

Índice

<i>TEMA 8: El diodo en régimen dinámico</i>	8.1
8.1. INTRODUCCIÓN	8.1
8.2. MODELO DE CONTROL DE CARGA	8.3
8.3. CAPACIDAD DE LA ZONA DIPOLAR	8.12
8.4. ANÁLISIS DEL RÉGIMEN DE PEQUEÑA SEÑAL Y CIRCUITO EQUIVALENTE	8.16

Tema 8

El diodo en régimen dinámico

8.1.- INTRODUCCIÓN

En los tres temas anteriores se ha descrito el funcionamiento del diodo en régimen estacionario, es decir, cuando las tensiones y corrientes aplicadas al dispositivo son constantes en el tiempo, obteniéndose las relaciones fundamentales entre corrientes y tensiones en el diodo (Ecuación de Shockley).

En este tema se abordará el comportamiento del diodo en régimen dinámico, es decir, cuando las tensiones y corrientes aplicadas al dispositivo son función del tiempo t . En tal caso, deja de ser válida la Ecuación de Shockley, ya que la hipótesis

$$\frac{\delta p}{\delta t} = \frac{\delta n}{\delta t} = 0$$

que define el régimen estacionario ya no se cumple, y por lo tanto, tampoco se cumplirán las ecuaciones deducidas a partir de ella. Es decir, en régimen dinámico las relaciones entre corrientes y tensiones no son únicas, sino que dependerán, en cada caso, de cómo se efectúe la transición de un estado a otro.

*Por lo tanto, nuestro primer objetivo será introducir la herramienta matemática que permita abordar todo tipo de problemas en régimen dinámico y que se conoce como **Modelo de Control de Carga**.*

*A continuación se aplicará el modelo de control de carga al estudio del **Régimen de Pequeña Señal** y de la **Conmutación de Diodos** (puesta en conducción y paso al corte), aplicaciones ambas de gran interés no sólo en los diodos sino también en otros dispositivos semiconductores.*

8.2. MODELO DE CONTROL DE CARGA

Tal y como veremos a continuación, existen importantes diferencias entre el comportamiento del diodo en estática y en dinámica.

En efecto, en estática las corrientes de electrones y de huecos tienen como única misión el alimentar los procesos de recombinación de los portadores en exceso en las zonas neutras. Sin embargo, en dinámica, aparecen nuevos términos de corriente cuyo objeto es modificar la carga de minoritarios acumulada en las zonas neutras y la carga espacial de la zona dipolar (Figura 8.1).

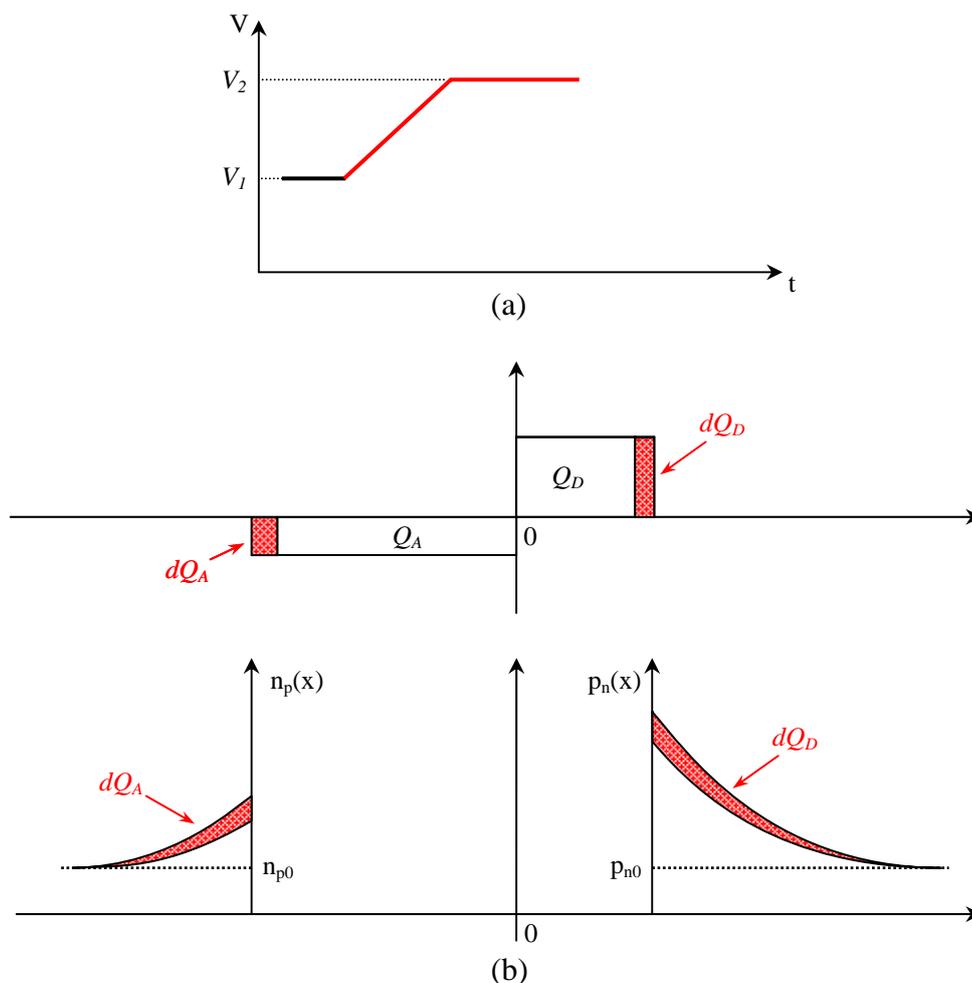


Figura 8.1.- Efectos de la variación de la tensión aplicada a un diodo semiconductor sobre las cargas de minoritarios en exceso acumuladas en el ánodo y el cátodo y sobre la carga de la zona dipolar. (a) Transición de una tensión directa V_1 a un valor superior V_2 . (b) Variaciones de carga en el diodo.

Otra característica de los dispositivos semiconductores operando en régimen dinámico viene determinada por la imposibilidad de aumentar o disminuir bruscamente, en tiempo cero, la carga acumulada en cualquier zona del diodo, ya que estas variaciones exigen movimiento de portadores o procesos de generación-recombinación. Sin embargo, las corrientes en el diodo sí pueden ser modificadas en tiempo cero, dado que la variación de corriente no exige cambios importantes en la carga acumulada, sino solamente en la pendiente de la distribución de portadores (Figura 8.2).

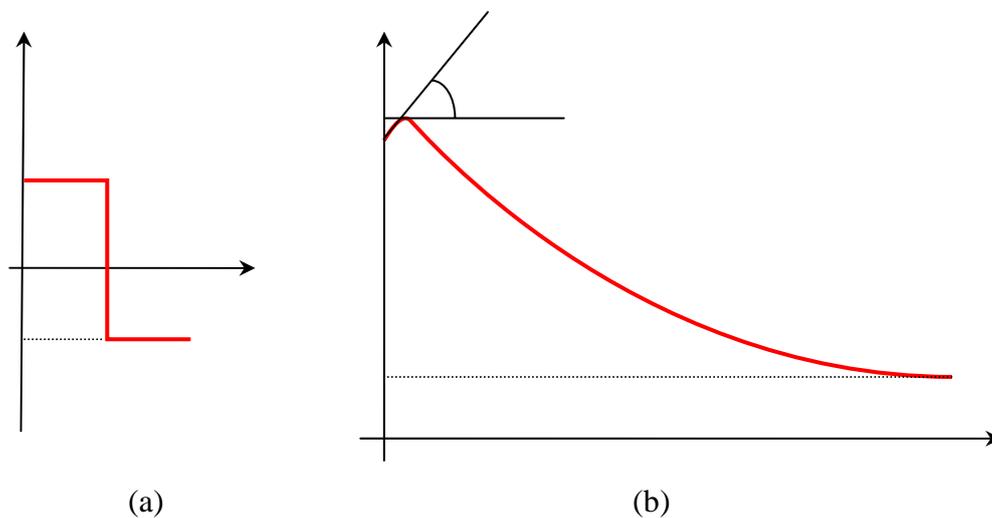


Figura 8.2.- Ilustración de cómo puede producirse una gran variación e incluso cambio de signo en una corriente (en este caso de difusión) variando muy poco la distribución de portadores (b), de manera que las corrientes pueden variar en un tiempo cero (a).

Pues bien, para ver estos efectos y fijar ideas vamos a suponer un diodo asimétrico p⁺n trabajando en principio en estática. Sabemos, por lo deducido en el tema 6, que la Ecuación de Shockley relaciona la corriente que circula por el diodo con la tensión aplicada

$$I_D = I_{SAT} \left(e^{\frac{qV_D}{kT}} - 1 \right) \tag{8.1}$$

$$I_{SAT} = qAL_p \frac{P_{n0}}{\tau_p}$$

siendo A el área transversal de la unión.

En la ecuación (8.1), se ha considerado ya que prácticamente toda la corriente es transportada por los huecos. Asimismo, se ha supuesto que el cátodo (región que domina en nuestro caso el comportamiento del diodo) es largo. Pues bien, la corriente del diodo puede también relacionarse con la carga del exceso de minoritarios almacenada en el cátodo. Esta es otra ecuación fundamental, que introduce el concepto de control de carga. Este concepto es utilizado, sobre todo, en el análisis de los transitorios de conmutación tanto en el diodo como en el transistor bipolar.

En efecto, bajo polarización directa existe un exceso de huecos en la región del cátodo. Cada uno de esos huecos en exceso, transporta una carga q . Por lo tanto, la carga Q_H debida al exceso de huecos almacenada en el cátodo será:

$$Q_H = qA \int_0^{\infty} p'_n(x) dx \quad (8.2)$$

Desarrollando dicha ecuación resulta:

$$Q_H = qA \int_0^{\infty} p'_n(0) e^{\frac{-x}{L_p}} dx = -qAL_p p'_n(0) e^{\frac{-x}{L_p}} \Big|_0^{\infty}$$

$$Q_H = qAL_p p_{n0} \left(e^{\frac{qV_D}{kT}} - 1 \right) \quad (8.3)$$

Si analizamos la ecuación (8.3) resulta que, existe una relación directa entre la carga del exceso de huecos almacenada en el cátodo y la tensión aplicada a la unión. Es más, dicha carga será positiva bajo polarización directa y negativa bajo polarización inversa.

Si comparamos las ecuaciones (8.1) y (8.3) resulta que:

$$\boxed{I_D = \frac{Q_H}{\tau_p}} \quad (8.4)$$

Esta expresión (ec. 8.4) constituye el **Modelo de Control de Carga para un diodo p⁺n en régimen estacionario.**

La ecuación (8.4) nos dice, por lo tanto, que en régimen estacionario la corriente que circula por el diodo suministra (a la región del cátodo) los huecos a la misma velocidad a la que éstos desaparecen por recombinación. Es decir, en régimen estacionario, la corriente que circula por el diodo es una corriente de recombinación. En efecto:

$$I_D = qA \int_0^\infty U_p dx = qA \int_0^\infty \frac{p'_n(x)}{\tau_p} dx = \frac{Q_H}{\tau_p}$$

Por lo tanto, **en régimen estacionario las corrientes pueden ser calculadas como corrientes de recombinación o como corrientes de difusión.**

Un razonamiento similar al anterior, puede hacerse para el caso de los electrones (suponiendo un diodo pn. Sin embargo, en la mayor parte de los casos prácticos, los diodos utilizados son asimétricos). Esto es, en el caso más general podríamos escribir:

$$I_D = \frac{Q_H}{\tau_p} - \frac{Q_N}{\tau_n}$$

En esta expresión $Q_H > 0$, resultado del exceso de huecos acumulados en la zona del cátodo, y $Q_N < 0$ debido al exceso de electrones acumulados en la zona del ánodo, consecuencia de polarizar en directa el diodo.

Si consideramos ahora nuestro diodo p⁺n en régimen dinámico, la ecuación del Modelo de Control de Carga debería incluir la variación con el tiempo de la carga de huecos acumulada en el cátodo (ver Figura 8.1). Por lo tanto, extrapolando la ec. (8.4) resulta:

$$i_D(t) = \frac{q_H}{\tau_p} + \frac{\delta q_H}{\delta t} \quad (8.5)$$

obteniéndose el Modelo de Control de Carga para un diodo p⁺n.

La ecuación (8.5) nos dice, por lo tanto, que en régimen dinámico la corriente que atraviesa un diodo p⁺n lo que hace es suministrar a la región del cátodo los huecos a la velocidad con que estos desaparecen por recombinación, más la velocidad a la que se modifica la carga de huecos almacenada en la región del cátodo debido a las variaciones de la tensión aplicada $v_D(t)$.

Hipótesis efectuadas en la deducción de la ecuación (8.5)

- Se ha supuesto que los contactos son óhmicos ideales y que prácticamente no existe caída óhmica de tensión en las zonas neutras del dispositivo. De esta forma, toda la tensión exterior aplicada aparece en la unión. En caso contrario, habría que tener en cuenta una resistencia serie que englobara las caídas de tensión anteriormente mencionadas.
- La relación entre la concentración de minoritarios en el borde de la zona de carga de espacio y la tensión aplicada a la unión deducida para el régimen estacionario, sigue siendo válida para el régimen dinámico. Es decir, seguimos considerando que:

$$p_n(0,t) = p_{n0} e^{\frac{v_D(t)}{V_T}}$$

siendo $v_D(t)$ la tensión variable entre bordes de la zona dipolar (esto es cierto hasta frecuencias del orden de los GHz, ya que la z.c.e. es del orden de $10^{-4} cm$ y los portadores la atraviesan a velocidades que se aproximan a la velocidad límite, $v_{lim} \approx 10^7 cm / s$, debido al alto valor del campo eléctrico

$$f \propto \frac{1}{\tau_t}$$

τ_t = tiempo promedio que tardan los portadores en atravesar la z.c.e.

- En principio, se han despreciado las variaciones de carga en la zona dipolar debido a las variaciones de la tensión $v_D(t)$.
- Señalar el cambio de notación utilizado: $i_D(t)$, $v_D(t)$ representan valores totales instantáneos de la corriente y de la tensión en el diodo.
- Finalmente, se ha considerado que los perfiles de portadores en las zonas neutras siguen las mismas leyes de distribución espacial que en régimen estacionario. Es decir,

$$p'_n(x,t) = p'_n(0,t) e^{\frac{-x}{L_p}} \Rightarrow \text{Diodo de cátodo largo}$$
$$p'_n(x,t) = p'_n(0,t) \left(1 - \frac{x}{w_c}\right) \Rightarrow \text{Diodo de cátodo corto}$$

Esta aproximación es posible puesto que el proceso de difusión es relativamente lento en comparación con la frecuencia de la señal, de manera que los portadores minoritarios se propagan a través de la región neutra, fluctuando por encima y por debajo del valor medio de la corriente continua. A esta aproximación se la conoce con el nombre de “Régimen dinámico como sucesión de estados estacionarios” y resulta válida siempre que la variación de la concentración de portadores en el borde de la zona dipolar sea lo suficientemente lenta para que antes de haberse modificado sustancialmente la concentración en dicho punto, los portadores hayan tenido tiempo de difundirse hasta el fondo de las zonas neutras, adoptando una distribución de régimen estacionario (Figura 8.3).

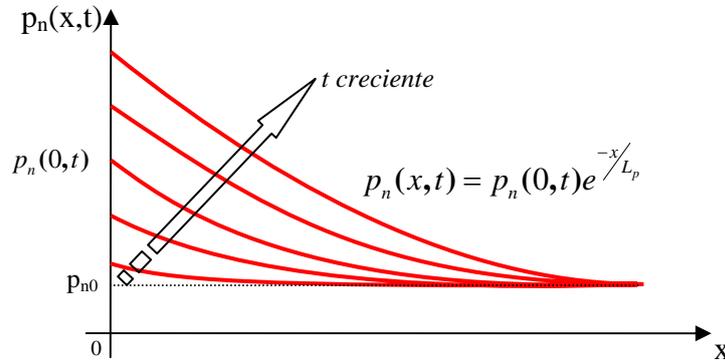


Figura 8.3.- Evolución temporal del perfil de minoritarios en exceso en la hipótesis de “régimen dinámico equivalente a una sucesión de estados estacionarios”. Caso de diodo largo y tensión creciente en los bordes de la zona dipolar.

Para dar idea de órdenes de magnitud, en un diodo de cátodo largo con $L_p = 50 \mu\text{m}$, esta aproximación dejaría de ser válida alrededor de 150 kHz . Sin embargo, en un diodo de cátodo corto con $\omega_c = 5 \mu\text{m}$ la validez se extendería hasta 25 MHz .

Por otro lado, sabemos que se producen modificaciones en la anchura de la zona dipolar con la tensión aplicada, lo que implica variaciones de carga en dicha zona. Teniendo en cuenta estas variaciones de carga, la ecuación (8.5) la podemos expresar de la siguiente forma:

$$\boxed{i_D(t) = \frac{q_H}{\tau_p} + \frac{\delta q_H}{\delta t} - \frac{\delta q_J}{\delta t}} \quad (8.6)$$

Recordar que bajo polarización directa se reduce la anchura de la z.c.e., lo que implica una reducción de la carga acumulada en dicha región, por lo que $\frac{\delta q_J}{\delta t} < 0$

$$i_D(t) = \frac{q_H}{\tau_p} + \frac{\delta q_H}{\delta v_D} \frac{\delta v_D}{\delta t} - \frac{\delta q_J}{\delta v_D} \frac{\delta v_D}{\delta t}$$

$$\boxed{i_D(t) = \frac{q_H}{\tau_p} + C_d \frac{\delta v_D}{\delta t} + C_J \frac{\delta v_D}{\delta t}} \quad (8.7)$$

siendo:

C_d = capacidad de difusión, asociada con las variaciones de la carga de minoritarios en las zonas neutras.

C_J = capacidad de la zona dipolar, asociada a las variaciones de la carga en la zona dipolar.

La ecuación (8.6), o bien la (8.7), nos dice, por lo tanto, que **en régimen dinámico la corriente que atraviesa un diodo p⁺n debe dar cuenta de la recombinación de huecos en el cátodo, más la variación de carga de huecos almacenada en el cátodo, más la variación de carga en la zona dipolar.**

Una representación circuital de la ecuación (8.7) es la siguiente:

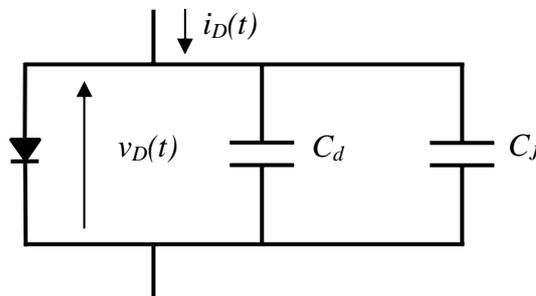


Figura 8.4.- Representación circuital del Modelo de Control de Carga teniendo en cuenta los efectos de la zona dipolar.

Indudablemente, si las señales aplicadas son muy lentas o no dependen del tiempo, los términos $\frac{d}{dt}$ de la ecuación (8.7) son despreciables o nulos. Por lo tanto, los condensadores se pueden considerar circuitos abiertos y el circuito se reduce al comportamiento del diodo en régimen estacionario.

Puesto que C_d está relacionada con el exceso de minoritarios, sólo tendrá relevancia bajo polarización directa y su expresión dependerá de cómo varíe $v_D(t)$, ecuación (8.3).

Por el contrario, C_J sólo tendrá relevancia bajo polarización inversa, cuando no tengamos exceso de minoritarios en las zonas neutras. Bajo polarización directa, si bien tiene lugar una modificación en la anchura de la zona dipolar, ésta se ve enmascarada por el efecto principal, que es la mayor o menor inyección de minoritarios en las zonas neutras.

Por último, indicar que en los circuitos equivalentes se suele añadir una resistencia serie, R_S , para tener en cuenta las caídas de tensión en las regiones neutras p y n, y/o las caídas de tensión en los contactos (en el supuesto de que estos últimos no sean ideales) (Figura 8.5).

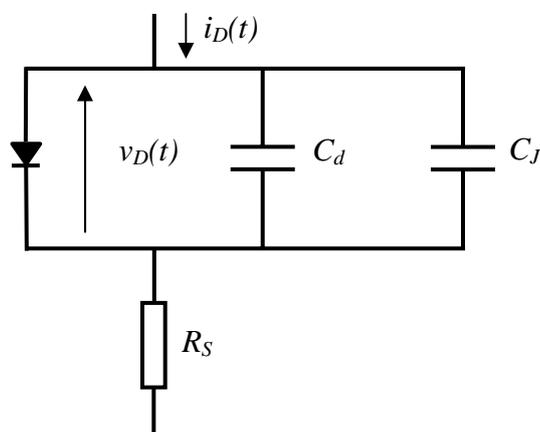


Figura 8.5.- Representación circuital del Modelo de Control de Carga teniendo en cuenta los efectos de la zona dipolar y la resistencia serie.

8.3. CAPACIDAD DE LA ZONA DIPOLAR

Tal y como se comentó al principio del tema (ver Figura 8.1), una de las componentes de la corriente del diodo en régimen dinámico ha de dar cuenta de las variaciones de carga en la zona dipolar. En efecto, en respuesta a $v_D(t)$, se agregan o se eliminan cargas de los bordes de la región de vaciamiento.

Cuando $v_D(t) > 0$, l disminuye agregando h^+ a la región p y e^- a la región n, como se ve en la Figura 8.6.b. Al ir disminuyendo l , debe hacerlo cubriendo los $-qN_A$ iones con h^+ , los portadores mayoritarios de la región p.

De forma similar, se neutraliza la carga $+qN_D$ con e^- , portadores mayoritarios de la región n. En la Figura 8.6.c se muestran los incrementos netos de carga para $v_D(t) > 0$.

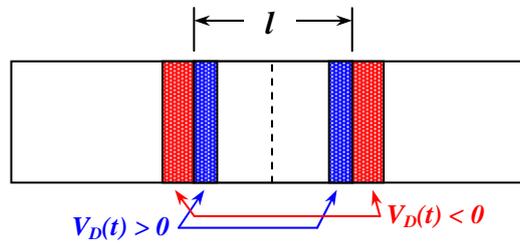
Cuando $v_D(t) < 0$, l debe aumentar, vaciando h^+ , portadores mayoritarios de la región p, y e^- , portadores mayoritarios de la región n, tal y como se ve en las Figuras 8.6.a y 8.6.b. En este caso, los incrementos netos de carga son los representados en la Figura 8.6.d.

Dos son entonces los puntos a considerar:

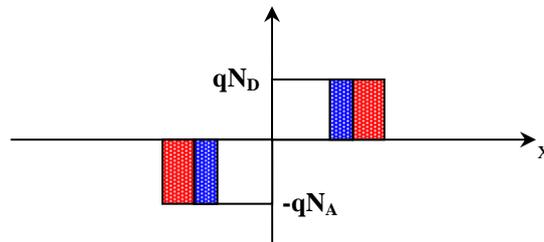
Primero: La carga que se mueve es siempre carga de portadores mayoritarios. Estos responden ante una variación de voltaje en un tiempo que es, aproximadamente, el de la relajación dieléctrica del material. En silicio, a niveles normales de dopado, el tiempo de respuesta de los portadores mayoritarios es del orden de 10^{-10} , 10^{-12} s. Con tan altos tiempos de respuesta, los fenómenos serán prácticamente independientes de la frecuencia de $v_D(t)$ hasta frecuencias muy altas.

Segundo: Los aumentos netos de carga, fig. 8.6.c, y fig. 8.6.d, son similares a las fluctuaciones de carga en un condensador plano de área A y con separación entre las

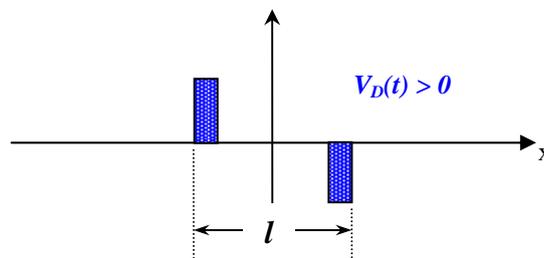
placas l . De ahí que la capacidad de la unión C_J , coincide con la expresión de la capacidad entre las placas de un condensador plano.



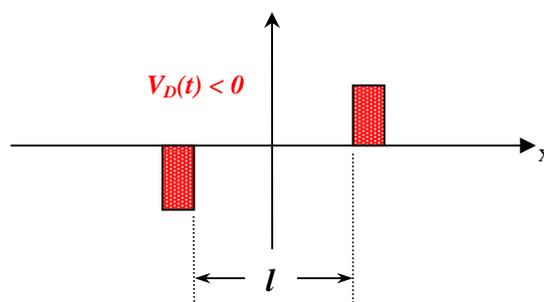
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 8.6.- Incrementos de carga para C_J , capacidad de vaciamiento

En efecto,

$$C_J = \frac{-dq_J}{dv_D}$$

$$\Phi_T - v_D = \frac{1}{2} |E_{\max}| l = \frac{1}{2} \frac{qN_A l_p}{\epsilon} l \Rightarrow -dv_D = \frac{1}{2} \frac{qN_A}{\epsilon} \frac{N_D}{N_A + N_D} 2ldl$$

$$q_J = q_D = -q_A = qAN_A l_p = qAN_D l_n$$

$$C_J = \frac{-d(qAN_A l_p)}{-\frac{1}{2} \frac{qN_A}{\epsilon} \frac{N_D}{N_A + N_D} 2ldl} = \frac{qAN_A \frac{N_D}{N_D + N_A} dl}{\frac{1}{2} \frac{qN_A}{\epsilon} \frac{N_D}{N_D + N_A} 2ldl}$$

$$\boxed{C_J = \frac{A\epsilon}{l}} \quad (8.8)$$

La ecuación (8.8) coincide con la capacidad de un condensador plano de placas paralelas. Es de resaltar que C_J no es constante, sino que depende de la tensión aplicada a través de l .

La ecuación (8.8) ha sido obtenida suponiendo una unión abrupta. Sin embargo, es válida para todo tipo de uniones, si bien en cada caso la dependencia entre C_J y $v_D(t)$ será distinta. En general,

$$C_J = cte (\Phi_T - v_D(t))^{-1/m} \quad (8.9)$$

$m = 2$ para unión abrupta

$m = 3$ para unión gradual

Con frecuencia, se suele expresar C_J en función de C_{J0} , es decir, de la capacidad de vaciamiento a polarización cero. En efecto,

$$C_J = \frac{A \varepsilon}{\sqrt{\frac{2 \varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\Phi_T - v_D(t))}}$$

Si $v_D(t) = 0$

$$C_{J0} = \frac{A \varepsilon}{\sqrt{\frac{2 \varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \Phi_T}}$$

Por lo que,

$$C_J = \frac{A \varepsilon}{\sqrt{\frac{2 \varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \left(1 - \frac{v_D(t)}{\Phi_T} \right) \Phi_T}} = \frac{C_{J0}}{\left(1 - \frac{v_D(t)}{\Phi_T} \right)^{1/2}} \quad (8.10)$$

Extendiendo el resultado para otro tipo de uniones:

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\left(1 - \frac{v_D(t)}{\Phi_T} \right)^{1/m}}$$

$m = 2$ para unión abrupta

$m = 3$ para unión gradual

Las aplicaciones de los condensadores de unión son muy amplias. En circuitos integrados bipolares, se utiliza la unión pn inversamente polarizada para aislar transistores y resistencias entre sí. Casi todos los sintonizadores de los equipos de FM y TV utilizan el condensador variable con el voltaje de corriente continua, en circuitos de sintonía automática, pues no tiene partes móviles, y la capacidad varía en respuesta al nivel de corriente continua.

Señalar que la ecuación (8.10) es aplicable para pequeños voltajes de polarización directa, de menos de unos $\Phi_T / 2$ voltios, para los que C_J aumenta muy rápidamente. Para tensiones mayores se observa una disminución de C_J no contemplada en la ecuación (8.10).

8.4. ANÁLISIS DEL RÉGIMEN DE PEQUEÑA SEÑAL. CIRCUITO EQUIVALENTE.

Vamos a aplicar ahora el modelo de control de carga, ecuación (8.6) o ecuación (8.7), a un caso particular, **Régimen de Pequeña Señal**, es decir, cuando la parte variable de la tensión aplicada al dispositivo es pequeña comparada con la de polarización. Más concretamente, cuando la parte variable de la tensión aplicada al dispositivo es muy inferior al potencial térmico $\left(\frac{kT}{q}\right)$ (que a temperatura ambiente es, aproximadamente, 25 mV). Adelantando resultados, veremos que en tal caso es posible establecer relaciones lineales entre las partes variables de las corrientes y de las tensiones. Es decir, en lo que a las señales variables pequeñas se refiere, es posible representar el comportamiento del diodo por un circuito formado por resistencias, capacidades y autoinducciones, todos ellos elementos lineales del circuito.

8.4.1. Régimen de Pequeña Señal

Mediante el circuito de la Figura 8.7, se aplica al diodo una tensión variable $v_D(t)$ que da lugar a una corriente $i_D(t)$.

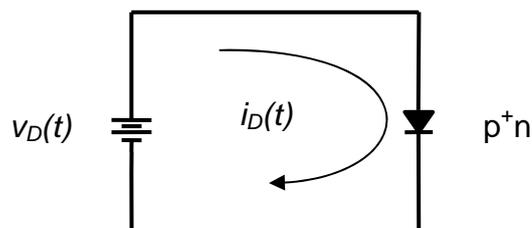


Figura 8.7.- El diodo conectado a un generador de tensión $v_D(t)$

Por el principio de superposición,

$$v_D(t) = V_D + v_d(t) \quad (8.11)$$

donde:

$v_D(t)$ = valor total instantáneo de la tensión aplicada.

V_D = tensión independiente del tiempo. Es la tensión de polarización.

$v_d(t)$ = término que contiene la variación con el tiempo. Es la componente incremental o componente de señal.

Por lo tanto, al estar el diodo polarizado siempre en directa, las variaciones de carga en la zona dipolar son despreciables frente a las variaciones de carga en las zonas neutras, en nuestro caso en el cátodo, por lo que la ecuación (8.6) se reduce a:

$$i_D(t) = \frac{q_H}{\tau_p} + \frac{\delta q_H}{\delta t}$$

$$q_H(t) = qA \int_0^\infty p'_n(x,t) dx = qA \int_0^\infty p'_n(0,t) e^{-\frac{x}{L_p}} dx = -qA p'_n(0,t) L_p e^{-\frac{x}{L_p}} \Big|_0^\infty$$

$$q_H(t) = qAL_p p'_n(0,t) = qAL_p p_{n0} \left(e^{\frac{v_D(t)}{V_T}} - 1 \right) \approx qAL_p p_{n0} e^{\frac{v_D(t)}{V_T}} = qAL_p p_{n0} e^{\frac{V_D + v_d(t)}{V_T}}$$

$$q_H(t) = qAL_p p_{n0} e^{\frac{V_D}{V_T}} e^{\frac{v_d(t)}{V_T}}$$

Si nos encontramos en régimen de pequeña señal

$$v_d(t) \ll \frac{kT}{q}$$

con lo cual, la última exponencial podemos desarrollarla en serie de Taylor, quedándonos con los términos lineales. Es decir,

$$q_H(t) = qAL_p p_{n0} e^{\frac{v_D}{V_T}} \left(1 + \frac{v_d(t)}{V_T} \right) \quad (8.12)$$

Analizando la ecuación (8.12) resulta que,

$$q_H(t) = Q_H + q_h(t) \quad (8.13a)$$

$Q_H =$ carga debida a la polarización.

$q_h(t) =$ componente de señal de la carga.

$$Q_H = qAL_p p_{n0} e^{\frac{v_D}{V_T}} \quad (8.13b)$$

$$q_h(t) = \frac{Q_H}{V_T} v_d(t) \quad (8.13c)$$

La ecuación (8.13c) pone de manifiesto la linealidad entre la componente de señal de la carga acumulada y la componente de señal de la tensión aplicada.

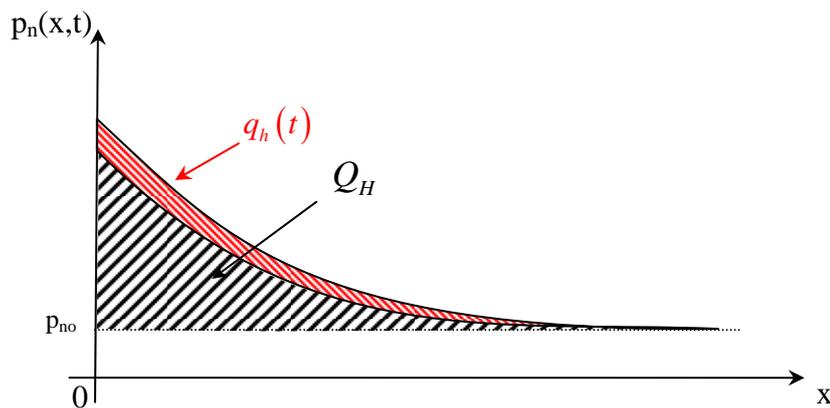


Figura 8.8.- Ilustración de la nomenclatura empleada para las cargas de minoritarios en exceso.

Introduciendo la ecuación (8.13a) en la ecuación del modelo de control de carga, ecuación (8.6), obtenemos:

$$i_D(t) = \frac{Q_H}{\tau_p} + \frac{q_h(t)}{\tau_p} + \frac{dq_h(t)}{dt}$$

es decir,

$$i_D(t) = I_D + i_d(t)$$

$$I_D = \frac{Q_H}{\tau_p}$$

$$i_d(t) = \frac{q_h(t)}{\tau_p} + \frac{dq_h(t)}{dt} = \frac{Q_H}{\tau_p} \frac{1}{V_T} v_d(t) + \frac{Q_H}{V_T} \frac{dv_d(t)}{dt} = \frac{I_D}{V_T} v_d(t) + \frac{I_D \tau_p}{V_T} \frac{dv_d(t)}{dt}$$

En definitiva,

$$i_D(t) = I_D + i_d(t) \quad (8.14a)$$

$$I_D = \frac{Q_H}{\tau_p} = qA \frac{L_p}{\tau_p} p_{n0} e^{\frac{V_D}{V_T}} \quad (8.14b)$$

$$i_d(t) = g_d v_d(t) + C_d \frac{dv_d(t)}{dt} \quad (8.14c)$$

$$g_d = \frac{I_D}{V_T} = \text{conductancia}$$

$$C_d = \frac{I_D}{V_T} \tau_p = g_d \tau_p = \text{capacidad de difusión}$$

Según la ecuación (8.14c) vemos que, existe una relación lineal entre las componentes de señal de la corriente y de la tensión aplicada al dispositivo (relación que en el caso del régimen estacionario es exponencial).

Por lo tanto, en lo que respecta a la pequeña señal, el comportamiento del diodo viene descrito por un circuito formado por una conductancia, g_d , en paralelo con una capacidad, C_d (fig. 8.9). La particularidad reside en que tanto g_d como C_d dependen del punto de polarización, es decir, de V_D e I_D .

Las ecuaciones (8.14) permiten resolver el problema de la polarización y de la componente incremental por separado.

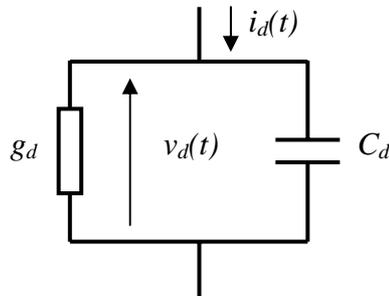


Figura 8.9.- Circuito equivalente del diodo para pequeña señal sin incluir los efectos de la zona dipolar

Finalmente, dado que toda señal variable con el tiempo, tanto periódica como no periódica, mediante un desarrollo en serie de Fourier puede expresarse como una superposición de señales sinusoidales de distintas amplitudes y frecuencias, el estudio del caso sinusoidal es, en realidad, completamente general.

$$v_d(t) = V_{dm} e^{j\omega t} \quad (8.15)$$

$V_{dm} \equiv$ amplitud compleja

$\omega \equiv$ pulsación angular

$j \equiv$ unidad imaginaria

Introduciendo la ecuación (8.15) en la ecuación (8.14c), resulta:

$$\left. \begin{aligned} i_d(t) &= g_d V_{dm} e^{j\omega t} + j\omega C_d V_{dm} e^{j\omega t} = (g_d V_{dm} + j\omega C_d V_{dm}) e^{j\omega t} \\ i_d(t) &= I_{dm} e^{j\omega t} \\ I_{dm} &= (g_d + j\omega C_d) V_{dm} \end{aligned} \right\} \quad (8.16)$$

Es decir, debido a la relación lineal de la ecuación (8.14c), si la componente de señal de la tensión es sinusoidal, también lo será la componente de señal de la corriente.

Y, si la frecuencia de la señal es muy pequeña, entonces $\omega C_d \ll g_d$ con lo que,

$$I_{dm} = g_d V_{dm} \quad (8.17)$$

Es decir, que para muy bajas frecuencias

$$I_{dm} = \frac{dI_D}{dV_D} V_{dm} = \frac{d}{dV_D} \left(I_{SAT} e^{\frac{V_D}{V_T}} \right) V_{dm}$$

$$I_{dm} = \frac{1}{V_T} I_{SAT} e^{\frac{V_D}{V_T}} V_{dm} = \frac{I_D}{V_T} V_{dm} = g_d V_{dm} \quad (8.18)$$

de donde se deduce que, a bajas frecuencias g_d es igual a la pendiente de la recta tangente a la característica I - V en el punto de polarización (Figura 8.10).

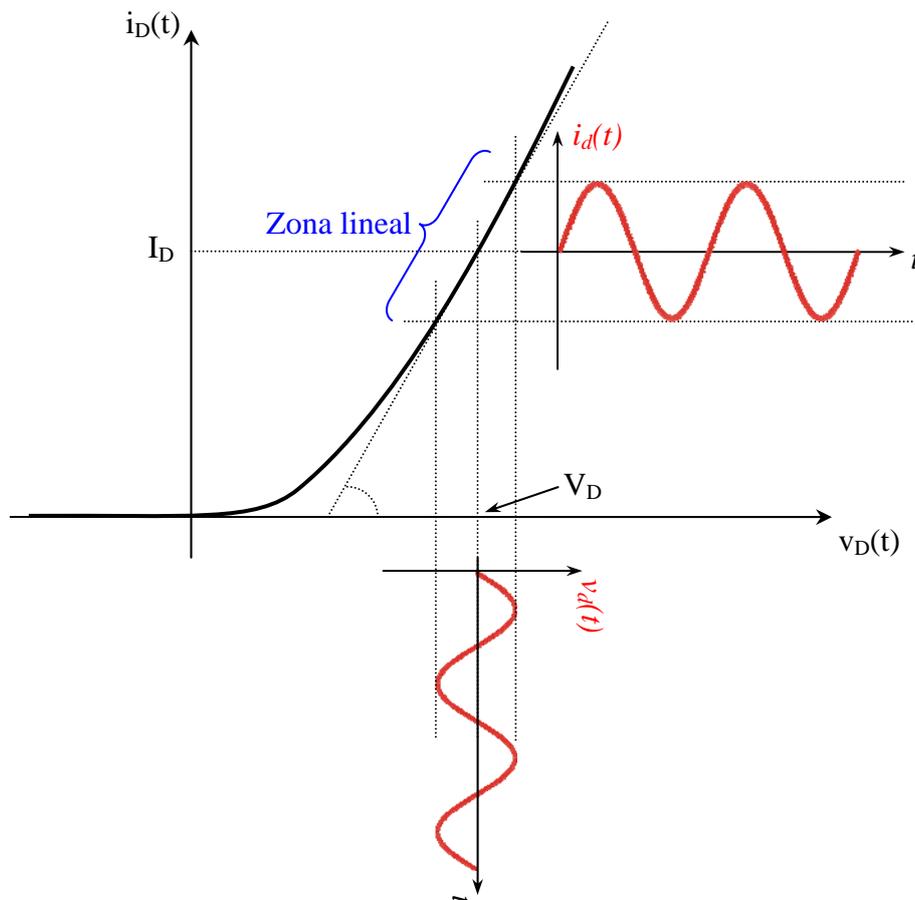


Figura 8.10.- Ilustración, sobre la característica I - V , del funcionamiento del diodo en régimen de pequeña señal en baja frecuencia.

