tanto,

$$I_{L1} = -A \cdot e \cdot \int_0^x G_L dx = -A \cdot e \cdot G_L \cdot W \tag{B.4.32}$$

donde A es el área del diodo y el signo negativo es introducido al tratarse de una corriente en polarización inversa. Como los electrones y huecos contribuyen en  $I_{L1}$  movidos

por la acción de campos eléctricos muy fuertes la respuesta es muy rápida y esta componente de la corriente es llamada *fotocorriente espontánea*.

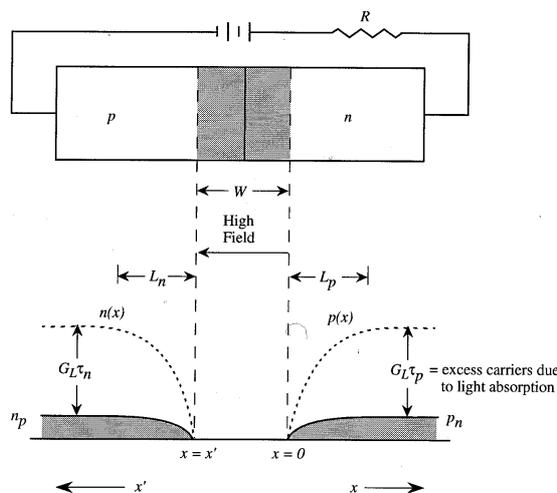


Fig. B.4.9: Diodo de unión p-n con dibujo de las concentraciones de portadores con y en ausencia de luz.

Además de los portadores generados en la zona de agotamiento, también se generan pares electrón-hueco en las zonas neutras de tipo p y n del diodo. Podemos suponer que los huecos generados en la zona n a una distancia menor o igual a  $L_p$  (longitud de difusión de los huecos en la región n) del límite con la zona de agotamiento ( $x = 0$ ) serán capaces de entrar en la zona de agotamiento donde el campo eléctrico los llevará a la zona p y contribuirán a la corriente. De forma similar, los electrones generados a una distancia menor o igual que  $L_n$  (longitud de difusión de los electrones en la región p) del límite con la zona de agotamiento serán también recogidos contribuyendo a la corriente. Por tanto, la corriente fotónica proviene de todos los portadores generados en la región del diodo ( $W + L_p + L_n$ ).

Vamos a calcular la corriente fotónica utilizando la base teórica del funcionamiento del diodo. Aplicando la ecuación de continuidad y suponiendo que se generan pares electrón-hueco uniformemente a una frecuencia  $G_L$ . La ecuación de continuidad en estado estacionario para huecos (portadores minoritarios) en la región n es

$$D_p \frac{\partial^2 \delta p_n}{\partial x^2} - \frac{\delta p_n}{\tau_p} + G_L = 0 \quad (B.4.33)$$

donde  $D_p$ : coeficiente de difusión de los huecos (portadores minoritarios) y  $\tau_p$ : tiempo de vida medio antes de la recombinación de los huecos en la región n. La densidad de portadores en exceso es  $\delta p_n = p_n(x) - p_n$ .

Utilizando las condiciones de contorno (la tensión de polarización del diodo es positiva para polarización directa y negativa para polarización inversa). Si el fotodiodo está cortocircuitado ( $V=0$ ) o en polarización inversa ( $V<0$ ), podemos suponer que  $\delta p_n(x = 0)$  es cero.

$$\begin{aligned} \delta p_n(x \rightarrow \infty) &= G_L \cdot \tau_p \\ \delta p_n(x = 0) \Big|_{V \leq 0} &= 0 \end{aligned} \quad (B.4.34)$$

donde  $x = 0$  es un extremo de la zona de agotamiento.

Supondremos que no hay recombinación en la zona de agotamiento (es decir, que la zona de agotamiento es menor que la longitud de difusión de los huecos en dicha zona,  $W < L_{p,z.dea.} = (D_p \tau_p)^{1/2}$  al cumplirse que el tiempo de vida medio de los huecos en dicha región  $\tau_p \rightarrow \infty$ ) y que la zona n es más larga que la longitud de difusión de los huecos en dicha región  $L_p$  (diodo largo). La solución de la ecuación de continuidad considerando la velocidad de generación es la suma de la solución homogénea más la solución particular. La ecuación homogénea es para  $G_L = 0$ ,

$$\frac{d^2 \delta p_n'}{dx^2} - \frac{\delta p_n'}{L_p^2} = 0 \quad (B.4.35)$$

cuya solución es de la forma

$$\delta p_n' = C \cdot e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (B.4.36)$$

La ecuación particular es de la forma

$$\frac{\delta p_n''}{L_p^2} = \frac{G_L}{D_p} \quad (B.4.37)$$

o

$$\delta p_n'' = G_L \tau_p \quad (B.4.38)$$

En consecuencia, la solución completa es:

$$\delta p_n = C e^{-\frac{x}{L_p}} + G_L \cdot \tau_p \quad (B.4.39)$$

Aplicando las condiciones de contorno en  $x = 0$ , obtenemos el valor de C. Esto nos da la concentración en exceso de huecos en la zona neutra de tipo n

$$\delta p_n(x) = G_L \cdot \tau_p \left[ 1 - e^{-\frac{x}{L_p}} \right] \quad (B.4.40)$$

Por tanto la corriente de huecos generada en la zona neutra de tipo n debida a fotones absorbidos es:

$$I_{pL} = -A \cdot e \cdot D_p \cdot \left. \frac{d\delta p}{dx} \right|_{x=0} = -A \cdot e \cdot G_L \cdot L_p \quad (B.4.41)$$

La corriente debida a los electrones la podremos calcular de forma similar, de forma que la corriente total debida a los portadores generados tanto en las zonas neutras como en la zona de agotamiento es:

$$I_L = I_{nL} + I_{pL} + I_{L1} = -e \cdot G_L \cdot (L_p + L_n + W) \cdot A \quad (B.4.42)$$

Debemos tener en cuenta que la corriente generada en las zonas neutras tiene un tiempo de respuesta más lento, ya que los portadores se mueven por difusión (en las zonas

neutras no hay campos eléctricos). Debe ser tenido en cuenta también que la generación de pares e-h no es uniforme y depende de la profundidad de penetración de los fotones. Habrá pues que sustituir  $G_L$  por una velocidad de generación promedio para una descripción más exacta.

Un tipo de fotodiodo de unión p-n que resuelve el problema del excesivo tiempo de respuesta debido a los portadores generados en las zonas neutras es el fotodiodo p-i-n. En la siguiente figura se muestra un esquema de un detector p-i-n. El fotodiodo está inversamente polarizado de manera que la zona de agotamiento ocupa la totalidad de la zona intrínseca en la cual existe un fuerte campo eléctrico.

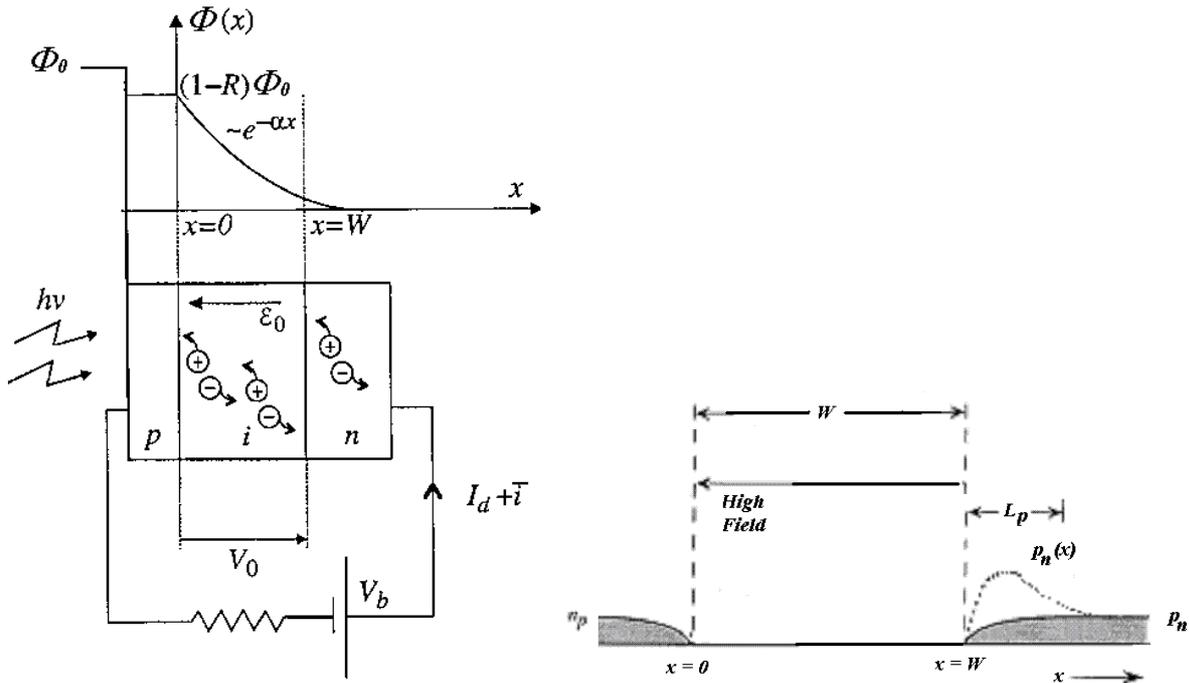


Fig. B.4.10: Fotodiodo PIN. Los portadores generados en la zona de agotamiento son arrastrados y contribuyen a la corriente. Detalle de la concentración de huecos en exceso en la zona n.

Si la zona intrínseca es gruesa, la fotocorriente  $I_L$  es dominada por los portadores que se generan en la zona de agotamiento (la zona intrínseca) y que son arrastrados ya que los portadores generados en las zonas neutras contribuyen únicamente en una fracción muy pequeña a dicha fotocorriente como vamos a ver a continuación. Como la fotocorriente es dominada por la fotocorriente espontánea, la respuesta del dispositivo será rápida.

Vamos a suponer que la zona p sea lo suficientemente estrecha como para poder despreciar la absorción en dicha región. De esa forma si  $R$  es el coeficiente de reflexión del material, los fotones que llegan a la zona de agotamiento son  $(1 - R)$  por los fotones incidentes. Podemos tener además en cuenta que conforme van penetrando los fotones en el material disminuye su intensidad porque van siendo absorbidos, por lo que la velocidad de generación de pares e-h,  $G_L$ , vendrá dada por la expresión,

$$G_L(x) = \alpha \cdot \Phi_0 \cdot (1 - R) \cdot e^{-\alpha x} \quad (B.4.43)$$

donde  $\Phi_0 \cdot (1 - R)$  es el flujo de fotones (número de fotones por  $cm^2$  y por segundo) en  $x = 0$ . La máxima corriente  $I_L$  suponiendo que la zona intrínseca es menor que las longitudes de difusión de electrones y huecos en dicha región (no hay recombinación):

$$I_{L1} = -e \cdot A \cdot (1 - R) \int_0^W G_L(x) dx \quad (B.4.44)$$

$$I_{L1} = -e \cdot A \cdot \Phi_0 \cdot (1 - R) \cdot \left[ -e^{-\alpha \cdot W} \right] \quad (B.4.45)$$

donde  $W$  es la anchura de la zona de agotamiento,  $A$  es el área del diodo y el signo negativo es introducido al tratarse de una corriente inversa. Como los electrones y huecos contribuyen en  $I_{L1}$  movidos por la acción de campos eléctricos muy fuertes la respuesta es muy rápida y esta componente de la corriente constituye la *fotocorriente espontánea*. En lo siguiente consideraremos  $R = 0$ .

Calcularemos a continuación la contribución de los huecos (portadores minoritarios) de la zona  $n$  a la corriente. Aplicando la ecuación de continuidad y suponiendo que se generan pares electrón-hueco a una frecuencia  $G_L(x)$ . La ecuación de continuidad en estado estacionario para huecos en la región  $n$  es:

$$D_p \frac{\partial^2 \delta p_n}{\partial x^2} - \frac{\delta p_n}{\tau_p} + G_L(x) = 0 \quad (B.4.46)$$

donde  $D_p$ : coeficiente de difusión de los huecos (portadores minoritarios) y  $\tau_p$ : tiempo de vida medio antes de la recombinación de los huecos en la región  $n$ .

Dicha ecuación puede escribirse también de la siguiente forma teniendo en cuenta que la densidad de portadores en exceso es  $\delta p_n = p_n(x) - p_n$ .

$$D_p \frac{\partial^2 p_n(x)}{\partial x^2} - \frac{p_n(x) - p_n}{\tau_p} + G_L(x) = 0 \quad (B.4.47)$$

La densidad de portadores es  $p_n(x)$  y utilizando las condiciones de contorno (la tensión de polarización del diodo es positiva para polarización directa y negativa para polarización inversa).

$$\begin{aligned} p_n(x \rightarrow \infty) &= p_n \\ p_n(x = W) \Big|_{V \leq 0} &= 0 \end{aligned} \quad (B.4.48)$$

donde  $x = W$  es un extremo de la zona de agotamiento por lo que los huecos son inmediatamente arrastrados por el intenso campo eléctrico presente. Hay que tener en cuenta que  $G_L(x)$  tiende a 0 cuando  $x$  tiende a infinito.

Supondremos que no hay recombinación en la zona de agotamiento (es decir, que la zona intrínseca es menor que la longitud de difusión de los huecos en dicha zona,  $W < L_{p, z. de a.} = (D_p \tau_p)^{1/2}$  al cumplirse que el tiempo de vida medio de los huecos en dicha región  $\tau_p \rightarrow \infty$ ), y que la zona  $n$  es más larga que la longitud de difusión de los huecos en dicha región  $L_p$  (diodo largo). La solución de la ecuación de continuidad considerando la velocidad de generación es,

$$\frac{d^2 p_n(x)}{dx^2} - \frac{p_n(x) - p_n}{L_p^2} + \frac{G_L(x)}{D_p} = 0 \quad (B.4.49)$$

cuya solución es de la forma

$$p_n(x) = p_n - (p_n + Ce^{-\alpha W}) \cdot e^{\frac{W-x}{L_p}} + Ce^{-\alpha x} \quad (\text{B.4.50})$$

Siendo

$$C = \frac{\Phi_0 \cdot \alpha \cdot L_p^2}{D_p (1 - \alpha^2 L_p^2)} \quad (\text{B.4.51})$$

Por tanto la corriente de huecos generada en la zona neutra de tipo n debida a fotones absorbidos es

$$I_{pL} = -AeD_p \left. \frac{\partial p_n(x)}{\partial x} \right|_{x=W} = -Ae\Phi_0 \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha W} - Aep_n \frac{D_p}{L_p} \quad (\text{B.4.52})$$

El segundo término que es independiente del flujo luminoso es la corriente de pérdidas del diodo inversamente polarizado y en el contexto de fotodetectores se denomina *corriente de oscuridad*. Esta será la corriente que circulará por el dispositivo inversamente polarizado aún cuando no haya luz alguna iluminando al mismo. La presencia del término  $\alpha L_p / (1 + \alpha L_p) < 1$  indica que, en general, nunca se incorporarán a la fotocorriente todos los pares e-h generados en la zona n. Sólo los huecos generados a una distancia  $\leq L_p$  de  $x = W$  alcanzarán la zona intrínseca y contribuirán a la corriente; los demás se recombinarán antes y se perderán.

La corriente es la suma de  $I_{pL}$  e  $I_{L1}$  ya que hemos supuesto que la zona p es muy estrecha y no hay absorción.

$$I_L = I_{pL} + I_{L1} = -Ae\Phi_0 \left( 1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_p} \right) - Aep_n \frac{D_p}{L_p} \quad (\text{B.4.53})$$

A partir de esta expresión es posible obtener un valor más aproximado para la eficiencia cuántica para el fotodiodo PIN teniendo en cuenta únicamente la contribución luminosa. Para mayor generalidad, se ha introducido a posteriori la eficiencia cuántica interna y el coeficiente de reflexión del material:

$$\eta_Q = \eta_{Qi} \cdot \eta_{Qe} = \frac{I_L / e}{A\Phi_0} = \eta_{Qi} (1 - R) \left( 1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_p} \right) \quad (\text{B.4.54})$$

en la que, a diferencia de la expresión B.4.29, ya aparece la dependencia de  $\eta_{Qe}$  y  $\eta_Q$  de los portadores (huecos) que se llegan a perder por recombinación.

En general si consideramos el fotodiodo conectado a una carga externa, como se muestra en la siguiente figura, y tanto el caso de polarización directa como inversa, si la caída de tensión ánodo-cátodo en el diodo es  $V$ , la corriente total será la suma de la corriente fotónica (generada por la luz) más la corriente por el fotodiodo en ausencia de luz (tener en cuenta que la corriente fotónica fluye en sentido contrario a la corriente del diodo en polarización directa):

$$I_{DL} = I_0 \cdot \left[ e^{\frac{e \cdot (V + R_s \cdot I_{DL})}{n \cdot k_B \cdot T}} - 1 \right] - I_L \quad (B.4.55)$$

donde  $R_s$ : la resistencia serie del diodo,  $n$ : es el factor de idealidad del diodo,  $V$ : tensión entre bornes del diodo e  $I_L$  es el valor absoluto de la corriente obtenida en B.4.53 exceptuando la corriente inversa en oscuridad ( $I_0$ ) que ya aparece en el primer término.

El fotodiodo se puede utilizar en dos modos de funcionamiento diferentes. En el modo fotovoltaico, utilizado en células solares, no hay tensión externa aplicada ( $V_{app}=0$ ). En este modo, utilizado para la generación de potencia, la corriente fotónica alimenta una carga. En el modo fotoconductor, utilizado en detectores, el diodo está polarizado inversamente.

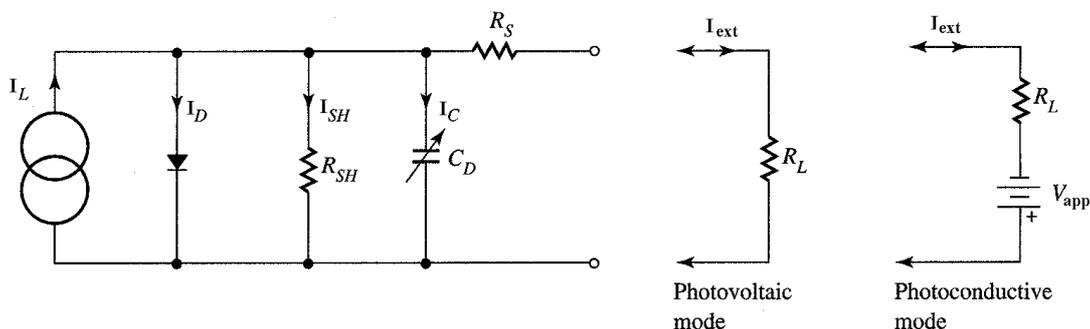


Fig. B.4.11: Circuito equivalente del fotodiodo.

En el circuito equivalente la unión es representada como un diodo, la resistencia de la zona de agotamiento es  $R_{SH}$  y la capacidad de la unión es  $C_D (=C_j)$ , ambas conectadas en paralelo al diodo. La resistencia de los semiconductores de tipo n y p junto con la de los contactos eléctricos se representa por una resistencia serie  $R_s$ . La corriente introducida en la unión por la radiación es representada por una fuente de corriente constante  $I_L$ , en paralelo al diodo. Para un fotodiodo de silicio, valores típicos son:

$$R_{SH} = 10^7 \text{ a } 10^{12} \Omega, \text{ dependiendo de la temperatura}$$

$$C_D = (=C_j \text{ decenas de pF}) \text{ capacidad de unión, dependiendo de la tensión de polarización inversa.}$$

$$R_s = \text{de } 5 \text{ a } 10 \Omega.$$

La capacidad  $C_j$  de la unión p-n, como ya se sabe, puede ser considerada como dos placas cargadas aisladas por la zona de agotamiento:

$$C_j = \frac{\epsilon \cdot A}{W} \quad (B.4.56)$$

donde  $\epsilon$  es la permitividad dieléctrica del semiconductor,  $A$  el área activa (área fotosensible) del fotodiodo y  $W$  la anchura de la zona de agotamiento. Como la anchura  $W$  de la zona de agotamiento en la unión p-n del fotodiodo es función de la tensión inversa aplicada ( $W \propto \sqrt{V}$ ), cuanto mayor es la tensión inversa aplicada mayor es la anchura de la zona de agotamiento y menor es la capacidad  $C_j$  de la unión.

En la siguiente figura se muestran las características del fotodiodo en oscuridad y en presencia de radiación:

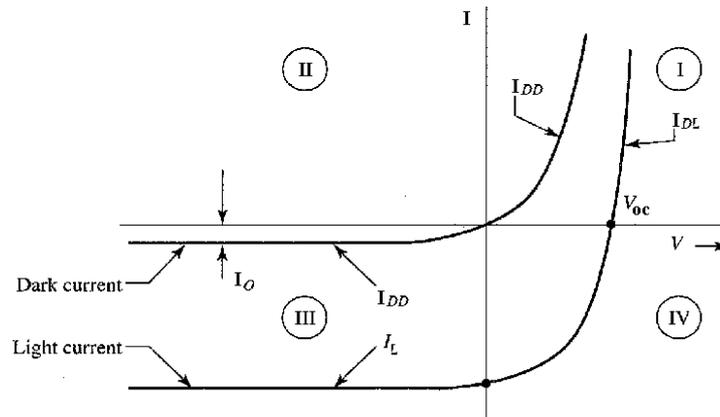


Fig. B.4.12: Cuadrantes de funcionamiento del fotodiodo.

La curva característica tiene cuatro cuadrantes. En el cuadrante I, el fotodiodo está directamente polarizado y actúa de manera similar a un diodo de unión, aunque esta aplicación no es la adecuada para un fotodiodo. En el cuadrante II el fotodiodo no tiene respuesta. El cuadrante III muestra las características del fotodiodo en el modo de polarización inversa, que es el modo utilizado para la detección de radiación. El cuadrante IV corresponde al modo fotovoltaico (célula solar) en que el fotodiodo es utilizado para proporcionar potencia.

Aplicando las leyes de Kirchof al circuito equivalente del fotodiodo:

$$I_L = I_D + I_{SH} + I_{ext} \quad (B.4.57)$$

donde  $I_L$  es la corriente fotónica que depende de la longitud de onda,  $I_D$  es la corriente a través del diodo que representa la unión,  $I_{SH}$  la corriente a través de la resistencia de la zona de agotamiento  $R_{SH}$  e  $I_{ext}$  la corriente en la carga.

En condiciones de no radiación (oscuridad) la corriente es:

$$I_{DD} = I_0 \cdot \left[ e^{\frac{e(V + R_s I_{RL})}{n k_B T}} - 1 \right] \quad (B.4.58)$$

donde  $I_0$  es la corriente de oscuridad e  $I_{RL}$  es la corriente por la carga que será aproximadamente igual a  $I_{DD}$ . El valor de la corriente de oscuridad depende del material semiconductor, dopado, geometría de la unión y de la temperatura. La corriente de oscuridad se incrementa en un factor 10 cada 25° de incremento de la temperatura. Junto con el ruido constituye un límite para la sensibilidad del fotodiodo.

Cuando se ilumina es generada una corriente fotónica cuyo valor hemos obtenido con anterioridad y que, en función de la incidencia radiante  $E$  ( $W/m^2$ ) y de la eficiencia cuántica  $\eta_Q$  es:

$$I_L = R_{ph} (A/W) \cdot P_{op} (W) = \eta_Q \cdot \frac{e}{\hbar \omega} \cdot P_{op} (W) = \eta_Q \cdot \frac{e \cdot \lambda}{hc} \cdot E \cdot A \quad (B.4.59)$$

donde A es el área del fotodiodo. La corriente fotónica varía de forma lineal con la incidencia radiante, manteniéndose así en un rango de siete a nueve décadas. Esta propiedad convierte al fotodiodo en un valioso dispositivo de medida en el modo fotoconductor (polarización inversa).

La corriente total en presencia de radiación  $I_{DL}$  sigue la expresión vista con anterioridad:

$$I_{DL} = I_{DD} - I_L = I_0 \cdot \left[ e^{\frac{e \cdot (V + R_s \cdot I_{DL})}{n \cdot k_B \cdot T}} - 1 \right] - I_L \quad (B.4.60)$$

En condiciones de circuito abierto ( $R_L \gg R_{SH}$ ), la tensión en circuito abierto del fotodiodo  $V_{oc}$  puede obtenerse haciendo  $I_{DL} = 0$  en la expresión anterior:

$$V_{oc} = \frac{n \cdot k_B \cdot T}{e} \cdot \ln \left[ \frac{I_L + I_o}{I_o} \right] \quad (B.4.61)$$

En condiciones normales  $I_L \gg I_o$ , y la expresión anterior puede simplificarse:

$$V_{oc} = \frac{n \cdot k_B \cdot T}{e} \cdot \ln \left[ \frac{I_L}{I_o} \right] \quad (B.4.62)$$

Como  $I_L \propto E$ , a temperatura constante, la tensión de circuito abierto de un fotodiodo es una función logarítmica de la incidencia radiante en un rango de varias décadas. El dispositivo será útil si se desea una respuesta de tipo logarítmico. Debe ser tenido en cuenta, sin embargo, que la condición  $R_L \gg R_{SH}$  no es fácil de cumplir ya que  $R_{SH}$  está en el rango de megohms.

En el cuadrante IV, un fotodiodo puede proporcionar potencia a una carga, es el caso de las células solares que estudiaremos más adelante.

Los fotodiodos de señal son utilizados en el cuadrante III con polarización inversa para un funcionamiento lineal. En el caso de que se desee una respuesta logarítmica debe operar en circuito abierto en el cuadrante IV. En el cuadrante III, la tensión inversa puede tomar cualquier valor por debajo de la tensión de ruptura  $V_{Rmax}$  que es especificada por el fabricante. Al aumentar el valor absoluto de la tensión de polarización inversa, aumenta ligeramente la corriente de oscuridad y el rango de operación lineal y disminuye la capacidad de la unión (como se comentó con anterioridad) y el tiempo de respuesta.

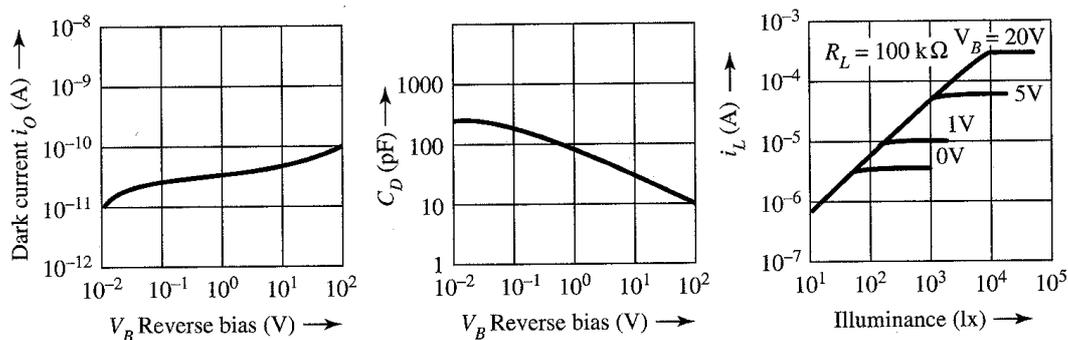


Fig. B.4.13: Efecto de la tensión de polarización en el fotodiodo.

El **tiempo de respuesta** y, por tanto, el ancho de banda del fotodiodo está determinado por dos mecanismos básicos.

- i) La primera restricción al tiempo de respuesta viene del hecho de que los portadores de carga generados necesitan algún tiempo para ser "recogidos" por la corriente fotónica. Este tiempo es llamado *tiempo de tránsito*  $t_{tr}$ . El tiempo de tránsito tiene dos aportaciones. Por una parte se tienen los portadores generados en la zona de agotamiento, los cuales se mueven por arrastre a la velocidad de arrastre. Ante campos eléctricos fuertes la velocidad de arrastre de los portadores de carga ( $v_n = \mu_n \cdot E$  y  $v_p = \mu_p \cdot E$ ) no varía linealmente con el campo eléctrico aplicado sino que adquiere un valor de saturación,  $v_{sat}$ .

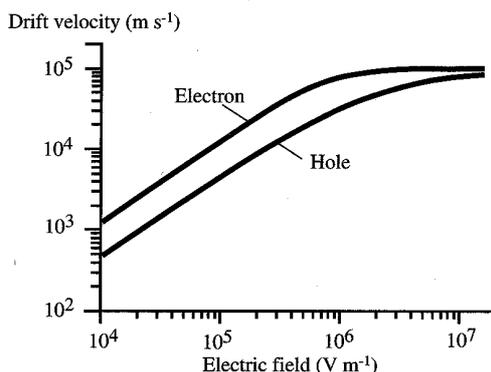


Fig. B.4.14: Velocidad de arrastre en función del campo eléctrico para electrones y huecos en el Si.

Por lo tanto, para una anchura de la zona de agotamiento  $W$ , el tiempo de tránsito debido a los portadores generados en la zona de agotamiento es aproximadamente:

$$t_{tr} = \frac{W}{v_{sat}} \tag{B.4.63}$$

donde  $v_{sat}$  es la velocidad de saturación. Con valores típicos de  $W \sim 10\mu\text{m}$  y  $v_{sat} \sim 10^5 \text{m/s}$ , tenemos  $t_{tr} \sim 100\text{ps}$  aunque puede llegar a ser incluso tan pequeño como  $\sim 1\text{ps}$ .

Los portadores generados en las zonas neutras se mueven por difusión. Así, los electrones tardan un tiempo  $\tau_n = L_n^2 / D_n$  en recorrer la distancia  $L_n$  (longitud de difusión) por difusión, donde  $D_n$  es el coeficiente de difusión de los electrones. De igual forma los huecos tardan un tiempo  $\tau_p = L_p^2 / D_p$  en recorrer por difusión la distancia  $L_p$ . Recordar que aquellos portadores que están a una distancia superior a  $L_n$  o  $L_p$  de la zona de agotamiento desaparecen por recombinación. Un valor típico de  $L_n = 1\mu\text{m}$  y  $D_n = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  nos proporciona  $\tau_n \approx 3\text{ns}$ . Tiempos de difusión típicos son del orden de  $1\text{ns}$  a  $10\text{ns}$ . Es decir, que el proceso de difusión limita la respuesta del dispositivo de manera que la respuesta en frecuencia del dispositivo se degrada tanto más cuanto mayor sea la fracción de la corriente que es generada en las zonas neutras. Conviene diseñar por tanto el dispositivo de forma que la mayor parte de la energía sea absorbida en la zona intrínseca. Esta limitación es menos importante en el fotodiodo p-i-n en que predomina la fotocorriente espontánea. En consecuencia, considerando ambas aportaciones al tiempo de tránsito, el tiempo de respuesta del fotodiodo  $t_D \geq W/v_{sat}$ .

ii) La segunda restricción en el tiempo de respuesta deriva de la *capacidad de la unión* p-n,  $C_D$ . Si observamos el circuito equivalente del fotodiodo junto con su carga, se tiene un circuito RC cuya constante de tiempo es:

$$\tau_{RC} = (R_S + R_L) \parallel R_{SH} C_D \approx R_L \cdot C_D \tag{B.4.64}$$

Esta constante de tiempo causa un tiempo de respuesta  $t_{RC} = 2,19 \cdot \tau_{RC}$ .

El tiempo total de respuesta es  $t_D + t_{RC}$ . Al aumentar la tensión de polarización inversa disminuye  $C_D$ , por lo que disminuye el tiempo de respuesta del fotodiodo.

Este tiempo de respuesta limita el ancho de banda del fotodiodo. El punto de caída de 3 dB determinante del ancho de banda puede ser calculado a partir de la expresión:

$$BW_{FD} = \frac{0,35}{\sqrt{t_D^2 + t_{RC}^2}} \tag{B.4.65}$$

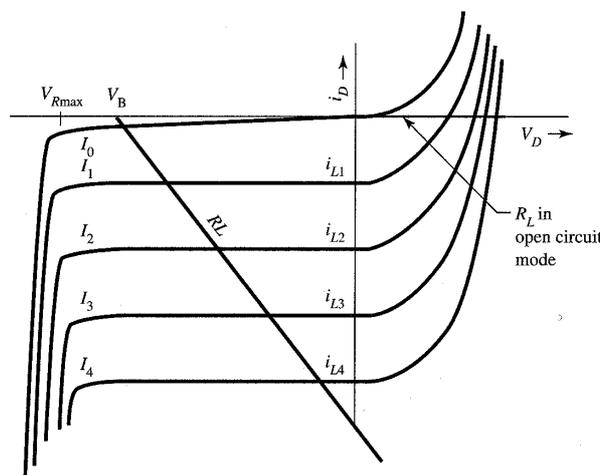


Fig. B.4.15: Fotodiodo en polarización inversa ( $V_B$  representa la tensión de polarización inversa).

Generalmente se utilizan amplificadores operacionales junto al fotodiodo para su uso como detector como se muestra en la siguiente figura. Si se necesita utilizar el fotodiodo en todo su rango lineal (de siete a nueve décadas), entonces se debe diseñar muy cuidadosamente el amplificador teniendo en cuenta el ruido producido (pues éste es amplificado). Hay dos fuentes de ruido predominantes en fotodiodos de unión: ruido "shot" y ruido térmico. El ruido "shot" es un ruido que aparece cuando los portadores de carga tienen que atravesar una barrera de potencial (diodos y transistores). El proceso de atravesar la barrera consiste en microscópicos pulsos de corriente, de manera que la contribución macroscópica de todos ellos da lugar a un ruido en la corriente del detector, cuyo valor rms es el ruido "shot". El ruido térmico (también llamado ruido Johnson) es causado por el movimiento térmico aleatorio de electrones y huecos. Este ruido aparece incluso cuando el dispositivo está desconectado de cualquier circuito. El ruido "shot" debe ser considerado a niveles de señal más altos y el térmico a niveles más bajos.

Como el fotodiodo no es puramente resistivo sino que presenta una capacidad  $C_D$ , ésta puede llegar a influir en la respuesta en frecuencia del amplificador que incluso puede llegar a oscilar a altas frecuencias. Para evitar este problema, se emplea el circuito (b) en que la

resistencia de realimentación  $R_F$  y la capacidad  $C_F$  en paralelo con ésta determinan la respuesta en frecuencia. Cuando se requiere una respuesta rápida deben ser seleccionados fotodiodos con baja  $C_D$  y utilizar resistencias de carga también bajas.

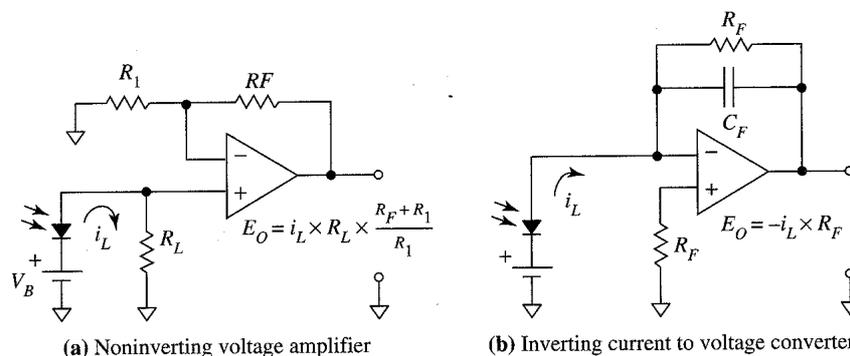


Fig. B.4.16: Circuitos típicos de polarización con amplificador de un fotodiodo.

Cuando se requiere una respuesta logarítmica, el diodo debe operar sin polarización en condición de circuito abierto. Como la resistencia  $R_{SH}$  del fotodiodo es muy grande (del orden de  $10^8 \Omega$ ), el amplificador operacional utilizado debe tener una impedancia de entrada extremadamente grande (amplificador FET).

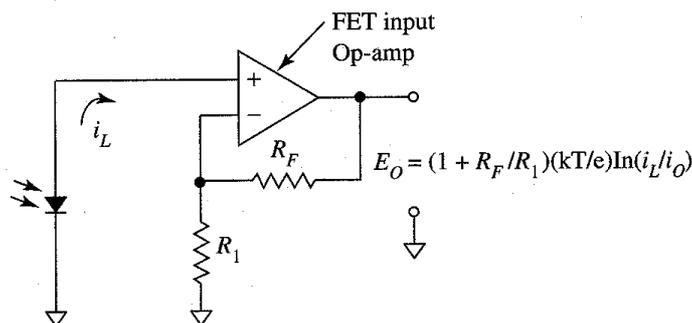


Fig. B.4.17: Circuitos típicos de polarización con amplificador para el caso de respuesta logarítmica.

Comparados con los fotoconductores que veremos más adelante, los fotodiodos son dispositivos muy estables. Sus coeficientes de temperatura dependen de la longitud de onda, pero a la longitud de onda de respuesta máxima estos coeficientes son muy bajos, menos del  $0,1\%/^{\circ}\text{C}$ . Su única dependencia con la temperatura importante es el valor de la resistencia  $R_{SH}$  y la corriente de oscuridad, pero sus efectos son únicamente significativos a muy bajos niveles de funcionamiento.

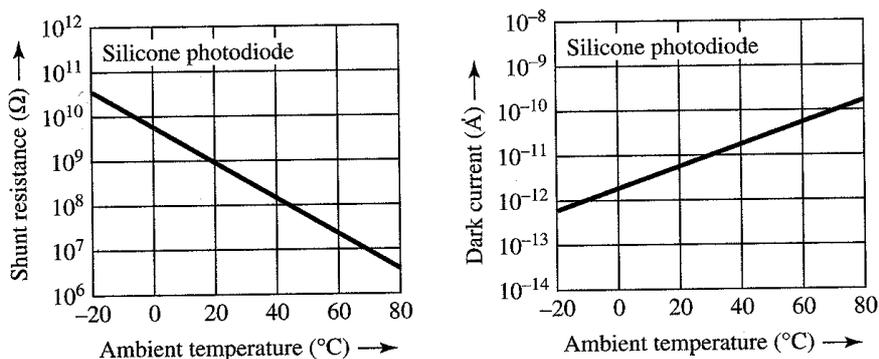


Fig. B.4.18: Únicos parámetros del fotodiodo que dependen fuertemente con la temperatura (en la fotorresistencia casi todos los parámetros dependen de la temperatura).

La respuesta espectral de los fotodiodos de unión varía desde el ultravioleta hasta el infrarrojo, dependiendo principalmente del material semiconductor, pero también del diseño de la unión y del material empleado en la ventana. Respuestas espectrales típicas se muestran en la siguiente figura.

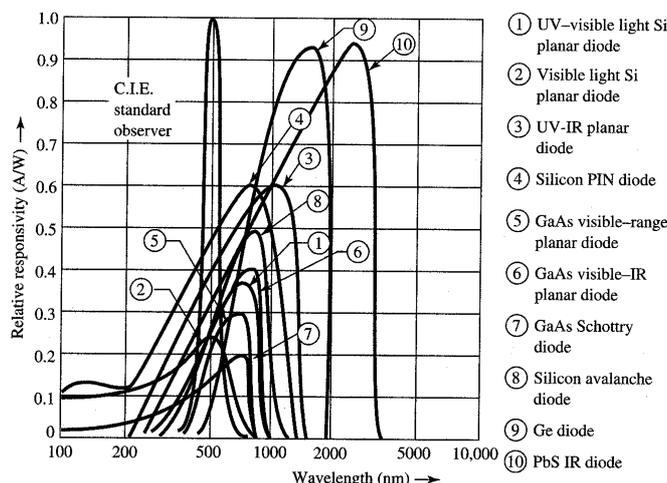


Fig. B.4.19: Respuesta espectral de distintos fotodiodos de unión.

### B.4.5.1. Selección del material y respuesta en frecuencia del detector P-I-N

El primer factor a tener en cuenta es elegir un material que tenga un buen coeficiente de absorción a las frecuencias a detectar. Para aplicaciones de comunicaciones donde se utilizan fuentes ópticas de GaAs / AlGaAs ( $\hbar\omega \sim 1,45\text{eV}$ ) generalmente para redes locales, se utilizan detectores de Si siempre que no se requieran altas velocidades. Los detectores de Si deben tener una longitud de absorción ( $L$ ) mayor que  $10\mu\text{m}$ . Para longitudes de onda mayores, se utilizarán detectores de Ge. Una longitud de onda importante es la de  $1,55\mu\text{m}$  utilizada en comunicaciones a larga distancia ya que las pérdidas de propagación en la fibra óptica a esa longitud de onda son mínimas. Para aplicaciones de alta velocidad se necesitan detectores de gap directo para poder disminuir las longitudes de absorción a una micra o menos. Por ello, los detectores de InGaAs son ampliamente utilizados en aplicaciones de comunicación a larga distancia.

Para aplicaciones de visión nocturna se utilizan materiales como  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ , InAs y InSb, que tienen un gap muy estrecho. Su problema principal es su alta corriente de oscuridad  $I_0$ , que se reduce enfriando los dispositivos a temperaturas incluso por debajo de la del He líquido.

Una vez elegido el material debemos,

- i) Minimizar la reflexión en la superficie. Esto se hace aplicando capas antireflectantes que pueden reducir la reflexión de un 40% a un 2% o 3%.

- ii) Maximizar la absorción en la zona de agotamiento. Sin embargo, el incrementar la anchura de la zona de agotamiento no es una buena opción en lo que respecta a la velocidad del dispositivo. Se pueden utilizar espejos metálicos para incrementar la longitud de interacción óptica provocando que el haz óptico tome más de un camino a través del dispositivo.
- iii) Minimizar la recombinación de portadores. Para mejorar el rendimiento es deseable disminuir la recombinación en la zona de agotamiento tanto como sea posible. Esto se consigue con el uso de materiales muy puros, sin impurezas, para evitar la existencia de estados energéticos intermedios dentro de la banda prohibida y así evitar que los portadores queden atrapados en estos.
- iv) Minimizar el tiempo de tránsito. Si se pretende una alta velocidad, los tiempos de tránsito deben ser minimizados, lo que significa que la zona de agotamiento debe ser lo más corta posible y el campo eléctrico lo mayor posible.

Además de todo lo mencionado hasta ahora el tiempo de respuesta está determinado por el propio circuito teniendo en cuenta el circuito equivalente del diodo. Para conseguir una buena respuesta a alta frecuencia, se debe reducir la resistencia serie  $R_s$  y la capacidad de unión  $C_D$ , lo que se consigue reduciendo el área  $A$  ya que si incrementamos  $W$  se aumenta el tiempo de tránsito (ver expresión de  $C_D$ ).

Si se optimiza  $C_D$  y  $R_s$  entonces la velocidad sólo está limitada por el tiempo de tránsito, que depende de la anchura de la zona de agotamiento  $W$  y de la velocidad de saturación. Luego, un buen funcionamiento a alta frecuencia requiere trabajar con zonas de agotamiento estrechas.

#### B.4.5.2. La célula solar

Uno de los usos más importantes de los fotodiodos p-n es la conversión de energía luminosa en energía eléctrica. Esta aplicación del fotodiodo p-n se denomina célula solar. La célula solar funciona sin que se le aplique ningún tipo de fuente externa y es la energía luminosa la que se encarga de generar tensión entre sus bornes y corriente. Para calcular los parámetros más importantes de una célula solar consideremos primero un fotodiodo en circuito abierto de forma que su corriente  $I$  es cero. La ecuación que describe este estado es,

$$I = 0 = I_L - I_0 \left[ e^{\frac{eV_{oc}}{nk_B T}} - 1 \right] \quad (B.4.66)$$

donde  $V_{oc}$  es la tensión en bornes del fotodiodo, llamada tensión de circuito abierto.

El valor de esta tensión es por tanto,

$$V_{oc} = \frac{nk_B T}{e} \ln \left( 1 + \frac{I_L}{I_0} \right) \quad (B.4.67)$$

Para altas intensidades de luz, la tensión en circuito abierto puede ser tal que el producto  $eV_{oc}$  alcance el valor de la anchura de la banda prohibida,  $E_g$ . En el caso de células

solares de Si y con iluminación solar (sin absorción atmosférica), el valor de  $eV_{oc}$  es de aproximadamente  $0,7eV$  ( $V_{oc}=0,7V$ ).

El segundo caso de importancia en la célula solar es cuando ésta está en cortocircuito y por tanto  $R = 0$  y  $V = 0$ . La corriente de cortocircuito vale entonces

$$I = I_{sc} = I_L \tag{B.4.68}$$

Para caracterizar las células solares se suele representar la corriente suministrada por ella en función de la tensión en sus bornes.

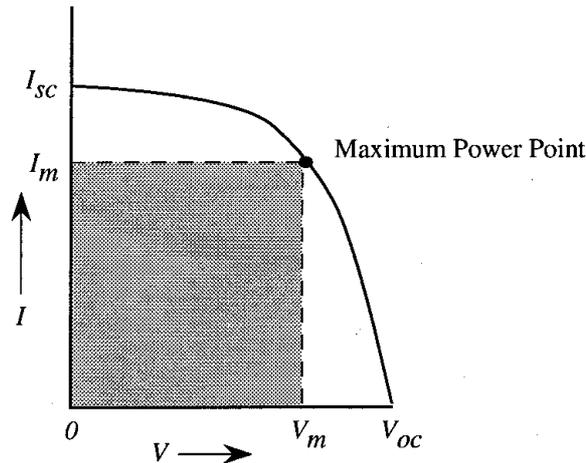


Fig. B.4.20: Curva característica de una célula solar. Obsérvese el punto de máxima potencia.

También debemos conocer la potencia suministrada por la célula solar,

$$P = I \times V = I_L V - I_0 \left( e^{\frac{eV}{nk_B T}} - 1 \right) V \tag{B.4.69}$$

La potencia máxima se suministra a una tensión y una corriente determinada,  $V_m$  e  $I_m$  como se muestra en la anterior figura. Este punto de la curva de la célula se llama punto de máxima potencia.

El rendimiento de conversión de la célula solar se define como la relación de potencia óptica de entrada y la potencia eléctrica de salida. Cuando la célula funciona bajo condiciones de máxima potencia, el rendimiento de la conversión vale,

$$\eta_{conv} = \frac{P_m}{P_{in}} \times 100(\%) = \frac{I_m V_m}{P_{in}} \times 100(\%) \tag{B.4.70}$$

Otro parámetro muy utilizado es el factor de forma  $F_f$ , que se define como,

$$F_f = \frac{I_m V_m}{I_{sc} V_{oc}} \tag{B.4.71}$$

Normalmente suele valer  $F_f = 0,7$ .

Es importante tener en cuenta que fotones con una energía  $h\omega$  menor que el gap de energía de la banda prohibida ( $E_g$ ), no generarán pares e-h. También se tendrá que fotones con una energía mayor que la anchura de la banda prohibida producirán electrones y huecos con la misma diferencia de energía ( $E_g$ ) independientemente de lo grande que sea  $h\omega - E_g$ . La energía en exceso de  $h\omega - E_g$  se disipará en forma de calor. Por tanto el rendimiento de la célula solar dependerá de cómo de bien se ajusta el gap de energía de la banda prohibida al espectro de la luz solar incidente. En la siguiente figura se muestra el espectro de la luz solar. También se muestran las longitudes de onda de corte para el silicio y el GaAs. En las células solares de GaAs el ajuste es mejor por lo que proporcionan rendimientos superiores. Sin embargo, en la actualidad las células solares de GaAs son mucho más caras por lo que su uso está muy restringido, frente a las de Si que son mucho más económicas. En consecuencia, las células solares de GaAs se utilizan fundamentalmente en aplicaciones espaciales debido a su mayor rendimiento, mientras que las de silicio (o silicio amorfo) se utilizan en aplicaciones en las que el coste es un factor importante.

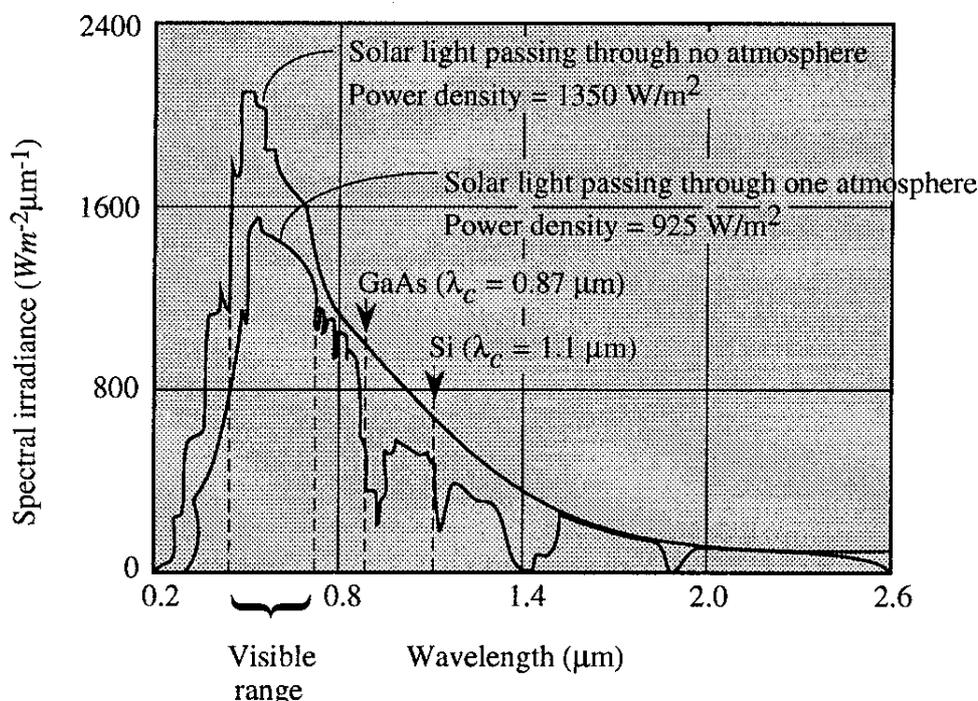


Fig. B.4.21: Espectro de la radiación de la luz solar con y sin absorción por parte de la atmósfera. También se muestran las longitudes de onda de corte de GaAs y Si.

En la práctica la célula solar es un componente de muy bajo rendimiento y se aplican muchas técnicas para mejorarlo. Tal y como hemos visto una célula solar únicamente puede capturar una pequeña fracción del espectro de emisión solar. Para mejorar el rendimiento, en lugar de utilizar una célula solar de una sola capa se puede utilizar una construcción multicapa en forma de sandwich. En ésta, las capas inferiores se diseñan para capturar la radiación que cae fuera del rango de respuesta de la capa superior. Cada capa responde a un segmento diferente del espectro solar y así se aprovecha mejor la radiación incidente. El rendimiento de una célula solar de una única capa es de alrededor del 12%, mientras que la de una de tres capas está entre el 18% y el 20%.

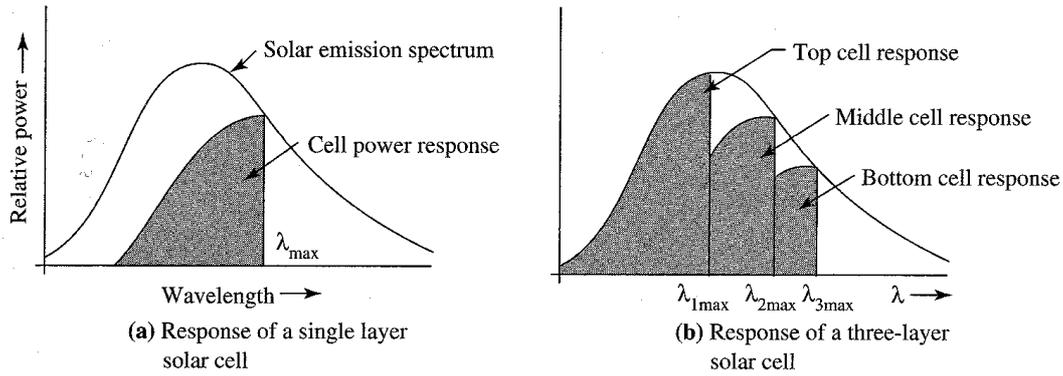


Fig. B.4.22: Respuesta de una célula solar de una única capa y de una multicapa.

La potencia suministrada depende como hemos visto de la carga aplicada, ya que al punto de máximo potencia le corresponde una sola recta de carga. En la siguiente figura se muestran la curva característica de la célula solar Vactec VTS28 que tiene un área de  $3,9\text{cm}^2$  y una corriente de cortocircuito de  $86\text{mA}$  para una incidencia radiante (o irradiación) solar de  $100\text{mW}/\text{cm}^2$  (a plena luz solar).

También se muestran tres rectas de carga, con resistencias de carga de  $4,5\Omega$ ,  $5,7\Omega$  y  $7,5\Omega$ . Estas representan las siguientes condiciones de salida:

$R_L (\Omega)$	$V_o(\text{V})$	$I_o(\text{mA})$	$P_o(\text{mW})$
4,5	0,35	78	27,3
5,7	0,40	70	28,0
7,5	0,45	60	27,0

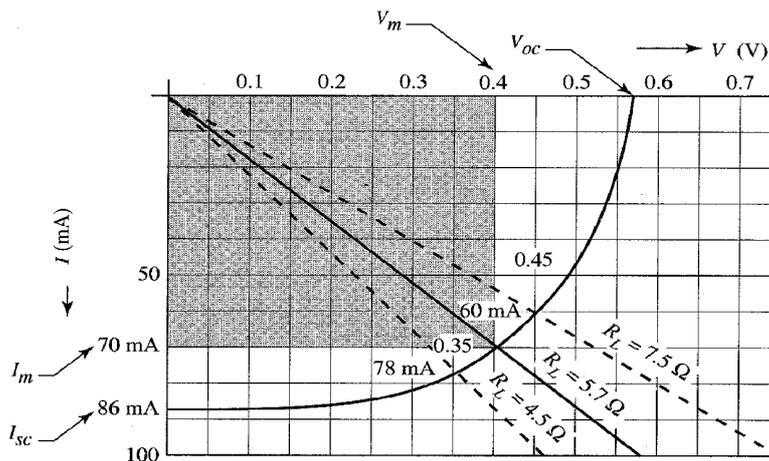


Fig. B.4.23: Curva característica de la célula solar Vactec VTS28 que tiene un área de  $3,9\text{cm}^2$  y una corriente de cortocircuito de  $86\text{mA}$  para una incidencia radiante (o irradiación) solar de  $100\text{mW}/\text{cm}^2$  (a plena luz solar).

La recta de carga que forma el área más grande, definida por el punto de cruce de la curva característica y los ejes I/V, produce la potencia de salida máxima. Como se puede observar en el ejemplo, la representación de la potencia de salida es bastante plana y, en consecuencia, la elección de la resistencia de carga no es muy crítica. Si el fabricante no

proporciona la curva característica de la célula o el punto de máxima potencia, se puede escoger sin demasiado error la carga óptima igual a la resistencia  $R_s$  que vale:

$$R_{Lopt} = R_s = \frac{V_{oc}}{I_{sc}} \quad (B.4.72)$$

En nuestro caso, el valor de  $R_{Lopt} = 0,57/0,086 = 6,6\Omega$ .

Además se necesitará más de una célula para obtener la tensión y corriente necesaria en una aplicación. El número de células en paralelo y en serie que se necesitan se calcula a partir de:

$$n_p = \text{int}\left(\frac{i_D}{i_L}\right) \text{ y } n_s = \text{int}\left(\frac{V_D}{V_L}\right) \quad (B.4.73)$$

donde,  $V_D$ : tensión deseada,  $i_D$ : corriente deseada,  $i_L$ : corriente de salida de la célula,  $V_L$ : tensión de salida de la célula.

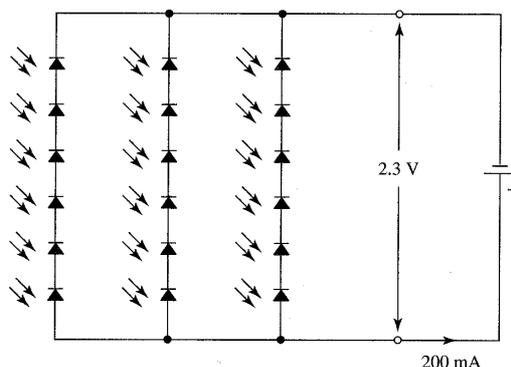


Fig. B.4.24: Panel solar formado por múltiples células.

### B.4.6. El fotoconductor o fotoresistencia

Este dispositivo es muy sencillo y tiene la estructura que se muestra esquemáticamente en la siguiente figura donde dos electrodos se conectan al semiconductor, que tiene el coeficiente de absorción deseado sobre unas longitudes de onda de interés determinadas. Cuando fotones con apropiada longitud de onda inciden sobre él, se generan pares electrón - hueco que son arrastrados por el campo eléctrico. El resultado es un incremento en la conductividad del semiconductor (disminución de la resistividad y resistencia) y un cambio en la corriente externa  $I$ . Un circuito típico de aplicación es el mostrado en (b) es donde se utiliza el cambio que experimenta la corriente eléctrica cuando se produce una incidencia luminosa. Vamos a considerar que el fotoconductor presenta contactos óhmicos, es decir, que los contactos metal-semiconductor no limitan el flujo de la corriente como sucede en el caso de una unión tipo Schottky.

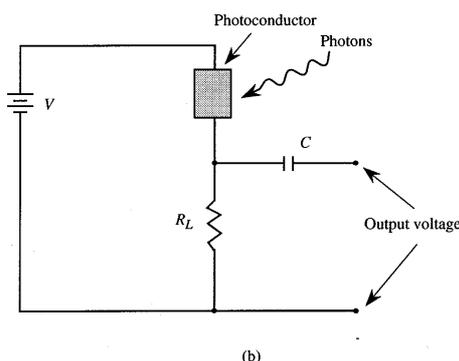
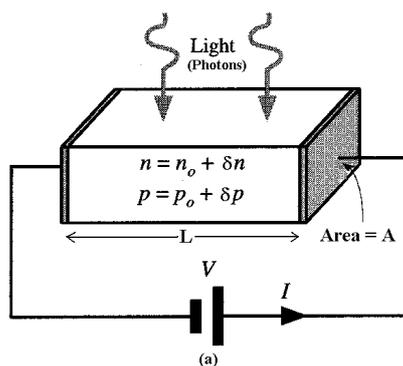


Fig. B.4.25: a) Geometría de la fotorresistencia y b) circuito típico de aplicación.

Con contactos óhmicos, el fotoconductor presenta una ganancia fotoconducativa, ya que la corriente fotónica externa es debida al flujo de más de un electrón por fotón absorbido. Para comprender este efecto vamos a hacer uso de la siguiente figura. En ella, un fotón absorbido produce un electrón y un hueco, que se mueven por arrastre en sentidos contrarios (a). La velocidad de arrastre del electrón es superior a la del hueco por lo que el electrón abandona la muestra rápidamente. Pero la muestra sin embargo debe ser neutra lo que significa que debe entrar otro electrón en la muestra desde el electrodo negativo (b). Este nuevo electrón puede también moverse rápidamente por arrastre como antes y dejar la muestra mientras el hueco está todavía moviéndose lentamente por arrastre en la muestra (c). Por tanto, debe entrar otro electrón a la muestra para mantener la neutralidad, y así sucesivamente hasta que el hueco alcanza el electrodo negativo o se recombina con alguno de estos electrones que entran a la muestra. La corriente fotónica externa corresponde por tanto al flujo de muchos electrones por fotón absorbido, lo que representa una ganancia. De ahí que la ganancia dependa del tiempo de tránsito y de los tiempos efectivos de recombinación, así como de las movilidades de electrones y huecos.

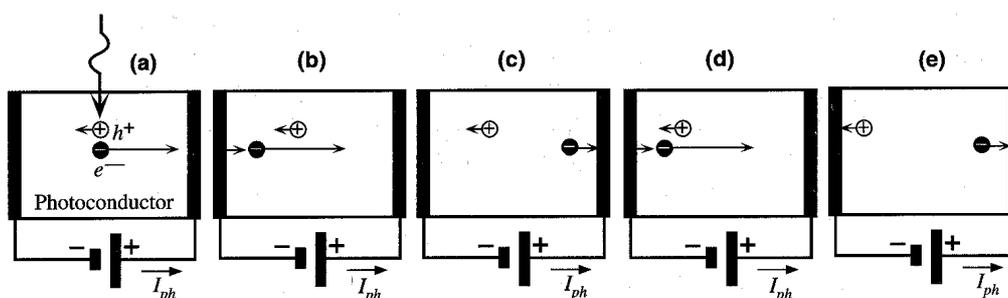


Fig. B.4.26: Un fotoconductor con contactos óhmicos (contactos que no limitan la entrada de portadores) presenta una ganancia.

Si suponemos que una muestra es súbitamente iluminada, se generarán pares e-h que aumentarán la conductividad del material. Si se aplica un campo eléctrico externo los electrones y los huecos se moverán en sentidos contrarios dando lugar a una corriente. Los portadores permanecerán en el semiconductor hasta que o bien se hayan recombinado o bien hayan sido extraídos del dispositivo por los contactos.

En ausencia de luz la conductividad valdrá ( $n_0$  y  $p_0$  son las concentraciones de e y h en la oscuridad),

$$\sigma_0 = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \quad (\text{B.4.74})$$

La señal óptica genera una densidad de portadores en exceso igual a  $\delta n = \delta p$ , con lo que la conductividad después de la aplicación de la señal luminosa valdrá,

$$\sigma = e[\mu_n(n_0 + \delta n) + \mu_p(p_0 + \delta p)] \quad (\text{B.4.75})$$

La velocidad de incremento en la concentración de portadores en exceso es igual a la velocidad de generación (luminosa)  $G_L$  menos la velocidad de recombinación de tal exceso de portadores  $R_e$ . Por otra parte, la velocidad de recombinación de estos portadores en exceso es el cociente entre el exceso de portadores generados y el tiempo de vida media ( $\tau$ , tiempo efectivo hasta la recombinación) de dichos portadores. Por tanto, para los electrones:

$$\frac{d(\delta n)}{dt} = G_L - R_e = G_L - \frac{\delta n}{\tau} \quad (\text{B.4.76})$$

En consecuencia  $\delta n$  se incrementará desde el instante en que se hace incidir la luz sobre el semiconductor hasta que se alcance el estado estacionario:

$$\begin{aligned} \frac{d(\delta n)}{dt} &= G_L - R_e = 0 \\ R_e &= \frac{\delta n}{\tau} = G_L \end{aligned} \quad (\text{B.4.77})$$

donde  $\tau$  es el tiempo efectivo de recombinación para los electrones en exceso.

Haciendo uso de la anterior expresión, la concentración de portadores en exceso vendrá dada por

$$\delta p = \delta n = G_L \tau \quad (\text{B.4.78})$$

donde  $G_L$  es la velocidad de generación de pares e-h.

El cambio de conductividad del material debido a la señal óptica se llama **fotoconductividad** y viene dado por,

$$\Delta\sigma = e \delta p(\mu_n + \mu_p) = e \delta n(\mu_n + \mu_p) \quad (\text{B.4.79})$$

En presencia de un campo eléctrico  $E$ , la densidad de corriente  $J = I / A$  vale,

$$J = (J_d + J_L) = (\sigma_0 + \Delta\sigma)E \quad (\text{B.4.80})$$

donde  $J_d$  es la densidad de corriente en la oscuridad.

La fotocorriente es pues,

$$I_L = J_L A = \Delta\sigma \cdot E \cdot A = e \cdot \delta p \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot A \cdot E = e G_L \tau \cdot (\mu_n + \mu_p) A E \quad (B.4.81)$$

donde  $A$  es el área del fotoconductor.

El número de electrones por segundo que fluyen por el circuito externo puede ser obtenido a partir de la expresión de la fotocorriente:

$$\text{Velocidad de flujo de electrones} = \frac{I_L}{e} = G_L \cdot \tau \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot A \cdot E \quad (B.4.82)$$

Sin embargo la velocidad de fotogeneración de electrones (es decir, de pares electrón-hueco) es:

$$\text{Velocidad de generación de electrones} = (\text{Volumen}) \cdot G_L = A \cdot L \cdot G_L \quad (B.4.83)$$

donde  $L$  es la longitud del fotoconductor.

La ganancia fotoconduktiva será por tanto, simplemente:

$$\begin{aligned} G &= \frac{\text{Velocidad de flujo de electrones en el circuito externo}}{\text{Velocidad de generación de electrones por absorción luminosa}} = \\ &= \frac{G_L \cdot \tau \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot A \cdot E}{A \cdot L \cdot G_L} = \frac{\tau \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot E}{L} \end{aligned} \quad (B.4.84)$$

La ecuación anterior puede ser simplificada teniendo en cuenta los tiempos de tránsito (tiempo necesario para atravesar el semiconductor) de electrones y huecos que son:

$$\begin{aligned} t_{tr,e} &= \frac{L}{\mu_n E} \\ t_{tr,h} &= \frac{L}{\mu_p E} \end{aligned} \quad (B.4.85)$$

Hay que tener en cuenta que  $\mu_n E$  y  $\mu_p E$  son las velocidades de los electrones y huecos respectivamente y que puede que éstas no varíen linealmente con el campo eléctrico. Para campos eléctricos fuertes,  $\mu_n E$  y  $\mu_p E$  son las velocidades de saturación que son independientes del campo eléctrico.

Utilizando estos tiempos de tránsito la ganancia  $G$  queda:

$$G = \frac{\tau}{t_{tr,e}} + \frac{\tau}{t_{tr,h}} = \frac{\tau}{t_{tr,e}} \cdot \left( 1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) \quad (B.4.86)$$

e  $I_L$  puede escribirse:

$$I_L = e \cdot G_L \cdot \frac{\tau}{t_{tr,e}} \cdot \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right) \cdot A \cdot L = G \cdot (e \cdot G_L \cdot A \cdot L) = G \cdot I_{Lp} \quad (B.4.87)$$

donde

$$I_{Lp} = e \cdot G_L \cdot A \cdot L \quad (B.4.88)$$

Es la llamada fotocorriente primaria  $I_{Lp}$  que sería la fotocorriente generada si  $G$  fuese la unidad, es decir, si la corriente fotónica externa fuese debida al flujo de un único electrón por fotón absorbido.

La ganancia fotoconducciona puede ser bastante grande mientras  $\tau/t_{tr,e}$  se mantenga grande lo que requiere un tiempo de recombinación grande y un tiempo de tránsito corto. El tiempo de tránsito  $t_{tr,e}$  puede hacerse más corto aplicando un campo eléctrico mayor y disminuyendo la longitud  $L$  del canal fotoconducciona. La aplicación de un campo eléctrico grande, sin embargo, puede conducir a un incremento en la corriente de oscuridad y, por tanto, mayor ruido. Por otra parte, la velocidad de respuesta del dispositivo está limitada por el tiempo de recombinación de los portadores inyectados, de forma que un  $\tau$  mayor conduce a un dispositivo más lento. En dispositivos de Si donde  $\tau$  puede ser muy grande, se pueden llegar a obtener ganancias de hasta 1000 o más. Pero el aumento de ganancia se paga con una pérdida de velocidad. Por tanto el producto ganancia - ancho de banda permanece constante.

Aunque el detector fotoconducciona puede llegar a tener una gran ganancia, también presenta mucho ruido ya que tiene una gran corriente de oscuridad (como se puede comprobar a partir de la expresión de la conductividad). Por el contrario, diodos p-n o p-i-n inversamente polarizados tienen corrientes de oscuridad muy bajas y por tanto una mejor relación señal/ruido.

#### B.4.6.1. Caracterización eléctrica de fotoconductores

Como en la mayoría de los dispositivos fotónicos la respuesta espectral de los fotoconductores depende del gap de energía existente en el material, siendo la expresión que determina la longitud de onda de corte  $\lambda_c$  la vista con anterioridad:

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g [\text{eV}]} [\mu\text{m}] \quad (B.4.89)$$

Material	Gap de energía (eV)	$\lambda_c$ (nm)
PbSe	0,23	5390
PbS	0,42	2590
Ge	0,67	1850
Si	1,12	1110
CdSe	1,80	690
CdS	2,40	520

Aparte de los materiales que se muestran en la tabla anterior existen dispositivos de Ge o Si dopado con gaps energéticos de hasta 0,04eV que se corresponden con una máxima longitud de onda de respuesta de alrededor de 30µm. Debido a que la anchura de la banda prohibida es baja, estos materiales presentan corrientes térmicas muy altas y necesitan un buen sistema de refrigeración para su correcto funcionamiento. Para longitudes de onda menores que la máxima  $\lambda_c$  la responsividad disminuye de forma lineal con la longitud de onda.

En un detector se define la potencia equivalente del ruido (NEP) como la potencia aplicada al detector que produce una señal de salida igual al valor RMS del ruido de salida del detector. Dicha magnitud es un parámetro útil cuando se comparan detectores similares bajo condiciones similares. Un detector con un NEP menor indica que es más sensible al realizar las medidas. La recíproca del NEP es la detectividad D, que suele darse normalizada  $D^*$  para un detector de área  $A_D$  y para una anchura de banda del ruido  $\Delta f$ :

$$D^* = D \cdot \sqrt{A_D \cdot \Delta f} = \sqrt{A_D \cdot \Delta f} / NEP \quad (B.4.90)$$

La detectividad normalizada de los detectores mostrados en la tabla anterior varía entre aproximadamente  $10^8$  y  $10^9$ . Los fotoconductores que utilizan un sistema de refrigeración y operan a temperaturas criogénicas alcanzan valores de detectividad normalizada por encima de  $10^{11}$ . En consecuencia, estos últimos presentan ventajas frente a los detectores térmicos en aplicaciones donde se requiera una respuesta espectral no demasiado ancha, simplicidad y bajo coste.

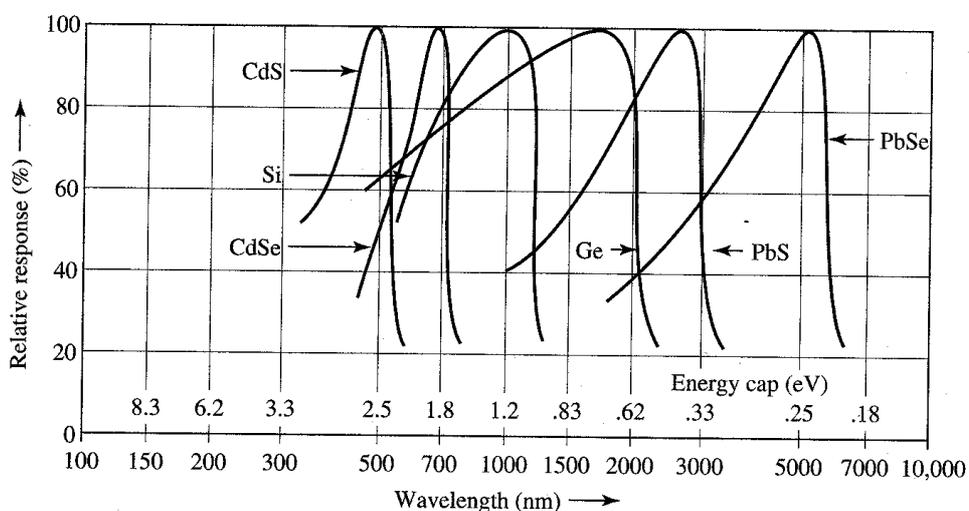


Fig. B.4.27: Respuesta espectral de varios materiales.

La conductividad (o resistencia) de un fotoconductor aumenta (o disminuye) si aumenta la irradiación. La relación es casi logarítmica en un rango muy amplio. La relación resistencia - iluminación se describe con la siguiente ecuación,

$$R_a = R_b \left( \frac{E_a}{E_b} \right)^{-\alpha} \quad (B.4.91)$$

donde,  $R_a$ : resistencia ( $\Omega$ ) bajo iluminación  $E_a$ ,  $R_b$ : resistencia ( $\Omega$ ) bajo iluminación  $E_b$ ;  $E_a$ ,  $E_b$ : iluminación (lx) y  $\alpha$ : pendiente característica de la curva resistencia - iluminación.

La pendiente  $\alpha$  entre dos puntos a y b de la curva resistencia - iluminación puede ser calculada de la siguiente forma:

$$\alpha = \tan \theta = \frac{(\log R_a - \log R_b)}{(\log E_a - \log E_b)} = \frac{\log(R_a / R_b)}{\log(E_a / E_b)} \quad (B.4.92)$$

suele valer entre 0,55 y 0,9. En los datos del fabricante generalmente se puede encontrar  $\alpha$  y los valores de la resistencia para unos valores determinados de iluminación o una familia de curvas. También se suele dar información sobre la fuente de luz utilizada que suele ser tungsteno a una temperatura color de 2856K y que corresponde a una bombilla incandescente normal.

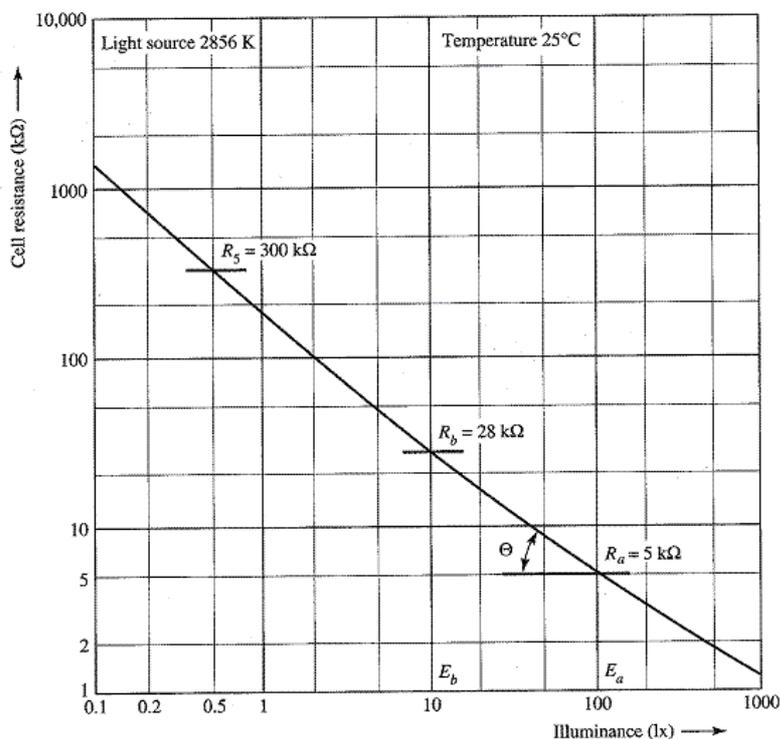


Fig. B.4.28: Curva característica de iluminación/resistencia de una fotorresistencia.

El valor de la resistencia y su responsividad depende del material fotosensible y de la construcción del detector. Como la mayor parte de los dispositivos conectados al detector no responden a un cambio en la resistencia, sino que requieren un cambio en la tensión o en la corriente, el fotoconductor requiere el uso de una fuente de polarización y una resistencia de carga  $R_L$ .

En fotoconductores, la responsividad suele expresarse de forma relativa como el cambio relativo en la resistencia dividido por el cambio relativo en la iluminación (o flujo luminoso):

$$RE_{R_c} = \frac{\frac{\Delta R_c}{R_c}}{\frac{\Delta E}{E}} = \frac{\Delta R_c}{\Delta E} \frac{E}{R_c} \quad (B.4.93)$$

donde  $RE_{RC}$ : es la responsividad relativa,  $\Delta R_c/R_c$ : variación relativa de la resistencia,  $\Delta E/E$ : cambio relativo de iluminación (o bien flujo luminoso).

De acuerdo con esta definición, si la iluminación cambia un 10% y la resistencia se modifica un 4%, la responsividad vale 0,4. A partir de la expresión de la relación resistencia - iluminación obtenemos,

$$1 - \frac{\Delta R_c}{R_c} = \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)^{-\alpha} \quad (B.4.94)$$

y para valores pequeños de  $\Delta R_c/R_c$  y  $\Delta E/E$  podemos hacer la siguiente aproximación,

$$RE_{R_c} = \frac{\Delta R_c}{\Delta E} \frac{E}{R_c} = -\alpha \quad (B.4.95)$$

Por tanto para un fotoconductor con  $\alpha = 0,5$  un aumento de iluminación del 10% disminuye la resistencia un 5%. Para  $\alpha = 1,0$  un aumento de iluminación del 10% disminuye la resistencia un 10%.

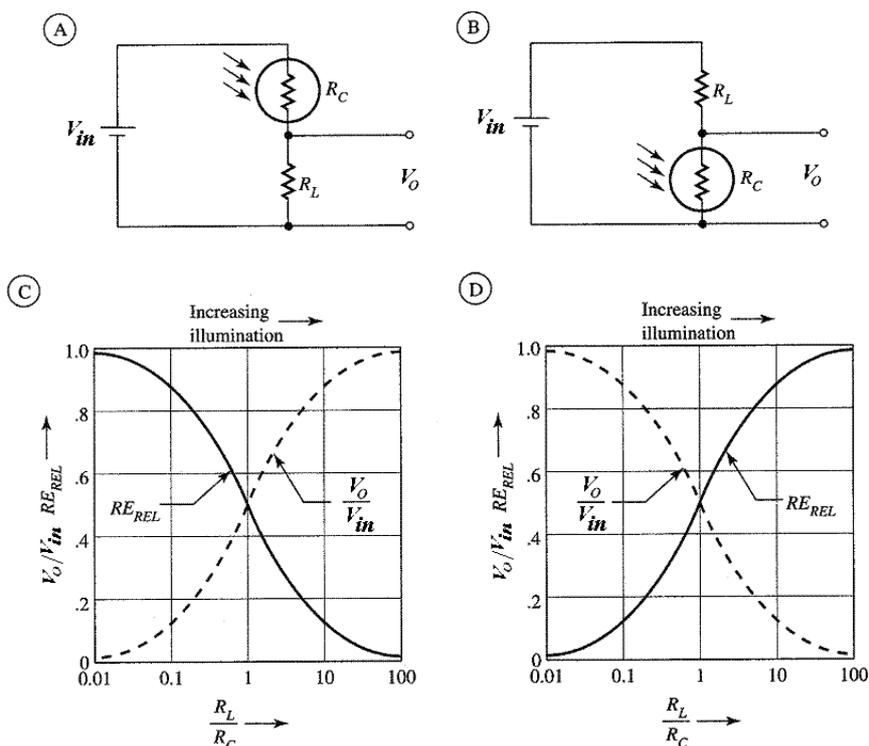


Fig. B.4.29: Circuitos de polarización de una fotorresistencia y sus curvas de respuesta.

Como la utilización del fotoconductor en un circuito con polarización requiere de una resistencia serie  $R_L$  (Fig. B.4.29 (a) y (c)), la definición de responsividad se modifica ya que el cambio relativo en la resistencia se traduce ahora en un cambio relativo en la tensión de salida.

$$RE_{R_L} = \frac{\Delta V_0}{\Delta E} \frac{E}{V_0} \quad (B.4.96)$$

Así la responsividad relativa expresada en función de  $\Delta R_c$  es, para cada uno de los circuitos:

$$RE_{R_L(a)} = \frac{\Delta R_c}{R_L + R_c} \frac{E}{\Delta E} \tag{B.4.97}$$

$$RE_{R_L(b)} = \frac{R_L}{R_c} \frac{\Delta R_c}{R_L + R_c} \frac{E}{\Delta E}$$

En el circuito (a) si aumentamos  $R_L$  aumentará la tensión de salida pero al mismo tiempo disminuirá la responsividad. En este caso,  $RE_{R_L}/RE_{R_c} = R_c/(R_L+R_c)$  es el factor en el que disminuye la responsividad del circuito con respecto a la responsividad natural del fotoconductor. En el caso del circuito de polarización (b) el comportamiento es el contrario al caso anterior, es decir, la responsividad aumenta al aumentar el valor de  $R_L$  ( $RE_{R_L}/RE_{R_c}=R_L/(R_L+R_c)$ ) aunque disminuye la tensión de salida. Por tanto, deberemos elegir en cualquiera de los dos casos entre una mayor tensión de salida o una mayor responsividad.

Los fotodetectores están limitados en sus aplicaciones por la corriente máxima que circula por ellos así como la tensión máxima aplicable. Tampoco se debe exceder la potencia máxima que son capaces de disipar. Suelen tener también unos márgenes muy amplios de tolerancias entre el 30% y el 50%.

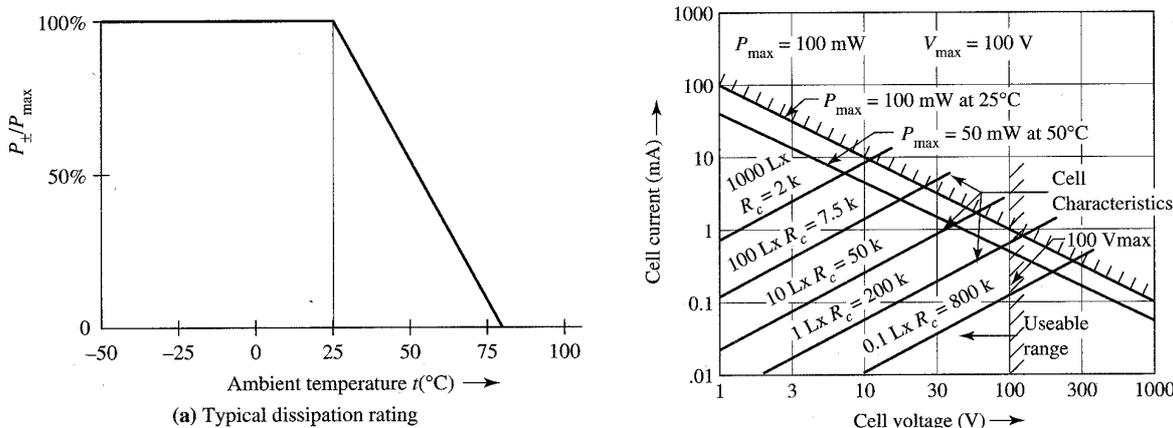


Fig. B.4.30: Límites de potencia a disipar y tensión máxima de una fotorresistencia.

Los tiempos de subida y bajada también sufren de una gran tolerancia. Estos dependen no únicamente del material semiconductor sino que varían de forma muy acusada con la iluminación, pudiendo llegar a ser del orden de 1 segundo para bajos niveles de iluminación. En el mejor de los casos son del orden de unos milisegundos, no siendo pues muy útil el fotodetector para comunicaciones pues en estas se requiere una gran velocidad de transmisión de datos. Su utilidad se limita pues al control, lectura de tarjetas o aplicaciones similares.

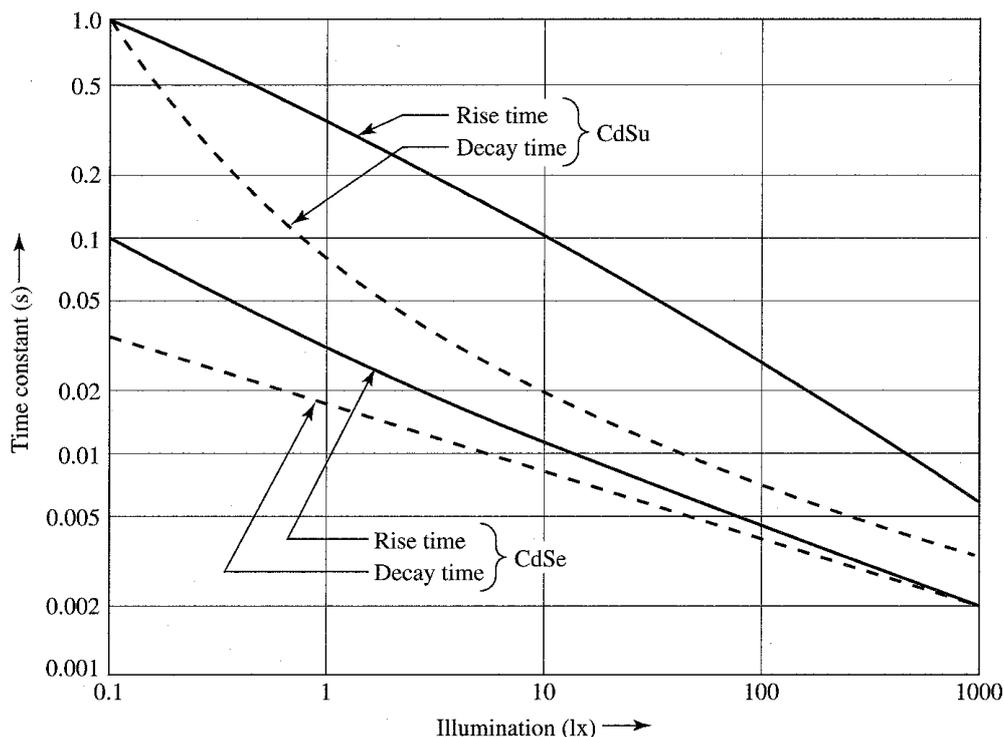


Fig. B.4.31: Tiempos de subida y caída de una fotorresistencia típica.

Su dependencia con la temperatura también es muy acusada y depende del material, técnica de fabricación e iluminación. Esto hace que no pueda ser especificado para este tipo de detector un coeficiente de temperatura fijo.

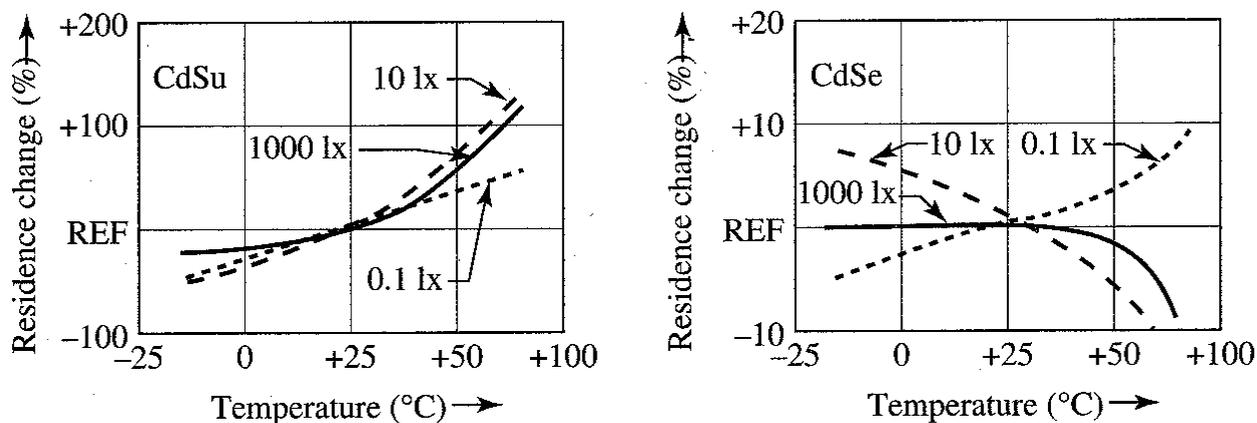


Fig. B.4.32: Efectos de la temperatura sobre una fotorresistencia.

Un fenómeno muy característico de los fotoconductores es el efecto memoria y es que el valor de la resistencia depende de cual ha sido la iluminación anterior. Si, por ejemplo, iluminamos una fotoconductor con 1000lx durante varias horas y después se ilumina con 1lx la resistencia que medimos ( $R_L$ ) es mucho mayor que si la célula hubiese estado en la oscuridad ( $R_D$ ).  $R_L/R_D$  puede llegar a valores de 5 para iluminaciones en el orden de 0,1lx.

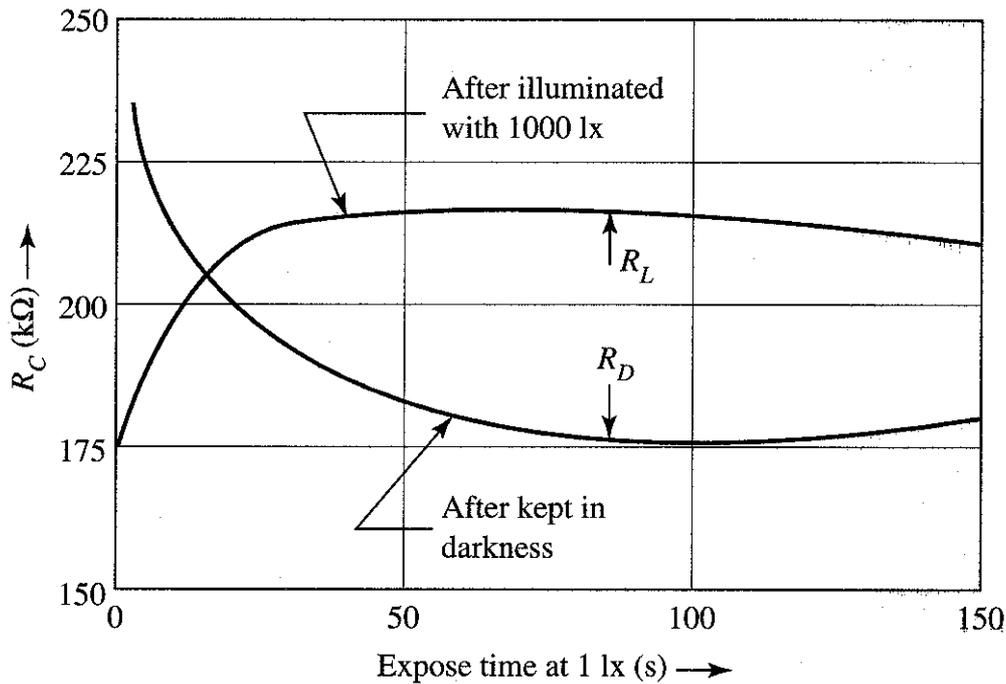


Fig. B.4.33: Efecto memoria en una fotorresistencia.

Podemos pues concluir que el fotoconductor no es muy estable y por tanto poco útil para medidas precisas, pero es muy económico, sencillo y de larga duración. Aún así es conveniente tener en cuenta en el diseño sus amplios márgenes de variación.

### B.4.7. El fotodetector de avalancha

Existe un tipo de fotodetector que en su funcionamiento emplea el efecto de avalancha a fin de obtener altas ganancias. Mientras que en el fotodiodo p-i-n la ganancia será como máximo uno, en el fotodiodo de avalancha (APD), la ganancia puede ser muy grande.

El principio del efecto avalancha se produce cuando un electrón (hueco) altamente energético genera un par electrón - hueco. Normalmente este proceso, que ocurre en presencia de elevados campos eléctricos, limita el funcionamiento a alta potencia de los dispositivos electrónicos, pero en los APD es aprovechado para multiplicar los portadores generados por un fotón.

El proceso de multiplicación por avalancha requiere que el electrón inicial tenga una energía algo mayor que el gap de energía ya que tanto la energía como el momento deben ser conservados como ya se comentó en este tema. A los coeficientes de ionización por impacto de los electrones y huecos se les llama  $\alpha_{imp}$  y  $\beta_{imp}$  respectivamente, que dependen fuertemente de la anchura de la banda prohibida del material. En la siguiente figura se muestran sus valores para algunos semiconductores importantes.

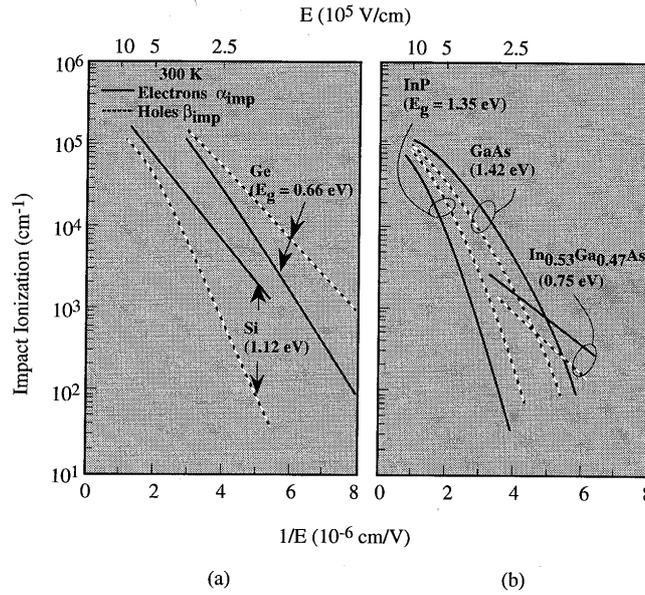


Fig. B.4.34: Coeficientes de ionización por impacto de electrones y huecos a 300 K en función del campo eléctrico para Ge, Si, In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As y InP.

Si el campo eléctrico es constante entonces  $\alpha_{imp}$  es constante y el número de veces que el electrón inicial provoca ionización por impacto al recorrer una distancia  $x$  es:

$$N(x) = e^{\alpha_{imp} \cdot x} \tag{B.4.98}$$

Debido a la multiplicación de portadores, los APD tienen una muy alta ganancia y es por ello que son ampliamente utilizados en sistemas de comunicación óptica. Sin embargo, como el proceso multiplicativo es un proceso estadístico, la generación de portadores presenta una fluctuación y la fotocorriente resultante tiene un exceso de ruido. Es decir que el APD es un dispositivo bastante ruidoso.

Los APD tienen una gran ganancia lo que nos permite detectar señales ópticas muy débiles, aunque el producto ganancia - ancho de banda se mantiene constante lo que nos indica que la detección de señales débiles se hace a costa de una reducida velocidad de respuesta. Además requieren tensiones inversas bastante elevadas para su funcionamiento y una temperatura estable. Los diodos p-i-n tienen en la actualidad una fiabilidad mayor que los APD lo que limita su uso a aplicaciones donde se requiere una alta ganancia.

### B.4.7.1. Diseño de un APD

Lo más importante de un APD es tener una zona de absorción que sea lo suficientemente ancha como para permitir la absorción. Esta región debe tener una anchura de al menos  $\sim 1/\alpha(\hbar\omega)$  y puede valer desde una micra para semiconductores de gap directo hasta varias decenas de micras para semiconductores de gap indirecto. En general se diferencia entre la zona de absorción y la zona de avalancha (especialmente si la zona de absorción es mayor de una micra), debido a la dificultad de mantener un campo eléctrico muy grande constante en una región grande de absorción. Para que se inicie el proceso de avalancha son necesarios campos eléctricos  $\geq 10^5$  V/cm. Si el campo no es uniforme en esta zona de

absorción, se pueden producir oscilaciones de carga locales y la salida del dispositivo pasa a ser impredecible y difícil de controlar.

En la siguiente figura (a) se muestra la estructura de un APD de silicio. Ésta es del tipo  $n^+ - p - \pi - p^+$ . La zona  $n^+$  es estrecha y es la zona que es iluminada a través de una ventana. A continuación se tienen tres capas de tipo p con diferentes niveles de dopado para modificar adecuadamente (como se verá a continuación) la distribución del campo eléctrico a lo largo del APD. La primera es una fina capa de tipo p y la segunda es una gruesa capa de tipo p muy débilmente dopada (casi intrínseca) llamada capa  $\pi$  y la tercera capa fuertemente dopada  $p^+$ . El diodo está inversamente polarizado para así incrementar el campo en la zona de agotamiento. La distribución espacial de carga neta a través del APD se muestra en (b) y es debida a la concentración de impurezas dopantes ionizadas. En ausencia de polarización la zona de agotamiento de la unión  $n^+ - p$  está limitada a las zonas  $n^+$  y p, no extendiéndose más allá de esta última capa. Pero, cuando la polarización inversa aplicada es suficiente, la zona de agotamiento se extiende por la zona  $\pi$ , pudiendo incluso llegar a la  $p^+$ . Por tanto, el campo eléctrico (presente en toda la zona de agotamiento) se extenderá desde la zona  $n^+$  en que se tienen impurezas dadoras ionizadas positivamente hasta la zona  $p^+$ , en que se tienen impurezas aceptoras ionizadas negativamente.

El campo eléctrico viene dado por la integración de la densidad espacial de carga neta  $\rho_{net}$  a lo largo del diodo para una tensión de polarización inversa  $V_r$  aplicada (c). El campo eléctrico  $E$  es máximo en la unión metalúrgica de las zonas  $n^+$  y p, disminuyendo lentamente a lo largo de la zona p. En la capa  $\pi$  disminuye muy poco ya que la densidad espacial de carga en esta zona es muy pequeña. El campo decae al final de la estrecha porción de la zona de agotamiento que se extiende sobre la capa  $p^+$ .

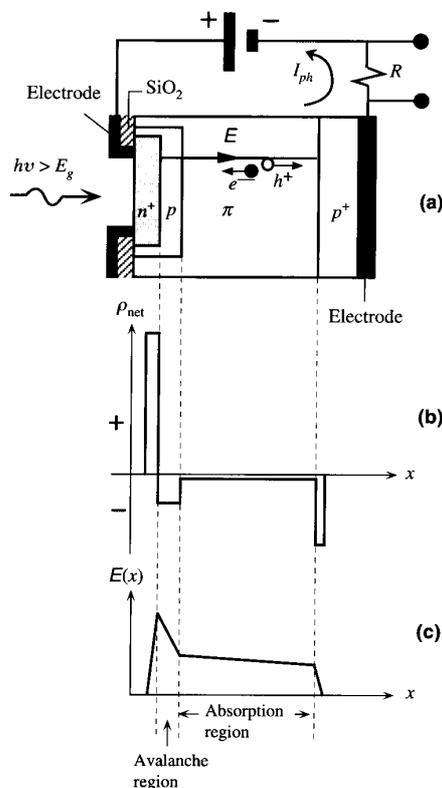


Fig. B.4.35: a) Esquema de APD polarizado para tener una ganancia por avalancha, b) Densidad de carga espacial neta a lo largo del APD, c) perfil del campo eléctrico donde se diferencian las zonas de absorción y de avalancha.

La absorción de fotones y, por tanto, la fotogeneración tiene lugar principalmente en la gruesa capa  $\pi$ . En ésta, el campo es prácticamente uniforme y es posible diseñar la estructura de forma que sea bastante grande como para que todos los portadores se muevan con su velocidad de saturación ( $v_s(e)$  o  $v_s(h)$ ). Por tanto, los pares electrón-hueco son arrastrados por dicho campo a velocidades de saturación hacia las capas  $n^+$  y  $p^+$  respectivamente. Cuando los electrones arrastrados alcanzan la capa  $p$ , están sujetos a un campo eléctrico todavía mayor y, por lo tanto, adquieren suficiente energía cinética (mayor que  $E_g$ ) para ionizar por impacto y provocar la generación de un nuevo par electrón-hueco. Estos nuevos pares electrón-hueco pueden de nuevo ser acelerados por el intenso campo eléctrico en esta región y alcanzar suficiente energía cinética para causar de nuevo ionización por impacto y producir más pares electrón-hueco lo que conduce a una avalancha de procesos de ionización por impacto. Por tanto, a partir de un único electrón que entra en la capa  $p$  se puede generar un gran número de pares electrón-hueco, todos los cuales contribuyen a la fotocorriente observada. El APD posee un mecanismo de ganancia interno de forma que la absorción de un solo fotón conduce a la generación de un gran número de pares electrón-hueco.

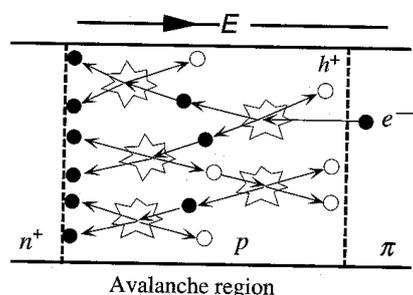


Fig. B.4.36: (a) Esquema del proceso de ionización por impacto.

Otra razón para mantener la fotogeneración dentro de la región  $\pi$  y razonablemente separada de la región de avalancha es la minimización del ruido. Tal y como se comentó, la multiplicación por avalancha es un proceso estadístico y, por tanto, existe una fluctuación de la generación de portadores que conduce a un ruido presente en la fotocorriente. Este se puede minimizar si la ionización por impacto se restringe al portador con mayor coeficiente de ionización por impacto, que para el caso del silicio es el electrón. Por ello, la estructura vista anteriormente del APD permite a los electrones fotogenerados alcanzar la región de avalancha pero no a los huecos fotogenerados.

La multiplicación de portadores en la región de avalancha depende de la probabilidad de que se produzca una ionización por impacto, que a su vez depende fuertemente del campo eléctrico en dicha región y, por tanto, de la tensión de polarización inversa. El factor multiplicativo por avalancha efectivo o conjunto  $M$  de un APD se define como:

$$M = \frac{\text{Fotocorriente total}}{\text{Fotocorriente primaria}} = \frac{I_{ph}}{I_{pho}} \quad (\text{B.4.99})$$

donde  $I_{ph}$  es la fotocorriente del APD resultado del proceso de multiplicación por avalancha e  $I_{pho}$  es la fotocorriente primaria sin multiplicaciones, es decir, la que es medida en ausencia de multiplicación por avalancha, por ejemplo, bajo una pequeña polarización inversa  $V_r$ . El factor multiplicativo  $M$  depende de la tensión de polarización inversa y también de la temperatura y puede expresarse de forma empírica como:

$$M = \frac{1}{1 - \left( \frac{V_r - I \cdot R}{V_{br}} \right)^n} \quad (\text{B.4.100})$$

donde  $V_{br}$  es la tensión de ruptura por avalancha,  $R$  es una resistencia efectiva de regiones semiconductoras más contactos,  $I$  es la corriente total y  $n$  es un índice característico para ajustar los datos experimentales que depende a su vez de la temperatura. Por tanto, tanto  $V_{br}$  como  $n$  dependen fuertemente de la temperatura. En el APD, por tanto, la ganancia dependerá mucho de la temperatura (además de la tensión inversa aplicada). Es por tanto muy importante mantener el dispositivo a una temperatura constante.

La velocidad de los APD depende de tres factores. El primero es el tiempo que tarda el electrón fotogenerado en cruzar desde la región de absorción (capa  $\pi$ ) hasta la región de multiplicación (capa  $p$ ). El segundo es el tiempo que tarda el proceso de avalancha en producirse en la región  $p$  y generar pares electrón-hueco. El tercero es el tiempo que tarda el último hueco producido en el proceso de avalancha en llegar hasta la región  $\pi$ . El tiempo de respuesta de un APD a un pulso óptico es, por lo tanto, algo mayor que el de una estructura  $p$ - $i$ - $n$ . Sin embargo, el APD no requiere de una amplificación electrónica que sí necesita el fotodiodo  $p$ - $i$ - $n$  y que puede dar lugar a que la velocidad conjunta sea incluso inferior a la del APD.

Uno de los inconvenientes de esta simple estructura de APD es que el campo en las zonas laterales de la unión  $n^+p$  alcanza su valor de ruptura por avalancha antes de que se alcance en las regiones de la unión  $n^+p$  que están situadas bajo el área iluminada. En el caso ideal la multiplicación por avalancha debería ocurrir únicamente y de forma uniforme en la región iluminada para favorecer la multiplicación por avalancha de la fotocorriente primaria y no se debería producir el efecto multiplicativo de la corriente de oscuridad (debida a pares electrón-hueco generados térmicamente) que es la que está presente en las zonas no iluminadas. En la práctica en un APD de silicio se colocan unas guardas en los laterales de la zona central  $n^+$  de forma que la tensión de ruptura en estos laterales sea mayor y, por tanto, la avalancha queda más confinada a la región iluminada. Las capas  $n^+$  y  $p$  son muy estrechas ( $<2\mu\text{m}$ ) para reducir la absorción en dichas regiones de forma que la absorción ocurra fundamentalmente en la capa  $\pi$  más gruesa.

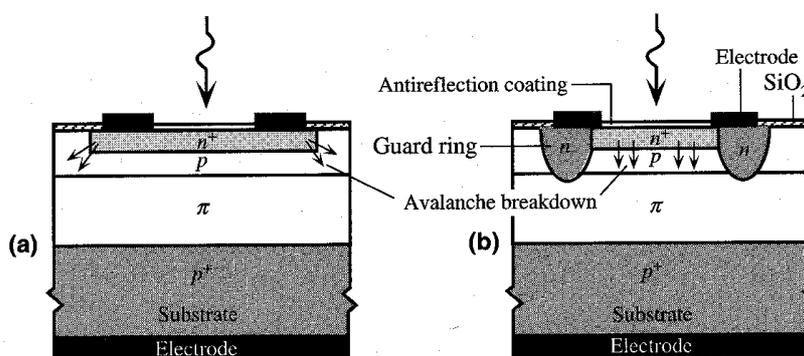


Fig. B.4.37: (a) Estructura de un APD de Si sin guarda. (b) Estructura más práctica de un APD de Si.

En materiales de gap directo, en principio no es necesaria la gran zona de absorción vista con anterioridad y los dispositivos se pueden construir con zonas de absorción y avalancha finas (las cuales pueden llegar a ser incluso la misma región física). Pero para

materiales de gap estrecho, los campos eléctricos necesarios para producir una ionización por impacto producirían una corriente de pérdidas excesiva debido al efecto túnel entre bandas. Para evitarlo se utilizan dos zonas diferenciadas para la absorción y la multiplicación, tal y como también hemos visto para el APD de Si. Estos son los APD basados en componentes de las columnas III y IV de la tabla periódica y se llaman SAM APD (separate absorption and multiplication). Un esquema se muestra en la siguiente figura. El InP es el material que presenta una mayor anchura de la banda prohibida. El campo eléctrico es máximo en la unión  $p^+-n^-$  de InP y es allí donde tiene lugar el proceso de multiplicación por avalancha. Los fotones incidentes en la capa de InP no son absorbidos por el InP pues la energía del fotón es menor que la anchura de la banda prohibida de dicho material, por lo que la atraviesan y son absorbidos en la capa  $n^-$  de InGaAs. La multiplicación ocurre, por tanto, en materiales de gap mayor mientras que la absorción tiene lugar en materiales de gap estrecho.

Se utiliza una región de dopado gradual para evitar que los huecos generados en la absorción queden atrapados en la discontinuidad existente en la banda de valencia entre el InGaAs y el InP.

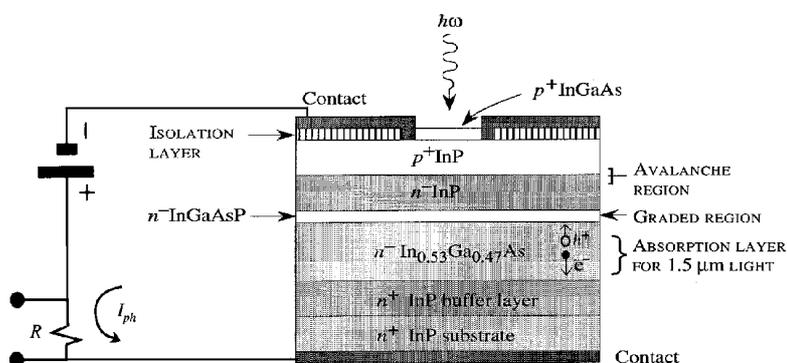


Fig. B.4.38: Fotodiodo de avalancha tipo SAM. El proceso de avalancha ocurre en la zona InP y la absorción en la región InGaAs.

Specification of Common Photodiodes

Diode Type	Planar Photodiode					Pin Diode	Schottky Diode	Avalanche Diode	Unit
	Si	Ge	GaAsP	InAs	InSb		GaAsP	Si	
Semiconductor	Si	Ge	GaAsP	InAs	InSb	Si	GaAsP	Si	—
Spectral range	190–1100	700–2000	300–760	500–4500	500–5500	300–1100	190–760	400–1000	nm
Peak response	560–960	1500–1800	640–710	3500	5300	800–960	440–710	800	nm
Relative responsivity	0.3–0.6	1.0	0.3–0.4	$10^1$	$200^†$	0.5–0.6	0.12–0.72	$40\text{--}100^{††}$	A/W
Rise time	0.1–1.0	0.05	0.5–10	0.5	1.0	0.002–0.02	1–30	$0.3 \times 10^{-3}\text{--}9 \times 10^{-3}$	$\mu\text{s}$
Junction capacitance	20–5000	5–20	2000–6000	10,000	10,000	1–100	0.7–12,000	8–95	pF at 0 V bias
NEP	$0.5\text{--}2 \times 10^{-15}$	$0.5\text{--}10^{-12}$	$1\text{--}5 \times 10^{-16}$	—	—	$8\text{--}10^{-11}$	$8 \times 10^{-15}$	$1 \times 10^{-14}$	—
$D^*$	$0.3\text{--}3 \times 10^{12}$	$5\text{--}8 \times 10^{10}$	$0.2\text{--}1.10^{12}$	$1\text{--}3 \times 10^9$	$5\text{--}8 \times 10^{10}$	$\times 10^{14}$	$0.5 \times 10^{14}$	$1 \times 10^{13}$	—
Application	A, B, C, D, E	E	B, I, F	C	—	$0.5 \times 10^{15}$	$5 \times 10^{13}$	—	—

A—general radiometry  
 B—photometry  
 C—solar cells  
 D—communication, fiber-optics  
 E—infrared sensing  
 F—ultraviolet sensing  
 $†$ —photovoltaic ( $\text{V cm}^2/\text{W}$ )  
 $††$ —gain

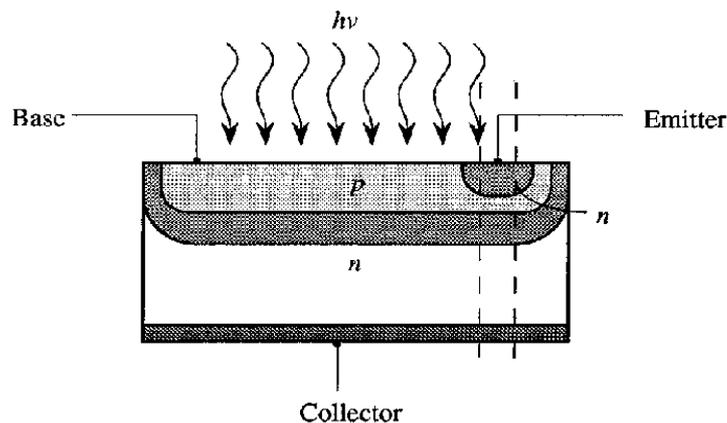
### B.4.8. El fototransistor

Aunque el APD tiene una elevada ganancia, es un dispositivo muy ruidoso debido a la naturaleza aleatoria del proceso de multiplicación de portadores. La utilización de transistores

bipolares como fototransistores permite también obtener ganancia debido al efecto transistor y además reduce considerablemente el ruido frente al APD.

El principio básico de funcionamiento del fototransistor se muestra en la siguiente figura (b). En un fototransistor ideal, el campo eléctrico está únicamente presente en las zonas de agotamiento (SCL = space charge layer). El terminal de base del fototransistor está generalmente sin conectar y se tiene una tensión aplicada entre los terminales de colector y emisor como ocurre en el normal funcionamiento de un BJT en configuración de emisor común. Cuando, al iluminar la región de base, un fotón incidente es absorbido en la zona de agotamiento (SCL) entre base y colector, se genera un par electrón - hueco. El campo eléctrico presente en la zona de agotamiento separa el electrón y el hueco arrastrándolos en sentidos opuestos. El movimiento de estos portadores da lugar a la llamada fotocorriente primaria  $I_{pho}$  que fluye desde el colector hacia la base. Esta fotocorriente primaria constituye de forma efectiva una corriente de base aunque la base esté sin conectar. Cuando el hueco fotogenerado entra en la zona neutra de base arrastrado por el campo eléctrico constituye la corriente de base y provoca por el efecto transistor la inyección de gran cantidad de electrones desde el emisor. Esto es debido a que sólo una pequeña fracción de los electrones inyectados por el emisor pueden recombinarse con huecos presentes en la base, lo que hace que el emisor tenga que inyectar un gran número de electrones para neutralizar este hueco extra en base. Estos electrones (excepto uno) se difunden a través de la base y alcanzan el colector, constituyendo una fotocorriente amplificada  $I_{ph}$ .

Esta inyección de electrones en la base puede argumentarse también de la siguiente forma. La fotogeneración de pares electrón - hueco en el colector disminuye la resistencia de esta región, lo que disminuye la tensión  $V_{BC}$  presente en la unión base-colector. Como  $V_{BE} + V_{BC} = V_{CC}$ , la tensión base-emisor  $V_{BE}$  debe aumentar. Luego se produce un incremento en la tensión de polarización directa de la unión base - emisor lo que produce un incremento en la inyección de electrones en la base,  $I_E \propto e^{eV_{BE}/k_B T}$ .



(a)

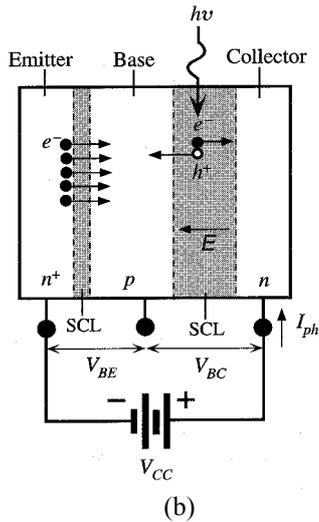


Fig. B.4.39: a) Esquema del fototransistor, b) principio de funcionamiento del fototransistor.

Como la fotocorriente primaria  $I_{pho}$  generada por el fotón absorbido es amplificada como si fuese la corriente de base:

$$I_C = I_{ph} \approx \beta \cdot I_{pho} \tag{B.4.101}$$

donde  $\beta$  es la ganancia en corriente (o  $h_{FE}$ ) del transistor. La ganancia total se debe calcular multiplicando este resultado por  $\eta$ , que corresponde a la fracción de luz absorbida por la unión b-c del transistor. Las pérdidas debido a la reflexión y transmisión a través del dispositivo reducen el valor de  $\eta$  que será menor que la unidad.

La construcción del fototransistor es similar a la de un transistor ordinario salvo que se ilumina la región de base y se ha de tener en cuenta en su construcción que la absorción de la radiación incidente ha de ser en la unión base-colector. Para proporcionar al transistor una sensibilidad direccional se suelen utilizar lentes.

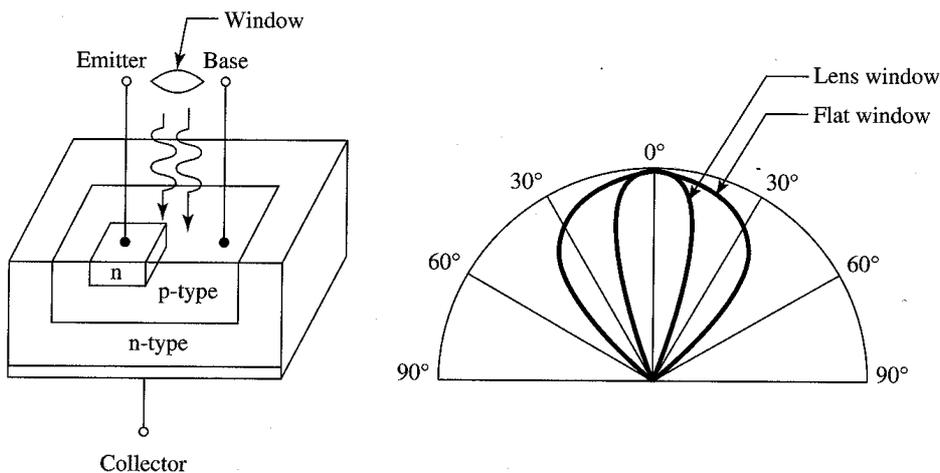


Fig. B.4.40: Fototransistor y su diagrama de detección de radiación.

Aunque tiene alta ganancia y bajo ruido, el uso del fototransistor está limitado por su alto tiempo de respuesta debido a la capacidad asociada a su unión b-c. Debido a estos tiempos de respuesta elevados no puede competir con el fotodiodo, teniendo además una

menor linealidad. Esta menor linealidad es debida principalmente a la no linealidad de  $\beta$  con la corriente de colector.

Las curvas del fototransistor son las mismas que las del transistor excepto que en vez de corriente de base se utiliza la irradiación para su caracterización. Por otra parte la tolerancia de la responsividad del fototransistor es muy alta (del  $-50\%$  al  $+100\%$ ) y varía principalmente con el nivel de radiación y con la temperatura. Por tanto hay que tener en cuenta una gran variación de parámetros en el diseño con fototransistores.

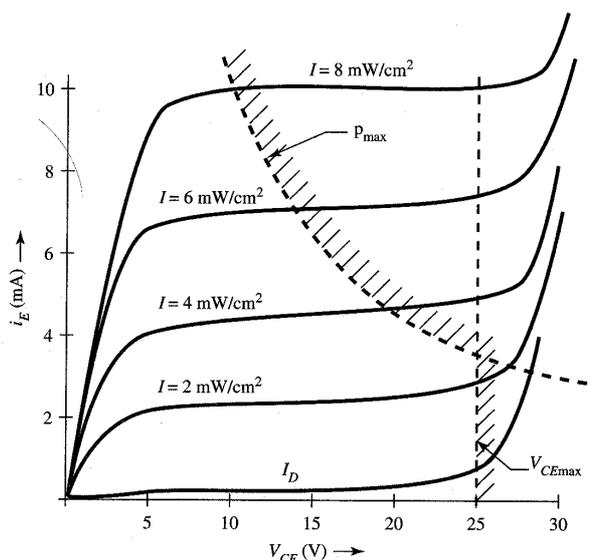


Fig. B.4.41: Curvas características del fototransistor.

Como en un fotodiodo, la corriente de oscuridad es el principal factor que limita la sensibilidad de la detección. La corriente de oscuridad es función de la temperatura ambiente y de las condiciones de funcionamiento. La corriente de oscuridad se incrementa en un factor 10 por cada  $20^\circ\text{C}$  de incremento de la temperatura ambiente. También es función de la caída de tensión colector - emisor.

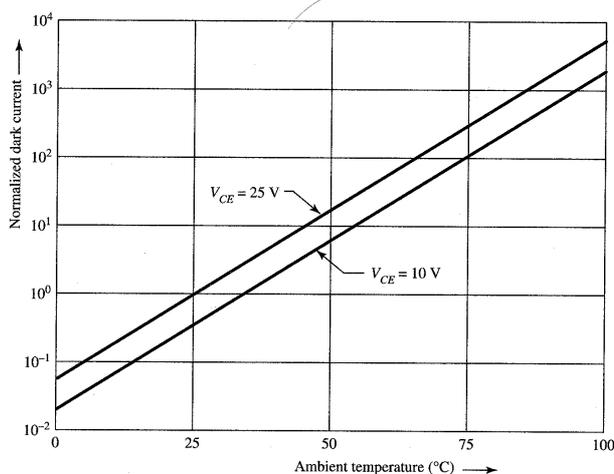


Fig. B.4.42: Curvas de corriente de oscuridad del fototransistor.

Tal y como hemos visto con anterioridad, el tiempo de subida en un fotodiodo es bastante pequeño siendo una transición rápida. En el caso de un fototransistor, el tiempo de subida es mayor ya que se ve afectado por las capacidades de las uniones base-emisor y base-

colector y por los tiempos de vida media de los portadores en la zona de agotamiento de la unión del transistor. Un valor típico es del orden de pocos microsegundos. Además, debido a la capacidad de la unión los tiempos de subida y de bajada dependen de la resistencia de carga. Cuanto mayor es la resistencia de carga, mayor es el tiempo de subida y menor el ancho de banda del dispositivo.

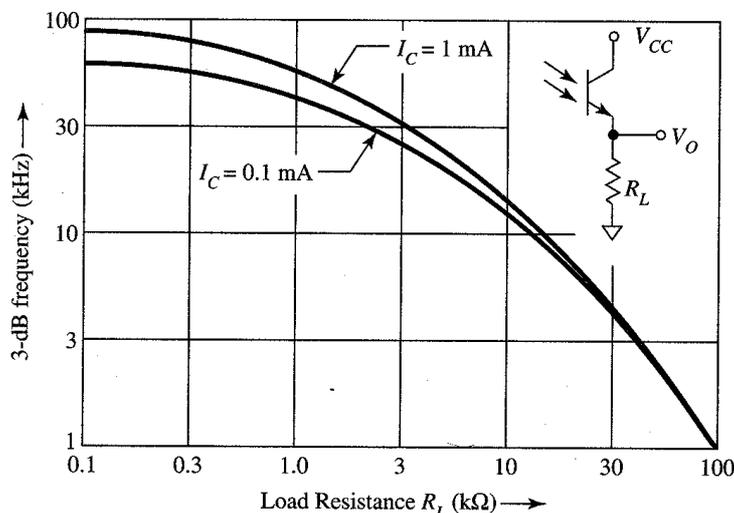


Fig. B.4.43: Curva típica del fototransistor de frecuencia de corte frente a resistencia de carga.

Como la ganancia del fototransistor es proporcional al valor de la resistencia de carga, no es posible obtener una rápida respuesta y una alta ganancia, por lo que habría que buscar una solución de compromiso. Sin embargo, el problema puede ser solucionado utilizando un transistor en configuración de base común, que presenta una impedancia de entrada muy baja.

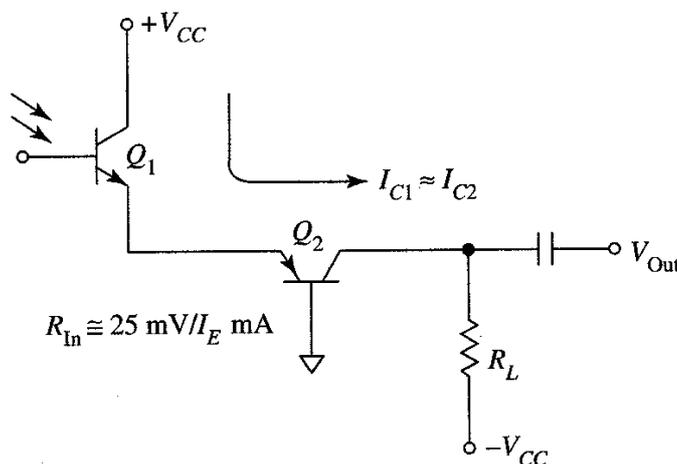


Fig. B.4.44: Circuito con fototransistor para funcionamiento a alta frecuencia.

La respuesta espectral de un fototransistor de Si cubre desde el rango de la luz visible hasta el infrarrojo como se muestra en la siguiente figura:

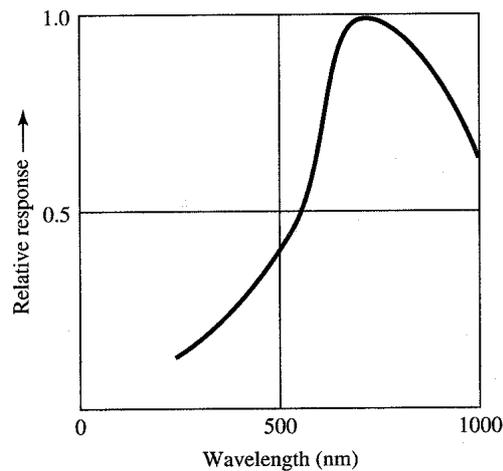


Fig. B.4.45: Respuesta espectral típica de un fototransistor de silicio.

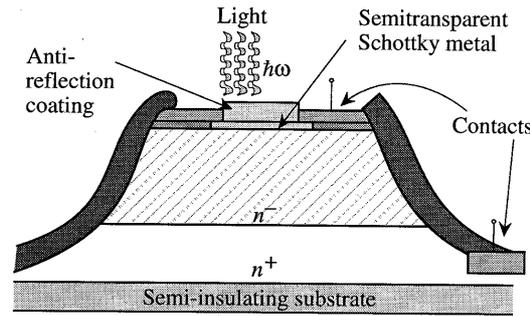
### B.4.9. Detectores metal - semiconductor

Estos fotodetectores se basan en el principio de los diodos Schottky. Su ventaja principal es que es un dispositivo de portadores mayoritarios por lo que no sufre retrasos debidos al tiempo de vida de los portadores minoritarios.

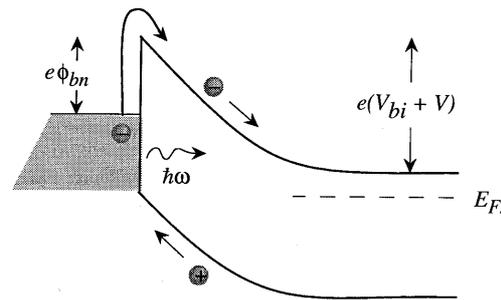
Existen dos configuraciones. La primera es una estructura de mesa con una capa  $n^+$  sobre un substrato semiaislante. La capa activa que absorbe la luz está ligeramente dopada ( $N_d \sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) y se deposita sobre ella una fina capa de metal semitransparente. La película de metal es lo suficientemente gruesa para que se forme la barrera Schottky (de  $300 \text{Å}$  a  $400 \text{Å}$ ) pero lo suficientemente delgada para que la atraviese la luz. Se suele aplicar material dieléctrico antireflectante y el área del dispositivo se mantiene pequeña (del orden de  $10^{-5} \text{cm}^2$ ) para una mejor absorción de la luz.

En la siguiente figura también se muestra el diagrama de bandas del dispositivo donde se puede observar la altura de la barrera Schottky  $e \cdot \phi_{bn}$  y la caída de potencial a lo largo de la barrera. Cuando incide la luz sobre el diodo, éste puede responder de dos formas:

- i)  $\hbar \cdot \omega > e \cdot \phi_{bn}$ . En este caso los electrones excitados pueden saltar la barrera Schottky. Como consecuencia, aparecerá una fotocorriente que fluirá por el dispositivo. Esta corriente se sumará a la corriente de oscuridad en el diodo en polarización inversa.
- ii)  $\hbar \cdot \omega > E_g$ . En este caso se producirán pares electrón - hueco en el semiconductor. Como sucedía en el caso del fotodiodo, los portadores generados en la zona de agotamiento serán arrastrados fuera de dicha zona produciendo la corriente fotónica.



(a)



(b)

Fig. B.4.46: a) Esquema de un detector de barrera de tipo Schottky, b) perfil de las bandas de energía del detector.

En dispositivos de alta velocidad la zona de agotamiento sólo mide unas pocas micras con lo que se obtienen altas velocidades (hasta 150GHz).

Otro tipo de detector basado en una unión metal-semiconductor es el metal-semiconductor-metal (MSM) en el que hay dos barreras Schottky cercanas la una a la otra. En la práctica se utiliza una estructura interdigitada como la mostrada en la siguiente figura. Tanto los electodos como la región fotosensible están sobre la misma cara del semiconductor, por lo que a esta estructura se la llama planar. A los contactos metálicos planos se les llama "dedos" (fingers).

La distancia entre los "dedos" es pequeña (del orden de 1µm a 5µm) por lo que al aplicar una tensión de polarización entre los contactos, toda la región entre los dos "dedos" constituye una zona de agotamiento en la que hay presente un campo eléctrico relativamente alto. Un fotón absorbido en la zona entre los "dedos" crea un par electrón-hueco, siendo cada uno de estos portadores arrastrado en un sentido diferente por el campo eléctrico y dando lugar a una corriente.

Si en ausencia de luz se aplica una tensión de polarización a través de los "dedos", una unión estará inversamente polarizada y la otra directamente polarizada. Sin embargo, como todo el semiconductor forma una zona de agotamiento, la corriente en la unión polarizada directamente no es la alta corriente de electrones de una unión polarizada directamente. En su lugar tenemos una corriente debida a los huecos inyectados desde el metal sobre la barrera  $e\phi_{bp}$  (Fig. B.4.47b). Como consecuencia la corriente de oscuridad del dispositivo es el resultado de las corrientes de saturación de electrones y huecos, cuya densidad de corriente será:

$$J = A_n^* \cdot T^2 \cdot e^{-e\phi_{bn}/k_B \cdot T} + A_p^* \cdot T^2 \cdot e^{-e\phi_{bp}/k_B \cdot T} \quad (\text{B.4.102})$$

donde  $A_n^*$  y  $A_p^*$  son las constantes de Richardson efectivas para el electrón y el hueco. La densidad de corriente de oscuridad es normalmente mayor que la de los diodos p-i-n. Sin embargo, se pueden conseguir valores suficientemente bajos para la mayor parte de aplicaciones.

La ventaja de los detectores MSM es que presentan una ganancia interna incluso para bajos valores de la tensión de polarización, valores para los que el proceso de ionización por impacto no puede tener lugar. Se han fabricado tanto en sistemas de GaAs como InGaAs por lo que son aplicables tanto a redes locales como a comunicaciones a larga distancia.

Otra ventaja de este tipo de fotodetector es que su estructura planar da lugar a una baja capacidad parásita de forma que es posible obtener un mayor ancho de banda (300GHz). Debido también a su estructura planar su fabricación es más fácil.

Un inconveniente que presenta es su relativamente baja responsividad, que varía entre 0,4 y 0,7A/W. El estudio de los fotodetectores MSM continua en la actualidad estando en desarrollo todavía, por lo que se espera que un gran número de estos dispositivos compitan en el mercado en un futuro próximo.

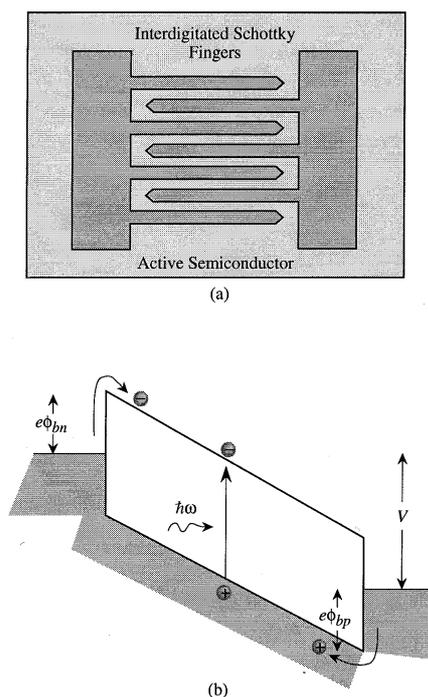


Fig. B.4.47: a) Esquema del detector MSM utilizando "dedos" entrelazados Schottky, b) perfil de bandas del fotodiodo MSM polarizado.

### B.4.10. El amplificador receptor

Hasta ahora sólo hemos hablado de detectores pero también es importante tener en cuenta los amplificadores necesarios a continuación de la detección para procesar adecuadamente la información. La fotocorriente suele ser muy pequeña y tiene que ser

amplificada. Para diodos p-i-n es imprescindible la amplificación ya que el dispositivo no presenta ganancia. Para sensibilidades altas, la ganancia interna puede ser proporcionada por un fototransistor, fotoconductor n-i-n o un APD.

Los detectores p-i-n y APD son los detectores más utilizados en aplicaciones en que se requieren altas velocidades y alta sensibilidad. El detector p-i-n está basado en materiales de gap directo para tener una zona de absorción corta y alta velocidad y los APD están fabricados de Si, Ge y semiconductores compuestos como el InGaAs. En un APD es necesario mantener estables los valores de tensión y temperatura lo que hace que el sistema sea más caro y menos fiable (especialmente si éste está situado en una región de difícil acceso). Por esta razón por ejemplo, se utilizan fotodiodos p-i-n en lugar de APDs en comunicaciones ópticas a larga distancia bajo el mar.

El esquema general de un sistema receptor se muestra en la siguiente figura. La amplificación es proporcionada por un transistor que puede ser un transistor de efecto de campo o un transistor bipolar. La elección del transistor es muy importante en el diseño del receptor, el cual queremos que tenga una alta ganancia y un bajo nivel de ruido. Es por ello que se suele utilizar un transistor de efecto de campo (FET) en el sistema preamplificador receptor pues ofrece un menor nivel de ruido, además de poder trabajar hasta muy altas frecuencias. Los avances en tecnología FET han venido por la utilización de semiconductores compuestos y por el empleo de dispositivos basados en el uso de heteroestructuras como los MODFET. También los recientes avances en tecnología HBT están siendo explotados para su utilización en un sistema receptor integrado HBT-detector.

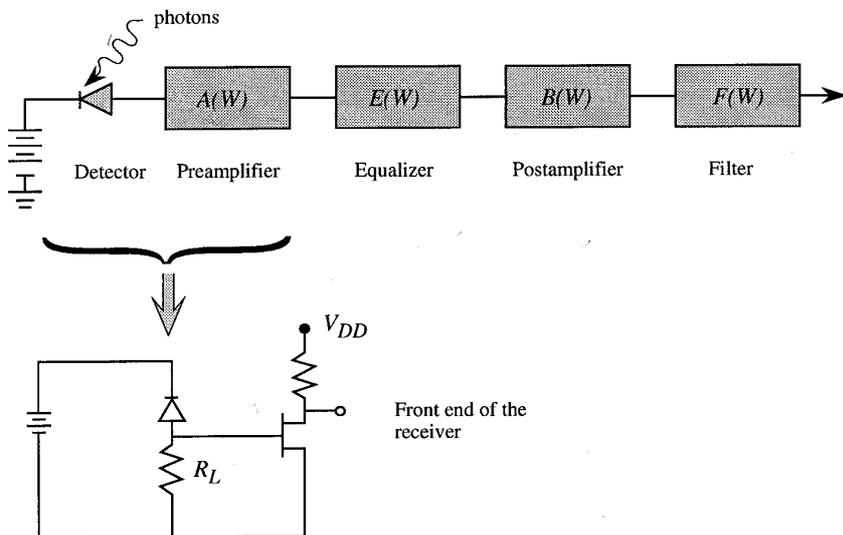


Fig. B.4.48: Esquema de un sistema receptor de señal óptica. La etapa de entrada está detallada.

Después del preamplificador existirá un ecualizador que le dará al pulso de nuevo su forma original (pues éste es normalmente distorsionado en el proceso de detección) y a continuación el postamplificador amplificará el pulso hasta el nivel deseado. Por último un filtro limitará el ancho de banda del sistema receptor al valor elegido.

Además del ruido del propio detector, existen otras fuentes de ruido que limitan las prestaciones del sistema receptor. Estas incluyen el ruido en la resistencia de carga  $R_L$  y el ruido en el canal del transistor. A bajas frecuencias (aprox. 500MHz) el ruido dominante es el de la resistencia de carga. A frecuencias mayores el ruido predominante es el del canal del transistor.

### B.4.11. Dispositivos de carga acoplada (CCD)

La tecnología CCD se basa en la necesidad de tener que detectar toda una imagen y por tanto utilizar muchos detectores formando una matriz que transfieren su información a una memoria. Esta tecnología ha reemplazado los tubos de vacío por circuitos integrados que producen imágenes de alta resolución. En la actualidad existen CCDs de hasta 2 millones de pixels.

El elemento principal de la tecnología CCD es la capacidad que aparece en uniones metal - aislante - semiconductor (MIS) o metal - óxido - semiconductor. En un condensador MOS si le aplicamos tensión positiva con respecto al metal (para un semiconductor de Si de tipo p; negativa para Si de tipo n) a la puerta para generar un zona de agotamiento en el semiconductor, aparece un pozo de potencial bajo la puerta donde pueden quedar atrapados los electrones.

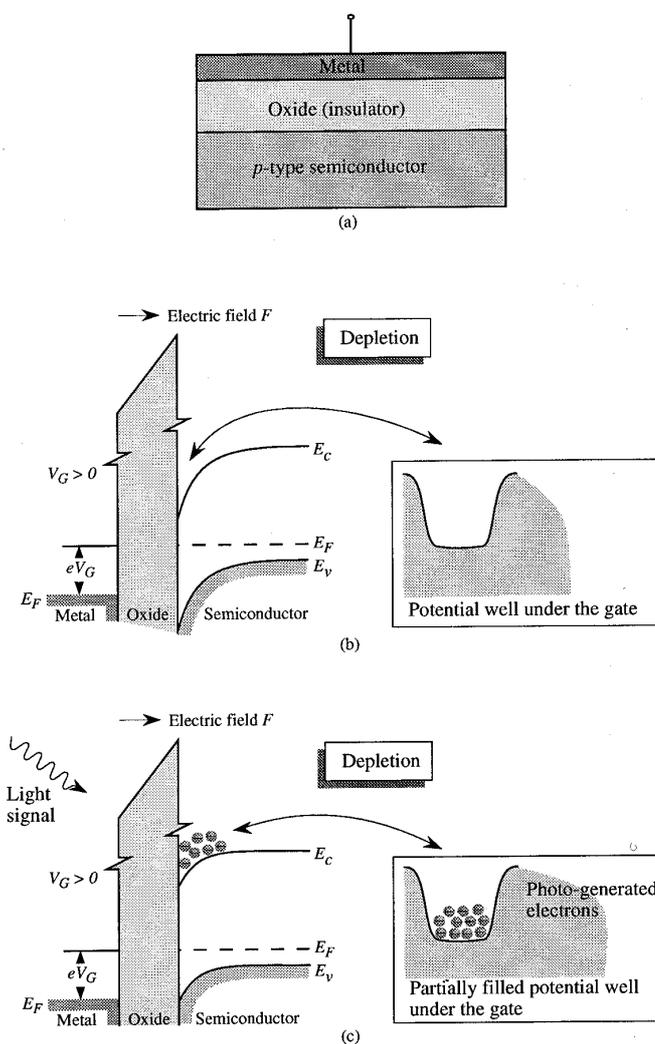


Fig. B.4.49: a) Condensador MOS, b) perfil de banda de un condensador MOS con polarización positiva y sin luz, c) efecto de una señal óptica, i.e. acumular electrones en el pozo de potencial.

Cuando incide una señal óptica en el condensador MOS, se crean pares electrón-hueco como en cualquier otro semiconductor y los electrones caen en el pozo de potencial. Los huecos generados son arrastrados lejos de la unión óxido - semiconductor debido a la

presencia del campo eléctrico. La carga de los electrones almacenados en el pozo es proporcional a la luz incidente y por tanto da información del nivel de gris de la imagen.

En una CCD se conecta una matriz de condensadores MOS, como se muestra en la siguiente figura y se expone dicha matriz a una imagen durante un cierto tiempo, para a continuación transferir las cargas producidas en cada condensador MOS a una memoria. Para ello hay que cambiar los potenciales aplicados a la puerta en una secuencia de reloj. En la figura tenemos representado el caso en que en la zona intermedia  $V_2$  tenemos un exceso de electrones bajo la puerta. Si la tensión  $V_3$  en la siguiente puerta se incrementa a un valor mayor que  $V_2$  (por ejemplo  $V_1=5V$ ;  $V_2=10V$ , y  $V_3=15V$ ), la barrera para la carga de electrones de la derecha desaparecerá y los electrones caerán en el pozo de potencial de la tercera capacidad MOS. En consecuencia, se tiene una transferencia de carga. Esta secuencia de paquetes de carga crea una señal eléctrica que puede ser almacenada en una memoria para ser rellamada más tarde si fuera necesario.

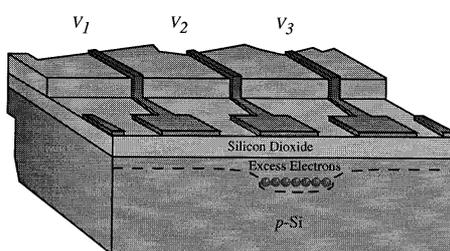


Fig. B.4.50: Matriz de condensadores MIS (metal-insulator-semiconductor) donde aplicando una tensión apropiada a cada condensador, podemos transferir la información de cada condensador hacia el exterior.

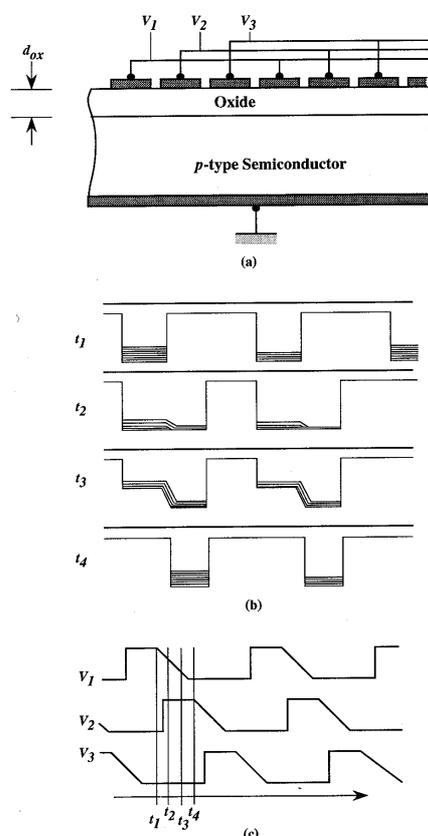


Fig. B.4.51: a) Matriz CCD donde cada condensador está conectado a su tercer vecino, b) evolución de la carga del condensador dependiendo de la secuencia de tensión aplicada mostrada en c).

### B.4.12. Detectores avanzados

Los aspectos más importantes a tener en cuenta en un detector son:

- i) la capacidad de sintonizarlos
- ii) velocidad
- iii) integración

El primero de los aspectos, la posibilidad de sintonizar un detector se puede realizar utilizando distintos materiales con diferentes gaps energéticos que permiten detectar fotones de diferentes energías. En la actualidad lo más problemático es la detección de longitudes de onda largas. Estas longitudes de onda son importantes en la visión nocturna, la visión térmica (médica) y visión a través de la niebla. Para estas técnicas se utilizan materiales de gap estrecho como las aleaciones de HgCdTe o InAsSb. Estos materiales no son muy duros y por tanto más propensos a defectos y de difícil procesado. En la actualidad también se están estudiando estructuras avanzadas de pozos cuánticos.

La velocidad de los detectores está controlada por la constante de tiempo RC y por el tiempo de tránsito de los portadores. Por tanto el diseño de la velocidad del dispositivo se hace empleando las mismas ya conocidas técnicas aplicadas a semiconductores. Los dispositivos se hacen lo más pequeños posibles y para materiales como el InGaAs se consiguen anchos de banda de hasta 150MHz. Para alta velocidad e integración se utilizan los diodos Schottky con los que se ha llegado a alcanzar anchos de banda de hasta 150GHz.

En la actualidad se está investigando en integrar transistores a los detectores para obtener mejores ganancias, pero las técnicas actuales aún no producen resultados lo suficientemente satisfactorios, ya que las estructuras híbridas aún son superiores a los integrados optoelectrónicos.