

10. Diodo semiconductor

Ing. Fernando Ubiría, Ing. Pedro Castro

10.1 Material semiconductor

En 1911, Ernest Rutherford descubrió que el átomo consta de un núcleo cargado positivamente que contiene casi toda la masa del átomo. Rodeando a este núcleo positivo central, están los electrones (e^-) cargados negativamente. Supongamos que se modela al átomo de hidrógeno como un protón, con una carga positiva de igual magnitud que la del electrón. Como la masa del protón es mucho mayor, el electrón girará alrededor del protón en una órbita cerrada y la mecánica clásica nos dice que ésta será circular o elíptica. Sin embargo, según las leyes del electro-magnetismo, una carga acelerada debe radiar energía y la frecuencia de esa radiación será igual a la frecuencia con la que el electrón gira en su órbita circular. Ésto no coincide con los experimentos pues, si el electrón radiase energía, su energía total debería disminuir y en consecuencia también lo haría el radio de la órbita, cayendo finalmente el electrón sobre el núcleo. Además, como la frecuencia de la radiación depende del tamaño de la órbita circular, la frecuencia de la energía radiada debería variar gradualmente, lo cual no coincide con los experimentos.

En 1913, Niels Bohr postuló las siguientes leyes fundamentales:

- 1) No son posibles todas las energías como afirma la mecánica clásica, sino que el átomo solamente puede poseer ciertas energías discretas. El electrón no emite ninguna radiación mientras permanezca en los estados correspondientes a estas energías discretas, se dice que está en un estado *estacionario*.
- 2) Será emitida una radiación cuando tenga lugar una transición de un estado estacionario correspondiente a una energía W_2 , a otro estado estacionario con una energía asociada W_1 . La frecuencia de la energía radiada viene dada por:

$$f = \frac{W_2 - W_1}{h} \quad \begin{array}{l} h = \text{constante de Planck en Joules-segundo} \\ W_2 \text{ y } W_1 \text{ en Joules y } f \text{ en Hz} \end{array}$$

3) Un estado estacionario se determina por la condición de que el momento angular del electrón en este estado está cuantificado y debe ser un múltiplo entero de $h/2\pi$.

El Joule es una unidad demasiado grande cuando se trata de expresar las energías puestas en juego en los dispositivos electrónicos, por lo que se suele usar el *electrónvolt* (eV), el cual se define como: $1 \text{ eV} = 1,60 \times 10^{-19}$ Joules.

El nombre surge del hecho que 1 electrónvolt es la energía cinética que gana un electrón libre al acelerar a través de una diferencia de potencial de 1 V.

El estado de energía más bajo del átomo se denomina nivel *normal* y los otros estados estacionarios son denominados niveles *excitados*, *radiantes* o *críticos*. La vida media de un estado excitado varía de 10^{-7} a 10^{-10} segundos; después de transcurrido ese tiempo, el electrón vuelve a su estado previo. El átomo debe perder una cantidad de energía igual a la diferencia entre los dos estados, energía que aparece en forma de radiación que se emite como un *fotón* de luz. La energía contenida en un fotón es directamente proporcional a la frecuencia de la radiación electromagnética a la cual el fotón es emitido.

Conforme a los electrones más débilmente enlazados de un átomo se les transmite más y más energía, se mueven a estados estacionarios que están cada vez más lejos del núcleo. La energía necesaria para que un electrón se aleje completamente del campo de influencia del núcleo, se llama *potencial de ionización*. La energía se puede transmitir al átomo de formas diferentes, como ser colisiones de electrones con átomos y colisiones de fotones con átomos. Si la colisión es con un electrón que se mueve lentamente y tiene menos energía de la necesaria, tendremos una colisión “elástica” y no se transferirá energía al átomo. Si tiene más energía de la necesaria, se puede transmitir gran parte de ella al átomo, elevándolo a un estado cuántico más alto. Si la colisión es de un fotón con un átomo, *el fotón no será absorbido si su energía no coincide exactamente con la diferencia de energías entre los dos niveles estacionarios del átomo con el cual colisiona.*

Louis de Broglie propuso en 1924 que las partículas tales como los electrones tienen un carácter dual de onda y partícula. Erwin Schrödinger extendió este concepto y desarrolló la mecánica cuántica. Argumentó que si el concepto de De Broglie era correcto, sería posible deducir las propiedades de un sistema de electrones de una ecuación matemática tal como la ecuación de onda de la teoría electromagnética. Resulta así que, en el caso general, son necesarios cuatro números cuánticos para definir la función de onda:

- 1° *El número cuántico principal n* es un entero 1, 2, 3, ... y determina la energía total asociada a un estado particular. Puede considerarse que este número da el tamaño de la órbita elíptica clásica.
- 2° *El número cuántico l , momento angular orbital*, toma los valores 0, 1, ..., ($n - 1$). Este número indica la forma de la órbita clásica.
- 3° *El número cuántico magnético orbital m_l* puede tener valores 0, ± 1 , ± 2 , ..., $\pm l$. Este número da la orientación de la órbita clásica con respecto a un campo magnético aplicado.
- 4° *Spin del electrón m_s* Puede tener los valores $\pm \frac{1}{2}$. Para poder explicar ciertos fenómenos espectroscópicos y magnéticos, es necesario suponer que además de recorrer su órbita, el electrón debe girar sobre su propio eje.

Principio de exclusión de Pauli: “*Nunca dos electrones en un sistema electrónico pueden tener iguales los cuatro números cuánticos*”

Todos los electrones de un átomo que tienen el mismo valor de n se dice que pertenecen a la misma *capa electrónica*, las cuales se identifican por las letras K , L , M , N , ..., correspondientes a $n = 1, 2, 3, 4, \dots$, respectivamente. Una capa se subdivide en *subcapas u orbitales*, que corresponden a diferentes valores de l y se identifican como s, p, d, f, \dots , para $l = 0, 1, 2, 3, \dots$

Bandas de energía

Se ha encontrado que la mayor parte de los metales y semiconductores tienen una estructura cristalina. Un cristal es un sistema espacial de átomos o moléculas (estrictamente hablando, de iones) construido por la repetición sistemática en las tres dimensiones de alguna unidad estructural fundamental. Los niveles de energía de los electrones de un átomo único libre que hemos discutido,

no se aplican al mismo átomo en un cristal debido a que cada átomo empezará a ejercer una fuerza eléctrica sobre los que lo rodean. Debido a este acoplamiento entre los átomos se solapan las funciones de onda atómicas y el cristal llega a ser un *sistema* electrónico que debe obedecer el principio de exclusión de Pauli. Ignorando los niveles de las capas más internas de los átomos, vemos que los niveles de las subcapas más externas deben separarse en energía para cumplir con el principio de exclusión. La separación entre niveles es pequeña pero, debido al gran número de átomos que componen el cristal, la separación total entre la energía mínima y la máxima puede ser de varios eV. Este gran número de niveles de energía, muy poco separados pero discretos, se denomina *banda de energía*. Los electrones que ocupan la última banda ya no se puede decir que orbiten en las subcapas de un átomo determinado, sino que pertenecen al cristal en su conjunto. Esta banda recibe el nombre de *banda de valencia*. Energéticamente por encima de dicha banda se encuentra una banda vacía de niveles de energía permitidos llamada *banda de conducción* y separando ambas bandas hay una zona de niveles de energía no permitidos llamada *banda prohibida*.

Aislantes, conductores y semiconductores

En un aislante, la región que no contiene estados cuánticos, o sea, la banda prohibida que separa la banda de valencia llena de la banda de conducción vacía, tiene un ancho de varios eV. Se puede lograr la conducción aplicando campos eléctricos muy fuertes. La energía necesaria para separar electrones de valencia de sus átomos es de varios eV en un aislador.

La estructura de bandas de un cristal puede no tener una región prohibida de energía, de manera tal que las bandas de valencia y de conducción se solapan. Bajo la influencia de un campo eléctrico, los electrones pueden adquirir energía adicional y moverse hacia estados de energía más alta. Estos electrones móviles constituyen una corriente eléctrica. Los átomos de un conductor vibran a temperaturas superiores a 0 °K. Al aumentar la temperatura aumentan las vibraciones, aumenta la interferencia en el libre movimiento de los electrones y disminuye la conductividad.

Cuando los átomos de carbono, germanio y silicio, que tienen 4 electrones en su capa de valencia (exterior), forman una estructura cristalina especial, tenemos un material semiconductor. Los semiconductores tienen características de

conducción eléctrica que están entre los conductores y los aisladores. Un semiconductor tiene electrones de valencia con ligaduras más fuertes que un conductor, pero menos que un aislador. La energía necesaria para separar electrones de sus átomos es de aproximadamente 1 eV en un semiconductor. En los semiconductores, la conductividad aumenta con la temperatura debido a que aumenta el número de electrones libres.

Átomo de silicio: Tiene 14 electrones que están distribuidos de acuerdo a la siguiente ecuación, válida hasta la 4ª capa: $N^\circ \text{ de } e^- = 2 \times (N^\circ \text{ de capa})^2$

Átomo de germanio: Número atómico 32, es más inestable.

La energía necesaria para pasar de un nivel a otro es menor en el Ge (0,7 eV) que en el Si (1,1 eV). Esto se debe a que en el átomo de Ge, los electrones están más alejados del núcleo.

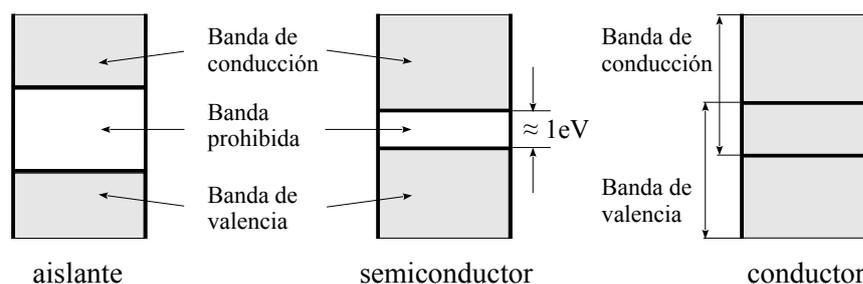


fig. 1

Fuerzas de enlace entre átomos

Las fuerzas que mantienen los átomos unidos para formar las moléculas se clasifican en: 1) Enlace iónico; 2) Enlace covalente; 3) Enlace metálico.

Las fuerzas de enlace iónico entre dos átomos son el resultado de la atracción entre iones de cargas opuestas. Los átomos que tienen más de 4 electrones de valencia tienden a adquirir más electrones adicionales, a fin de completar un número total de 8 en dicha capa. Aquellos átomos que tienen menos de 4 electrones en su capa de valencia tienden a ceder electrones. Muchos metales liberan electrones de valencia apenas la temperatura aumenta por encima de los 0 °K y el átomo se convierte entonces en un ión positivo rodeado por una nube de electrones. Cuando este ión positivo se une con otro ión negativo, tiene lugar un intercambio continuo de e^- de valencia entre los mismos.

Las fuerzas covalentes resultan del sincronismo del movimiento de e^- de valencia con los átomos vecinos. El átomo central con sus 4 e^- de valencia, comparte un e^- de valencia con cada uno de los átomos vecinos y viceversa. Dado que los e^- de valencia están fuertemente ligados al núcleo de su átomo y tienen una fuerza de atracción, se crea una fuerza covalente rígida entre los átomos vecinos, formando una estructura cristalina, fig 2. Los átomos capaces de formar uniones covalentes son los semiconductores.

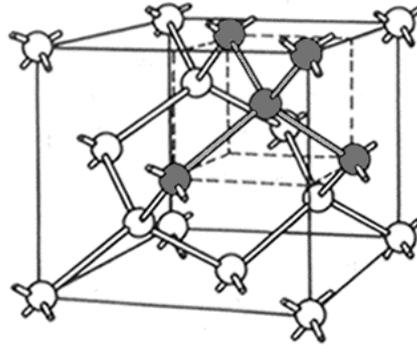


fig. 2

Una sustancia metálica está compuesta por átomos muy cercanos. En la mayoría de los casos, la capa electrónica exterior de cada átomo del metal se superpone con un gran número de átomos vecinos. En consecuencia, los electrones de valencia se mueven continuamente de un átomo a otro, no están asociados con ninguna pareja específica de átomos y son capaces de desplazarse en forma relativamente libre por todo el cristal. Los átomos abandonados por los electrones se convierten en iones positivos. Es en la interacción entre esos iones y los electrones de valencia que se origina la fuerza de cohesión que mantiene unido al cristal metálico.

Cristales semiconductores y sus propiedades

Los semiconductores son tetravalentes y para formar cristales, cada uno de los 4 electrones de valencia forma un enlace con un electrón vecino (unión covalente). El cristal semiconductor puro o intrínseco consiste en una serie continua de tetraedros interconectados, esta estructura se representa simbólicamente en dos dimensiones tal como se muestra en la fig. 3a. Si el semiconductor puro se mantiene a 0 °K y aislado de radiaciones externas, se puede asumir que todos los electrones de valencia están formando uniones covalentes.

Al aumentar la temperatura, algunos electrones adquieren suficiente energía como para escapar de los enlaces y pasar al nivel de conducción. El e^- deja entonces una vacante en el átomo, llamada laguna o hueco, fig. 3b. Podemos en general considerar al hueco como una partícula cargada positivamente. La causa primordial para la creación de un par electrón-hueco es la adición de calor, pues

se necesita un campo eléctrico muy intenso para romper un enlace covalente.

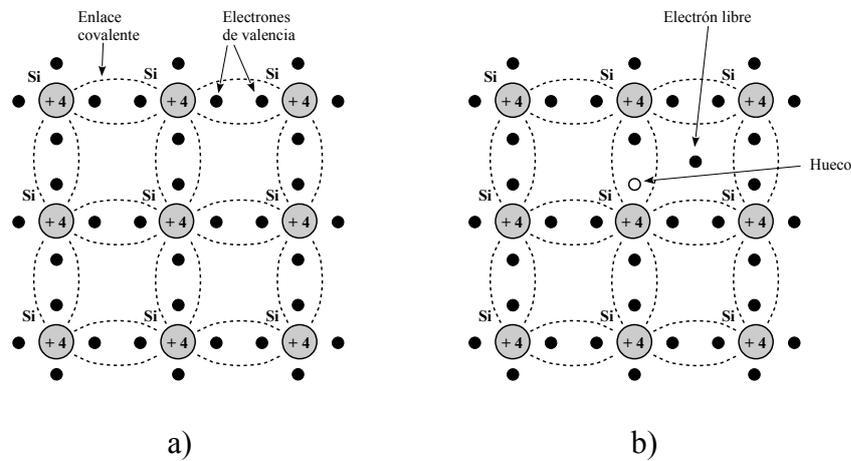


fig. 3

Los semiconductores usados en dispositivos electrónicos son generalmente impuros o extrínsecos y contienen a razón de un átomo de impureza por cada 10^7 a 10^9 átomos de semiconductor.

Semiconductor tipo N

Supongamos que mezclamos un cristal intrínseco con un átomo que contiene 5 e^- de valencia, fig. 4. El átomo pentavalente va a donar un e^- al cristal y por ello lo llamamos donante. Este e^- no forma enlace covalente y necesita poca energía, alrededor de 0,05 eV, para ser llevado desde la capa de valencia a la de conducción. En este nuevo semiconductor impuro aparecen niveles de energía permitidos a una distancia muy pequeña del borde inferior de la banda de conducción, tal como se muestra en la fig. 5. Estos nuevos niveles permitidos son esencialmente un nivel discreto, puesto que los átomos de las impurezas están muy separados en la estructura cristalina y en consecuencia su interacción es muy pequeña. Tenemos entonces 3 tipos de portadores de carga que pueden contribuir a la conducción eléctrica. Dos de ellos son el par electrón-laguna formado por la ruptura de las uniones covalentes y el tercero es el electrón donado. Podría parecer que se crea una laguna cuando el electrón donado es llevado al nivel de conducción, pero recordemos que por definición una laguna

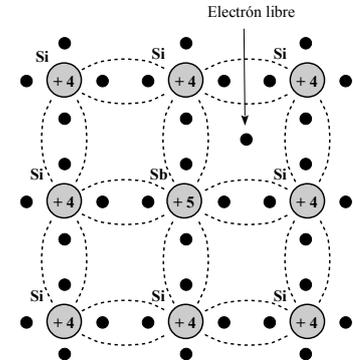


fig. 4

puede existir sólo en una estructura de enlace covalente. Si este sitio positivo (creado por el pasaje del e^- donado a la capa de conducción) actuara como una laguna, un electrón de un átomo vecino tendría suficiente energía para ocupar ese lugar. Como podemos apreciar en la fig. 5, eso es imposi-

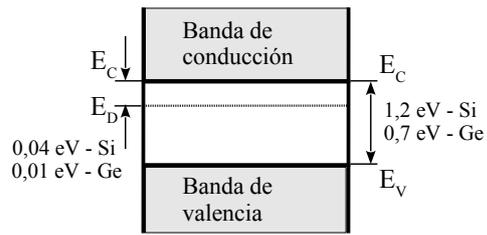


fig. 5

ble, pues existe una diferencia energética entre ese lugar positivo y el hueco. A temperatura ambiente, la conducción del cristal depende del porcentaje de impurezas. A este tipo de material se le llama material tipo **N**.

Suponiendo que todos los e^- donados se encuentran en la zona de conducción y que se le aplica un campo eléctrico al cristal, éstos serán acelerados hacia el terminal \oplus . En su movimiento a través del cristal, el e^- será atraído hacia las lagunas. Cuando ocurra la recombinación, el par e^- - laguna será eliminado como portadores de carga libre, pero el e^- perderá un fotón con una energía equivalente a la diferencia entre su energía de conducción y la energía de valencia del átomo. Este fotón con seguridad será absorbido por otro átomo del cristal, liberando así otro electrón. A estos electrones se agregan los pares electrón-hueco creados por rupturas de enlaces covalentes debidas a la temperatura.

Semiconductor tipo P

Si en lugar de mezclar sustancias pentavalentes mezclamos sustancias trivalentes, obtenemos un semiconductor tipo **P**, fig 6. Los átomos usados como impurezas son llamados aceptores, debido a que aceptan e^- . Cuando integran el semiconductor impuro, los enlaces covalentes que rodean al átomo aceptor están incompletos, solo tres de los enlaces podrán completarse originándose un hueco por no completarse el cuarto enlace. Las capas de valencia de las

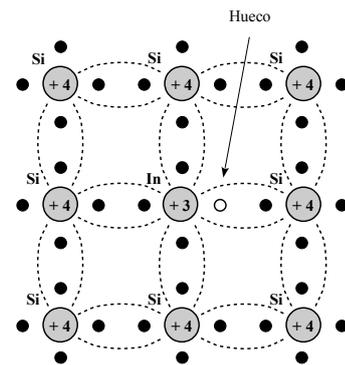


fig. 6

impurezas están a un nivel mayor que las capas de valencia de los átomos de semiconductor. Basta agregar entonces una pequeña cantidad de energía a un electrón que esté formando una unión covalente para que ocupe el sitio libre, creándose así una laguna en la estructura del semiconductor. Esta laguna es un

portador positivo de mucha movilidad y puede contribuir fácilmente a la conducción eléctrica a través del cristal. En la fig. 7 vemos el efecto que causa el átomo aceptor en la estructura cristalina. La energía necesaria para pasar un electrón del enlace covalente al nivel creado por el átomo aceptor

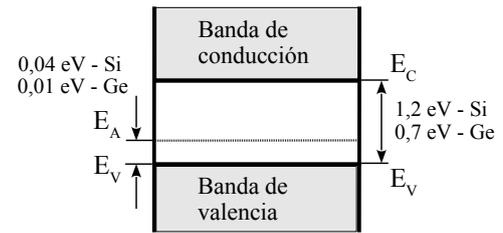


fig. 7

es menor que la energía necesaria para pasar a la banda de conducción, por lo tanto el mayor número de portadores en el material semiconductor **P** serán los huecos creados por estos electrones en la banda de valencia.

A temperatura ambiente, la mayor parte de la corriente en el material **P** se compone del movimiento de las lagunas en la capa de valencia. Cuando el material es sometido a un campo eléctrico, las lagunas se mueven hacia el terminal \ominus de la fuente, las lagunas se desplazan de átomo en átomo. Hay que tener presente que este movimiento tiene lugar en la capa de valencia y que en el material **P** también existen corrientes debidas a rupturas de los enlaces covalentes.

Se llama *portadores mayoritarios* a aquellos de los cuales depende la mayor parte de la corriente, los *portadores minoritarios* son aquellos de los cuales depende la corriente en menor escala. Los portadores mayoritarios en un material tipo **P** son las lagunas y en un material tipo **N** son los electrones. Es de destacar que para una misma cantidad de impurezas, la conducción de un material tipo **N** es mayor que la de un material tipo **P**, debido a que la movilidad de los electrones es mayor que la de las lagunas.

Función de Fermi-Dirac

La función de distribución de Fermi-Dirac describe la probabilidad de que un electrón ocupe un determinado nivel de energía a una temperatura dada. La probabilidad de encontrar un electrón en el nivel de energía E en eV a la temperatura T en °K se expresa como:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_F) / kT}}$$

k = constante de Boltzman eV/°K
 T = temperatura en °K
 E_F = Nivel de Fermi en eV

El nivel de Fermi representa el estado de energía con una probabilidad del 50% de estar ocupado, siempre y cuando no esté en una banda prohibida. Vemos que si $E = E_F$, entonces $f(E) = 0,5$ para cualquier valor de temperatura. La fig. 8a muestra la curva de distribución de energía con $f(E)$ en función de $E - E_F$ para un metal a $T = 0 \text{ °K}$, $T = 300 \text{ °K}$ y $T = 2500 \text{ °K}$, mientras que en la fig. 8b se han intercambiado los ejes de coordenadas y muestra $E - E_F$ en función de $f(E)$.

Cuando $T = 0 \text{ °K}$, hay sólo dos condiciones posibles: 1) Si $E > E_F \Rightarrow f(E) = 0$, no hay ninguna probabilidad de encontrar un estado cuántico ocupado de energía mayor que E_F a la temperatura de cero absoluto ; 2) Si $E < E_F \Rightarrow f(E) = 1$, todos los niveles cuánticos con energías menores a E_F estarán ocupados a $T = 0 \text{ °K}$.

El nivel de Fermi es meramente un indicador de energía media y no se trata de una entidad física, en el sentido en que lo es un nivel de energía atómica.

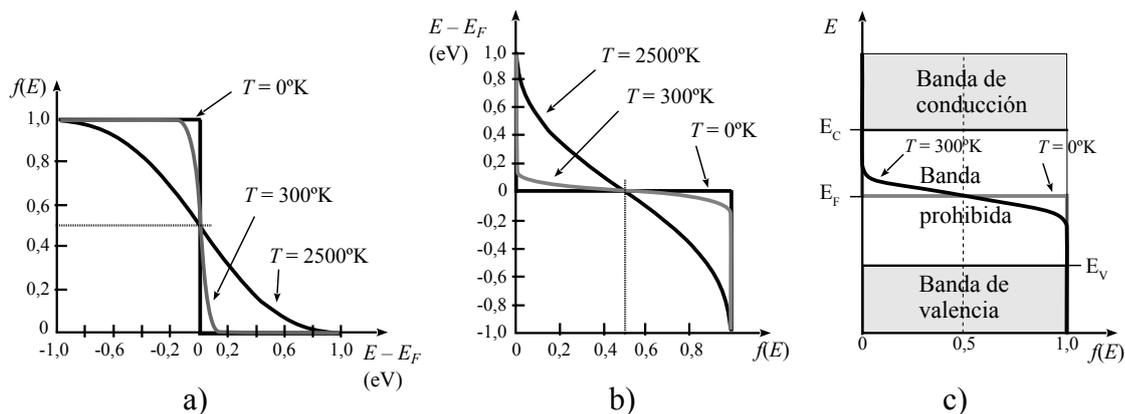


fig. 8

La fig. 8c muestra la distribución de Fermi-Dirac de un semiconductor intrínseco para $T = 0 \text{ °K}$ y $T = 300 \text{ °K}$, sobreimpresa en el diagrama de las bandas de energía del mismo. A $T = 0 \text{ °K}$, la probabilidad de encontrar un electrón en la banda de conducción es nula [$f(E) = 0$] y la probabilidad de encontrar un hueco en la banda de valencia también es nula [$1 - f(E) = 0$]. A temperatura ambiente, algunos electrones son excitados a energías más altas, llenando algunos estados próximos al borde inferior de la banda de conducción E_C . En forma parecida, cerca del extremo superior de la banda de valencia E_V , la probabilidad de ocupación es menor que la unidad, pues algunos electrones han escapado de su enlace covalente y están ahora en la banda de conducción.

Se puede demostrar, que en un semiconductor intrínseco el nivel de Fermi se encuentra en el centro de la banda de energía prohibida.

Mecanismos de conducción

En los semiconductores, la conducción eléctrica es la consecuencia de dos procesos distintos:

i) Arrastre de cargas por efecto de un campo eléctrico

Cuando sólo actúa la energía térmica, los electrones de conducción y los huecos se mueven al azar dentro del cristal. Al aplicar un campo eléctrico, al movimiento desordenado se le superpone una componente de *arrastre* con la misma dirección del campo y el mismo u opuesto sentido, según se trate de huecos o de electrones. El movimiento de cada carga es ahora una sucesión de desplazamientos al azar, pero con un desplazamiento medio orientado según el campo y atribuible al mismo.

ii) Difusión de cargas, cuando existe un gradiente (diferencia) de concentración

En una región homogénea y exenta de campos, perteneciente a un semiconductor en equilibrio, el movimiento de cargas se debe a la energía de agitación térmica y la carga neta que atraviesa cualquier plano de referencia es cero. Sin embargo, puede haber un cristal en el cual la densidad de electrones o de huecos varíe con la distancia a un plano de referencia. En un medio en el que exista una diferencia en la densidad de electrones, en las regiones más densas habrá más cantidad de electrones con componentes de velocidad dirigidas hacia las regiones de menor densidad, que electrones que se dirijan de las regiones menos densas hacia las más densas. Lo mismo sucede con los huecos, si es que existen zonas con diferente concentración de los mismos. Por consiguiente, se producirá por agitación térmica un movimiento neto de carga en el sentido de las concentraciones decrecientes, este proceso se llama *difusión*.

10.2 Unión P-N

En la fig. 9 podemos ver las posiciones relativas del nivel de Fermi en el material P y en el N.

Al tener en el material P huecos que rellenar antes de que un e^- pase a la zona de conducción, la probabilidad del 50% de encontrar un e^- (nivel de Fermi) va a estar más alejada de la zona de conducción que en el caso de los materiales intrínsecos.

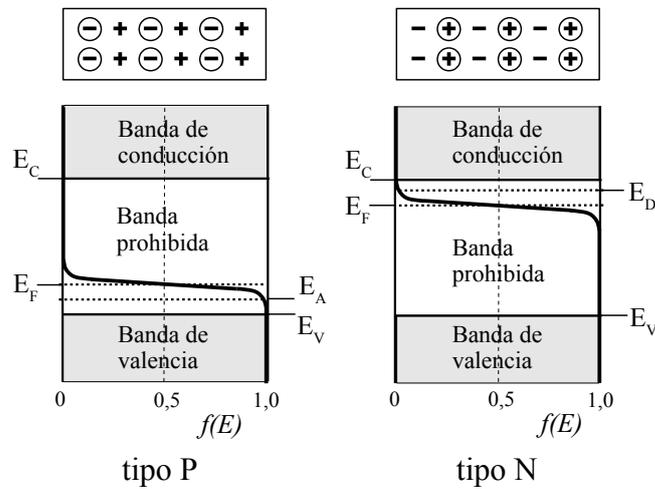


fig. 9

En el material N tenemos electrones en la zona de conducción, por lo que el nivel de Fermi va a estar entonces más cerca de esa zona.

En el lado P, los signos \ominus son los iones inmóviles de las impurezas aceptoras, que han capturado e^- a fin de llenar los huecos existentes. En el lado N, los signos \oplus son los iones de las impurezas donadoras, que han perdido sus e^- débilmente ligados. Los otros signos $+$ y $-$ son los huecos y los electrones libres.

Para el estudio, supondremos que la unión se forma al poner en íntimo contacto atómico el material P con el N.

En estas condiciones, en equilibrio térmico, el nivel de Fermi debe ser constante a lo largo de la barra. Esto implica que las posiciones relativas de los niveles de energía de ambos materiales se desplazarán, teniendo como referencia el nivel de Fermi. Como consecuencia de este desplazamiento, los niveles de energía del material P estarán en una posición ligeramente más alta, energéticamente hablando, que los niveles de energía del material N. En la fig. 10 vemos los niveles de energía en el momento de formarse la unión.

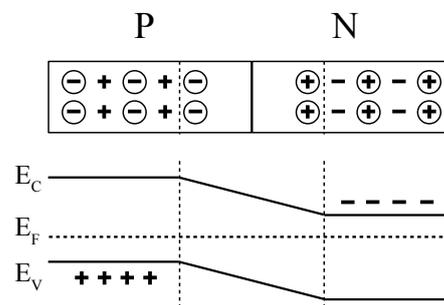


fig. 10

Antes de unirse los materiales, en el material P teníamos cargas positivas libres, en tanto que en el material N teníamos cargas negativas libres. Al unirse

ambos, los e^- tenderán a difundirse a través de la unión hacia el material P y los huecos se difundirán hacia el material N. Cuando esto ocurre, el efecto neto es que el material P adquiere una carga negativa y el material N una carga positiva. Se forma entonces un campo eléctrico en la llamada *región de agotamiento o de carga espacial*, el cual se opone al movimiento de las cargas libres. Como el campo se opone al intercambio de cargas que lo produjo, se alcanzará una *condición de equilibrio* cuando el campo llegue a ser lo suficientemente grande como para compensar el proceso de difusión.

A la unión P-N la llamaremos *diodo*, al material P se lo llama *ánodo* y al material N *cátodo*. Se representa al diodo mediante el símbolo mostrado en la fig. 11.

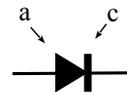


fig. 11

Polarización inversa del diodo

Cuando conectamos una fuente de tensión en serie con el diodo de manera tal, que el polo negativo quede conectado al ánodo y el positivo al cátodo, decimos que el diodo está polarizado inversamente. En este caso, el campo eléctrico procedente de la batería tiene una polaridad tal que se suma al de la región de agotamiento.

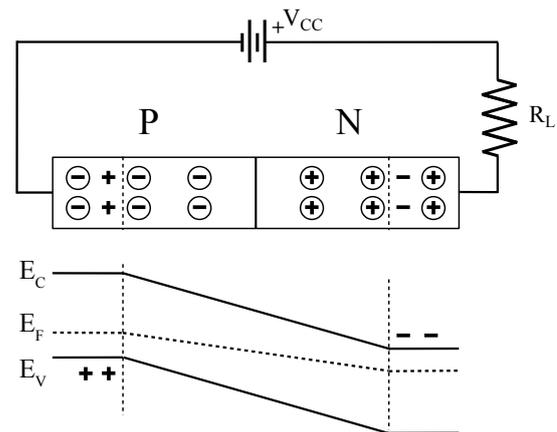


fig. 12

Esto ensancha dicha región, aumentando la diferencia de energía entre las zonas de conducción de ambos materiales. Las corrientes de portadores mayoritarios encuentran mayor dificultad en pasar a través de la región de agotamiento al material opuesto. La polarización inversa no afecta mayormente a la corriente de portadores minoritarios, que bajo estas condiciones sería la única corriente significativa del diodo. Hay otra componente a través de la unión debida a la fuga de portadores, tanto electrones como huecos, a través de la superficie de los materiales que constituyen la unión. Esto se debe a la discontinuidad del cristal en la superficie de los materiales semiconductores. La corriente de fuga también existe en la polarización directa del diodo, pero la corriente directa es tan alta que predomina. La corriente total de un diodo polarizado inversamente

está compuesta entonces por la corriente inversa y la corriente de fuga y se la llama *corriente inversa de saturación* del diodo I_S , su magnitud depende de la temperatura.

Polarización directa del diodo

La condición de polarización directa está ilustrada en la fig. 13. En este caso, el positivo de la fuente está conectado al ánodo y el negativo al cátodo. El campo externo está en oposición con el de la región de agotamiento, la cual se estrecha, reduciéndose la diferencia de energía entre los niveles de conducción de ambos materiales. En consecuencia, los huecos cruzan la unión de P a N, lo que constituye una inyección de portadores minoritarios. De forma similar, los electrones cruzan la unión en sentido opuesto y se transforman

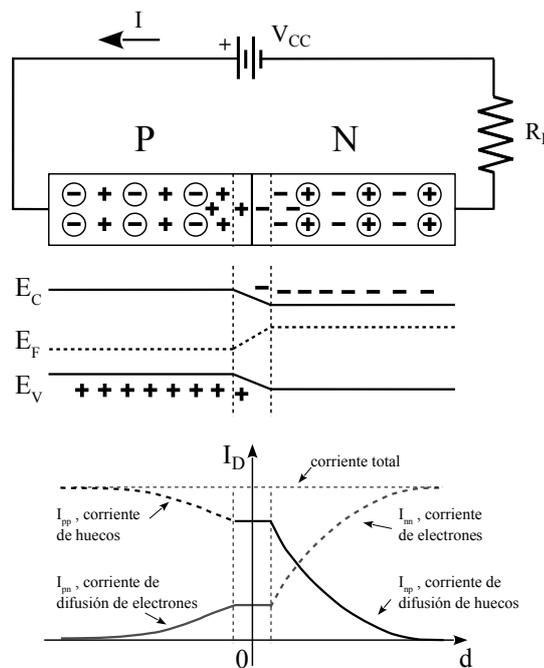


fig. 13

en una corriente minoritaria inyectada hacia el lado P. Los huecos que circulan de P a N son una corriente *en la misma dirección* que los e^- que lo hacen de N a P, por lo que la corriente total que atraviesa la unión es la *suma* de ambas. Esta corriente directa es relativamente elevada y es directamente proporcional a la polarización aplicada. La corriente en un diodo P-N es de carácter bipolar, pues está formada por portadores de carga positiva y negativa. La proporción en que los huecos y los electrones contribuyen a la corriente total, no es uniforme a lo largo del dispositivo, sino que varía con la distancia a la unión. Cuando se inyectan huecos en el lado N y electrones en el lado P, el número de estos portadores minoritarios inyectados disminuye exponencialmente con la distancia a la unión. La concentración de impurezas a ambos lados de la unión no tiene por que ser idéntica, en la gráfica de la fig. 13 se ha supuesto que la concentración de impurezas aceptoras es mucho mayor que la de donadoras, de forma tal que la corriente de huecos excede a la corriente de electrones.

10.2.1 Característica tensión-corriente

El diodo es un dispositivo no lineal. La relación tensión-corriente para un diodo ideal, está dada por la ecuación de Shockley¹. La misma es válida tanto para la polarización directa como para la inversa, aunque no tiene en cuenta todos los fenómenos que ocurren en el diodo, como por ej. la ruptura inversa por avalancha.

En la fig. 14 vemos la curva característica de un diodo, en ella se distinguen tres zonas:

- a) Zona de conducción, cuando el diodo es polarizado en forma directa como en la fig. 13, la corriente crece rápidamente con una tensión prácticamente constante. La tensión umbral a la cual el diodo comienza a conducir es de aprox. 0,6 V para un diodo de Si y 0,2 V para uno de Ge. I_F es la máxima corriente directa que puede conducir el diodo en forma continua sin fundirse.

$$I_D = I_S(e^{V_D/nV_T} - 1) \quad (1)$$

I_D - corriente a través del diodo

I_S - corriente inversa de saturación

V_D - tensión entre terminales

V_T - voltaje térmico ≈ 25.85 mV a 300°K

η - coef. de emisión, Ge = 1, Si ≈ 2

A otras temperaturas $V_T = \frac{kT}{q}$

k - constante de Boltzmann

T - temperatura de la unión P-N en °K

q - magnitud de la carga del electrón

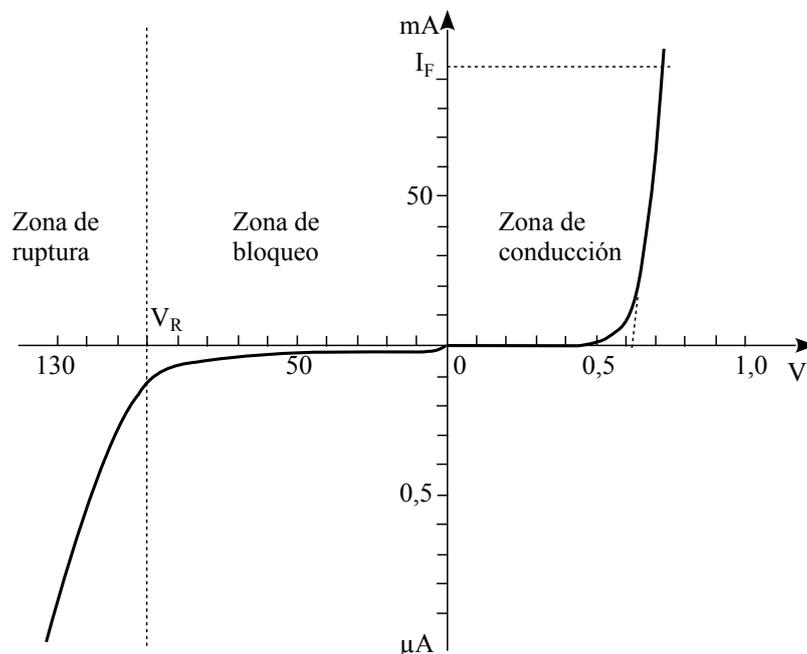


fig. 14

¹ William Bradford Shockley (1910 -1989), inventor del transistor de juntura

- b) Zona de bloqueo, cuando el diodo se polariza en forma inversa tal como en la fig. 12, prácticamente circula sólo la corriente inversa de saturación I_S . La intensidad de I_S es del orden de los nA para los diodos de Silicio, para los de Germanio son algunos μA .
- c) Zona de ruptura, al aumentar la tensión de polarización inversa y alcanzar el valor V_R , la corriente inversa aumenta en forma abrupta, permaneciendo la tensión esencialmente constante para grandes variaciones de corriente. Si el circuito externo limita la corriente y por lo tanto la potencia disipada a un valor seguro, el diodo no sufrirá daños.

Resistencia del diodo

Con polarización directa, el diodo presenta una resistencia eléctrica de muy bajo valor.

Se define la *resistencia estática* R_F o resistencia en CC de un diodo, como el cociente entre V_D e I_D . En cualquier punto **A** de la curva característica tensión-corriente del diodo, R_F es igual a la inversa de la pendiente de la línea que une ese punto con el origen. Esta resistencia varía con el punto de trabajo y se puede calcular mediante la ec. (2):

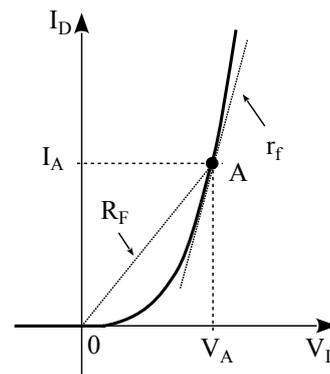


fig. 15

$$R_F = \frac{V_A}{I_A} = \frac{V_A}{I_S(e^{V_A/\eta V_T} - 1)} \quad (2)$$

Se define la *resistencia dinámica* r_f o resistencia en CA de un diodo, como la pendiente de la curva tensión-corriente en el entorno del punto de funcionamiento **A**

Su inversa puede hallarse derivando la corriente con respecto a la tensión en la ecuación de Shockley:

$$\frac{1}{r_f} = \frac{dI_A}{dV_A} = \frac{I_S \cdot e^{V_A/\eta V_T}}{\eta V_T} = \frac{I_S + I_A}{\eta V_T}$$

Cuando la polarización directa es superior a unas décimas de volt, se cumple que $I_A \gg I_S$ y entonces:

$$r_f \approx \frac{\eta V_T}{I_A} \quad (3)$$

Capacidad de juntura

Una polarización inversa obliga a los portadores mayoritarios a alejarse de la unión, aumentando así el ancho de la región de agotamiento. Al estar casi libre de portadores mayoritarios, dicha región es un excelente aislador y puede ser considerada como el dieléctrico de un capacitor. En cambio, las regiones que limitan con la región de agotamiento tienen buena conductividad debido a la presencia de portadores mayoritarios y pueden ser consideradas como las placas de un capacitor. Esta *capacidad de juntura* C_j no es constante, sino que depende de la tensión exterior aplicada. Cuanto mayor es la tensión inversa, mayor es el ancho de la región de agotamiento y en consecuencia, menor es la capacidad C_j .

Una aplicación de este efecto, es la sintonización de un circuito resonante LC mediante una tensión. Los diodos fabricados especialmente para estas aplicaciones se denominan *varicaps* o *varactores*.

Capacidad de difusión o de almacenamiento

Como ya hemos visto, cuando la unión P-N está polarizada directamente se inyectan electrones desde la región N a la región P y huecos de la región P a la N. La concentración de estos portadores minoritarios difundidos a través de la unión P-N, disminuye exponencialmente con la distancia a la unión.

Las variaciones de la tensión directa aplicada provocarán cambios incrementales en la densidad de huecos en la cara N de la unión, así como en la densidad de electrones en la cara P. Estos cambios de la densidad de carga son equivalentes a los producidos por una *capacidad de difusión o de almacenamiento* C_D , igual que en un capacitor convencional, donde las variaciones de la carga almacenada son originadas por variaciones en la tensión aplicada.

Si el diodo está conduciendo y se lo polariza repentinamente en forma inversa, transcurrirá un intervalo apreciable llamado *tiempo de recuperación inversa* t_{rr} , durante el cual se descargará la capacidad de difusión. Los portadores minoritarios se difundirán retrocediendo hacia la unión y serán arrastrados a través de ella, circulando así una corriente apreciable en sentido inverso antes de caer al valor de saturación I_S .

Zona de ruptura

Se llama efecto Zener¹ a la rotura de los enlaces covalentes ante la influencia de un campo eléctrico inverso muy elevado en la región de agotamiento. Otro efecto similar que también se presenta es el de avalancha; los electrones y los huecos que constituyen la corriente inversa de saturación son acelerados fuertemente por el campo eléctrico, algunos de ellos chocan con los átomos con suficiente energía como para desprender electrones secundarios, los que a su vez van a ser acelerados y podrán liberar otros electrones, produciéndose una avalancha y la corriente aumenta abruptamente.

Los llamados diodos Zener son construidos con suficiente capacidad de disipación como para operar en la zona de ruptura sin destruirse. Su tensión de ruptura es menor que la de un diodo convencional y puede ser determinada con precisión al construirlo. En estos diodos están presentes ambos efectos simultáneamente, predominando el efecto Zener para las tensiones de ruptura por debajo de 5,6 V y el de avalancha para las tensiones superiores.

Estos diodos pueden ser empleados como referencia de tensión. En la fig. 16, la corriente del diodo se ajustará por si misma a las variaciones de la tensión de alimentación y de la corriente de carga, manteniendo una tensión casi constante en la carga. El diodo regulará siempre que $I_Z > I_{ZK}$. El límite superior para I_Z lo determina la potencia máxima que es capaz de manejar el diodo. La corriente de trabajo se suele fijar en 20% de esa corriente máxima.

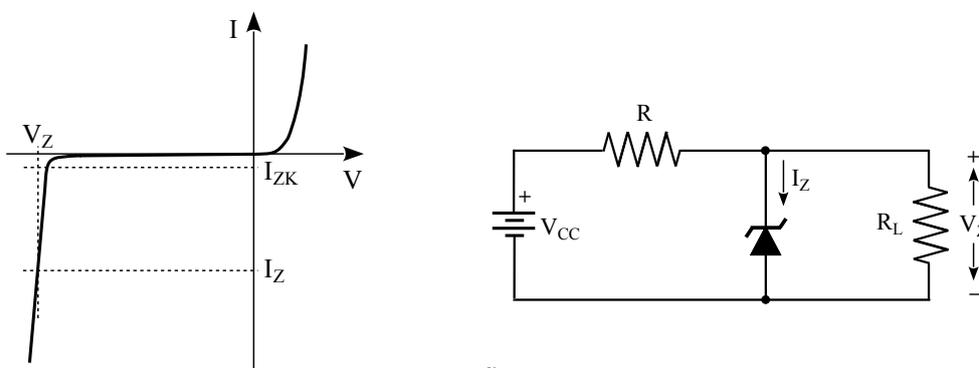


fig. 16

¹ Clarence Melvin Zener (1905-1993), físico norteamericano

10.3 Determinación del punto de operación

En la fig. 17, la batería V_{CC} alimenta un circuito compuesto por un diodo conectado en serie con un resistencia R_L , el diodo está polarizado directamente. Nos interesa calcular la corriente I_D . La ecuación de la malla es la ec (4a).

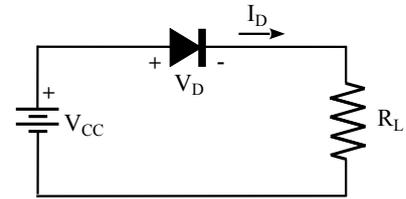


fig. 17

Tenemos dos incógnitas, por lo que necesitamos una segunda ecuación en la cual también aparezcan V_D e I_D . Utilizaremos la ecuación de Shockley, que reproducimos aquí como ec. (4b).

$$V_D + I_D \cdot R_L = V_{CC} \quad (4a)$$

$$I_D = I_S (e^{V_D/nV_T} - 1) \quad (4b)$$

Tenemos ahora un sistema de dos ecuaciones cuya resolución analítica es engorrosa, por lo cual lo resolveremos en forma gráfica. La representación gráfica de la ecuación de Shockley es la curva tensión-corriente del diodo.

La ec. (4a) es una recta llamada *recta de carga*, la cual podemos trazar fácilmente sobre la curva característica del diodo encontrando sus puntos de corte con los ejes de coordenadas. El punto de intersección de ambas nos dará la solución del sistema. A este punto se lo llama *punto de operación* o *punto Q*.

En la ec. (4a), tenemos que:

$$\text{para } \begin{cases} I_D = 0 \Rightarrow V_D = V_{CC} \\ V_D = 0 \Rightarrow I_D = \frac{V_{CC}}{R_L} \end{cases}$$

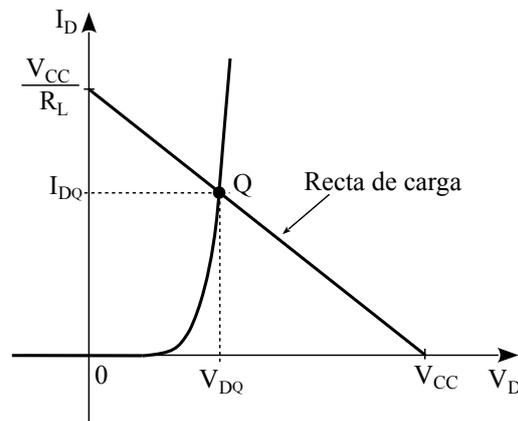


fig. 18

10.4 Juntura metal-semiconductor

Las propiedades rectificadoras de las junturas metal-semiconductor son conocidas desde finales del siglo XIX. La estructura de bandas en equilibrio térmico de estas junturas se muestra en la fig. 19 a) y b) para semiconductores tipo N y P

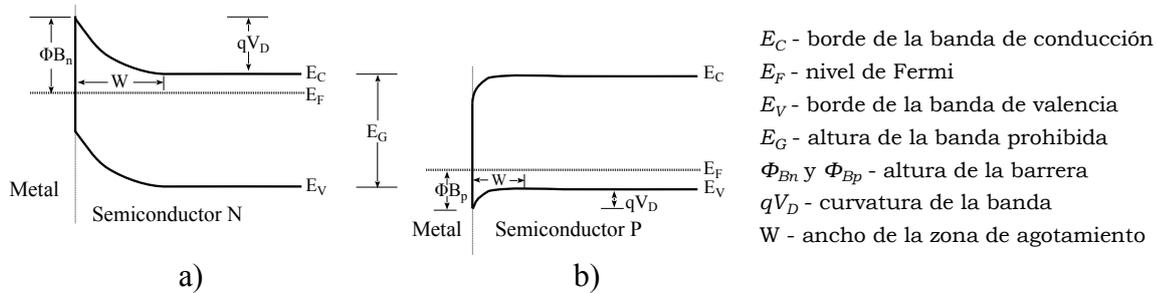


fig. 19

La curvatura de la banda en el semiconductor tiene lugar de forma tal, que retarda el flujo de los portadores mayoritarios hacia el metal. Por lo tanto, existe una “barrera” en la superficie de contacto. La barrera aparece debido a que el metal y el semiconductor tienen diferentes electronegatividades (la electronegatividad es la capacidad de un átomo para atraer electrones cuando forma parte de un enlace químico). Se ha encontrado, que la altura de la barrera es esencialmente independiente del nivel de dopaje del semiconductor.

Contacto metal-semiconductor ligeramente dopado

Cuando el ancho de la zona de agotamiento es relativamente grande, el único medio de transporte de electrones a través de la juntura es por emisión termoiónica sobre la barrera. Con polarización directa (el metal es positivo respecto al semiconductor N), hay muchos electrones con suficiente energía para pasar sobre la barrera hacia el metal, fig. 20 b). Como la polarización directa reduce la barrera del lado del semiconductor, un incremento de la polarización directa resulta en un rápido incremento de la corriente directa. Cuando se polariza al diodo inversamente como en la fig 20 c), los electrones presentes en el metal deben

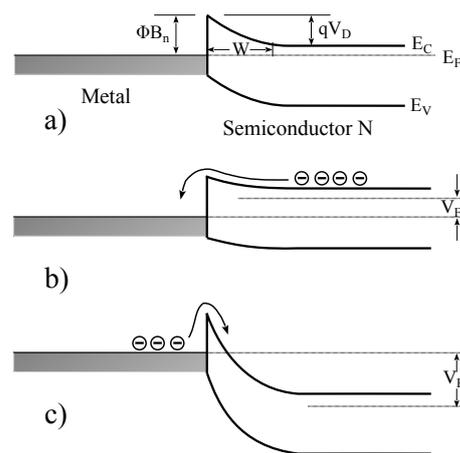


fig. 20

en un rápido incremento de la corriente directa. Cuando se polariza al diodo inversamente como en la fig 20 c), los electrones presentes en el metal deben

remontar una barrera de altura Φ_{Bn} para pasar al semiconductor, la cual es esencialmente independiente de la tensión de polarización. Por eso, se espera que en la dirección inversa la corriente sea pequeña y esencialmente independiente de la polarización, hasta que el campo eléctrico en la región de agotamiento sea tan fuerte que se produzca la ruptura por avalancha.

Además de la corriente de portadores mayoritarios debida a la emisión termoiónica, al igual que en la unión P-N hay una corriente de portadores minoritarios a través de la barrera Schottky¹. Para un semiconductor covalente, esta corriente es usualmente mucho menor que la de los portadores mayoritarios.

Las *diferencias* más importantes entre las características V-I de las junturas Schottky y P-N son:

- 1) En las barreras Schottky la corriente es transportada por portadores mayoritarios, mientras que en las P-N lo hacen los minoritarios. El almacenamiento de los portadores minoritarios en la juntura limita el tiempo de conmutación de una juntura P-N cuando es conmutada de directa a inversa. Como la corriente es transportada por portadores mayoritarios, las barreras Schottky tienen un tiempo de almacenamiento despreciable, lo cual las hace ideales para aplicaciones de alta frecuencia y de conmutación.
- 2) Para diodos de área similar, las barreras Schottky tienen corrientes mucho mayores para la misma tensión de polarización directa, o sea que la caída de tensión es mucho menor que en una juntura P-N para la misma corriente.

Contacto metal-semiconductor fuertemente dopado

Cuando el dopaje del semiconductor es más fuerte, la zona de carga espacial es tan delgada que, adicionalmente a la emisión termoiónica por encima de la barrera, hay portadores que pueden pasar a través de la parte media de la barrera (efecto túnel). A esta corriente de portadores con alguna energía térmica que pasan por el “túnel” se le llama *emisión termoiónica de campo*.

Si el dopaje del semiconductor es muy fuerte, el ancho de la depleción es tan pequeño que los portadores en el nivel de Fermi pueden pasar por efecto túnel a través de la barrera. Este pasaje de portadores recibe el nombre de *emisión de campo*. El resultado es una característica V-I lineal para un amplio margen de corrientes, por lo que estos contactos son considerados “óhmicos”.

¹ Walter Hans Schottky (1886 – 1976) Físico e ingeniero alemán

Estructura del diodo Schottky

Básicamente, consiste en un semiconductor N sobre un substrato N^+ . El metal (usualmente aluminio) depositado sobre el semiconductor N forma la juntura Schottky. El segundo terminal se conecta a un substrato N^+ y forma por lo tanto un contacto óhmico. Los diodos Schottky de Si tienen una tensión umbral de 0,3 a 0,4 V. Su principal desventaja radica en la corriente de fuga relativamente alta comparada con la de la juntura P-N y la tensión de ruptura inversa relativamente baja, usualmente menos de 100V.

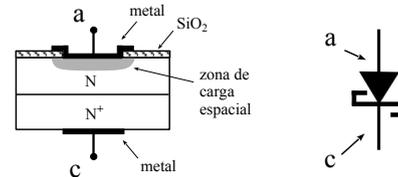


fig. 21

Silicon Carbide (Carborundum)

Es un semiconductor compuesto en el cual, sobre una estructura cristalina de carbón (diamante), se han substituido la mitad de los átomos por silicio. La altura de la banda prohibida varía de 2,2 eV a 3,3 eV, dependiendo de la estructura específica y su conductividad térmica es unas 3 veces mayor que la del silicio. La mayor altura de la barrera permite construir diodos Schottky que soportan tensiones inversas de hasta 1700 V, con una caída de tensión directa de 0,8 V. La concentración de portadores intrínsecos en el Si es de aproximadamente $10^{10}/\text{cm}^3$, mientras que la del SiC es de sólo $10^{-9}/\text{cm}^3$, ambos valores medidos a temperatura ambiente. La característica más significativa de la concentración de portadores intrínsecos es que ésta aumenta exponencialmente para un aumento lineal de temperatura. Cuando la temperatura de la juntura alcanza los 200 °C, la concentración de portadores intrínsecos en el Si excede $10^{14}/\text{cm}^3$, el cual es un valor comparable con la concentración normal de una juntura P-N. Gracias a su concentración ultrabaja de portadores intrínsecos, los diodos de SiC pueden operar con temperaturas de juntura superiores a 400 °C, mayor que los 150 a 175 °C de los diodos de silicio.

10.5 El diodo como rectificador

Un *rectificador* es un dispositivo eléctrico que presenta una resistencia pequeña a la corriente en un sentido y una resistencia grande en el sentido opuesto. Este dispositivo es capaz de convertir una forma de onda de entrada sinusoidal, cuyo valor medio es cero, en una forma de onda *unidireccional* (aunque no constante), con un valor medio distinto de cero.

Rectificador de media onda

En la fig. 22 vemos el circuito del rectificador de media onda y la forma de onda de la corriente rectificada i .

$$v_i = V_m \text{sen} \omega t \quad , \quad \text{si } \alpha = \omega t \Rightarrow$$

$$i = I_m \text{sen} \alpha \quad \text{para } 0 \leq \alpha \leq \pi$$

$$i = 0 \quad \text{para } \pi \leq \alpha \leq 2\pi$$

La corriente promedio será:

$$I_{cc} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi I_m \text{sen} \alpha d\alpha = \frac{I_m}{\pi}$$

En este circuito sin filtro, el diodo soportará una tensión de pico inverso igual a V_m .

Si R_F es la resistencia interna del diodo en corriente continua, la tensión en la carga será:

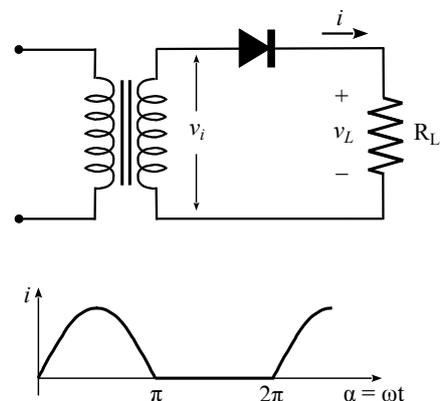


fig. 22

$$V_{cc} = \frac{V_m}{\pi} - I_{cc} \cdot R_F \quad (5)$$

Rectificador de onda completa

En la fig. 23 vemos el circuito del rectificador de onda completa. El mismo está compuesto por dos rectificadores de media onda, conectados de modo que un diodo conduce durante un semiciclo y el otro lo hace durante el segundo semiciclo. La corriente en la carga i es la suma de ambas y

el valor de continua es:

$$I_{cc} = \frac{2 I_m}{\pi}$$

Los diodos soportarán una tensión de pico inverso igual a $2 \cdot V_m$.

La tensión continua en la carga será:

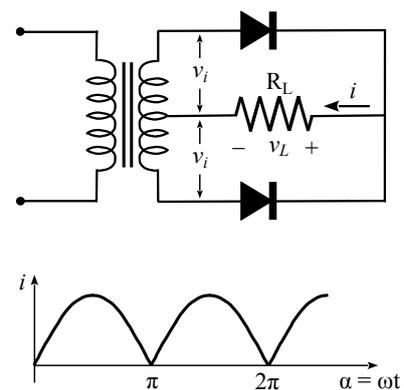


fig. 23

$$V_{cc} = \frac{2 V_m}{\pi} - I_{cc} R_F \quad (6)$$

Rectificador en puente

En la fig. 24 vemos el circuito del rectificador en puente, el cual es también un rectificador de onda completa. Tiene la ventaja de no requerir un transformador con punto medio y la tensión de pico inverso que soportan los diodos es igual a V_m . Los diodos D_2 y D_3 conducen simultáneamente durante el semiciclo positivo y D_1 y D_4 lo hacen durante el semiciclo negativo, por lo que la tensión en la carga será:

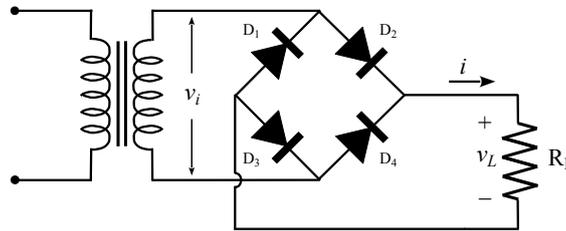


fig. 24

$$V_{cc} = \frac{2V_m}{\pi} - 2 \cdot I_{cc} R_F \quad (7)$$

10.6 Fuentes de alimentación

Con excepción de los aparatos portátiles alimentados a baterías, los equipos electrónicos reciben energía de una *fente de alimentación*, la cual convierte la tensión alterna de la red eléctrica en una tensión prácticamente continua.

En la fig. 25 se muestra el diagrama en bloques de una fuente de alimentación lineal. La tensión alterna de la red es reducida (o elevada) mediante un transformador a un nivel adecuado para la salida de DC deseada. Seguidamente, esa tensión de AC es rectificada y pasa luego por un filtro que suaviza la variación de la tensión. Finalmente, esa tensión de DC con ondulación alimenta un regulador electrónico que entrega un nivel de DC bien definido y con una ondulación extremadamente baja. Este último bloque es opcional.

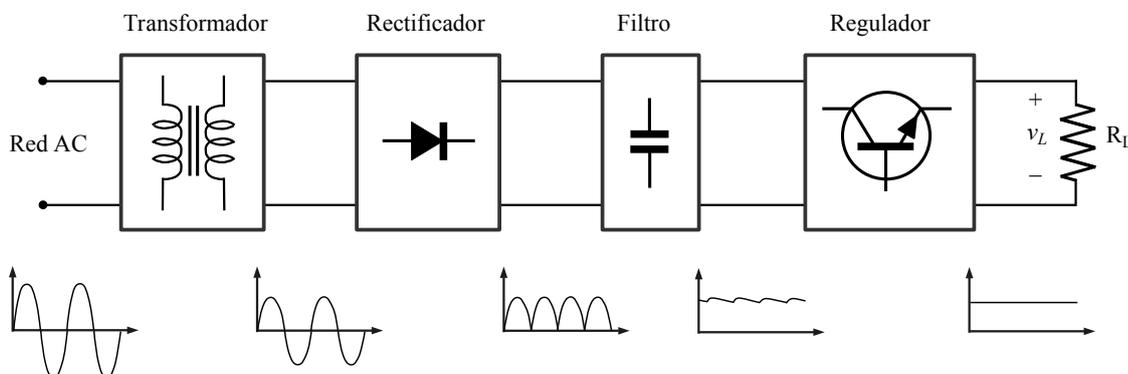


fig. 25

Para especificar una fuente de alimentación, no basta con indicar su tensión de salida nominal y la máxima corriente que puede suministrar, sino que también se necesitan figuras de mérito que indiquen cuanto se diferencia su comportamiento del de una fuente de alimentación ideal:

Factor de regulación

La variación de la tensión continua de salida en función de la corriente continua en la carga se denomina *regulación*.

El porcentaje de regulación se define como:

$$RV = \frac{V_{NL} - V_{FL}}{V_{FL}} \cdot 100\% \quad (8)$$

siendo: V_{NL} = Tensión de salida sin carga

V_{FL} = Tensión de salida a plena carga

Para una fuente de alimentación ideal, la tensión de salida es independiente de la carga y el porcentaje de regulación es cero. Una fuente de alimentación real tiene una impedancia interna finita:

$$Z_o = \frac{\Delta V_L}{\Delta I_L} \quad (9)$$

Factor de rizado

Si bien el circuito rectificador convierte la corriente alterna en una corriente unidireccional, la tensión que entrega no es constante sino que es la suma de una componente continua V_{DC} y de componentes alternas que fluctúan periódicamente. A la suma de todas estas componentes alternas se la llama *tensión de rizado*. Cuanto menor sea la misma, mejor será la operación de la fuente. Como figura de mérito, se define el *factor de rizado* como el cociente entre el *valor eficaz* de la suma de las componentes de alterna y el valor medio V_{DC} de la tensión de salida.

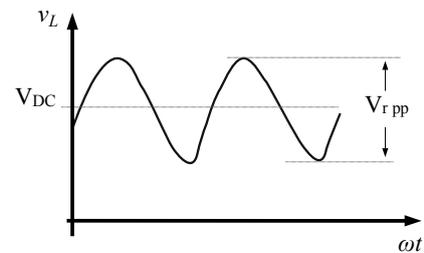


fig. 26

$$r = \frac{V_{r\text{ef}}}{V_{DC}} \cdot 100\% \quad (10)$$

Se puede demostrar, que para el rectificador de media onda con carga resistiva el factor de rizado resulta ser 121 %, mientras que para el de onda completa en las mismas condiciones es 48 %. Estos valores son demasiado altos para una fuente que alimenta un equipo electrónico, por lo que se hace necesario el uso de circuitos de filtro para reducir la tensión de rizado.

10.6.1 Filtro con entrada por capacitor

Este filtro se basa en que el capacitor almacena energía durante el período de conducción de los diodos y entrega esta energía a la carga durante el período de no conducción. De esta forma, circula una corriente más uniforme por la carga y se disminuye el rizado.

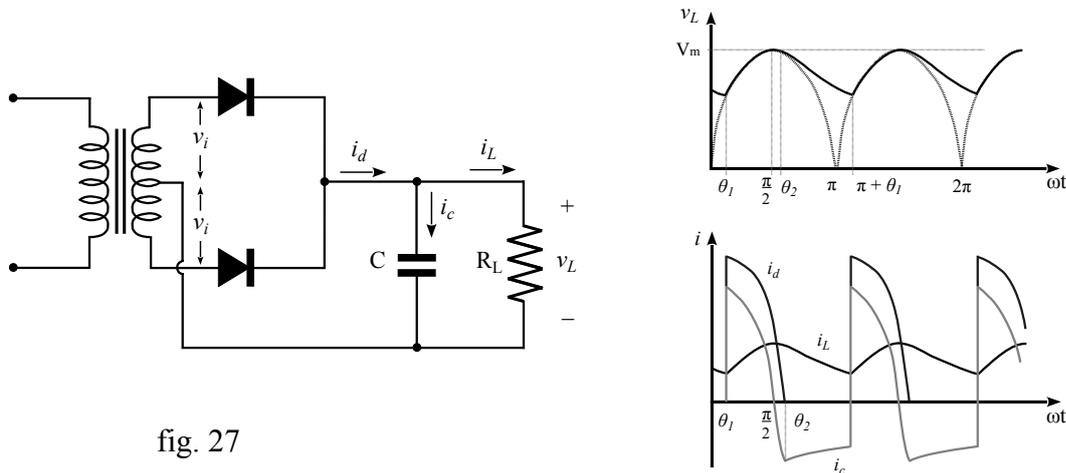


fig. 27

En el análisis gráfico idealizado de la fig. 27, uno de los diodos comienza a conducir en el *punto umbral* $\omega t = \theta_1$, cuando la tensión de entrada iguala a la tensión sobre el capacitor. La corriente i_d crece instantáneamente y la tensión v_L sigue a v_i , cargándose al mismo tiempo el capacitor. Cuando en el *punto de corte* $\omega t = \theta_2$ la tensión de entrada disminuye por debajo de la tensión sobre el capacitor, el diodo abre el circuito y es ahora el capacitor el que suministra a la carga la energía almacenada, disminuyendo v_L en forma exponencial. Al llegar al punto umbral del otro diodo para $\omega t = \pi + \theta_1$, el ciclo se repite.

Despreciando la caída de tensión sobre los diodos, la corriente i_d entre θ_1 y θ_2 será el producto de v_i por la admitancia de carga $C//R_L$:

$$i_d = v_i \left(\frac{1}{R_L} + j\omega C \right), \quad \theta_1 \leq \omega t \leq \theta_2$$

$$v_i = V_m \text{sen}(\omega t)$$

$$\Rightarrow i_d = V_m \cdot \left[\frac{1}{R_L} \text{sen}(\omega t) + \omega C \text{cos}(\omega t) \right], \quad \theta_1 \leq \omega t \leq \theta_2 \quad (11)$$

Podemos determinar θ_1 expresando la tensión sobre la carga $v_{\theta 1}$ en el instante en que comienzan a conducir los diodos como:

$$v_{\theta 1} = V_m \cdot \text{sen} \theta_1 \Rightarrow \theta_1 = \text{sen}^{-1} \left(\frac{V_m - V_{r \text{pp}}}{V_m} \right) \quad (12)$$

Si bien la descarga del capacitor sigue una curva exponencial, es posible hacer algunas aproximaciones que permiten llegar a una solución razonablemente precisa para la mayoría de las aplicaciones en ingeniería. Supongamos que, tal como se ve en la fig. 28, la tensión de salida se puede aproximar mediante una curva quebrada compuesta por tramos lineales y que $\theta_2 = \pi/2$.

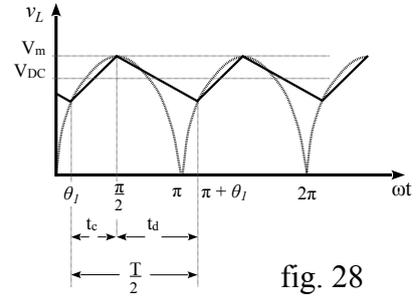


fig. 28

El capacitor se cargará durante un tiempo t_c , alcanzando v_L idealmente el valor de pico

V_m y descargándose luego a través de R_L durante un tiempo t_d . La tensión promedio sobre la carga, teniendo en cuenta la caída de tensión sobre los diodos es:

$$V_{DC} = (V_m - V_d) - \frac{V_{r\ pp}}{2} \quad (13)$$

A consecuencia de estas suposiciones, se pueden aproximar los tiempos de carga y de descarga como:

$$t_c = \frac{\pi/2 - \theta_1}{\omega} \quad (14)$$

$$t_d = T/2 - t_c$$

La carga de un capacitor es $Q = C \cdot V$, por lo que a la tensión de rizado le corresponde una variación de carga:

$$\Delta Q = C \cdot V_{r\ pp}$$

Si I_{DC} es la corriente promedio en la carga, suponiendo que el capacitor C se descarga en forma aproximadamente lineal, tenemos que:

$$\Delta Q \approx I_{DC} \cdot t_d = \frac{V_{DC}}{R_L} \cdot t_d$$

El capacitor acumula durante t_c exactamente la misma cantidad de carga que entregará durante t_d , por lo que igualando ambas expresiones obtenemos:

$$C = \frac{V_{DC} \cdot t_d}{R_L \cdot V_{r\ pp}} \quad (15)$$

La corriente de pico circulará a través del diodo al comenzar la carga del capacitor en θ_1 . Aplicando la ec. (11),

la corriente de pico repetitiva será:

$$I_{FRM} = V_m \cdot \left[\frac{1}{R_L} \sin \theta_1 + \omega C \cos \theta_1 \right] \quad (16)$$

Al encender la fuente, el capacitor está totalmente descargado y por lo tanto habrá un primer ciclo de carga en el cual circulará una corriente de pico no repetitiva mayor dada por:

$$I_{FSM} \approx V_m \cdot \omega C \quad (17)$$

Debido a la pequeñez del ángulo de conducción, la corriente de pico I_{FRM} es considerablemente mayor que la corriente promedio entregada a la carga I_{DC} , pero será menor que el valor estimado en la ec.(16) por las siguientes razones:

- El tiempo de carga t_c real será siempre mayor que el estimado, ya que $\theta_2 > \pi/2$.
- No se ha considerado la impedancia interna del transformador ni de ningún otro elemento, es físicamente imposible que i_d alcance instantáneamente su valor de pico, por lo que tendrá una velocidad de crecimiento finita que tenderá a su vez a aumentar t_c .

Desempeño de la fuente

Las fuentes con este tipo de filtro presentan como ventajas un bajo rizado y una tensión de salida alta con cargas pequeñas. Las desventajas son: la regulación relativamente mala y el elevado rizado con cargas grandes, además de las altas corrientes de pico que deben soportar los diodos.

Si se desconecta la carga, el capacitor se cargará a la tensión de pico V_m menos la caída de tensión sobre el diodo, siendo el factor de regulación:

$$RV = \frac{(V_m - V_d) - V_{DC}}{V_{DC}} \cdot 100\% \quad (18)$$

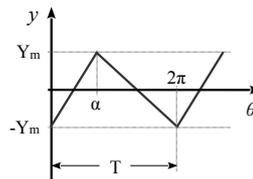
La tensión instantánea de rizado es la tensión v_L menos V_{DC} . Se puede demostrar ¹ que el valor eficaz de esta onda triangular es igual a su valor de pico dividido $\sqrt{3}$, independientemente de la pendiente y longitud que tengan los tramos rectos, por lo que el factor de rizado es:

$$r = \frac{V_{rpp}}{2\sqrt{3} V_{DC}} \cdot 100\% \quad (19)$$

¹ Dada una onda triangular $y(\theta)$ como la de la figura, se puede expresar un periodo de la misma mediante:

$$y = Y_m \left(\frac{2\theta}{\alpha} - 1 \right) \quad \text{para } 0 \leq \theta \leq \alpha$$

$$y = Y_m \left(\frac{2\theta}{\alpha - 2\pi} - \frac{\alpha + 2\pi}{\alpha - 2\pi} \right) \quad \text{para } \alpha \leq \theta \leq 2\pi$$



El cuadrado del valor eficaz Y_{RMS} de la señal $y(\theta)$ es:

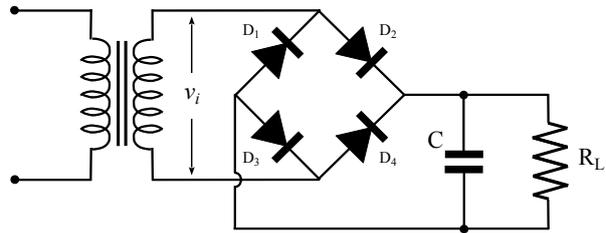
$$Y_{RMS}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T [y(\theta)]^2 d\theta$$

Sustituyendo la expresión de y e integrando se obtiene:

$$Y_{RMS}^2 = \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^\alpha Y_m^2 \left(\frac{2\theta}{\alpha} - 1 \right)^2 d\theta + \int_\alpha^{2\pi} Y_m^2 \left(\frac{2\theta}{\alpha - 2\pi} - \frac{\alpha + 2\pi}{\alpha - 2\pi} \right)^2 d\theta \right) = \frac{Y_m^2}{3} \Rightarrow Y_{RMS} = \frac{Y_m}{\sqrt{3}}$$

Ejemplo

Estimar los componentes de la fuente de alimentación de la figura para obtener sobre $R_L = 95 \Omega$ una $V_{DC} \approx 15 \text{ V}$, $V_{rpp} \approx 1 \text{ V}$



$$v_i = \frac{(V_{DC} + V_d) + V_{rpp}/2}{\sqrt{2}} = \frac{15 \text{ V} + 1,4 \text{ V} + 0,5 \text{ V}}{\sqrt{2}} \approx 12 \text{ V}$$

$$\theta_1 = \text{sen}^{-1} \left[\frac{(V_m - V_d) - V_{rpp}}{(V_m - V_d)} \right] = \text{sen}^{-1} \left(\frac{15,6 \text{ V} - 1 \text{ V}}{15,6 \text{ V}} \right) = 1,21 \text{ rad}$$

$$t_c = \frac{\pi/2 - \theta_1}{\omega} = \frac{\pi/2 - 1,21 \text{ rad}}{2\pi \cdot 50 \text{ Hz}} = 1,15 \text{ mS}$$

$$t_d = T/2 - t_c = 10 \text{ mS} - 1,15 \text{ mS} = 8,85 \text{ mS}$$

$$C = \frac{V_{DC} \cdot t_d}{R_L \cdot V_{rpp}} = \frac{15 \text{ V} \cdot 8,85 \text{ mS}}{95 \Omega \cdot 1 \text{ V}} = 1397 \mu\text{F} \approx 1500 \mu\text{F}$$

$$I_{FSM} \approx V_m \omega C = 17 \text{ V} \cdot 2\pi \cdot 50 \text{ Hz} \cdot 1500 \mu\text{F} = 8 \text{ A}$$

$$I_{FRM} = V_m \cdot \left[\frac{1}{R_L} \text{sen} \theta_1 + \omega C \cos \theta_1 \right] = 17 \text{ V} (0,01 + 0,166) \approx 3 \text{ A}$$

$$RV = \frac{(V_m - V_d) - V_{DC}}{V_{DC}} \cdot 100\% = \frac{(17 \text{ V} - 1,4 \text{ V}) - 15 \text{ V}}{15 \text{ V}} \cdot 100\% = 4\%$$

$$r = \frac{V_{rpp}}{2\sqrt{3} V_{DC}} \cdot 100\% = \frac{1 \text{ V}}{2\sqrt{3} \cdot 15 \text{ V}} \cdot 100\% = 1,92\%$$

Bibliografía

Millman y Halkias, Dispositivos y Circuitos Electrónicos

Millman y Halkias, Electrónica integrada

John D. Ryder, Electrónica – Fundamentos y Aplicaciones

Philip Cutler, Análisis de Circuitos con Semiconductores

O.H.Schade, Analysis of Rectifier Operation – Proceedings of the I.R.E., July 1943

Albert Y.C.Yu, The metal-semiconductor contact: An old device with a new future – IEEE Spectrum, March 1970