

TRANSPORTE ELECTRONICO EN AISLANTES *

Elías López Cruz

Instituto de Ciencias

Universidad Autónoma de Puebla

RESUMEN

En este trabajo se hace una revisión de conceptos importantes en el estudio del transporte de carga eléctrica en aislantes. Dichos conceptos son: i. contactos eléctricos, ii. regímenes de transporte electrónico y iii. procesos de fotoinyección de carga mediante fotoemisión interna de portadores de carga desde un contacto metálico o semiconductor hacia un aislante, o fotoinyección con luz fuertemente absorbida en la superficie del aislante.

Usando los conceptos anteriores se analizan resultados experimentales de fotoinyección de hoyos y electrones en monocristales de azufre - ortorrómbico (S_8); se reporta la observación por vez primera de la transición Mott-Gurney, que es la transición entre el régimen de corrientes - limitadas por carga espacial (CLCE) y el régimen de saturación de la corriente como función del voltaje.

Se desarrolla una teoría para la interpretación de las fotocorrientes observadas. Esta teoría toma en cuenta el número finito de portadores en el contacto inyector. Además ha sido posible estimar una densidad de trampas del orden de 10^{14} cm^{-3} en los cristales usados, por lo que estos cristales pueden ser considerados de alta pureza.

ABSTRACT

In this work a review is made of important concepts in the study of the transport of electric charge in insulators. These concepts are: electrical contacts, transport regimes as viewed in the I-V characteristics, and photoinjection processes by internal photoemission of holes or electrons from metals or semiconductors into insulators or by a virtual electrode using strongly absorbed light.

Experimental results of photoinjection of holes and electrons into sulfur single crystals are analyzed using these concepts. The observation of the Mott-Gurney transition is reported for the first time. This is the transition between the region of space charge limited currents (SCLC) and the region of saturation of the current as a function of the applied voltage.

A modified Mott-Gurney theoretical model is presented that is able to explain the whole I-V characteristic for uv and internal photoemission

* Parte de este trabajo fue realizado en el C.I.E.A. del I.P.N. como requisito parcial para obtener el Doctorado en Física, fue financiado parcialmente por CONACyT, PNCB y Comisión Nacional de Energéticos (SEPAFIN).

of holes and uv photoinjection of electrons. For the case of internal photoemission of electrons the conventional space charge limited current theory for an exponential distribution of traps is able to explain the experimental data. It is found that the crystals are of high purity - since the total density of traps, as calculated from their exponential distribution, is $N_t = 1.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

I. INTRODUCCION

En el pasado el uso común de materiales aislantes estuvo asociado a la idea de que eran malos conductores eléctricos. Sin embargo, estos materiales son ampliamente usados en la tecnología moderna debido, fundamentalmente, a que pueden presentar propiedades de buenos conductores eléctricos⁽¹⁾. Ejemplos de estas aplicaciones son la electrofotografía, los detectores nucleares y las pantallas de cámaras de televisión. También pueden ser considerados aislantes la región de la junta p-n en semiconductores y, en general, las interfaces de semiconductores con metales ó electrolitos. En estas aplicaciones la inyección de carga eléctrica al aislante juega un papel relevante y está regida por el tipo de contacto eléctrico que se haga al material. Las propiedades de transporte de portadores de carga eléctrica en estos materiales pueden ser estudiadas cuando se ha conseguido la inyección de carga.

En este trabajo se hace una revisión general de los procesos importantes involucrados con el transporte de carga eléctrica en aislantes. En particular se estudia el transporte en monocristales de azufre ortorrómbico (S_8).

En la sección II se define de manera operacional lo que se entiende por aislante y se mencionan algunas aplicaciones.

La sección III se refiere a los contactos eléctricos que se le pueden hacer a los aislantes.

Los regímenes de transporte son analizados en base a las características I-V y se tratan en la sección IV.

De las diversas técnicas que existen actualmente para la inyección de carga eléctrica en aislantes, centraremos nuestro estudio en la de fotoinyección, ya que se ha usado con bastante éxito en una gran variedad de materiales⁽²⁾. Esta técnica se revisa en la sección V.

Por otro lado se ha escogido el azufre ortorrómbico (S_8) como ejem-

plo de aislante para ilustrar los conceptos anteriores debido a su alta resistividad, a su importancia como material fotorreceptor en electrofotografía⁽³⁾ y como detector nuclear⁽⁴⁾. Los resultados experimentales se presentan en la sección VI. Se ve por vez primera la transición Mott-Gurney que fue predicha por estos autores⁽⁵⁾ y que es la transición entre la región de las corrientes limitadas por carga espacial (CLCE) y la región de saturación de la corriente como función del voltaje.

II. AISLANTES

Aunque todos los materiales están compuestos de cargas positivas y negativas y son eléctricamente neutros, solo algunos de ellos presentan efectos de electrización, i.e. la propiedad de mantener separadas las cargas eléctricas⁽¹⁾. Estos materiales son los aislantes.

El tiempo τ_0 que los materiales mantienen separadas las cargas eléctricas está dado por⁽¹⁾ $\tau_0 = 10^{-12} \rho$ s, donde ρ es la resistividad en ohm-cm. Típicamente, $1 \lesssim \tau_0 \lesssim 10^4$ s.

Por otro lado, dependiendo del tipo de uso que se le dá al aislante, — se tendrán dos tipos de aplicaciones: pasivas y activas. En las aplicaciones pasivas el aislante simplemente sirve para aislar cargas o conductores eléctricos. Aplicaciones activas son aquellas en las que el aislante ejerce control sobre las cargas eléctricas; ejemplos de tales aplicaciones activas son las celdas solares⁽¹⁾, los detectores nucleares⁽⁴⁾, algunas cámaras de televisión⁽¹⁾ y los fotorreceptores en electrofotografía^(1,3). Las aplicaciones activas presentan una importancia creciente en la tecnología electrónica dada la gran variedad de dispositivos que es posible fabricar con ellos.

III. CONTACTOS ELECTRICOS

El transporte de la carga en los aislantes está fuertemente influenciado por los contactos eléctricos que se les pueden hacer. La naturaleza de estos contactos no depende únicamente de las propiedades intrínsecas del aislante. El tipo de contacto depende de las relaciones entre las funciones de trabajo del metal (o semiconductor) y del aislante; en términos de esas relaciones los contactos que se les pueden hacer son:

OHMICO, NEUTRO y BLOQUEANTE; a continuación analizaremos cada uno de ellos. Aunque se va a restringir la discusión para electrones se puede hacer la extensión al caso de hoyos haciendo los cambios apropiados en la terminología.

a) *Contacto óhmico*

Cuando se ponen en contacto un metal cuya función de trabajo es ϕ_m y un aislante con función de trabajo ϕ_a como se muestra en la fig. 1a, $\phi_a > \phi_m$. Debido a la diferencia de funciones trabajo $\phi_a - \phi_m$ hay un flujo de electrones del metal hacia el aislante creando un depósito de portadores cerca de la interface metal-aislante. Ese depósito fue calculado por Mott y Gurney⁽⁵⁾ y la distribución del potencial viene dada por:

$$V = 2V_t \ln\left(\frac{x}{L_1} + 1\right) \quad (1)$$

donde

$$L = \left(\frac{kV}{2N_o t}\right)^{1/2} \times 2.5 \times 10^3 \text{ cm}; V_t = \frac{kT}{e} \quad (2)$$

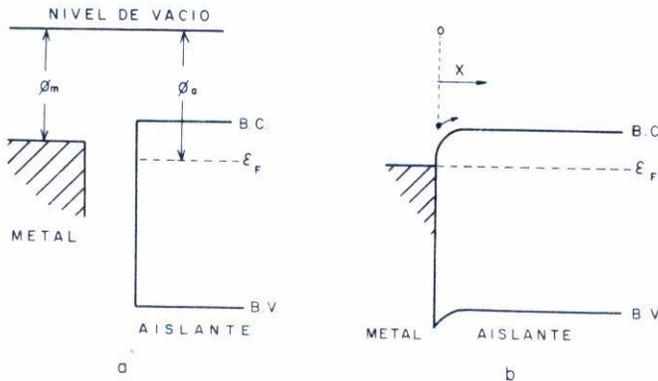


Fig. 1. Contacto Ohmico a). Diagrama de bandas de energía de un metal y un aislante cuyas funciones de trabajo son $\phi_m < \phi_a$ respectivamente, referidas al nivel de vacío. b). Diagrama de bandas de energía del metal y del aislante puestos en contacto, mostrando la curvatura de las bandas hacia abajo en la interfase.

La distancia x se mide a partir de la interfase hacia adentro del aislante (fig. 1b). La densidad de carga se expresa como

$$\rho = \frac{eN_0'}{\left(\frac{x}{L_1} + 1\right)^2} \quad (3)$$

donde N_0' es la densidad de electrones en el aislante exactamente en la interface y es grande comparada con la densidad de electrones n_0 generados térmicamente en el volumen del aislante; K es la constante dieléctrica del aislante, k la constante de Boltzmann, T la temperatura y e la carga eléctrica.

La característica importante de este contacto es que tiene un depósito de electrones, los cuales son entregados hacia el volumen del aislante conforme éste los "va pidiendo" de acuerdo al campo eléctrico aplicado. En resumen, el contacto tiene más electrones de los que el aislante puede transportar. Mas adelante veremos el uso de este contacto en CLCE.

b) Contacto neutro

Este tipo de contacto aunque aparece rara vez en la naturaleza⁽¹⁾ ha sido estudiado teóricamente⁽⁶⁾ y se realiza cuando se unen un metal y un aislante teniendo ambos funciones de trabajo iguales $\phi_a = \phi_m$ (fig. 2a). Debido a eso no habrá transferencia de carga entre aislante y metal, así que las bandas permanecen planas hasta la interfase (fig. 2b). Una característica importante de este contacto es el hecho de que a bajos voltajes, $V < V_S$, el contacto se comporta óhmicamente en el sentido de que la corriente es proporcional al voltaje. Por otro lado, al llegar al voltaje V_S dado por⁽⁶⁾

$$V_S = \frac{vL}{4\mu} \quad (4)$$

donde v es la velocidad térmica, μ la movilidad del electrón dentro del aislante y L el espesor del cristal, la corriente es independiente del voltaje y tiene el valor

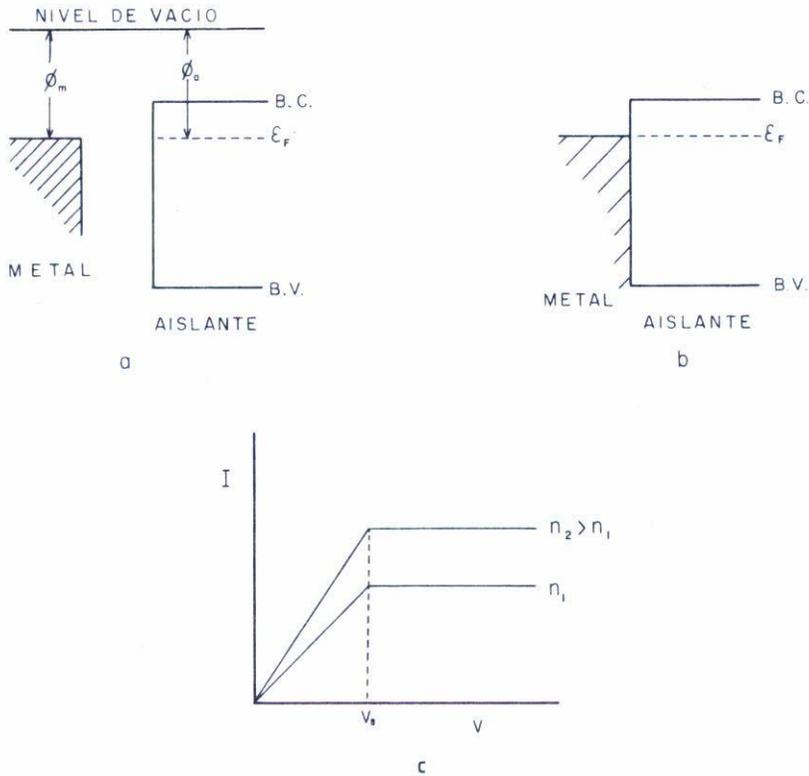


Fig. 2. Contacto neutro a). Diagrama de bandas de energía de un metal y un aislante teniendo ambos funciones de trabajo iguales antes de ponerlos en contacto b). Diagrama de bandas de energía del metal y del aislante puestos en contacto. Las bandas permanecen planas hasta la interfase c). Característica I-V teórica para un contacto neutro mostrando la saturación para el voltaje V_S y dos valores de densidades de portadores en la interfase.

$$j_S = \frac{n_1 e v}{4} \quad (5)$$

donde n_1 es la densidad de electrones en la interfase metal-aislante con energía mayor que la barrera que se forma en dicha interfase.

En la fig. 2c se muestra la característica I-V a que da lugar un contacto neutro para dos densidades n_1 y n_2 de electrones en la interfase.

c) Contacto bloqueante

Cuando la función de trabajo del metal ϕ_m es más grande que la función de trabajo ϕ_a del aislante (fig. 3a), se tendrá una transferencia de electrones desde el aislante hacia el metal creando una zona de carencia de electrones en el aislante cerca de la interfase y dando lugar a un curvamiento de las bandas en el aislante (fig. 3b). Este curvamien-

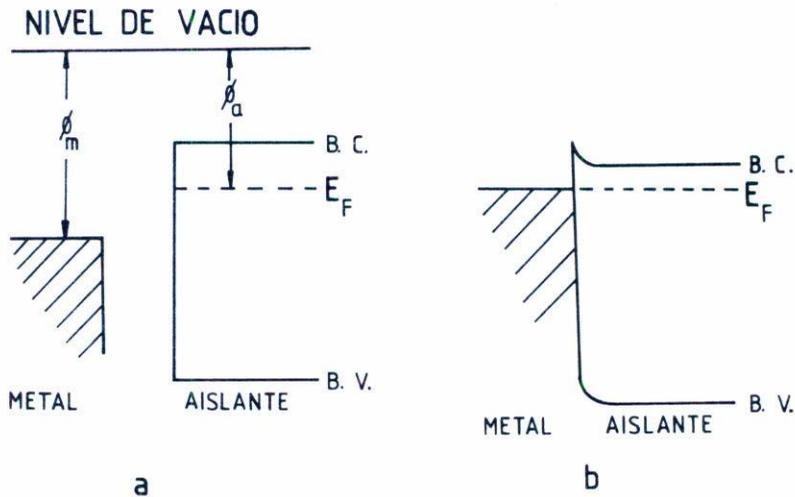


Fig. 3. Contacto bloqueante a). Diagrama de bandas de energía de un metal y un aislante cuyas funciones de trabajo son $\phi_m > \phi_a$ antes de ponerlos en contacto b). Diagrama de bandas de energía del metal y el aislante puestos en contacto mostrando la curvatura de las bandas hacia arriba en la interfase.

to hace que el paso de electrones desde el metal hacia el aislante con voltaje aplicado se vea limitado, pues ahora se llegará muy rápido a la condición de saturación de la corriente (Ecs. 4,5) y aún, en algunas aplicaciones (celdas solares), la condición de voltaje de saturación se alcanza sin necesidad de aplicar voltaje externo. La característica principal de este contacto es que proporciona menos electrones de los que el aislante puede transportar.

IV. REGIMENES DE TRANSPORTE

a) *Aislante libre de trampas*

En el contexto de este trabajo, el aislante más simple que se encuentra en la naturaleza es el vacío en un diodo. El análisis de la corriente como función del voltaje fue hecho por Child y Langmuir encontrando que la corriente es

$$I = 2.3 \frac{V^{3/2}}{L^2} 10^{-6} \text{ A cm}^{-2} \quad (6)$$

donde V es el voltaje y L la separación entre cátodo y ánodo en el diodo al vacío⁽⁶⁾. Este es el comportamiento de la corriente en presencia de carga espacial; ésta es la que se encuentra en tránsito entre cátodo y ánodo y es la responsable de que el campo eléctrico se modifique. Se puede hacer un análisis semejante para el caso en que el vacío sea sustituido por un "aislante ideal" es decir que no contenga estados de atrapamiento. En ese caso se obtiene el resultado siguiente⁽⁶⁾:

$$I = \frac{KV^2\mu}{4\pi L^3} 10^{-12} \text{ A cm}^{-2} \quad (7)$$

donde K es la constante dieléctrica del aislante, V el voltaje, μ la movilidad del electrón en el aislante y L el espesor del cristal. Ahora las corrientes son mucho más pequeñas para un voltaje dado, comparadas con las que se obtienen en el vacío, debido a que la velocidad del electrón en el aislante es más pequeña.

b) *Aislante en presencia de trampas*

Los estados de atrapamiento son el resultado de imperfecciones, vacancias e impurezas que aparecen durante el crecimiento de los cristales y pueden variar de muestra a muestra. En general, estos estados de atrapamiento se van a distribuir en energía en la banda prohibida del aislante.

te (aunque puede suceder que el atrapamiento sea dominado por un solo nivel de atrapamiento). Supongamos una distribución⁽⁶⁾

$$N_t(E) = A \exp(-|E-E_c|/k T_c) \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1} \quad (8)$$

donde T_c es una temperatura crítica usada para aproximar la razón de cambio de la densidad de trampas con la energía dentro de la banda prohibida del aislante. Si $T_c \rightarrow \infty$ se obtiene una distribución constante de trampas y si $T_c < T$, donde T es la temperatura ambiente, entonces se trata del caso de trampas rasas, es decir trampas que están en equilibrio térmico con el fondo de la banda de conducción.

Para éste último caso si $\theta (< 1)$ representa la fracción de carga que contribuye al transporte, el efecto de tal factor es multiplicar a la movilidad reduciendo en ese caso la corriente, que esta dada por⁽⁷⁾

$$I = \frac{kV^2\mu\theta}{4\pi L^3} 10^{-12} \text{ A cm}^{-2} \quad (9)$$

En el caso de T_c finita, pero si $T_c > T$, la corriente tiene la dependencia con el voltaje⁽⁷⁾

$$I \propto V(T_c/T + 1) \quad (10)$$

c) CLCE + comportamiento de contacto neutro

En el análisis hecho hasta aquí de las CLCE, siempre se tomó en cuenta que el aislante tiene en la interfase un depósito infinito de portadores es decir que tiene un contacto óhmico y entonces el transporte solo se ve limitado por la carga espacial y por las trampas. Si se tiene un contacto que no posee un depósito infinito sino que llega un momento en que la carga que "pide" el aislante empieza a tener cierto efecto sobre el depósito (finito ahora) entonces el comportamiento de la corriente como función del voltaje adquiere otra forma. El análisis para ese caso se hace a continuación⁽⁸⁾.

Considérese el problema de CLCE con condiciones de frontera arbitrarias y en presencia de cargas generadas térmicamente. Las ecuaciones básicas que definen el problema, y deben resolverse, son

$$\frac{dE}{dx} = n \quad (11)$$

$$j = (\alpha n + \beta n_0) \quad , \quad \alpha = \epsilon \mu \theta \quad , \quad \beta = \epsilon \mu \quad (12)$$

donde $E(x)$ es el campo eléctrico y $j = \text{cte}$ es la corriente en el régimen estacionario, $n = \frac{n'e}{c}$ donde n' es la densidad de portadores inyectados, e es la carga del electrón, ϵ es la constante dieléctrica y n_0 es la densidad de portadores libres generados térmicamente.

Las condiciones de frontera son:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_0 = N_0 \quad (13)$$

$$y \quad \int_0^L E(x) dx = V_0 - V_p = V_0 \quad (14)$$

donde $N_0 = \frac{N_0'e}{\epsilon}$, N_0' es la densidad de portadores en el contacto, V_0 es el voltaje aplicado y V_p es un voltaje residual debido a la carga atrapada.

Una primera integración usando la ecuación (13) conduce a:

$$\Delta + J \ln\left(1 + \frac{\Delta}{J_0}\right) = -y \quad (15)$$

donde $\Delta = J - J_0$, $J = \beta n_0 E - j$, $J_0 = \beta n_0 E_0 - j$

$$E_0 = E(0) = \frac{j}{\alpha N_0 + \beta n_0} \quad , \quad y = \frac{(\beta n_0)^2}{\alpha} x$$

Puesto que $\Delta \leq 1$ el \ln de la ecuación (15) se puede desarrollar hasta términos del orden $\left(\frac{\Delta}{J_0}\right)^2$ obteniendo

$$E(x) = \frac{\beta n_0}{(\alpha N_0 + \beta n_0)^2} j + \frac{\alpha N_0 j}{(\alpha N_0 + \beta n_0)^2} \left[1 + \frac{2(\alpha N_0 + \beta n_0)^2}{\alpha j} x \right]^{1/2} \quad (16)$$

y de la ecuación 14 se obtiene

$$V_0 = \frac{\beta n_0 j L}{(\alpha N_0 + \beta n_0)^2} + \frac{\alpha^2 N_0 j^2}{3(\alpha N_0 + \beta n_0)^4} \left\{ \left(1 + \frac{2(\alpha N_0 + \beta n_0)^2 L}{\alpha j} \right)^{3/2} - 1 \right\} \quad (17)$$

Esta ecuación conduce a los dos límites bien conocidos:

$$j = \beta n_0 \frac{V_0}{L} \quad \text{para} \quad \frac{\beta n_0}{\alpha N_0} \gg 1$$

$$j = \frac{9}{8} \alpha \frac{V_0^2}{L^3} \quad \text{para} \quad \frac{\beta n_0}{\alpha N_0} \ll 1$$

La ecuación (17) se puede abreviar y queda:

$$v_0 = K x + x^2 \left\{ \left(1 + \frac{1}{x} \right)^{3/2} - 1 \right\} \quad (18)$$

$$\text{con:} \quad v_0 = \frac{3V_0}{4N_0 L^2}, \quad K = \frac{3\beta n_0}{2\alpha N_0}$$

$$\text{y} \quad x = \frac{\alpha j}{2(\alpha N_0 + \beta n_0)^2 L}$$

Mas adelante compararemos los resultados experimentales con esta teoría.

V. FOTOINYECCION DE CARGA

a) *Fotoemisión de carga desde un metal o semiconductor hacia un aislante*

La fotoemisión interna (FI) es el análogo en sólidos de la fotoemisión desde un sólido hacia el vacío (FV); esta última fue explicada por Einstein⁽⁹⁾. La diferencia entre FI y FV es que la FI se lleva a cabo entre dos sólidos, normalmente un metal o semiconductor que es el EMISOR y un aislante (que substituye al vacío) que es el COLECTOR. Otra diferencia importante es que en el caso de FV solo se inyectan electrones - mientras que en el caso de FI se pueden inyectar hacia el aislante electrones ó hoyos escogiendo apropiadamente el emisor. En el caso de FV es

necesario darles a los electrones una energía mayor o igual que la función trabajo del material emisor, para obtener una corriente de fotoemisión. En cambio en FI la energía mínima para obtener corriente es menor y equivale a la barrera formada en la interfase metal-aislante, como se muestra en la fig. 4, en que se indica el diagrama de bandas de energía en la interfase metal-aislante así como el nivel de energía que corresponde a la fotoemisión de electrones hacia el vacío.

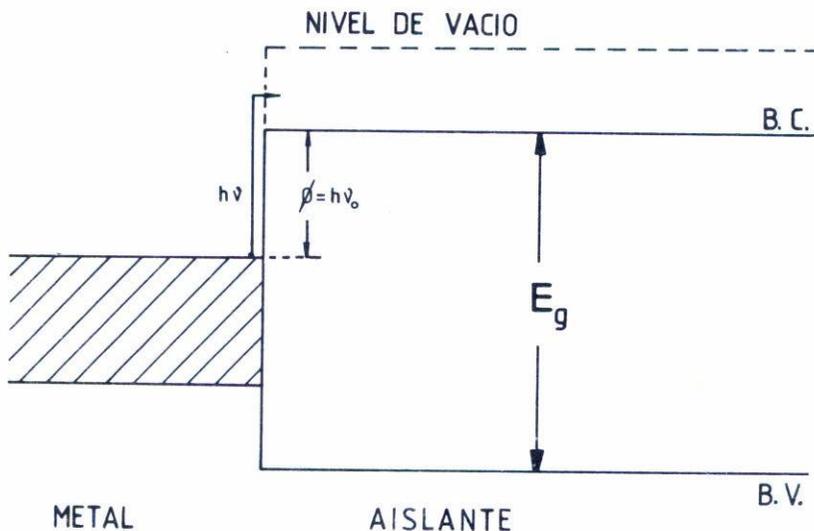


Fig. 4. Fotoemisión interna. Diagrama de bandas de energía de un metal (emisor) y un aislante (colector) puesto en contacto: se ilustra el caso de fotoemisión interna de electrones. Se requiere menos energía (dada por la luz al iluminar el emisor) para inyectar electrones hacia el aislante que la necesaria para inyectar hacia el vacío.

b) *Fotoinyección con luz fuertemente absorbida.*

Escogiendo una longitud de onda de la luz que se absorba en una pequeña fracción del espesor total del cristal que se ilumina, se crea una región superficial de generación de pares electrón-hoyo (fig. 5). - Aplicando un voltaje de signo apropiado se pueden inyectar electrones u hoyos hacia el aislante. De ese modo la región de generación actúa como contacto óhmico o neutro, dependiendo del voltaje aplicado y de la intensidad de la luz con que se ilumina el cristal.

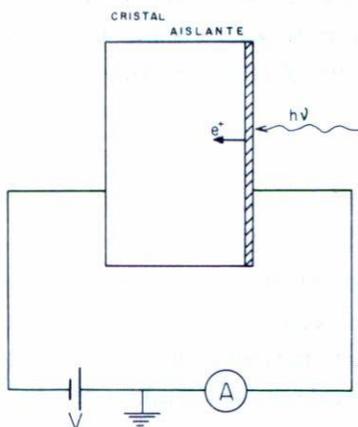


Fig. 5. Fotoinyección con luz fuertemente absorbida. Dibujo esquemático que muestra un cristal aislante iluminado por la derecha con luz que se absorbe fuertemente en la superficie generando pares electrón-hoyo. Se ilustra el caso en que se polariza positivamente la superficie iluminada mediante la batería V; de este modo los hoyos son inyectados en el cristal dando lugar a una corriente registrada en el medidor A.

VI. RESULTADOS EXPERIMENTALES PARA AZUFRE ORTORROMBICO (S_8)

Los monocristales de S_8 fueron crecidos mediante evaporación lenta de una solución saturada de S_8 en CS_2 . La evaporación fue hecha a temperatura ambiente en la obscuridad durante seis semanas. Plaquetas de aproximadamente un milímetro de espesor y 0.5 cm^2 de área fueron pulidas con abrasivo fino y atacadas químicamente con benceno. Para los experimentos de FI de hoyos usando $\lambda = 495 \text{ nm}$ se les preparó a los cristales en una de las caras un contacto de HgS como se reporta en la literatura⁽¹⁰⁾ y para los experimentos de FI de electrones usando $\lambda = 495 \text{ nm}$ se les depositó una película de Te en una de sus caras. El portamuestras estaba constituido por dos vidrios conductores que presionaban levemente la muestra; los cables eléctricos para aplicar el voltaje se soldaron con metal Indio (In) a los vidrios conductores. La fuente de luz uv fue la proveniente de una lámpara de 1000W de Xe-Hg la cual se hizo pasar por un filtro de agua y un filtro de paso de banda G-774-3550 ORIEL. En el caso de luz débilmente absorbida $\lambda = 495 \text{ nm}$, se usó la luz de la misma lámpara a través de un filtro de agua y un filtro de interferencia

Balzers B-40-495 nm. La intensidad de la luz se varió usando filtros neutros de distinta densidad óptica. Los flujos de fotones se midieron usando una termopila calibrada por el NBS. Las corrientes fueron medidas con un electrómetro 610C KEITHLEY acoplado a una graficadora.

a) Hoyos

i) Fotoinyección con luz uv.

La medición de las corrientes en el estado estacionario se consiguió iluminando el cristal con luz de $\lambda = 350$ nm, que es fuertemente absorbida en la superficie, y aplicando un voltaje de polaridad positiva a la cara iluminada, forzando de este modo a los hoyos hacia el interior del cristal de S_8 .

En la fig. 6 se muestran las características I-V para cuatro intensidades de luz. El valor de la intensidad F_0 fue 2.2×10^{12} fotones- $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Las líneas continuas corresponden al modelo teórico expuesto en la sección IVc. Para bajos voltajes ($V \lesssim 100$ volts) las corrientes

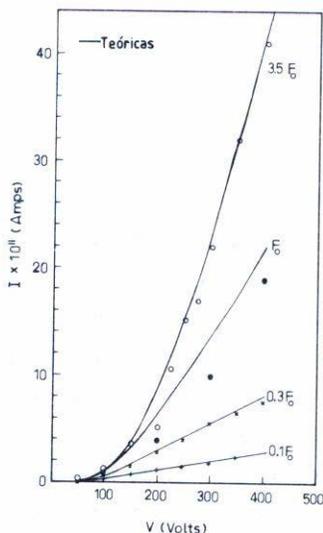


Fig. 6. Fotocorriente de hoyos inyectados con luz U.V. en función del voltaje aplicado para cuatro intensidades de luz. Aquí $F_0 = 2.2 \times 10^{17}$ fotones- $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Para bajos voltajes ($V \lesssim 100$ Volts) las corrientes tienden a ser independientes de la intensidad de la luz. A voltajes altos la corriente es lineal con el voltaje (región de contacto neutro). Las líneas continuas fueron calculadas usando el modelo expuesto en la sección IV c.

tienden a ser independientes de la intensidad de la luz; tales corrientes son típicas de CLCE⁽²⁾ y por lo tanto se puede decir que el contacto se comporta como un contacto óhmico⁽⁶⁾.

Para altos voltajes ($V \geq 200$ volts) las corrientes son lineales con el voltaje aplicado y con la intensidad de la luz. Esta dependencia lineal en F y V es una característica de un contacto neutro⁽⁶⁾.

La transición de contacto óhmico a neutro fue predicha por Mott y Gurney⁽⁵⁾.

Se hicieron mediciones de la corriente como función de la intensidad de la luz usando un voltaje dentro de la región de CLCE ($V=100$ volts) y los resultados se muestran en la fig. 7. La línea continua es el ajuste al modelo teórico de la sección IVc.

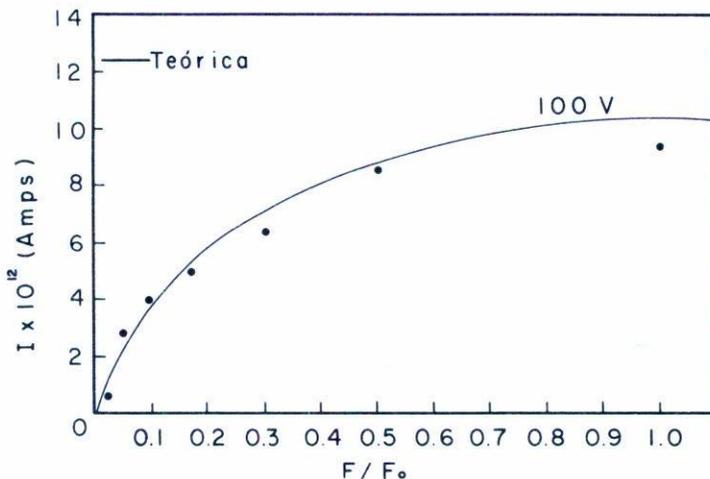


Fig. 7. Resultados de fotocorriente de hoyos inyectados con luz U.V. en función de la intensidad de la luz. Nótese que la corriente tiende a un valor de saturación para altas intensidades. Este comportamiento es explicado por la teoría de la sección IV c. El voltaje aplicado es $V = 100$ Volts.

ii) Fotoemisión desde HgS

La fotoinyección de hoyos desde la película de HgS se consiguió iluminando a través del cristal de S_8 con luz de $\lambda = 495$ nm. La corriente de fotoemisión se obtuvo descontando la fotoconductividad, del mismo modo que lo han hecho otros autores⁽¹⁰⁾.

La fig. 8 muestra las características I-V de fotoemisión para dos intensidades de luz F_0 y $0.1F_0$, con $F_0 = 2.4 \times 10^{16}$ fotones-cm⁻²s⁻¹. La característica para $0.1F_0$ muestra una dependencia lineal con el voltaje en todo el intervalo de voltajes usado en este trabajo, en cambio la característica para F_0 muestra una desviación para $V < 200$ volts, que es debida a CLCE y que es explicada con la teoría de la sección IVc. Las líneas continuas son el resultado del ajuste a la teoría.

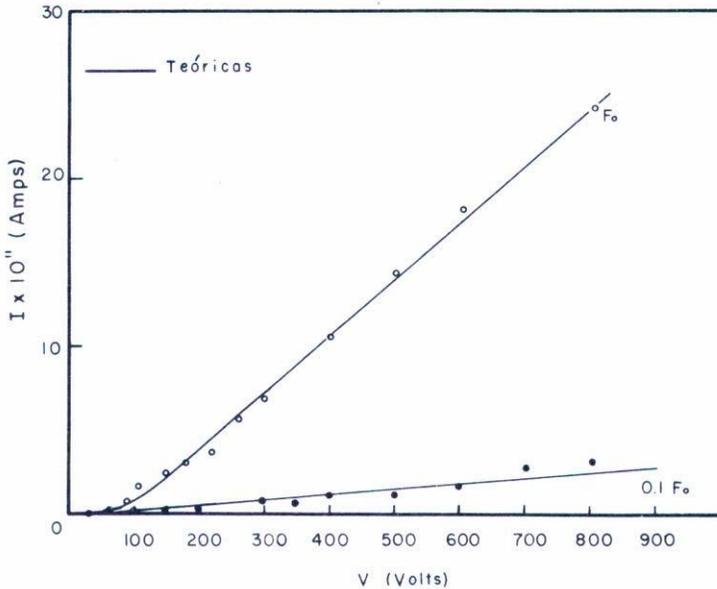


Fig. 8. Corrientes de fotoemisión interna de hoyos desde HgS hacia S_8 en función del voltaje aplicado para dos intensidades de luz. $F_0 = 2.4 \times 10^{16}$ fotones-cm⁻²s⁻¹. Las líneas continuas fueron calculadas usando la teoría de la sección IV c. La curva para $F=F_0$ muestra un comportamiento de contacto neutro en todo el rango de voltajes; para $F=F_0$ se logra observar la transición de contacto óhmico (CLCE) a contacto neutro.

En la fig. 9 se muestran resultados de corriente de fotoemisión como función de la intensidad de la luz usando dos voltajes distintos, ambos dentro de la región de contacto neutro. Las líneas continuas fueron ajustadas usando el modelo de la sección IVc.

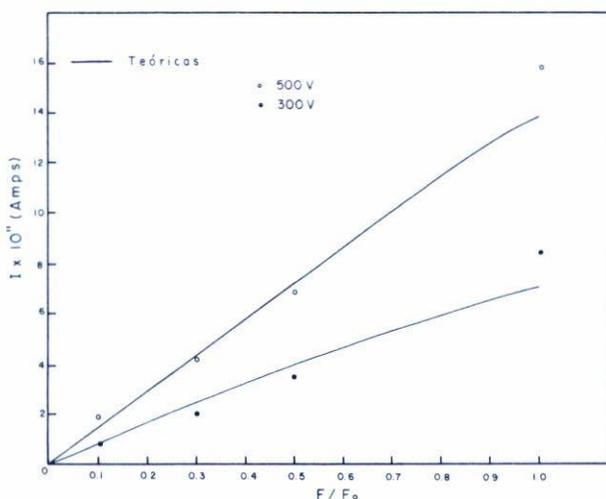


Fig. 9. Resultados para corrientes de fotoemisión interna de hoyos desde HgS hacia S_8 en función de la intensidad de la luz, usando dos voltajes, 300 V y 500 V, ambos en la región de contacto neutro. La corriente es proporcional a la intensidad de la luz. Las líneas llenas son teóricas y fueron calculadas usando la teoría de la sección IV c.

b) Electrones

i) Fotoinyección con luz uv.

La inyección de electrones con luz uv se consiguió excitando el cristal de igual modo que en el caso de hoyos. Se iluminó con luz de $\lambda = 350$ nm y se aplicó un voltaje de polaridad negativa en la superficie iluminada. De ese modo se inyectaron electrones hacia adentro del S_8 .

En la fig. 10 se muestran las características I-V de fotoemisión para tres intensidades de luz F_0 , $0.5F_0$ y $0.3F_0$. Aquí $F_0 = 7.7 \times 10^{17}$ fotones $\cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$ las líneas continuas corresponden a la teoría expuesta en la sección IVc. Para bajos voltajes ($V \lesssim 200$ volts) la corriente es independiente de la intensidad de la luz y para voltajes mayores se tiene una transición a contacto neutro. Las corrientes obtenidas con F_0 y $0.5F_0$ se ajustaron a una sola línea teórica y las correspondientes a $0.3F_0$ quedaron mejor ajustadas a otra curva teórica, como se muestra en la fig. 10.

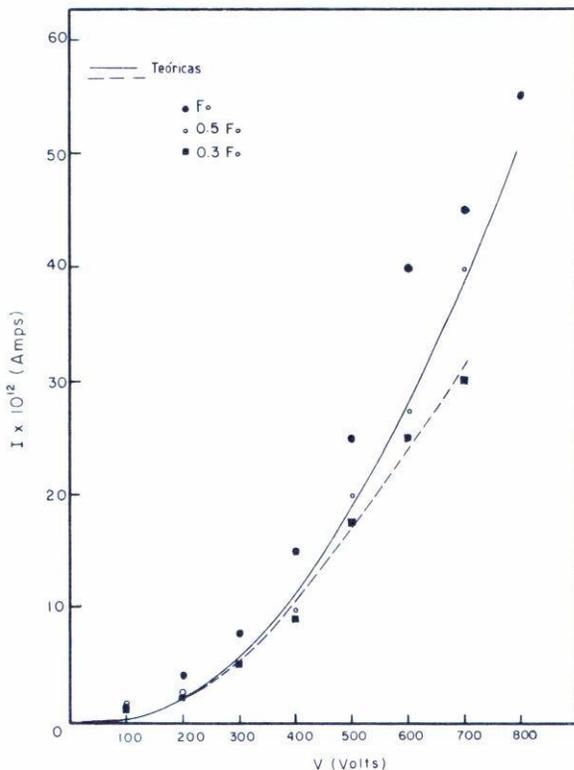


Fig. 10. Corrientes de inyección de electrones usando luz U.V. en función del voltaje aplicado para tres intensidades de luz. Los resultados para F_0 y $0.5 F_0$ ajustan razonablemente bien a la curva teórica continua correspondiente a $F-F_0$. Los resultados para $0.3 F_0$ se ajustan a la línea de trazos. Ambas líneas teóricas fueron calculadas de acuerdo al modelo presentado en la sección IV c.

ii) Fotoemisión desde Te

La fotoinyección de electrones desde la película de Te se hizo iluminándola a través del cristal de S_8 , usando luz de $\lambda = 495$ nm. La corriente de fotoemisión se obtuvo descontando la fotoconductividad, de la manera como ha sido reportado en la literatura⁽¹¹⁾.

Los resultados para tres intensidades de luz, con $F_0 = 1.9 \times 10^{16}$ fotones-cm⁻² s⁻¹ se muestran en la fig. 11. Se observa que las corrientes son independientes de la intensidad de la luz y que la dependencia con

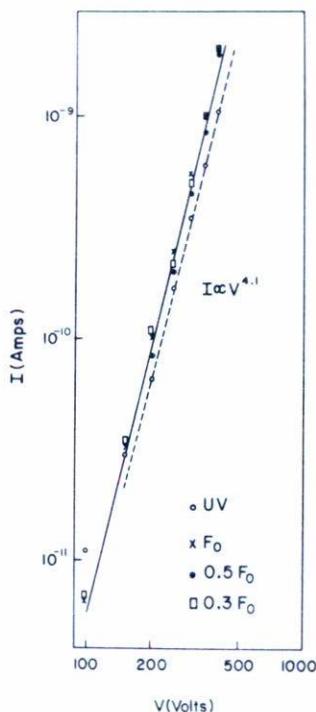


Fig. 11. Gráfico logarítmico de la corriente de fotoemisión interna de electrones inyectados desde Te hacia S_8 en función del voltaje aplicado para tres intensidades de luz. $F_0 = 2.4 \times 10^{16}$ fotones $\text{cm}^{-2}\text{S}^{-1}$. La línea de trazos muestra la corriente de inyección de electrones con luz U.V. en este mismo cristal. Todas las corrientes muestran una dependencia con el voltaje $I \propto V^{4.1}$

el voltaje es $I \propto V^{4.1}$. Este tipo de comportamiento es típico de CLCE con una distribución exponencial de trampas⁽⁷⁾. Al usar luz cuya intensidad está por abajo de $0.3F_0$ las corrientes bajan del valor de saturación, como se muestra en la fig. 12, en que se graficaron resultados de la corriente de fotoemisión de electrones desde Te como función de la intensidad de la luz. Usando 300 volts, este voltaje está dentro de la región de CLCE.

Para estudiar la influencia de la fuente de portadores, se midió la fotoinyección de electrones usando luz uv en el mismo cristal. Los resultados se muestran en la fig. 11 y se observa la misma dependencia con el voltaje, $I \propto V^{4.1}$, independiente de la fuente de portadores.

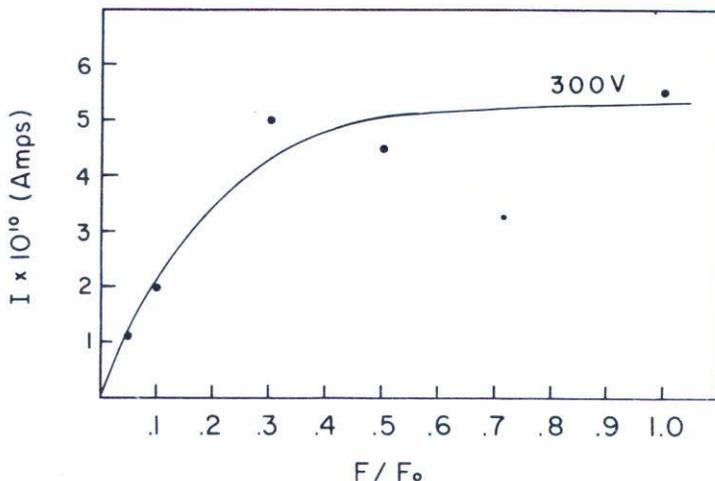


Fig. 12. Resultados de la corriente de fotoemisión interna de electrones desde Te hacia S₈ en función de la intensidad de la luz mostrando saturación para altos niveles de iluminación. $F_0 = 2.4 \times 10^{16}$ fotones $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; el voltaje aplicado es 300 Volts. La saturación es característica de las CLCE.

VII. DISCUSION

Las líneas continuas de la fig. 6 fueron calculadas con el modelo explicado en la sección IVc, usando los datos conocidos, $L = 0.1$ cm, $F_0 = 2.2 \times 10^{17}$ fotones $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\epsilon = 3.54 \times 10^{-13}$ F cm^{-1} , $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C, $\mu_h = 1$ $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Del ajuste de la curva teórica con los puntos experimentales se obtuvieron los valores siguientes de los parámetros

$$n_0 = 0, N_0' = 4.9 \times 10^{10} F/F_0 \text{ cm}^{-3}, V_p = 50 \text{ volts}, \theta = 1.05 \times 10^{-5}$$

Se observó que a bajas intensidades de luz ($0.1F_0$) el contacto se comportó como contacto neutro en todo el intervalo de voltajes usado, y para alta intensidad ($3.5F_0$) el contacto presentó una transición de contacto óhmico a contacto neutro al aumentar el voltaje. Esta es la transición de Mott-Gurney. Con los mismos valores de los parámetros se ajustó la curva de la corriente como función de la intensidad de la luz (fig. 7).

Los resultados experimentales de fotoemisión interna de hoyos de la fig. 8 se ajustaron también con la teoría expuesta antes. Ahora ---
 $F_O = 2.4 \times 10^{16}$ fotones- $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. En estas condiciones los valores obtenidos para los parámetros son: $n_O = 0$, $N'_O = 1.96 \times 10^{10} F/F_O \text{cm}^{-3}$, ---
 $\theta = 1.05 \times 10^{-5}$, $V_p = 50$ volts.

Por otra parte, se consiguió ajustar los resultados de la fig. 9 con los mismos valores de los parámetros encontrados del ajuste de los datos de la fig. 8.

Usando valores de los parámetros conocidos: $\mu_e = 6 \times 10^{-4} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, $L = 0.1 \text{cm.}$, $F_O = 7.7 \times 10^{17}$ fotones- $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C.}$, ---
 $\epsilon = 3.54 \times 10^{-13} \text{F-cm}^{-1}$, se consiguió ajustar los resultados de la fig. 10 a la línea continua calculada con la teoría de la sección IVc, obteniéndose los siguientes valores para los parámetros: $n_O = 0$, ---
 $N'_O = 9.6 \times 10^{11} F/F_O \text{cm}^{-3}$, $\theta = 4 \times 10^{-4}$, $V_p = 50$ volts.

Empleando la teoría de CLCE para una distribución exponencial de trampas⁽⁷⁾ se obtuvieron valores de parámetros que definen tal distribución partiendo de los datos experimentales. Estos valores son: $T_C = 918^\circ \text{K}$
 $A = 2.24 \times 10^{15} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$, $N_t = AkT_C = 1.8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$. Del valor N_t anterior se deduce que los cristales usados son de alta pureza y a eso se debe que es posible observar CLCE.

Resumiendo, dado que de cuatro casos de inyección de carga estudiados, tres de ellos presentaron comportamiento de contacto óhmico seguido de contacto neutro cuando se aumentó el voltaje y uno mostró solo comportamiento de contacto óhmico (CLCE), se puede concluir que el proceso de inyección de carga hacia aislantes puede ser reducido a dos casos:
 i. contacto óhmico y ii. contacto neutro.

Como observación final es conveniente hacer notar que hasta ahora la FI de portadores de carga eléctrica ha sido considerado como un proceso de un nivel extremadamente bajo de inyección⁽¹²⁾. Sin embargo los resultados aquí presentados muestran que la fotoinyección de portadores puede ofrecer un contacto óhmico eficiente.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. Feliciano Sánchez Sinencio por haberme proporcionado el tema de la Tesis de Doctorado de la cual este artículo es una parte, a los Drs. Albert Rose y Jorge S. Helman por sus observaciones durante el desarrollo del trabajo, al Sr. Juan García Coronel por el crecimiento de los cristales usados y al Dr. Alfonso Lastras-Martínez por haber leído el manuscrito y hecho una crítica al mismo.

REFERENCIAS

1. Richard Williams, Física de Aislantes, Editorial Trillas, S.A., México (1974).
2. A. Lampert y P. Mark, Current Injection in Solids, Academic Press, New York (1970).
3. E. López Cruz, F. Sánchez-Sinencio y J.S. Helman, Bol. Soc. Mex. Fís., 3 (1978) 189.
4. P.J. Dean, B.S.H. Royce y F.C. Champion, Proc. Phys. Soc. 75 (1960) 119.
5. N.F. Mott y R.W. Gurney, Electronic Processes in Ionic Crystals, Dover Publications, Inc., New York (1964).
6. A. Rose, Concepts in Photoconductivity and Allied Problems, Interscience, New York (1963).
7. A. Rose, Phys. Rev. 97 (1955) 1538.
8. E. López-Cruz, F. Sánchez-Sinencio, A. Rose y J.S. Helman, enviado a publicación a Phys. Rev. B.
9. Ref. 1 cap. 8.
10. J. González-Basurto, F. Sánchez-Sinencio y J.S. Helman, Phys. Rev. B, 6 (1972) 3865.
11. R. Williams y F. Sánchez-Sinencio, J. Chem. Phys. 52 (1970) 3216.
12. Ref. 2 pág. 150.