LECCIÓN 12
FOTODETECTORES

1.-INTRODUCCIÓN

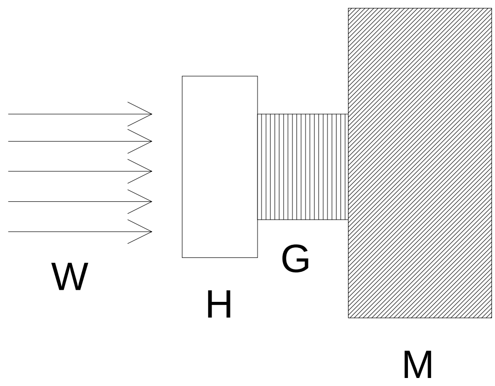
Se llama fotodetector a cualquier dispositivo que responde con una señal eléctrica frente al estímulo de una señal luminosa. Los fotodetectores se clasifican en dos grandes grupos:

-Fotodetectores térmicos: la absorción de luz origina un aumento de temperatura que, a su vez, da lugar a la variación de algún otro parámetro que origina la señal eléctrica. Dichos detectores responden a la cantidad total de energía luminosa que incide por unidad de tiempo (siempre que el material absorba todas las radiaciones con igual eficacia).

- Fotodetectores fotónicos: la absorción de cada fotón da lugar a algún tipo de suceso cuántico que origina una señal eléctrica proporcional al número de fotones incidentes por unidad de tiempo, independientemente de su energía. Dado que la mayor parte de estos sucesos cuánticos tienen un umbral de energía E_0, este tipo de detectores no responden para longitudes de onda mayores que $\lambda_0=h\nu/E_0$. La expresión práctica sería: $\lambda_0(\mu m)=1.2398/E_0(eV)$.

2.- FOTODETECTORES TÉRMICOS

La figura muestra el esquema de un detector térmico. Consta de un elemento sensible S con capacidad térmica H, en contacto (a través de un enlace térmico de conductancia térmica G) con una masa térmica M que se mantiene a una temperatura constante. Si el elemento sensible recibe un flujo energético W, la energía absorbida en un intervalo de tiempo dt será Wdt lo que dará lugar a un incremeto de temperatura ΔT. El calor transmitido a la masa térmica será $G\Delta Tdt$. La variación de temperatura ΔT vendrá dada por la ecuación:



$$Hd(\Delta T)=Wdt - G\Delta Tdt$$

$$H\frac{d(\Delta T)}{dt}+G\Delta T=W$$

Si suponemos una excitación luminosa con variación armónica $W=W_0e^{i\omega t}$, y buscamos soluciones del mismo tipo $\Delta T=\Delta T_0e^{i\omega t}$:

$$Hi\omega\Delta T_0+G\Delta T_0=W_0$$

$$\Delta T_0=\frac{W_0}{i\omega H+G}=\frac{W_0}{G(1+i\omega\tau)}$$

donde τ_0=H/G es el tiempo de respuesta del detector. La sensibilidad del detector será mayor cuanto menor sea la conductancia del enlace térmico, pero ello conduce a tiempos de respuesta muy largos. Por otra parte, es fácil ver que si se excita con una señal cuadrada de amplitud W0, el transitorio de subida viene dado por

$$\Delta T(t) = \frac{W_0}{G}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$$

y el de bajada:

$$\Delta T(t) = \frac{W_0}{G} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

El límite de sensibilidad de estos detectores viene dado por las fluctuaciones de temperatura, determinadas por las fluctuaciones de flujo a través del enlace térmico.

Según el parámetro físico que varía como consecuencia del calentamiento del elemento sensible, existen varios tipos de detectores térmicos:

- **Termopar**: el elemento sensible está en contacto con el extremo caliente de un termopar.
- **Bolómetro**: el elemento sensible es una capa conductora cuya resistencia varía con la temperatura.
- **Golay** o detector neumático: el elemento sensible calienta un gas en un recinto y las variaciones de presión del gas originan el desplazamiento de una membrana. Dicho desplazamiento será proporcional al flujo luminoso.
- **Piroeléctricos**: el elemento sensible es un cristal ferroeléctrico cuyo calentamiento hace variar su polarización espontánea provocando una pequeña corriente a través de una resistencia.

3.- FOTOCONDUCTORES

3.1.- FOTOCONDUCTIVIDAD

Se llama efecto de conductividad el cambio de conductividad que se produce en un semiconductor como consecuencia de la presencia de portadores fuera de equilibrio, excitados por la absorción de luz por parte del semiconductor. Nos referiremos aquí únicamente a la fotoconductividad debida a la absorción intrínseca de luz. Supongamos que se trata de un semiconductor de tipo n. La conductividad en presencia de una excitación luminosa que da lugar a concentraciones de electrones y huecos fuera de equilibrio Δn y Δp será:

$$\sigma = e\mu_e(n_0 + \Delta n) + e\mu_e \Delta p = \sigma_0 + \Delta\sigma$$
$$\Delta\sigma = e\mu_e \Delta n + e\mu_e \Delta p = e(\mu_e + e\mu_e)\Delta n$$

donde hamos supuesto Δn = Δp. Si suponemos que la iluminación es uniforme (coeficiente de absorción muy bajo) y que el nivel de excitación no es muy alta, de manera que la recombinación de portadores se mantiene en el régimen lineal, la ecuación de continuidad permite calcular la concentración de equilibrio en función de la tasa de generación G y el tiempo de vida de los portadores fotoexcitados τ. Si llamamos Φ_0 al flujo luminoso en el semiconductor (en fotones por unidad de tiempo y unidad de superficie) y α al coeficiente de absorción, la tasa de generación será G= $\Phi_0\ \alpha$, por lo que podemos escribir la ecuación de continuidad como:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \Phi_0 \alpha - \frac{\Delta n}{\tau}$$

cuya solución, suponiendo que el flujo luminoso empieza en el instante t=0 es

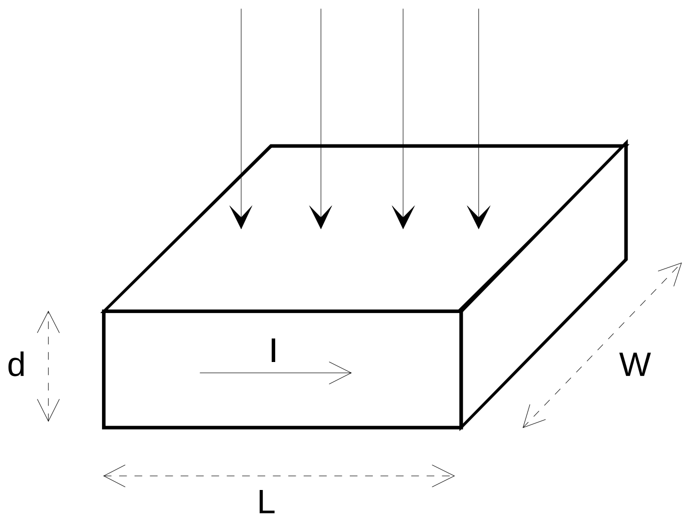
$$\Delta n(t) = \Phi_0 \alpha \tau (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

En el rágimen estacionario, $\Delta n = \Phi_0 \alpha \tau$, por lo que podemos expresar la fotoconductividad como:

$$\Delta\sigma = e(\mu_e + e\mu_e)\Delta n = e(\mu_e + e\mu_e)G\tau = e(\mu_e + e\mu_e)\Phi_0 \alpha\tau$$

lo que indica que la fotoconductividad para coeficientes de absorción bajos es proporcional al coeficiente de absorción y al flujo luminoso incidente.

3.2.- FOTOCORRIENTE Y GANANCIA DE UN FOTOCONDUCTOR



Supongamos que la muestra tiene las dimensiones indicadas en la figura y está sometida a una diferencia de potencial V, que fluye en la dirección de la dimensión L. El flujo luminoso incide en la dirección de la dimensión d.

Llamamos **fotocorriente** al cambio (incremento) de la corriente debido a la fotoconductividad. Si llamamos $\Delta\Sigma$ al incremento de conductancia de la muestra, la fotocorriente será:

$$I_F = V\Delta\Sigma = V\Delta\sigma \frac{dW}{L} = V\frac{dW}{L} e(\mu_e + \mu_e)\Phi_0 \alpha\tau$$

Definimos la corriente primeria I_P como la corriente generada por un flujo de electrones igual al flujo de fotones absorbido por la muestra, $I_P = e\Phi_0 \alpha dWL$. Teniendo en cuenta que el campo eléctrico es E=V/L, obtenemos

$$I_F = I_P \frac{E(\mu_e + \mu_e)\tau}{L} = I_P \frac{\tau}{\frac{L}{E(\mu_e + \mu_e)}} = I_P \frac{\tau}{\tau_t}$$

donde τ_t es el tiempo de tránsito (tiempo que tardan los portadores en recorrer la distancia L). A la relación entre el tiempo de vida medio y el tiempo de tránsito (τ/τ_t) se le llama ganancia del fotoconductor.

3.3.- RESPUESTA TEMPORAL DE FOTOCONDUCTIVIDAD

Si suponemos una excitación luminosa con variación armónica $\Phi(t)= \Phi_0+ \Phi_1 e^{i\omega t}$, y buscamos soluciones del mismo tipo $\Delta n= \Delta n_0+\Delta n_1 e^{i\omega t}$:

$$Di\omega\Delta n_1 - \frac{\Delta n_0 + \Delta n_1 e^{i\omega t}}{\tau} = \left(\Phi_0 + \Phi_1 e^{i\omega t}\right)\alpha$$

$$\Delta n_0 = \Phi_0 \alpha\tau \qquad \Delta n_1 = \frac{\Phi_1 \alpha\tau}{i\omega\tau + 1}$$

La respuesta de fotoconductividad será

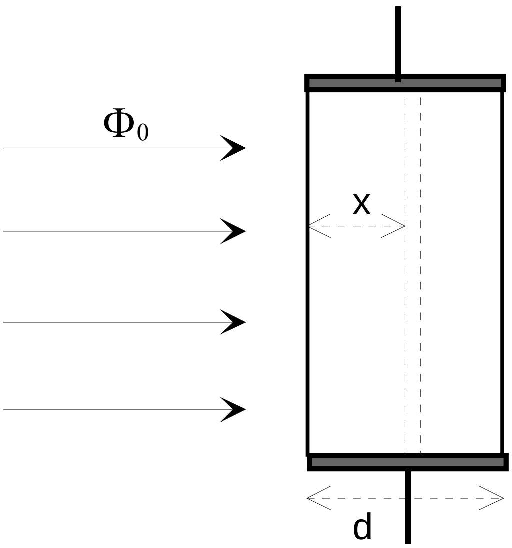
$$\Delta\sigma = e(\mu_e + e\mu_e)\left(\Phi_0 \alpha\tau + \frac{\Phi_1 \alpha\tau}{i\omega\tau + 1} e^{i\omega t} \right)$$

La fotocorriente solo reproducirá fielmente la señal de excitación para frecuencias más pequeñas que la inversa del tiempo de vida.

3.4.- RESPUESTA ESPECTRAL DE UN FOTOCONDUCTOR

Si la muestra es gruesa, el coeficiente de absorción grande o, siendo la absorción baja, existe una fuerte recombinación superficial, el cambio de conductancia de la muestra debe obtenerse a partir de la ecuación de difusión. Consideremos una muestra con la geometría de la figura 1. Si llamamos R a la reflectividad de la muestra, el flujo luminoso a una profundidad x vendrá dado por:

$$\Phi(x) = \Phi_0 (1 - R) e^{-\alpha x}$$



Dado que la concentración de portadores no será constante, para calcular el cambio de conductancia de la muestra, debemos calcular el cambio de conductancia del elemento de grosor dx, e integrar para todo el grosor de la muestra:

$$\Delta\sigma = \int_0^d e(\mu_e + e\mu_e)\frac{a}{l}\Delta n(x)dx$$

donde l es la longitud de la muestra y a su anchura. Para calcular Δn resolveremos la ecuación de difusión, suponiendo que en las superficies de la muestra la velocidad de recombinación superficial es nula (lo que fija las condiciones de contorno para la ecuación de difusión). La ecuación de difusión unipolar será:

$$D\frac{d^2\Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau} = -\Phi_0 \alpha(1-R)e^{-\alpha x}$$

La solución general de dicha ecuación será la suma de la solución general de la ecuación homogénea mas una solución particular:

$$\Delta n = Ae^{\frac{x}{L}} + Be^{-\frac{x}{L}} + C_0 e^{-\alpha x}$$

el coeficiente C_0 se calcula fácilmente sustituyendo la solución particular en la ecuación de difusión:

$$D\alpha^2 C_0 e^{-\alpha x} - \frac{C_0 e^{-\alpha x}}{\tau} = -\Phi_0 \alpha (1-R) e^{-\alpha x} \qquad C_0 = -\frac{\Phi_0 \alpha (1-R)\tau}{\alpha^2 L^2 - 1}$$

la solución general para Δn y su derivada respecto a x quedan:

$$\Delta n = Ae^{\frac{x}{L}} + Be^{-\frac{x}{L}} - \frac{\Phi_0 \alpha (1-R)\tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha x} \qquad \frac{d\Delta n}{dx} = \frac{A}{L} e^{\frac{x}{L}} - \frac{B}{L} e^{-\frac{x}{L}} + \frac{\Phi_0 \alpha^2 (1-R)\tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha x}$$

si la velocidad de recombinación superficial es nula en ambas superficies, las condiciones se reducen a anular la derivada para x=0 y x=d.

$$\frac{A}{L} - \frac{B}{L} = -\frac{\Phi_0 \alpha^2 (1-R)\tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \qquad \frac{A}{L} e^{\frac{d}{L}} - \frac{B}{L} e^{-\frac{d}{L}} = -\frac{\Phi_0 \alpha^2 (1-R)\tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha d}$$

Se trata de un sistema lineal en A y B, cuya solución es:

$$A = \frac{\Phi_0 (1-R)\alpha^2 L\tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \left(\frac{e^{-\frac{d}{L}} - e^{-\alpha d}}{2Sh\frac{d}{L}} \right) \qquad B = \frac{\Phi_0 (1-R)\alpha^2 L\tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \left(\frac{e^{\frac{d}{L}} - e^{-\alpha d}}{2Sh\frac{d}{L}} \right)$$

Una vez conocidos los coeficientes A y B, se sustituye la expresión de Δn(x) en la solución y se integra:

$$\Delta\sigma = e(\mu_e + \mu_e)\frac{a}{l}\int_0^d \left(Ae^{\frac{x}{L}} + Be^{-\frac{x}{L}} - \frac{\Phi_0 \alpha (1-R)\tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha x} \right) dx$$

$$\Delta\sigma = e(\mu_e + \mu_e)\frac{a}{l}\left[AL\left(e^{\frac{d}{L}} - 1\right) - BL\left(e^{-\frac{d}{L}} - 1\right) + \frac{\Phi_0 (1-R)\tau}{\alpha^2 L^2 - 1}\left(e^{-\alpha d} - 1\right) \right] =$$

$$= e(\mu_e + \mu_e)\frac{a}{l}\frac{\Phi_0 (1-R)\tau}{\alpha^2 L^2 - 1}\left(\frac{e^{-\frac{d}{L}} - e^{-\alpha d}}{2Sh\frac{d}{L}} \alpha^2 L^2 \left(e^{\frac{d}{L}} - 1\right) - \frac{e^{\frac{d}{L}} - e^{-\alpha d}}{2Sh\frac{d}{L}} \alpha^2 L^2 \left(e^{-\frac{d}{L}} - 1\right) + \left(e^{-\alpha d} - 1\right) \right)$$

Con diferentes condiciones de contorno (en particular, con velocidad de recombinación superficial no nula) se obtienen expresiones más complejas. Si se cumple la condición αL<<1, es decir, si la longitud de difusión es mucho menor que la longitud de penetración, se obtiene:

$$\Delta\sigma = e(\mu_e + \mu_e)\frac{a}{l}\Phi_0 (1-R)\tau(1 - e^{-\alpha d})$$

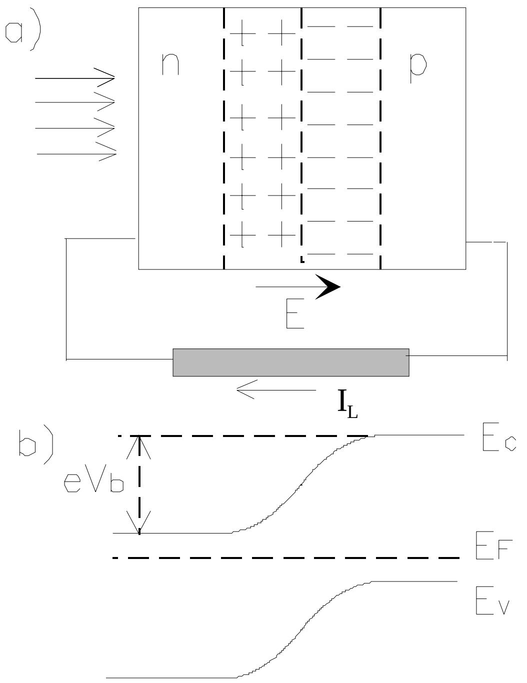
Es decir, el espectro de fotoconductividad es proporcional al número de fotones absorbido por la muestra para cada longitud de onda (es decir, para el valor del coeficiente de absorción correspondiente a esa longitud de onda).

4.- FOTODIODOS

4.1.- EFECTO FOTOVOLTAICO

No existe ninguna diferencia esencial entre la estructura básica de una célula solar y la de un fotodiodo. Desde el punto de vista de la aplicación, la única diferencia está en que en el fotodiodo se busca el máximo de linealidad y el mínimo tiempo de respuesta y ruido mientras que en la célula solar se busca obtener el máximo de energía y rendimiento.

El efecto fotovoltaico se produce en ambos casos al iluminar la barrera de potencial existente entre las zonas p y n. La figura muestra el esquema de banda de una unión p-n bajo iluminación. En ausencia de iluminación, el equilibrio térmico se alcanza mediante intercambio de portadores mayoritarios, lo que conlleva la aparición de una zona de carga de espacio y de un campo eléctrico interno que se opone al movimiento de los portadores mayoritarios. El equilibrio térmico se alcanza cuando la corriente de arrastre originada por el campo de la unión compensa la corriente de difusión. Cuando se ilumina una unión p-n con una radiación de energía superior a la banda prohibida del semiconductor, se rompe el equilibrio térmico. La existencia de una barrera que favorece el movimiento de los portadores minoritarios hace que aquellos portadores minoritarios que lleguen a la barrera sean arrastrados por el campo y generen una corriente $I_L$en el circuito exterior (o una d.d.p. si el dispositivo está en circuito abierto).



El diodo bajo iluminación será pues equivalente a un diodo en paralelo con una fuente de corriente de valor I_L (que dependerá del flujo luminoso incidente y de los parámetros del dispositivo). Si en la oscuridad la característica I(V) del diodo es:

$$I(V) = I_s(e^{\frac{eV}{kT}} 1)$$

bajo la iluminación será

$$I(V) = I_s(e^{\frac{eV}{kT}} - 1) - I_L$$

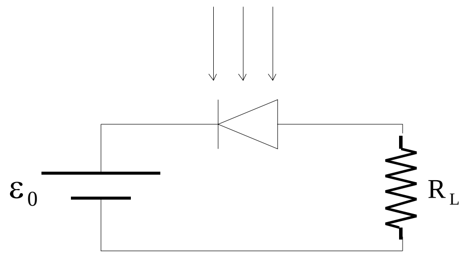
Definimos la intensidad de cortocircuito como

$$I_{CC} = I(0) = -I_L$$

y la tensión de circuito abierto como

$$V_{CA} = V(I = 0) = \frac{kT}{e} \ln(\frac{I_L}{I_s} + 1)$$

La intensidad Icc será en general proporcional al flujo luminoso y dependerá de la superficie del diodo y de su respuesta espectral. Se suelen fabricar dispositivos con una zona n muy delgada (y muy dopada) que apenas contribuye a la fotocorriente. Habrá pues dos contribuciones, la de la zona de agotamiento, de anchura W, y la de la zona P.



Si en el fotodiodo buscamos una respuesta lineal, deberemos trabajar en condiciones de polarización inversa, tal como se muestra en la figura. En esas condiciones la corriente inversa generada por la tensión de polarización sería $-I_S$ y seria despreciable frente a la fotocorriente y, por tanto, la tensión en la resistencia será proporcional a I_L. El diodo se mantendrá en polarización negativa mientras la ddp en la resistencia (I_L R_L) sea inferior a la fuerza electromotriz de la pila ε_0).

4.2- RESPUESTA ESPECTRAL DE UN FOTODIODO

Como hemos señalado, la fotocorriente en un fotodiodo tiene dos contribuciones, la de la zona de agotamiento, de anchura W, y la de la zona P (puede despreciarse la contribución de la zona n por ser esta muy delgada)

En la zona de agotamiento, todos los portadores son generados en la zona del campo y todos contribuyen a la corriente. Si Φ_o es el flujo incidente, el flujo de portadores excitados será igual al flujo de fotones absorbido por la zona de grosor W, y la densidad de corriente asociada será

$$J_W = e\,\Phi_0(1 - R)(1 - e^{-\alpha W})$$

Donde R es la reflectividad del material. Para la zona P, planteando la ecuación de difusión y suponiendo que el grosor del diodo es mucho más grande que la longitud de difusión de los portadores minoritarios L_n (electrones) se obtiene:

$$J_P = e\,\Phi_0(1 - R)\frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} e^{-\alpha W}$$

4.3. RESPUESTA TEMPORAL EN UN FOTODIODO

En la respuesta temporal del fotodiodo, hay que considerar, en primer lugar, la **respuesta intrínseca**, que tiene que ver con los parámetros del material y del dispositivo, y corresponde al tiempo que tarda la fotocorriente en establecerse al iluminar instantáneamente el diodo. Por otra parte, hay que considerar la respuesta **de circuito**, ligada al hecho de que el diodo tiene cierta capacidad y está en un circuito eléctrico que incluye una resistencia de carga.

En la respuesta intrínseca, a su vez, hay que tener en cuenta dos tiempos:

a) **Tiempo de vida medio** de los portadores minoritarios, que determina el establecimiento y desaparición de la concentración de portadores minoritarios en la zona P.

b) **Tiempo de tránsito**, que es el tiempo que tardan los portadores en atravesar la zona de carga de espacio. En una aproximación lineal, y con el diodo en condiciones de polarización inversa, podemos obtener un valor aproximado del campo medio dividiendo la tensión aplicada por la anchura de la zona de agotamiento E=V/W. La velocidad de los portadores será: v =μE, y, por tanto, el tiempo de tránsito será:

$$\tau_t = \frac{W}{v} = \frac{W}{\mu E} = \frac{W^2}{\mu V}$$

En cuanto al **tiempo de circuito**, τ_C , dado que el diodo tiene cierta capacidad, que viene dada por:

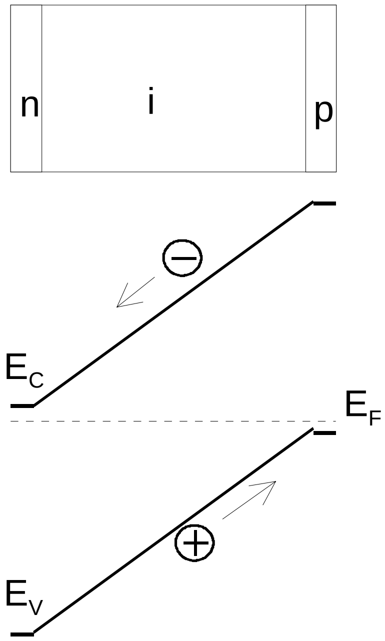
$$C_D = A\sqrt{\frac{e\,\varepsilon\,N_r}{2(V_b+V)}}$$

(donde A es el área del diodo), su tiempo de carga y descarga será idéntico a la de un condensador en serie con la resistencia R_L a la que se conecta el diodo:

$$\tau_C = R_L C_D = R_L\ A\sqrt{\frac{e\,\varepsilon\,N_r}{2(V_b+V)}}$$

(Hay que señalar que tanto el tiempo de tránsito como el de circuito disminuyen al aumentar la tensión de polarización inversa)

4.4.- FOTODIODOS P-I-N



Cuando se busca una respuesta rápida, la solución más conveniente consiste en eliminar la zona neutra, lo que se consigue mediante una estructura p-i-n, en la que, entre dos zonas p y n muy delgadas, se sitúa una zona de semiconductor intrínseco mucho más gruesa. En dicha zona intrínseca habrá un campo uniforme, por no existir carga de espacio. Si el grosor de la zona intrínseca es d, en equilibrio térmico, el campo será, aproximadamente E=Eg/ed. En polarización inversa, el campo será E=V/d.

En una estructura p-i-n en polarización inversa todo par electrón hueco generado es arrastrado por el campo y participa en la fotocorriente, de manera que esta viene dada por:

$$J_W = e\Phi_0(1 - R)(1 - e^{-\alpha d})$$

Por otra parte, la respuesta temporal vendrá determinada solo por los tiempos de tránsito y de circuito.

El **tiempo de tránsito** será $\tau_t = \frac{d}{v} = \frac{d}{\mu E} = \frac{d^2}{\mu V}$, mientras que el **tiempo de circuito** estará determinado por la capacidad dieléctrica del semiconductor $C = \varepsilon\frac{A}{d}$, de manera que:

$$\tau_C = CR_L = \varepsilon\frac{A}{d}R_L$$