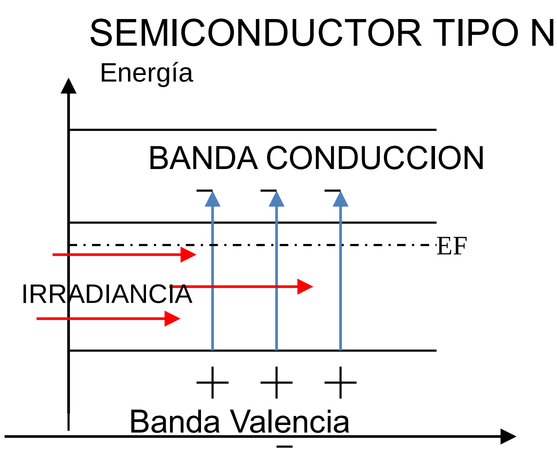
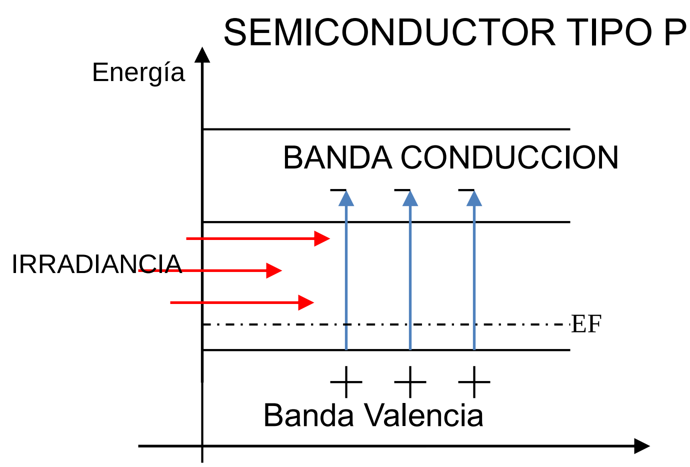
MATERIALES ELECTRICOS

RECEPTORES FOTOELECTRICOS:

1.1 EFECTO FOTOCONDUCTOR/ RESISTORES LDR

Considerando un semiconductor homogéneo. A temperatura ambiente está disponible un cierto número de portadores de conducción, así que en respuesta a una tensión de polarización “V” fluye una pequeña corriente “i” aún sin irradiación (oscuridad o Dark), siendo la resistencia “R” elevada (R dark). La energía de los fotones absorbidos se usa para liberar electrones adicionales, ya sea desde la banda de valencia en SC intrínsecos o de los niveles de dopados en extrínsecos, generando portadores adicionales, con lo que aumentan su conductibilidad (y disminuye su resistencia) justificando la denominación de “Fotoconductor”. Los electrones permanecen en libertad por un tiempo limitado, ya que al cesar la iluminación son recapturados a sus posiciones originales y el material se convierte de nuevo en aislador.





Este efecto encuentra aplicaciones en fotorresistencias de bajo costo- LDR (Light Dependent Resistors)- que pueden trabajar en el UV, VIS e IR. En el VIS se usan mayoritariamente fotoconductores intrínsecos como CdS, en el IR cercano PbS y en el IR medio y lejano se usan foto-semiconductores dopados como el Ge y Si con Au, Zn y Cu.

1.1.1 Expresión para la Fotocorriente:

Consideremos una lámina de SC de dimensiones como en la fig. provista de dos electrodos de longitud “l” separados una distancia “d” entre sí.

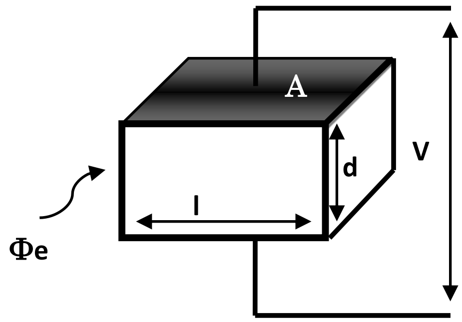


Fig.4 Lámina de semiconductor irradiada.

Cuando la muestra es irradiada con un Φe[W], las concentraciones de portadores se incrementan en Δn y Δp. Por lo tanto se producirá un cambio en la conductividad del material dado por:

$$\Delta\sigma = q(\mu n\,.\Delta n + \mu p\,.\Delta p)$$

Si es g= nº de pares electrón-hueco producidos por m3 y por segundo. Entonces será:

$$\Delta n = g.\tau n$$

$$\Delta p = g.\tau p$$

Con: τn, τp: vida media de electrones y huecos respectivos. Con esto:

$$\Delta\sigma = g\,.q(\mu n\,.\tau n + \mu p\,.\tau p)$$

En general, tanto los electrones como los huecos son móviles y ambos contribuyen a la corriente; pero puede ocurrir que (μn.τn) y (μp.τp) sean de distinto orden de magnitud y la contribución principal al Δσ proviene del portador mayor (μ . τ) – esto es lo que ocurre en muchos fotoconductores.

Suponiendo que un solo tipo de portadores contribuye a la fotocorriente:

$$\Delta\sigma = g\,.q.\,\mu\,.\tau$$

Por lo tanto la fotocorriente para una tensión aplicada V será:

$$iph = \sigma\,.V.\frac{A}{d} = g\,.q\,.\mu\,.\tau\,.A.\frac{V}{d}$$

Asumiendo que el número de pares generados por segundo es proporcional al flujo radiante incidente φe, entonces:

Nº pares generados por seg. = η.φe

Donde:

η= cte. de proporcionalidad que depende de la eficiencia cuántica Q, la longitud de onda λ y la reflectancia de la superficie. Luego el nº de pares generados entre los electrodos es:

$$g = \frac{\eta \, . \, \varphi e}{A \, . \, d}$$

Reemplazando este valor en la ecuación de la corriente fotónica obtenemos:

$$iph = q \, . \eta \, . \varphi e \, . \mu \, . \tau \, . \frac{V}{d^2}$$

Además, podemos expresar al flujo radiante como:

$$\varphi e = Ee \, . \, l \, . \, d$$

Donde Ee=Irradiancia sobre el área l.d.

Por lo tanto resulta:

$$iph = q \, . \eta \, . Ee \, . l . \mu \, . \tau \, . \frac{V}{d} \qquad (1)$$

La ecuación (1) se puede escribir:

$$iph = q \, . \eta' . Ee \, . l . d . G$$

Donde:

$$G = \mu \, . \tau \, . \frac{V}{d^2} = \frac{\tau}{\tau_d}$$

Con τd: tiempo de tránsito de portadores entre electrodos.

Si el número de portadores colectados fuera igual al número de portadores generados por la luz, se esperaría que:

$$iph = q \, . \eta\grave{} \, . Ee \, . l . d$$

Por lo que la cantidad G puede ser llamada factor de ganancia del proceso fotoconductivo: los valores de G observados varían desde G << 1 a G >>1, según de valor de τ .

De la (1) se deduce que se tendrá un dispositivo LDR sensible – iph grande – si el material posee η, μ y τ altos así como aumentando la relación “l/d” tanto como sea posible. Esto se lleva a cabo utilizando una larga y estrecha tira de material, doblándola varias veces para que cubra poca superficie, esta disposición se completa dando a los electrodos forma de peines con las púas intercaladas – interdigitación de electrodos.

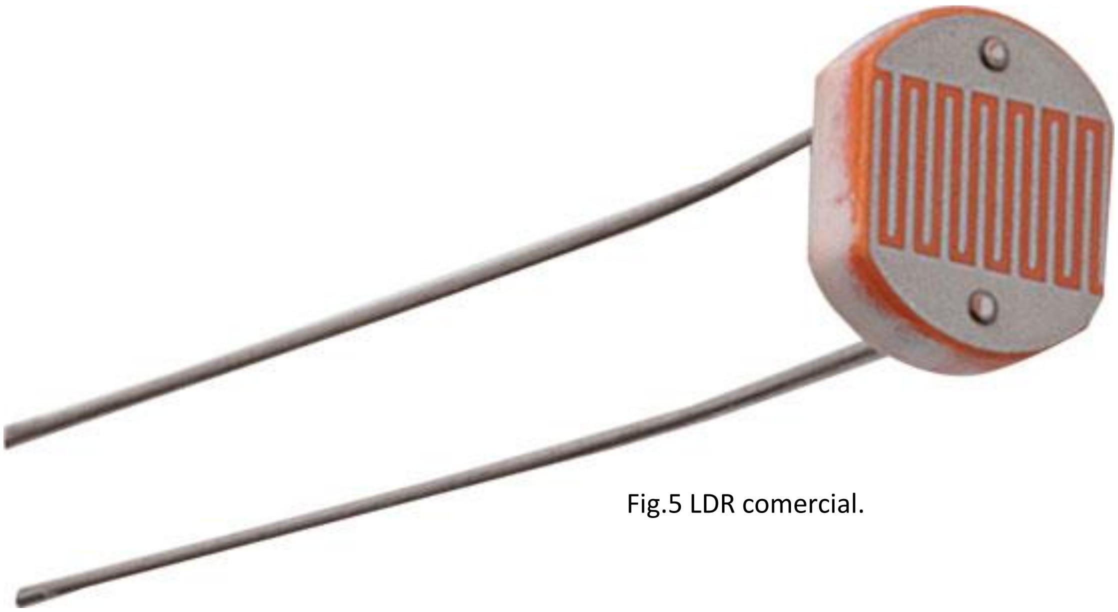


Fig.5 LDR comercial.

2.1.2 Característica Resistencia – Iluminancia

De la ecuación (1) se sigue también que la resistencia R para una iluminancia Ee viene dada por:

$$R = \frac{V}{I} = \frac{d}{q\,.\,\eta\,.\,\mu\,.\,\tau.\,\mathrm{I}}\,.\,E_e^{-1}$$

Donde el tiempo de vida τ, depende de la longitud de onda λ de la radiación incidente, y de Ee:

$$\tau = \tau_o(\lambda).\,E_e^{-\beta}$$

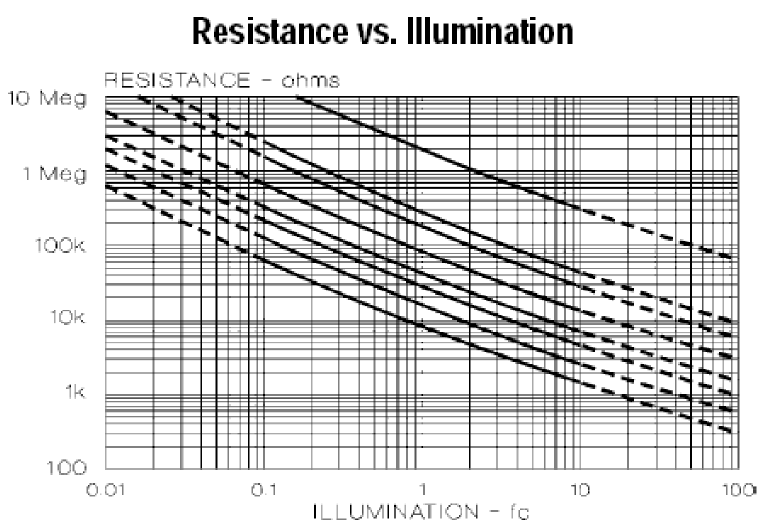
Así, la relación entre el valor de la resistencia R y la irradiancia Ee puede ser expresada con cierta aproximación por:

$$R = C \, . \, E_e^{-\alpha}$$

Con

$$C = \frac{d}{q \, . \, \eta \, . \, \mu \, . \, \tau_o . \, \mathrm{I}}$$

El valor de α depende del material utilizado y del proceso de fabricación. Para sulfuro de cadmio varía en general entre 0.7 y 0.9. En la Fig. 6 se muestra la relación entre la resistencia R y la iluminancia en lux para un resistor LDR típico.



2.1.3 Respuesta espectral

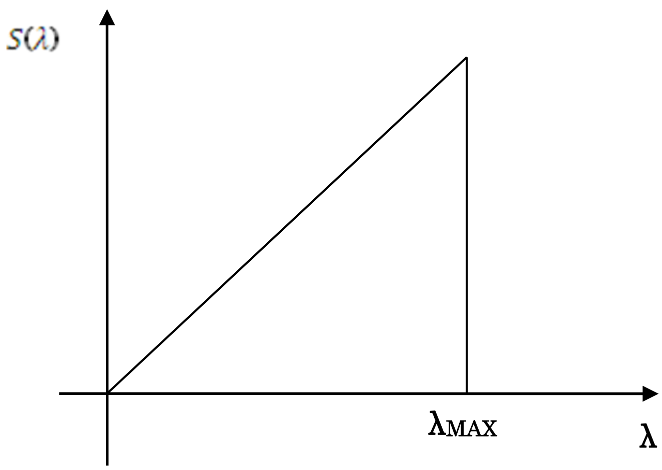
Los resistores LDR producen efecto fotoeléctrico solamente con la radiación incidente de una determinada banda de longitudes de onda. La energía hf de los fotones de radiaciones situadas en el espectro más allá de cierta longitud de onda “umbral” – ó λmax – es menor que el espaciado entre bandas (ó entre el borde de banda y el nivel de dopado) Δw, y por tanto insuficiente para excitar a los electrones y hacer que pasen de la banda de valencia a la de conducción.

Esto lleva a una λmax para cada material, por encima de la cual el efecto no ocurre en ese material:

La energía del fotón $\Delta E = h*f$
H= CTE de Planck 6,62E(-34) [w seg2]
f = Frecuencia en (Hertz) (1/seg)
La velocidad de la luz (3E8[m/seg]) $Co = \lambda * f$ donde
λ es la longitud de onda [m] y f es la frecuencia
Luego λ[um] = (h* Co)/ ΔE
Expresando ΔE en eV electron-volt = 1,6E(-19) Joule
Se tiene que

$$\lambda[um] = 1{,}24/ \Delta E[eV]$$

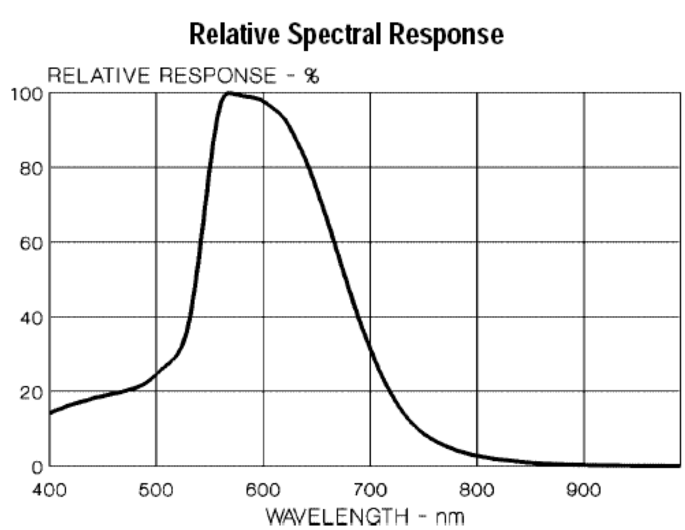
$$\lambda max\ (\mu m) = \frac{1,24}{\Delta w(eV)}$$



La sensibilidad espectral

$$s(\lambda) = \frac{iph(\lambda)}{Ee(\lambda)}$$

Cociente de la fotocorriente iph(λ) generada por una irradiancia Ee(λ) y esta Ee(λ) . Está determinada por las propiedades del material fotosensible, pequeñas variaciones en la composición producen diferentes curvas de s(λ): se dispone asi, con células de CdS y CdSe de una variedad de características espectrales en el visible, con valores máximos de s(λ) en



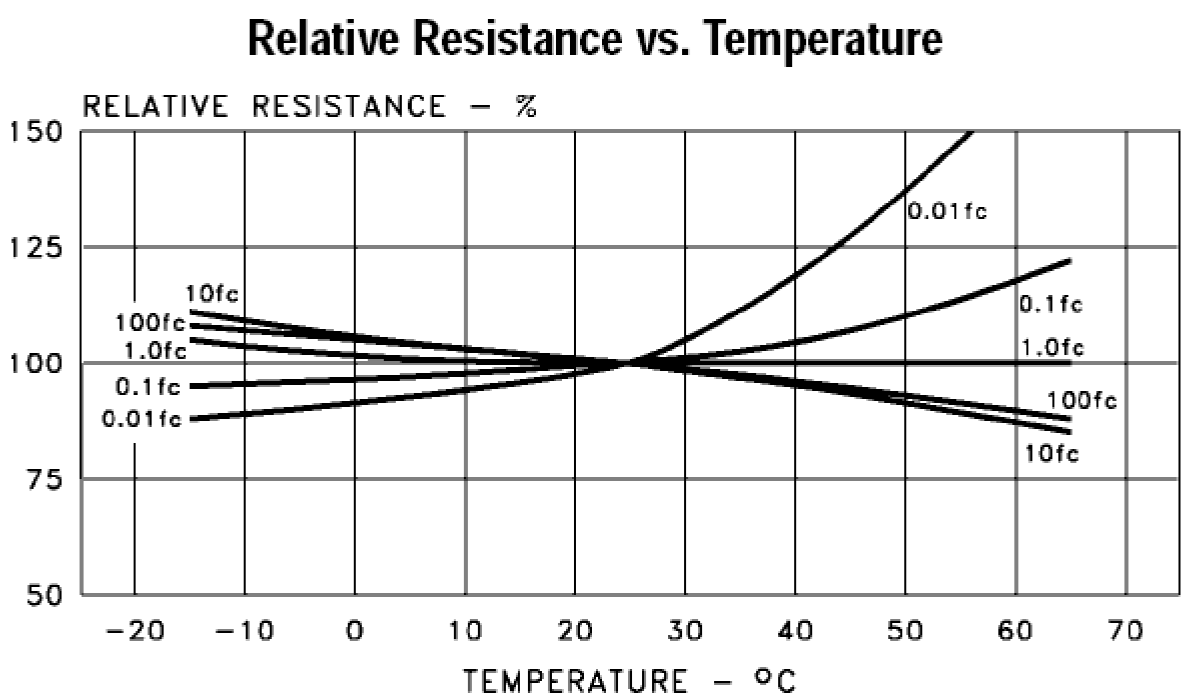
un rango que se extiende aproximadamente entre 515 y 735 nm, como se ve en la Fig.7, donde se representa la sensibilidad espectral relativa $s(\lambda)rel$ en función de la longitud de onda λ.

(es $s(\lambda)rel = s(\lambda) / s(\lambda)max$)

2.1.4 Dependencia de la temperatura.

Otro factor a considerar en la aplicación de fotoconductores es la influencia de la temperatura ambiente.

Como resultado de la agitación térmica, a temperaturas por encima de 0 K algunos electrones pasan de la banda de valencia a la de conducción: así, si se aplica una tensión a un resistor LDR, circulará cierta corriente aunque no esté iluminado; por consiguiente, en oscuridad total a temperaturas normales, el valor de la resistencia no es infinito. La resistencia en la oscuridad aumenta con la temperatura ambiente y puede disminuir enfriando el elemento.



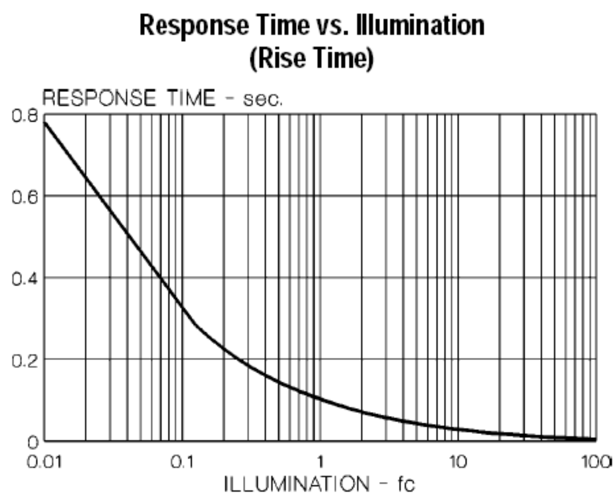
Con niveles prácticos de E el coeficiente de temperatura es muy pequeño y puede ser despreciado.

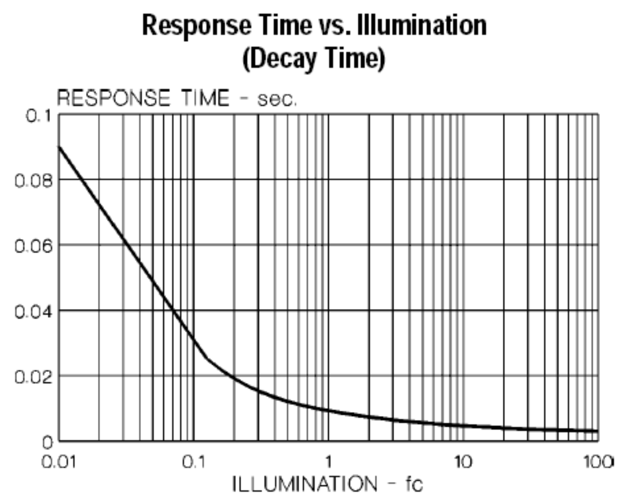
2.1.5 Tiempo de respuesta

El tiempo de respuesta de fotoconductores de CdS y CdSe es una función de la iluminancia, y el tiempo de crecimiento tr(risetime) es diferente del tiempo de caída tf (fall-time).

A bajas iluminancias la respuesta de la célula de CdS es bastante lenta, del orden de décimas de segundos a segundos.

En la Fig.9, se muestra el tr de algunas células de CdS y CdSe cuando se incrementa la iluminancia y en Fig.10, se muestran los correspondientes tf. El intervalo de tiempo se mide desde el cambio inicial hasta el momento en que la respuesta de la célula alcanza el 63% del valor final (tr) o del valor inicial (tf), luego de 5 segundos de adaptación a la oscuridad ó a la luz respectivamente.





2.1.6 Irradiancia previa

La respuesta de estos detectores depende de la historia previa. Luego de un almacenamiento en la oscuridad, la resistencia para una irradiancia dada es menor que luego de la exposición a la radiación. Esto es más pronunciado a bajos niveles de iluminancia y el CdSe es aproximadamente 10 veces más afectada que el CdS. Este afecto se muestra en la Fig.11, donde se gráfica el cociente de la resistencia RL medida después de un almacenamiento “infinito” bajo aproximadamente 300 lx a la resistencia RD después de almacenamiento “infinito” en la oscuridad, como función de la iluminancia. El término “infinito” implica un tiempo suficientemente largo para el detector alcance una condición estable.