

Índice

<i>TEMA 6: Polarización del diodo</i>	6.1
6.1. INTRODUCCIÓN	6.1
6.2. UNIÓN P-N BAJO POLARIZACIÓN	6.2
6.3. ANÁLISIS DE LA ZONA DIPOLAR	6.2
6.4. ANÁLISIS DE LAS ZONAS NEUTRAS. DEDUCCIÓN DE LA CURVA CARACTERÍSTICA DEL DIODO	6.6
6.5. MODELOS DE GRAN SEÑAL: MODELO CIRCUITAL IDEAL Y OTRAS APROXIMACIONES	6.16
6.6. RESOLUCIÓN GRÁFICA DE CIRCUITOS. RECTA DE CARGA ESTÁTICA	6.21

Tema 6

Polarización del diodo

6.1.- INTRODUCCIÓN

El objetivo de este tema es obtener la curva característica I-V del dispositivo. Para ello, analizaremos la unión pn bajo polarización según el siguiente procedimiento:

- 1.- Observaremos la variación de la z.c.e. con la tensión aplicada.*
- 2.- Analizaremos las zonas neutras en los casos particulares de zona larga y zona corta, deduciendo la concentración de portadores en función de la tensión aplicada.*
- 3.- Obtendremos la característica I-V sin más que expresar la corriente, I, en función de la concentración de portadores.*

6.2.- UNIÓN P-N BAJO POLARIZACIÓN

Vamos a ver qué modificaciones se producen en el razonamiento hecho para describir una unión pn cuando ésta se encuentra sometida a un potencial externo aplicado, V . En este caso, se dice que la unión está polarizada.

Si la diferencia de potencial aplicado, V , hace el lado p más positivo que el lado n, se dice que la **polarización** es **DIRECTA**. En caso contrario, la **polarización** será **INVERSA**. En la Figura 6.1 aparecen indicadas las polarizaciones, así como el convenio de signos para la tensión exterior aplicada, V .

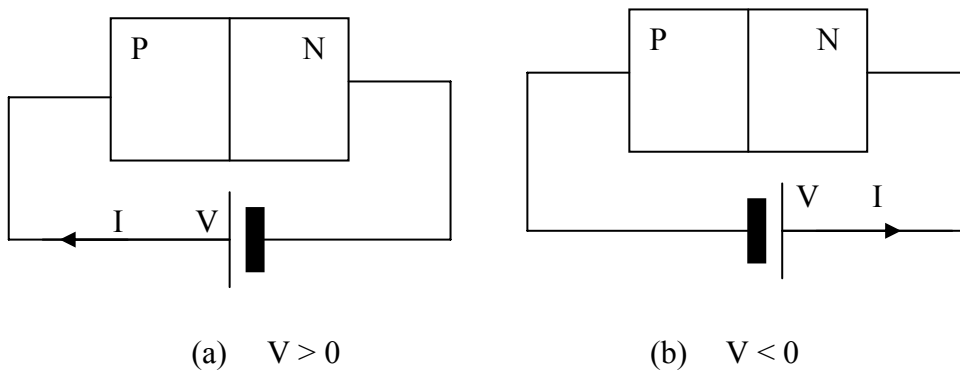


Figura 6.1.- (a) Polarización Directa; (b) Polarización Inversa.

6.3.- ANÁLISIS DE LA ZONA DIPOLAR

Para estudiar el efecto de una tensión de polarización sobre la unión pn, vamos a tener en cuenta las siguientes consideraciones de partida:

1. Suponemos que los **contactos** metálicos, que son los que facilitan la conexión del dispositivo con el exterior, son **óhmicos**. Es decir, no ofrecen resistencia al paso de corriente en uno u otro sentido o, dicho de otra forma, presentan unos potenciales de contacto que son de valor fijo dependiendo únicamente del material que se utilice para fabricar el contacto metal-semiconductor.

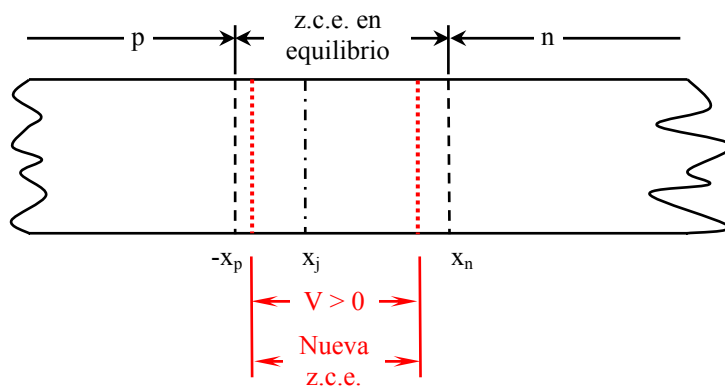
2. Vamos a suponer que las **regiones p y n** están lo suficientemente dopadas \Leftrightarrow contienen un número suficiente de h^+ y e^- de manera que, en un amplio rango de corrientes, la **caída óhmica de tensión en ellas es nula o muy pequeña**.

Pues bien, bajo estas premisas, resulta que toda la tensión externa aplicada, V , aparece en la unión, aparece en la zona dipolar. Por lo tanto, **para el análisis bajo polarización de la zona dipolar, basta con sustituir**

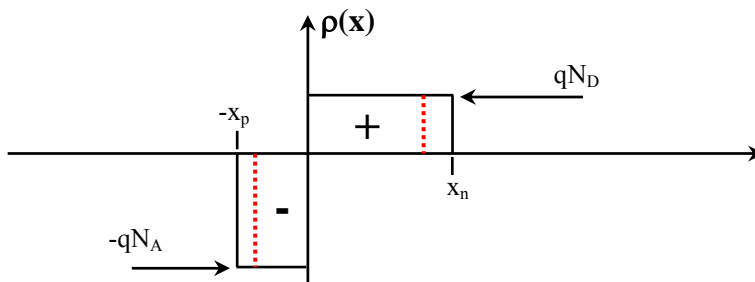
$$\varphi_T \rightarrow \varphi_T - V \quad \left\{ \begin{array}{ll} V > 0 & \text{Polarización Directa} \\ V < 0 & \text{Polarización Inversa} \end{array} \right.$$

Es decir, la POLARIZACIÓN DIRECTA (ver Figura 6.2) reduce la barrera de potencial existente entre las regiones p y n, reduce el valor del $\bar{\varepsilon}$ en la zona dipolar, así como la anchura de dicha región. Bajo POLARIZACIÓN INVERSA (Figura 6.3) sucede todo lo contrario.

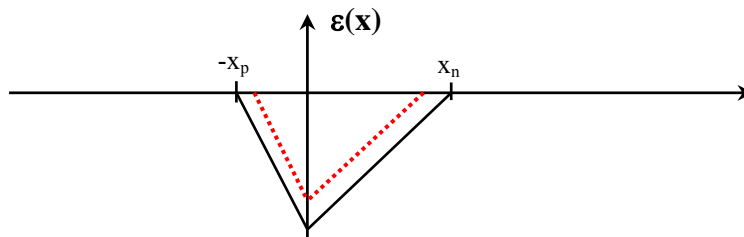
Además, V ha de ser siempre inferior a ϕ_T (la única forma de eliminar esta restricción es admitir caídas de tensión en las regiones p y n, lo que ocurre en el rango de altas corrientes). Es decir, la POLARIZACIÓN DIRECTA presenta límite en cuanto al valor máximo de V aplicado, no así la POLARIZACIÓN INVERSA (en tal caso $V < 0$ y ϕ_T siempre es positivo).



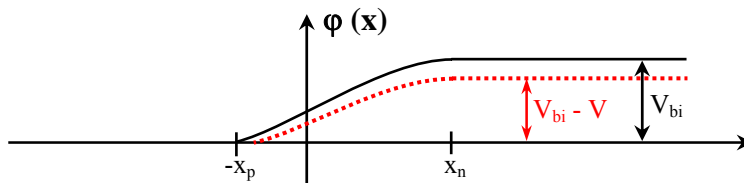
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 6.2.- Efecto de una tensión de polarización directa, $V > 0$, sobre el perfil de la carga, campo eléctrico y potencial de la zona de carga de espacio.

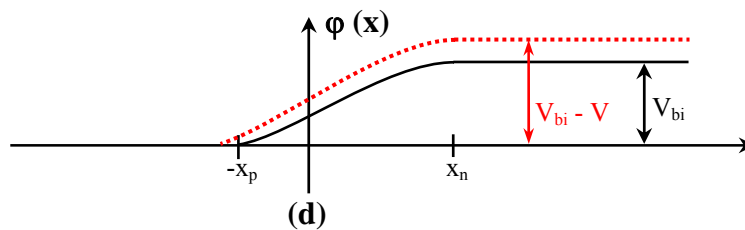
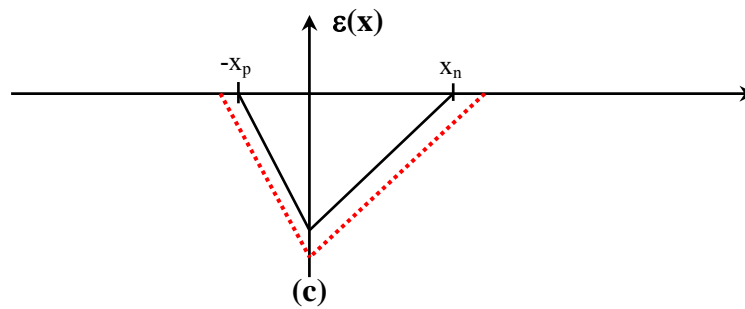
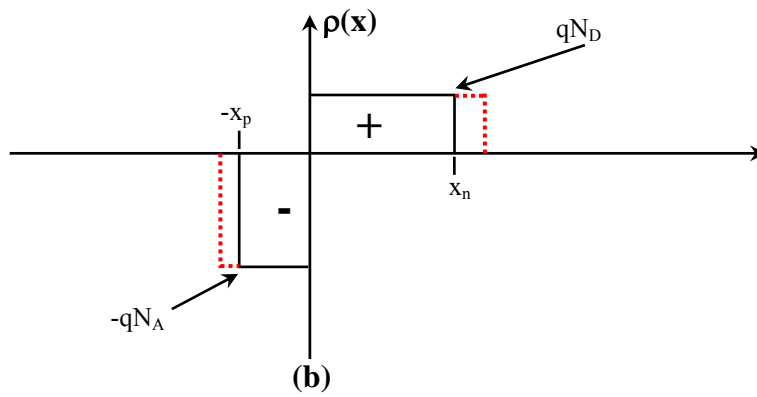
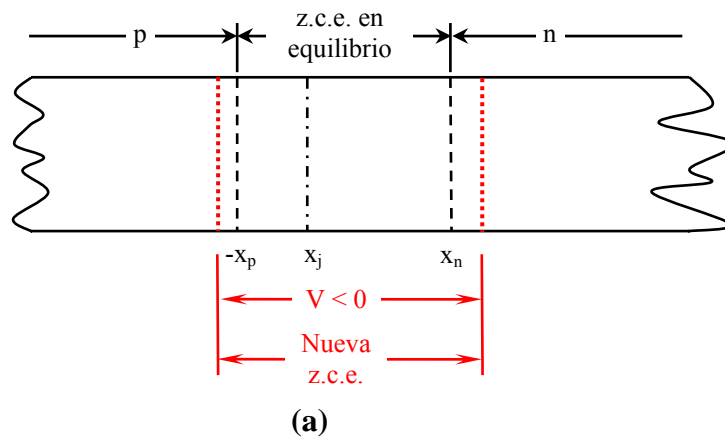


Figura 6.3.- Efecto de una tensión de polarización inversa, $V < 0$, sobre el perfil de la carga, campo eléctrico y potencial de la zona de carga de espacio.

6.4.- ANÁLISIS DE LAS ZONAS NEUTRAS. DEDUCCIÓN DE LA CURVA CARACTERÍSTICA DEL DIODO.

Antes de empezar a deducir las ecuaciones que nos conducen a la característica I - V del dispositivo, vamos a ver su funcionamiento de forma cualitativa.

ANÁLISIS CUALITATIVO

Hemos visto que **una polarización directa ($V > 0$)**, reduce la barrera de potencial existente entre las regiones **p** y **n** produciendo, por lo tanto, una descompensación entre las corrientes de arrastre y difusión existentes en el equilibrio. Esta descompensación (Figura 6.4) **provoca una inyección de portadores minoritarios en las regiones neutras** como consecuencia de la disminución de la J_a . Esto es, aparece un flujo por difusión de e^- desde $n \rightarrow p$ y de h^+ desde $p \rightarrow n$. Por lo tanto, como consecuencia de la POLARIZACIÓN DIRECTA, aparece en los bordes de la z.c.e. un exceso de minoritarios sobre los que existían en equilibrio termodinámico. **Dichos portadores minoritarios avanzan, principalmente, por difusión en cada una de las regiones neutras, desapareciendo por recombinación con los mayoritarios.** El resultado neto es, por lo tanto, una gran corriente externa que atraviesa el dispositivo de $p \rightarrow n$, es decir, de ánodo \rightarrow cátodo.

Por el contrario (Figura 6.5) **una polarización inversa ($V < 0$)**, aumenta la barrera de potencial existente entre las regiones **p** y **n** produciendo una descompensación entre las corrientes de arrastre y difusión existentes en el equilibrio (ahora domina J_a). Por lo tanto, **el único flujo posible es el de los portadores minoritarios hacia aquéllas regiones en las que son mayoritarios.** Ahora bien, ¿cuántos minoritarios tenemos?, sólo los generados térmicamente. Esto es, **el resultado neto de una polarización inversa es una pequeña corriente que atraviesa el dispositivo de $n \rightarrow p$** , es decir, de cátodo \rightarrow ánodo. Esta corriente está alimentada por la débil, pero continuada generación térmica de pares $e^- - h^+$, en las proximidades de los bordes de la z.c.e. Es independiente, por lo tanto, de la tensión V aplicada. Se denomina “*corriente inversa de saturación*”.

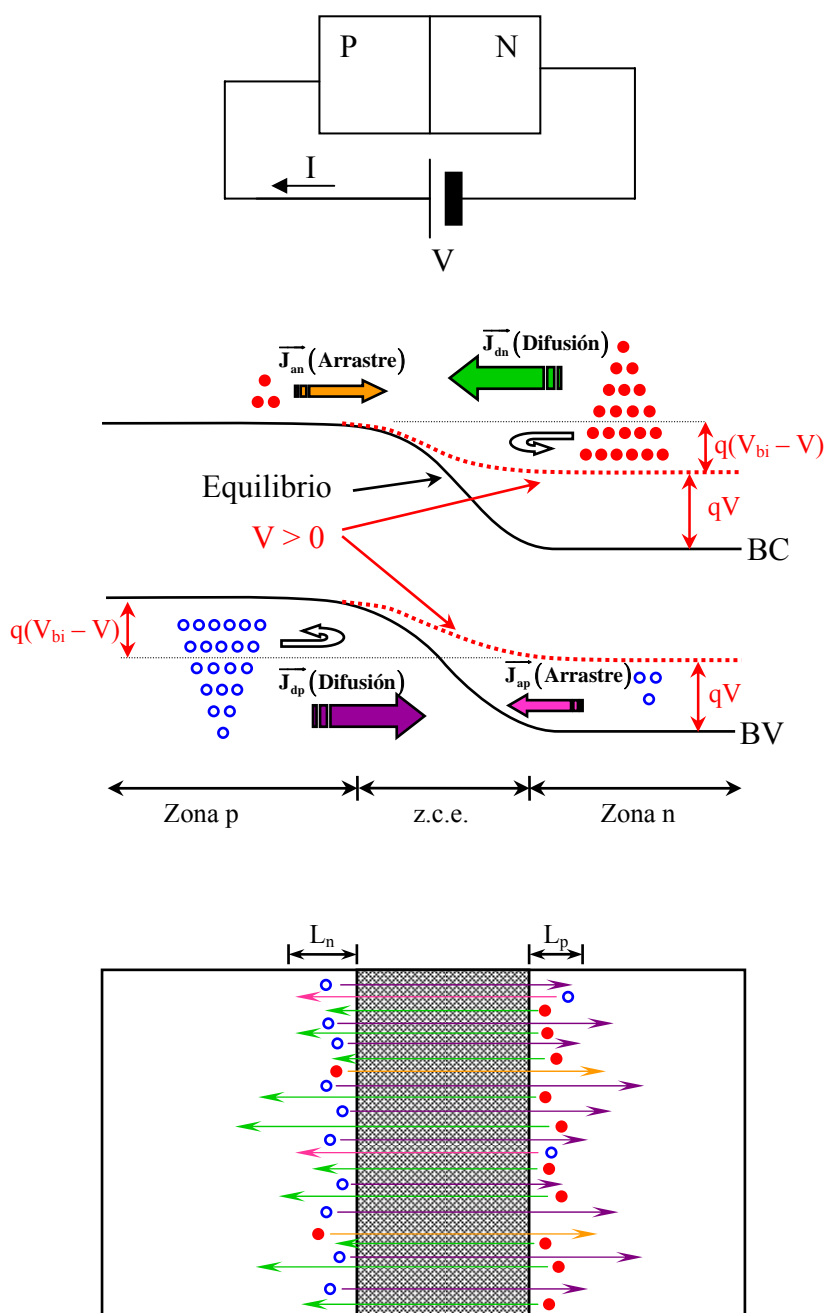


Figura 6.4.- (a) Diagrama de bandas de energía para una polarización directa (-----) y para el equilibrio termodinámico (—); (b) flujo de portadores bajo polarización directa, $V > 0$.

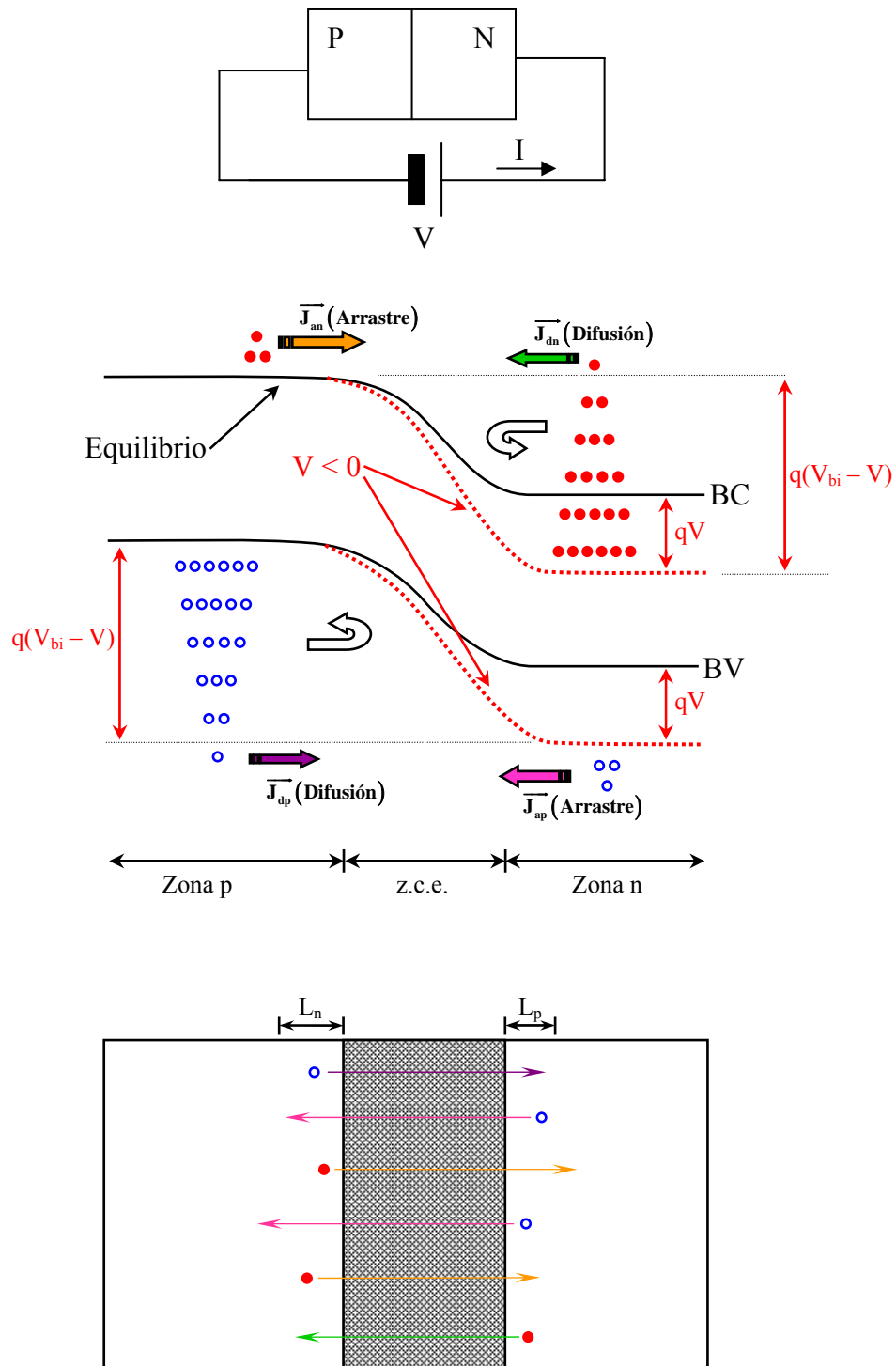


Figura 6.5.- (a) Diagrama de bandas de energía para una polarización inversa y para el equilibrio termodinámico (b) flujo de portadores bajo polarización inversa, $V < 0$.

El símbolo de circuito de un diodo pn es por lo tanto,

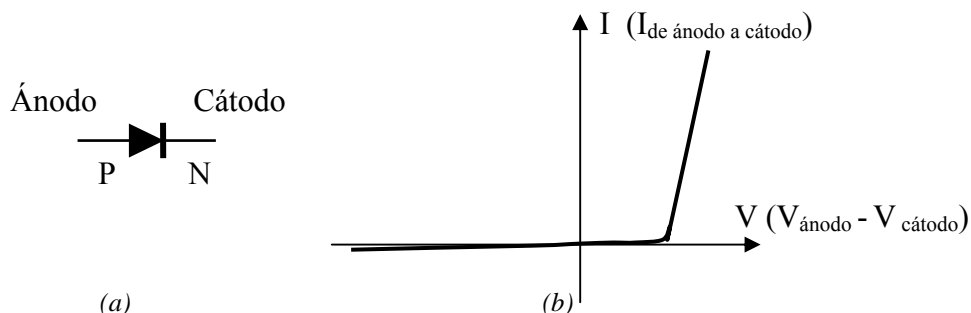


Figura 6.6.- Símbolo de circuito del diodo (a) y curva característica (b)

donde la flecha indica el sentido en el que fluye la corriente bajo polarización directa. Por lo tanto, el diodo de unión pn es un dispositivo semiconductor de dos terminales cuya aplicación inmediata es la de actuar como RECTIFICADOR (sólo permite el paso de corriente en un sentido).

ANÁLISIS CUANTITATIVO

Para obtener la curva característica I-V del diodo de unión pn, habrá que resolver las ecuaciones de estado en cada una de las zonas neutras: ecuaciones de continuidad, ecuaciones de transporte de corriente y ecuación de Poisson. Además de las consideraciones hechas en el apartado 6.3, tendremos en cuenta las siguientes hipótesis:

1. Consecuencia de la H.D.T., que mantendremos en la z.c.e. bajo polarización, consideraremos despreciables los procesos de generación / recombinación en dicha región. Esto es, todo flujo entrante debe salir, o lo que es lo mismo, todas las componentes de corrientes permanecen constantes al atravesar la z.c.e.
2. Baja Inyección en las zonas neutras.
3. Los minoritarios fluyen, en las regiones neutras, principalmente por difusión.

Estas hipótesis de partida, permiten que las ecuaciones de estado en cada una de las regiones neutras sean de fácil solución. Eligiendo el sentido positivo de las “x” en el

sentido que fluye la corriente, esto es, desde el ánodo hacia el cátodo (con el origen de coordenadas en el borde de la z.c.e. por el lado del cátodo, de manera que todo el ánodo cae dentro de las “x” negativas), tenemos que:

$$p'_n(x) = p'_n(0) \cdot \frac{\exp\frac{w_c - x}{L_p} - \exp-\frac{w_c - x}{L_p}}{\exp\frac{w_c}{L_p} - \exp-\frac{w_c}{L_p}} = p'_n(0) \cdot \frac{sh\frac{w_c - x}{L_p}}{sh\frac{w_c}{L_p}} \quad (6.1)$$

$$n'_p(x) = n'_p(0) \cdot \frac{\exp\frac{w_a + x}{L_n} - \exp-\frac{w_a + x}{L_n}}{\exp\frac{w_a}{L_n} - \exp-\frac{w_a}{L_n}} = n'_p(0) \cdot \frac{sh\frac{w_a + x}{L_n}}{sh\frac{w_a}{L_n}} \quad (6.2)$$

siendo w_c y w_a , las anchuras de las regiones de cátodo y ánodo respectivamente. Su representación gráfica se ha señalado en la Figura 6.7.

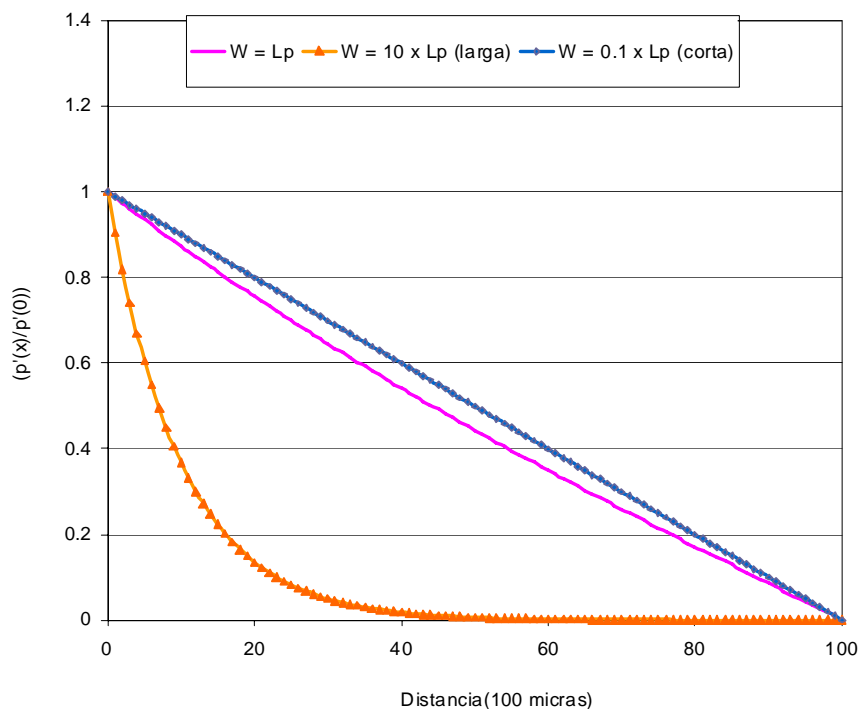


Figura 6.7.- Perfil de minoritarios en el cátodo dependiendo de la anchura del mismo respecto de L_p .

A partir de ahora, nos quedaremos con uno de los comportamientos asintóticos, concretamente con el correspondiente a regiones largas (ver Figura 6.8), por lo que,

$$\begin{aligned} p'_n(x) &= p'_n(0) \cdot \exp - \frac{x}{L_p} \\ n'_p(x) &= n'_p(0) \cdot \exp \frac{x}{L_n} \end{aligned} \quad (6.3)$$

(Recordar que nuestro sistema de referencia no es el indicado en la Figura ya que, para nosotros, todo el ánodo cae dentro de las “x” negativas). Las ecuaciones (6.3) nos indican, por lo tanto, que el perfil de minoritarios excedentarios en las zonas neutras decrece de manera exponencial a medida que dichos portadores desaparecen por recombinación con los portadores mayoritarios. No hay que olvidar que los mayoritarios de cada región han sufrido la misma variación al objeto de que se verifique la condición de cuasi-neutralidad de carga, pero su variación relativa ha sido menor.

El siguiente paso es el cálculo de las corrientes asociadas a dichos perfiles, esto es, las corrientes de difusión de minoritarios:

$$\begin{aligned} \vec{J}_p &\cong \vec{J}_{dp} = -qD_p \frac{\partial p'_n}{\partial x} \hat{i} = qD_p \frac{p'_n(0)}{L_p} \exp - \frac{x}{L_p} \hat{i} \\ \vec{J}_n &\cong \vec{J}_{dn} = qD_n \frac{\partial n'_p}{\partial x} \hat{i} = qD_n \frac{n'_p(0)}{L_n} \exp \frac{x}{L_n} \hat{i} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Las ecuaciones (6.4) nos indican que las corrientes asociadas a los minoritarios van en el mismo sentido, de ánodo a cátodo, y que decrecen también de manera exponencial.

Por otra parte, sabemos que $\vec{J}_T = cte = \vec{J}_n + \vec{J}_p$, y puesto que la z.c.e. es de baja recombinación, lo que implica que todas las componentes de corriente permanecen constantes al atravesarla, resulta que el punto óptimo de todo el dispositivo para realizar la suma anterior es el borde de la z.c.e., ya que conocer la corriente de difusión de los

minoritarios en uno de los extremos, es equivalente a conocer la corriente total de dicho portador al otro lado de la zona dipolar, Figura 6.8. Esto es,

$$J_T = J_n(0) + J_p(0) = J_{dn}(0) + J_{dp}(0) = q \left(\frac{D_p}{L_p} p'_n(0) + \frac{D_n}{L_n} n'_p(0) \right)$$

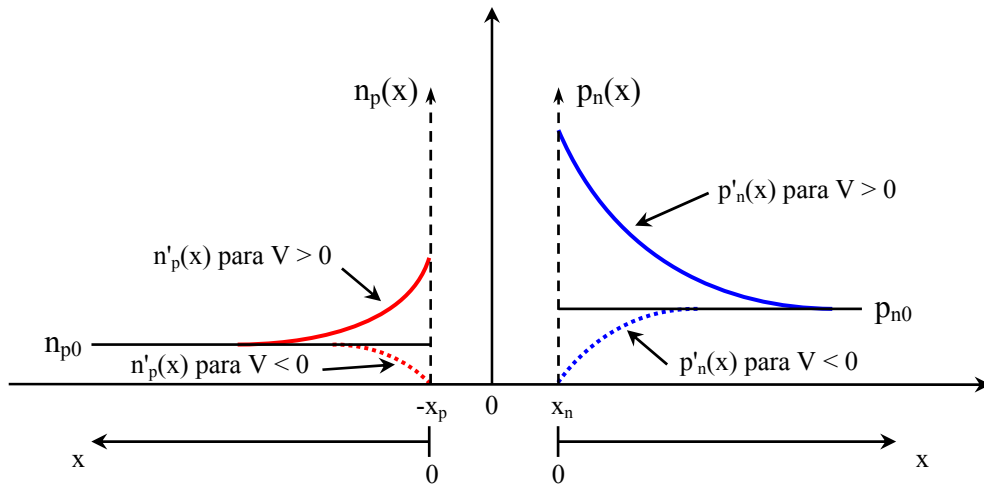


Figura 6.8.- Perfiles de minoritarios en las regiones neutras para $V_A > 0$ (—) y para $V_A < 0$ (.....), considerando que $N_A > N_D$.

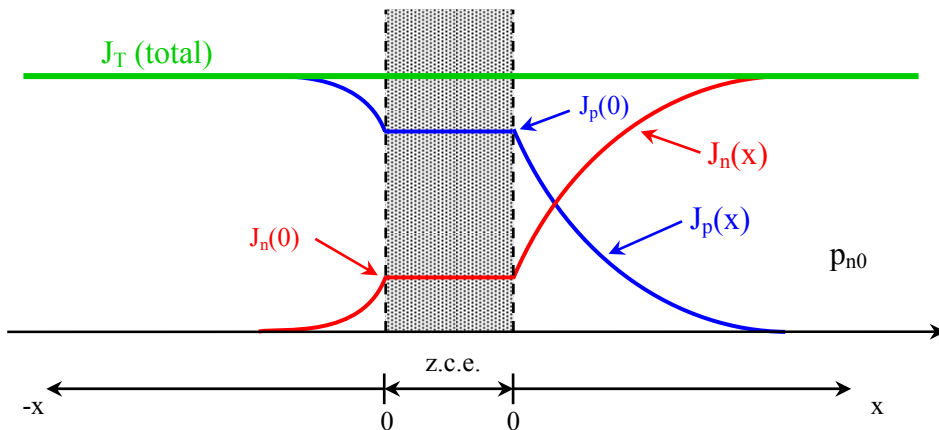


Figura 6.9.- Densidad de corriente para el caso de polarización directa con $N_A > N_D$.

Falta, entonces, por deducir la expresión del exceso de minoritarios en el borde de la z.c.e. en función de la tensión aplicada V . Pues bien, puede deducirse que el exceso de minoritarios crece exponencialmente con la tensión aplicada, de manera que en situaciones de Baja Inyección,

$$m'(0) = m_o \cdot \left(\exp \frac{V}{V_T} - 1 \right)$$

por lo que la expresión para la corriente resulta ser:

$$J_T = q \left(\frac{D_p}{L_p} p_{no} + \frac{D_n}{L_n} n_{po} \right) \cdot \left(\exp \frac{V}{V_T} - 1 \right)$$

ecuación que puede escribirse de la forma,

$$\boxed{ \begin{aligned} J_T &= J_{sat} \cdot \left(\exp \frac{V}{V_T} - 1 \right) \\ J_{sat} &= q \left(\frac{D_p}{L_p} p_{no} + \frac{D_n}{L_n} n_{po} \right) = q \left(\frac{D_p \tau_p}{L_p \tau_p} p_{no} + \frac{D_n \tau_n}{L_n \tau_n} n_{po} \right) = q \left(\frac{L_p}{\tau_p} p_{no} + \frac{L_n}{\tau_n} n_{po} \right) \end{aligned} } \quad (6.5)$$

La ecuación (6.5) es la **Corriente en el Diodo Ideal - Ecuación de Shockley**, que nos dice:

1. Bajo polarización directa, $V > 0$, y si $V > V_T$, enseguida empieza a circular una gran corriente por el dispositivo de ánodo \rightarrow cátodo (para un diodo con $I_{sat} = 11.2 \text{ pA}$),

$V_D(V)$	0	0.05	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
I_D	0	71pA	33.3nA	1.8 μ A	99.6 μ A	5.4mA	0.3A	16A	884A

2. Bajo polarización inversa, $V < 0$, y si $|V| > V_T$, la exponencial enseguida cae a cero $\Rightarrow J = -J_{sat}$, es decir, bajo polarización inversa circula una corriente (-) para el dispositivo (de cátodo \rightarrow ánodo) que, además, es prácticamente independiente de la tensión inversa aplicada, de ahí que se le denomine “**Corriente Inversa de Saturación**”, (para un diodo con $I_{sat} = 11.2\text{pA}$),

$V_D(\text{V})$	0	-0.05	-0.1	-0.5	-1	-5	-10	-50	-100
I_D	0	-9.7pA	-11pA	-11.2pA	-11.2pA	-11.2pA	-11.2pA	-11.2pA	-11.2pA

3. De (1) y (2) se deduce, por tanto, que el diodo de unión pn se comporta casi como un cortocircuito, bajo polarización directa, y como un circuito abierto, bajo polarización inversa. Esto es, sólo permite el paso de corriente en el sentido ánodo \rightarrow cátodo. Su curva característica aparece dibujada en la Figura 6.10.

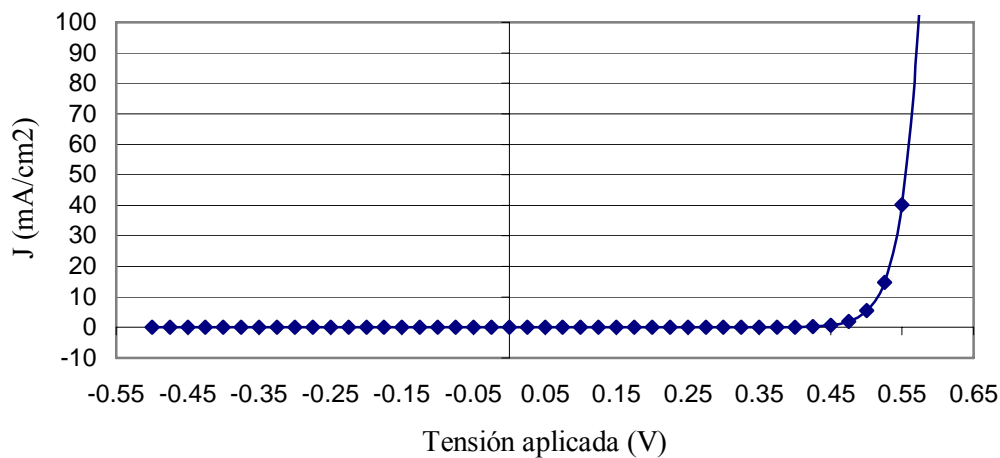


Figura 6.10.- Curva característica (Shockley) resultante para un diodo de unión pn con una corriente de saturación $I_{sat} = 11.2\text{ pA}$

SIGNIFICADO DE J_{SAT}

Si analizamos la expresión de la J_{sat} en la ecuación (6.5), podemos observar que **su valor depende de las características, de las peculiaridades propias de las regiones de ánodo y cátodo** (regiones p y n respectivamente). Para buscar su significado físico, basta con recordar que la polarización inversa extrae minoritarios hacia aquéllas regiones en las que son mayoritarios (e^- de p \rightarrow n y h^+ de n \rightarrow p). Ahora bien, los únicos minoritarios que tenemos en las regiones p y n son los generados térmicamente. Es decir, el 1^{er} término de J_{sat} representa la corriente de h^+ generada térmicamente en una región de anchura L_p inmediata al borde de la z.c.e. y, otro tanto puede decirse del 2^o término. Por lo tanto, **se puede interpretar la J_{sat} del diodo de unión pn como el resultado de la generación térmica de portadores minoritarios en las regiones neutras dentro de una longitud de difusión** contada a partir del borde de la z.c.e.

De la expresión de J_{sat} puede observarse, además, que el término dominante es el de la región menos dopada. Esto es, en un diodo asimétrico, por ejemplo p^+n ($N_A \gg N_D$), toda la corriente es transportada, fundamentalmente, por los portadores de la región más dopada. Es decir,

$$J_{sat} = q \left(\frac{L_p}{\tau_p} p_{no} \right) \quad (6.6)$$

Si además de ser el diodo asimétrico, el cátodo es corto, entonces

$$p'_n(x) = p'_n(0) \cdot \left(1 - \frac{x}{w_c} \right)$$

con lo que $J_T \cong J_p = J_{dp}(0) = -qD_p \left. \frac{\partial p'_n}{\partial x} \right|_{x=0} = q \frac{D_p}{w_c} p'_n(0)$

y, por lo tanto, $J_{sat} = q \frac{D_p}{w_c} p_{no}$ (6.7)

Si comparamos las ecuaciones (6.6) y (6.7), resulta que la J_{sat} de un cátodo corto es $\frac{L_p}{w_c}$ veces mayor que en el caso de un cátodo largo, situación relativamente desfavorable si se quiere obtener una baja corriente de saturación.

Finalmente, señalar que en dispositivos se trabaja con la J_{sat} en lugar de con la I_{sat} . La razón es que $I_{sat} = J_{sat} A$, siendo A el área del diodo, parámetro que puede ser controlado fácilmente durante el proceso de fabricación. Esto es, podemos fabricar diodos exactamente iguales pero con mayores o menores valores de corriente para un mismo voltaje aplicado, sin más que variar el parámetro A . Además, señalar, que puesto que $J_{sat} \propto n_i^2(T)$, la corriente de saturación depende fuertemente de la temperatura.

6.5.- MODELOS DE GRAN SEÑAL. MODELO CIRCUITAL IDEAL Y OTRAS APROXIMACIONES.

Se trata de ver ahora las aplicaciones de circuito de los diodos, o lo que es lo mismo, cómo podemos manejar, desde el punto de vista de circuitos, su curva característica. Para ello es interesante considerar que las curvas características de un diodo que sigue la ecuación de Shockley (exponencial, Figura 6.11a) pueden aproximarse por dos tramos rectos de corriente nula (para tensión negativa) y tensión nula (para corriente positiva). Esta aproximación corresponde a lo que se denomina diodo ideal desde el punto de vista del circuito (Figuras 6.11b y 6.11c). También es conveniente considerar (como razonaremos en el siguiente tema) que la curva I-V de un diodo real tendrá ciertas diferencias respecto a la ecuación de Shockley (Figura 6.12).

Podemos observar, que el **diodo ideal** (Figuras 6.11b y 6.11c) es un dispositivo binario en el sentido de que existe en sólo uno de dos posibles estados: **ON / OFF**. Cuando el diodo está en ON, $V_D \cong 0$ e I_D puede tener cualquier valor positivo \Leftrightarrow resistencia del diodo es cero y el diodo se comporta como un **cortocircuito**. Por el contrario, cuando $I_D = 0$, V_D puede tener cualquier valor negativo \Leftrightarrow el diodo se comporta ahora como una resistencia infinita o **circuito abierto**.

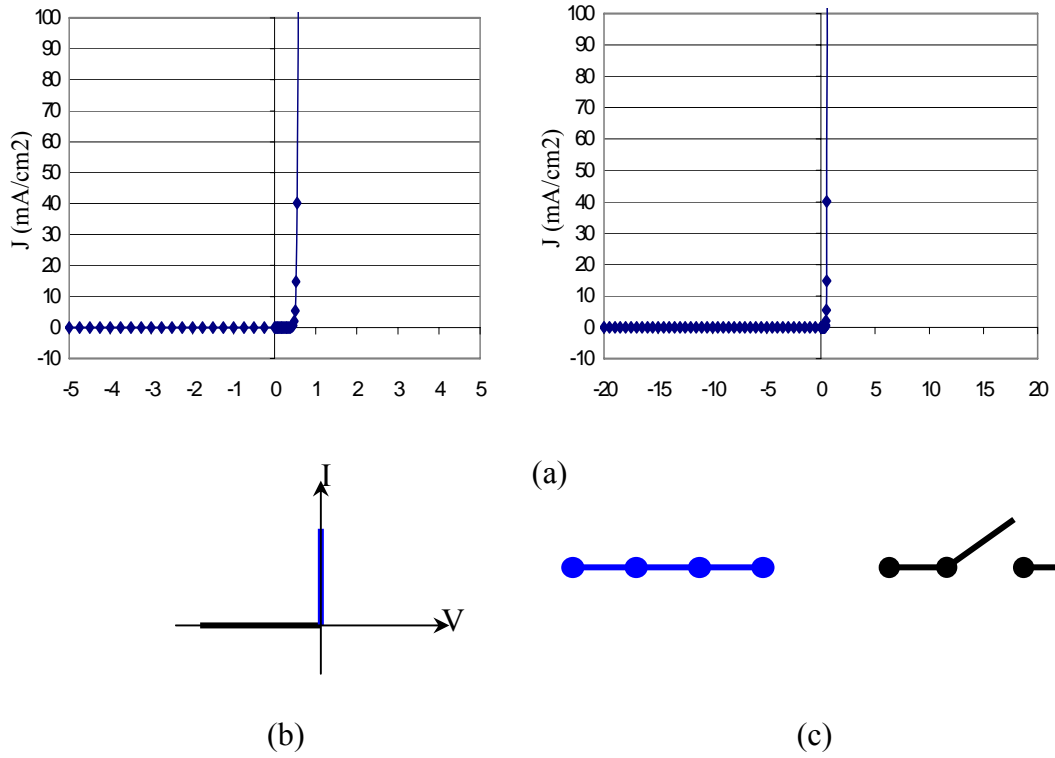


Figura 6.11.- (a) Curva característica (Shockley) del diodo a diferentes escalas; (b) aproximación ideal de la curva; (c) representación circuital -estados ON/OFF- del diodo ideal.

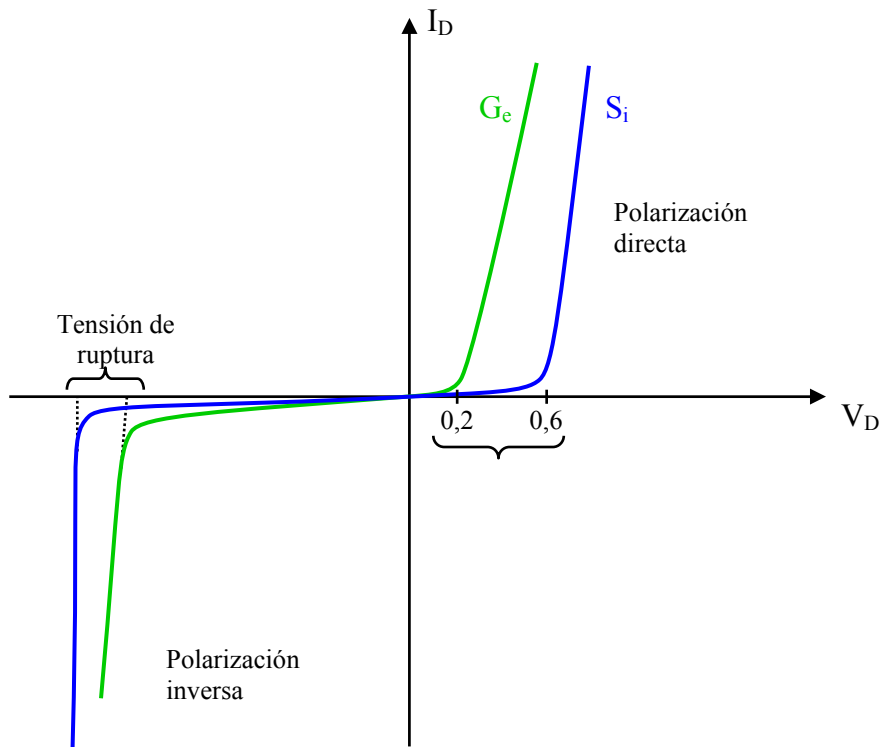


Figura 6.12.- Curva característica del diodo real

En la Figura 6.12, por el contrario, se observa que es necesaria una tensión mínima, V_γ , para obtener una corriente significativa. Para tensiones superiores a V_γ , la corriente aumenta con rapidez. La pendiente de la curva característica es grande, pero no infinita como en el caso del diodo ideal. La tensión V_γ recibe el nombre de “**Tensión de codo**”, “**Tensión de puesta en conducción**”, y “**Tensión umbral**”, entre otros, siendo su valor aproximadamente de 0,7 V para diodos de Si.

Para tensiones aplicadas $< V_\gamma$, el diodo estará en OFF, inversamente polarizado.

Podemos obtener modelos de circuito más exactos sin más que linealizar la curva característica del diodo. Por ejemplo, tal y como se observa en la Figura 6.13a, los dos segmentos lineales se aproximan a la característica directa del diodo. Esto es, cuando el diodo está en ON puede representarse por un circuito formado por una fuente de tensión, V_γ , en serie con una resistencia R_f ($\cong 5 \rightarrow 50 \Omega$ para diodos de silicio) tal y como se observa en la Figura 6.13b. Esta linealización es válida porque para tensiones inferiores a V_γ , la corriente directa que circula por el diodo es tan pequeña que puede despreciarse. Además, la caída de tensión en el diodo es pequeña frente a la tensión externa aplicada al circuito, de forma que la diferencia entre la característica lineal y la real supone un error despreciable. En resumen, el estado de conducción ON puede considerarse como un diodo ideal en serie con una batería V_γ y una resistencia

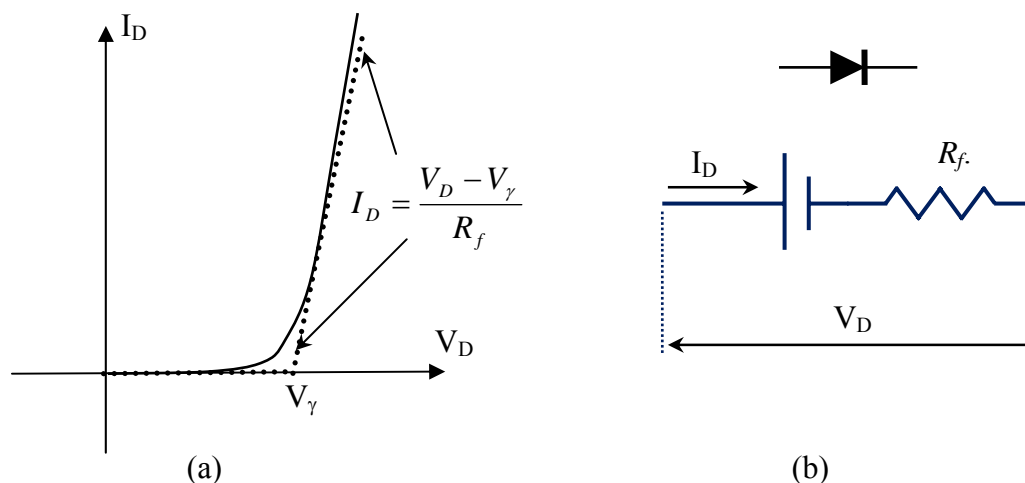


Figura 6.13.- (a) Característica directa linealizada del diodo; (b) modelo del diodo para polarización directa.

En el estado de corte, OFF, la característica del diodo se aproxima a una recta que

pasa por el origen, Figura 6.14a, siendo su pendiente igual a $1/R_r$. Esta representación da pie a los circuitos de la Figura 6.14b. Puesto que $R_r >$ varios centenares de ohmios, muchas veces se puede considerar que es infinita y tratar al diodo bajo polarización inversa como un circuito abierto. Cuando se requiera más precisión, se puede utilizar un circuito formado por R_r y el generador de corriente, I_{sat} , que se emplea para indicar la corriente inversa de saturación constante.

Estos modelos del diodo sirven para caracterizar su comportamiento frente a señales grandes en comparación con la tensión V_γ . Dentro de esta característica caen las aplicaciones de conmutación ON \leftrightarrow OFF o las de rectificación. Cuando las señales aplicadas al dispositivo sean de unos pocos mV, se utilizará la ecuación de Shockley u otros modelos, como el de pequeña señal del diodo.

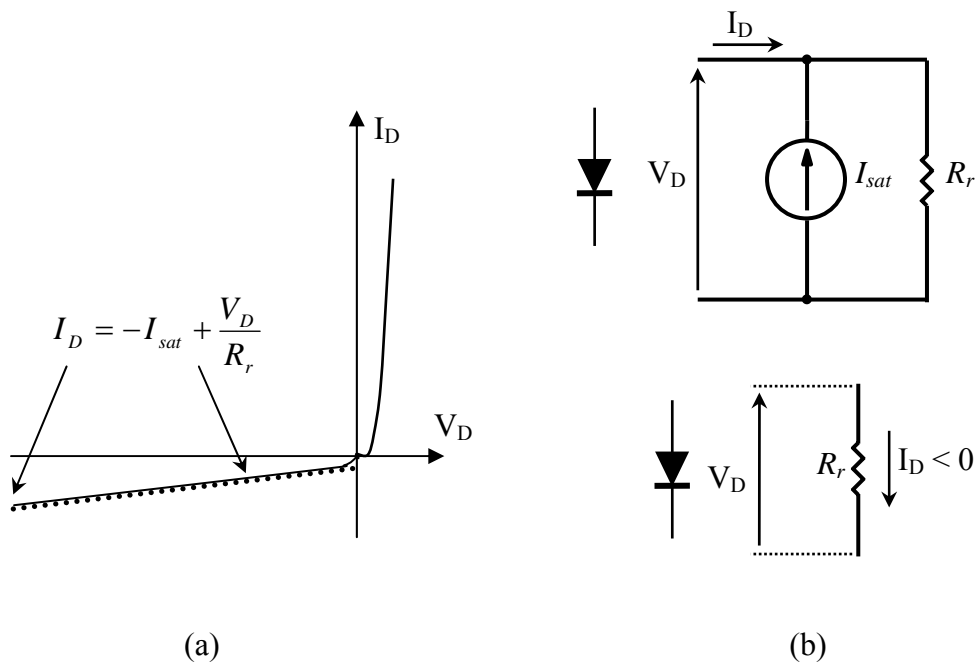


Figura 6.14.- (a) Característica inversa linealizada del diodo; (b) modelos del diodo para polarización inversa.

EJEMPLO: En el circuito de la Figura 6.15, los diodos D1 y D2 son idénticos y vienen caracterizados por:

$$\begin{aligned} R_f &= 30 \, \Omega & I_{\text{sat}} &= 0 \\ V_\gamma &= 0,6 \, \text{V} & R_r &\rightarrow \infty \end{aligned}$$

Se pretende, entonces, determinar la tensión de salida v_o para los siguientes valores de las tensiones de entrada:

- a) $v_1 = v_2 = 5 \, \text{V}$
- b) $v_1 = 5 \, \text{V} \quad v_2 = 0 \, \text{V}$
- c) $v_1 = v_2 = 0 \, \text{V}$

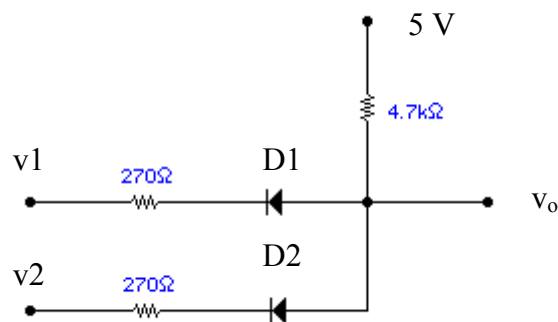


Figura 6.15.- Esquema del circuito a resolver

6.6.- RESOLUCIÓN GRÁFICA DE CIRCUITOS. RECTA DE CARGA ESTÁTICA.

Se desea resolver el circuito de la Figura 6.16; esto es, se desea obtener la corriente y caída de tensión en el diodo. La forma de resolverlo dependerá de los datos de partida. En el ejemplo anterior, los datos de partida eran parámetros relacionados con la linealización de la curva característica del diodo, por lo que se ha utilizado el modelo de gran señal que se ajustaba a dichos datos.

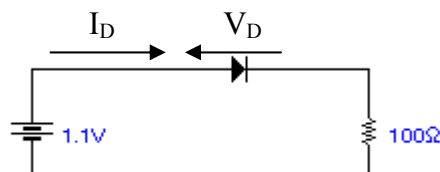


Figura 6.16.- Esquema del circuito a resolver. Se han de determinar I_D y V_D en el diodo.

En función de los datos disponibles, se nos plantean dos métodos de resolución:

- I. Nos dan la I_{sat} del dispositivo $\Rightarrow I_D = I_{sat} \left(\exp \frac{V}{V_T} - 1 \right)$. Pero, además, al estar el diodo en un circuito, ha de cumplir las ecuaciones de éste, por lo que

$$1,1 - V_D = 0,1 I_D$$

Tenemos, por lo tanto, un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas cuya resolución implica utilizar un proceso iterativo:

$$\begin{array}{c}
 V_D \cong 0 \\
 \Downarrow \\
 I_D = 11 \text{ mA} \\
 \Downarrow \\
 V_D = V_T \ln \left(1 + \frac{I_D}{I_{sat}} \right) \\
 \Downarrow \\
 I_D = \frac{1,1 - V_D}{0,1}
 \end{array}$$

A través de este proceso, obtendríamos los valores de continua (de reposo) I_D , V_D que constituyen lo que se denomina “Punto Q”, “Punto de Trabajo”, Punto de Polarización”, “Punto de Reposo”. Este procedimiento iterativo exige conocer el valor de I_{sat} .

- II. Nos dan la curva característica del diodo \Rightarrow el **circuito** lo tenemos que **resolver gráficamente**. Hay que tener presente que el procedimiento anterior, se conoce la I_{sat} , consiste en la resolución de un sistema formado por una ecuación del circuito junto con la ecuación del dispositivo (ecuación de Shockley). La resolución de dicho sistema puede hacerse, también, gráficamente sin más que representar la ecuación del circuito en el mismo plano de la curva característica del diodo. El resultado es una línea recta que se la denomina “**recta de carga estática**”, tal y como se muestra en la Figura 6.17. Pues bien, la intersección de la recta de carga estática con la curva característica del diodo, nos dará el punto de trabajo Q.

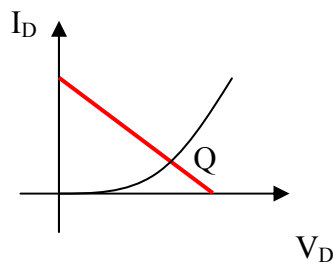


Figura 6.17.- Representación de la recta de carga estática. La intersección de dicha recta con la característica del diodo determina el punto de trabajo Q.