

DISTRIBUCION DE POTENCIAL EN p-n DIODO TUNEL

Melquiades de Dios L.
Dpto. de Física Teórica Facultad Física-Matemática
Universidad de la Habana

S. D. Beneslaski
Catedra de Bajas Temperaturas
Facultad de Física. Universidad Estatal de Moscú.

ABSTRACT

The generalized equation of Thomas-Fermi and its first integral are obtained in order to describe the potential distribution in p-n tunnel diodes using the simplified two-band Kane model. The exact potential distribution when the energy band-gap, E_g , tends to zero and the potential asymptotic behavior when $E_g \neq 0$ are found. In both cases, the non-linear screening length as a function of E_g and impurity concentration are obtained. Criteria of applicability of the Thomas-Fermi approximation are established.

RESUMEN

Utilizando el modelo simplificado de dos bandas de Kane se obtiene, para describir la distribución de potencial en p-n-diodo-túnel, la ecuación generalizada de Thomas-Fermi y su primera integral. Cuando el ancho de la banda prohibida $E_g \rightarrow 0$ se obtiene la distribución exacta de potencial. Para $E_g \neq 0$ se obtiene el comportamiento asintótico. En ambos casos se obtiene la longitud no lineal de apantallamiento en función de E_g y de la concentración de impurezas. Se determinan, además, criterios de aplicabilidad de la aproximación de Thomas-Fermi.

INTRODUCCION

La distribución de potencial en junturas p-n se determina aproximadamente por medio de la ecuación de Poisson. Las dificultades que entrañan resolver esta ecuación conducen a la utilización de la aproximación de Shockley [1], en la cual la distribución de carga en las junturas se determina solamente por la distribución de impurezas. Aunque esta aproximación es simple y es ampliamente utilizada, conduce, en principio, a una distribución incorrecta de carga. Además, como fue demostrado en [2], no es correcta ni en calidad de aproximación de orden cero.

Esto significa que para la correcta determinación de potencial en las junturas, es necesario tener en cuenta la contribución de los portadores móviles de carga. En particular, mientras más degenerado sea el gas de portadores de carga más importante será su contribución a la distribución de potencial. Tal contribución ha sido considerada

en la aproximación clásica de Thomas-Fermi [3-5].

No obstante esto, hasta ahora (en cuanto nos es conocido) no se ha tomado en cuenta en los cálculos la interacción entre bandas, cuestión importante en los semiconductores de banda estrecha.

Así, el objetivo del presente trabajo consiste en estudiar la distribución de potencial en p-n-diodos-túneles formados en semiconductores de banda estrecha.

Utilizaremos el modelo de dos bandas de Kane [6] y supondremos lo siguientes: (a) el diodo-túnel se forma en un mismo semiconductor (fuertemente dopado); (b) en la región n ($Z > 0$) se tienen solamente impurezas donoras uniformemente distribuidas con concentración $N_d = N_0$ y, en la región p solamente impurezas aceptoras con la misma distribución $N_a = N_0$; (c) la temperatura será tal, que los electrones en la zona de conductividad y los huecos en la zona de valencia surgirán, en lo fundamental, como consecuencia de la ionización de las impurezas, (d) el diodo se encuentra siempre en estado de equilibrio termodinámico.

Estas suposiciones implican, en primer lugar, que cada región de la juntura forma un semiconductor degenerado y no compensado. En el mismo la concentración de impureza N_0 , el radio de Bohr a_B de los portadores de carga, el radio de apantallamiento de las impurezas r_0 y la concentración n (p) de electrones (huecos) satisfacen las condiciones.

$$N_0^{-\frac{1}{3}} \ll a_B; \quad \eta^{-\frac{1}{3}} \ll a_B; \quad r_0 \ll a_B \quad (1)$$

Esto significa que para cualquier temperatura la inmensa mayoría de átomos de impureza está ionizada y, el gas de electrones (huecos) se puede considerar completamente degenerado [7]. En los semiconductores de banda estrecha, como consecuencia de los valores tan grandes de la constante dieléctrica de la red y, debido a la masa efectiva tan pequeña de los portadores, estas condiciones no son difíciles de satisfacer [8].

En segundo lugar, ya que las concentraciones de impurezas son homogéneas, los efectos que surgen como consecuencia de sus fluctuaciones pueden despreciarse. Además, como el sistema está siempre en equilibrio termodinámico la región de impureza del espectro energético no juega ningún papel en los fenómenos que aquí consideramos.

Más adelante demostraremos que la mayor contribución a la concentración de portadores de carga la dan aquellos estados para los cuales la energía E de los mismos es del orden del potencial electroquímico F. Esto permite suponer que el concepto de ley de dispersión conserva su sentido para todos los valores posibles de la energía [7].

En la Fig. 1 se representa el diagrama de energía del p-n diodo túnel, donde los bordes de las bandas se describen por las ecuaciones: $E_c(z) = 1/2 E_g + V(z)$ y $E_v(z) = -1/2 E_g + V(z)$. En ellas E_g es el ancho de la banda prohibida y $V(z)$ el potencial autoconsistente, el cual supondremos que satisface las condiciones de contorno $V(-\infty) = 0$ y $V(\infty) = V_0 < 0$

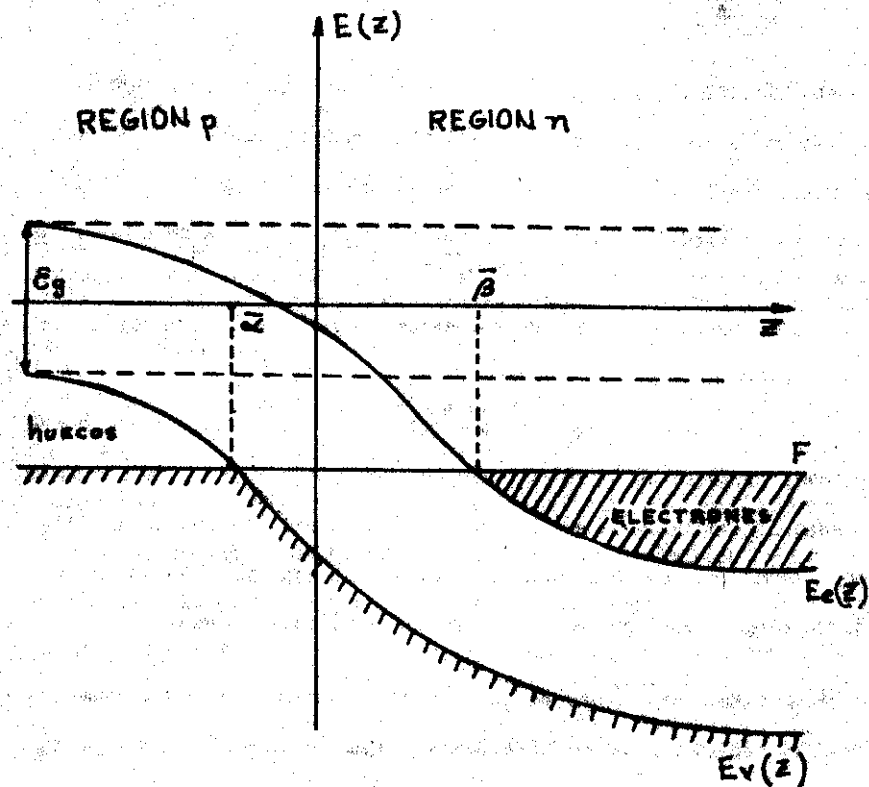


Fig. 1

2. DEDUCCION DE LA ECUACION GENERALIZADA DE THOMAS - FERMI

En la aproximación de masa efectiva y, en los marcos del modelo de Kane, la ecuación de movimiento del electrón en presencia del campo $V(z)$ puede ser tomado de la forma

$$[\hat{H}_0(\vec{r}) + V(z)] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad (2)$$

Donde la función de onda ψ tiene cuatro componentes, E es la energía, I la matriz unidad y

$$\hat{H}_0 = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}E_g & 0 & P\hat{K}_- & iP\hat{K}_z \\ 0 & \frac{1}{2}E_g & iP\hat{K}_z & P\hat{K}_+ \\ P\hat{K}_+ & -iP\hat{K}_z & -\frac{1}{2}E_g & 0 \\ -iP\hat{K}_z & P\hat{K}_- & 0 & -\frac{1}{2}E_g \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$(1) \quad \hat{K} = -i \partial / \partial \vec{r}, \quad \hat{K}_\pm = \hat{K}_x \pm i \hat{K}_y, \quad P \text{ es un parámetro real.}$$

Desde el punto de vista matemático la ecuación (2) tiene la forma de la ecuación de Dirac en el campo de simetría axial $V(z)$. Esto permite utilizar los trabajos dedicados al estudio de tal ecuación. Por ejemplo, para simplificar (2) utilizaremos el método desarrollado en [7] para el caso de simetría esférica.

Con la ayuda de la transformación unitaria

$$\psi = U \Psi = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & \sigma_x \end{pmatrix} \Psi,$$

donde $\bar{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

La ecuación (2) toma la forma

$$\hat{H}\psi = \left[i p \alpha_z \beta \hat{K} + p \alpha_z \hat{K}_z + \frac{1}{2} \epsilon_g \beta + V(z) \right] \psi = E \psi \quad (4)$$

donde

$$\alpha_z = \begin{pmatrix} 0 & iI \\ -iI & 0 \end{pmatrix}; \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \quad \hat{K} = \begin{pmatrix} \bar{\sigma}_x & 0 \\ 0 & \bar{\sigma}_x \end{pmatrix} \hat{K}_x +$$

$$+ \begin{pmatrix} \bar{\sigma}_y & 0 \\ 0 & \bar{\sigma}_y \end{pmatrix} \hat{K}_y; \quad \bar{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Ya que \hat{H} y \hat{K} conmutan, las autofunciones de (4) se pueden escoger comunes a estos operadores. Esto permite sustituir en (4) a \hat{K} por sus autovalores $K = \pm K_{\perp}$, donde $K_{\perp} = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}$. Tal simplificación corresponde al hecho que K_x, K_y se conservan, y las autofunciones tienen la forma $\psi(\vec{r}) = \phi(z) e^{i(xK_x + yK_y)}$

Teniendo en cuenta estas consideraciones e introduciendo la función

$\psi = \begin{pmatrix} G(z) \\ F(z) \end{pmatrix}$, la ecuación (4) se lleva al siguiente sistema de dos ecuaciones

$$\left(\frac{1}{2} \epsilon_g + V - E \right) G + (PK + iP\hat{K}_z) F = 0$$

$$(PK - iP\hat{K}_z) G + \left(-\frac{1}{2} \epsilon_g + V - E \right) F = 0$$

(6)

En lo adelante sólo nos interesan las soluciones cuasiclásicas de (6), las condiciones bajo las cuales es aplicable tal aproximación. Como estas soluciones fueron obtenidas en [10], aquí sólo aclararemos lo siguiente: en estado de equilibrio termodinámico se puede suponer que los electrones no pueden pasar de la banda de conducción a la banda de valencia (ver fig. 1), es decir, se puede considerar que los estados ocupados por electrones en la banda de valencia crean una barrera de potencial impenetrante para los electrones de conducción. Además, en la región del espacio $\bar{\alpha} < z < \bar{\beta}$ el nivel de Fermi se encuentra por debajo del borde de la zona de conductividad. Esto significa que en esta región el gas de electrones es no-degenerado y, su concentración es pequeña en comparación con la concentración de impureza. Por esta razón en la región $\bar{\alpha} < z < \bar{\beta}$ despreciamos la contribución de los portadores de cargas móviles al potencial. Por tanto, para calcular la concentración de electrones en la región n es sólo necesario resolver la ecuación (6) para $z > \beta$,

Análogamente se obtiene la concentración de huecos

$$p(z) = \frac{1}{3\pi^2 \rho_3} \left[(V - V_n)^2 + E_g (V - V_n) \right]^{3/2} \quad (12)$$

donde V_p y V_n satisfacen las relaciones $F = \frac{1}{2} E_g + V_p = -\frac{1}{2} E_g + V_n$. Estos parámetros se determinan por las condiciones de electroneutralidad en las profundidades del semiconductor: $N(z) = n(z) = p(z)$, las cuales conducen a que la altura de la barrera V_0 es igual a $V_p + V_n$.

Es interesante notar que $n(z) = 0$ para $V(z) > V_p$ y $p(z) = 0$ para $V(z) < V_n$.

Así, la ecuación generalizada de Thomas - Fermi será

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = -\frac{4\pi l^2}{\epsilon} \left[\eta(z) - p(z) - N(z) \right] \quad (13)$$

donde ϵ es la constante dieléctrica, $N(z)$ es la concentración de impureza ionizada y $\eta(z)$ y $p(z)$ vienen dada por las relaciones (11) y (12). Además, $V(z)$ satisface las condiciones de contorno

$$V(-\infty) = \left(\frac{dV}{dz} \right)_{z=-\infty} = 0; \quad V(\infty) = V_0 < 0 \quad (14)$$

3 SOLUCIONES DE LA ECUACION DE THOMAS - FERMI. VALIDEZ DE LA

APROXIMACION.

En los marcos de la aproximación escogida, es evidente que para $\bar{\alpha} < z < \bar{\beta}$ se tiene una "capa de aislante". En ella no hay ni electrones ni huecos y, $V(z)$ solamente se determina por la concentración de impureza. Para $z > \bar{\beta}$, $V(z)$ se determina por las concentraciones de electrones y donores, y para $z < \bar{\alpha}$ por las concentraciones de huecos y aceptores. En este trabajo sólo nos interesará considerar la solución de (13) para $z > \bar{\beta}$. En tal caso $N(z) = N_0$.

Así, teniendo en cuenta que la parte derecha de (13) sólo depende de V , que $V(z)$ debe satisfacer (14) y que $\frac{dV}{dz} < 0$, se obtiene la siguiente relación

$$-(z - \bar{z}) = \int_{V(\bar{z})}^{V(z)} \frac{dV}{\sqrt{\frac{8\pi l^2}{\epsilon} \left\{ \frac{E_g^4}{3\pi^2 \rho_3} [I(\bar{z}) - I(\bar{z}_0)] + N_0 (V - V_0) \right\}}} \quad (15)$$

donde $\bar{z} \geq \bar{\beta}$ y arbitraria. $\bar{z} = (V_p - V)/E_g$, $\bar{z}_0 = (V_p - V_0)/E_g$

ple que $V(0) = V_p = V_n = V_0/2$

En virtud que para $N_a = N_d = N_0$ ($V(z) - V_0/2$) es una función par de z , consideremos solamente la solución de (15) para $z \geq 0$.

Si en (15) $E_g \rightarrow 0$, ξ y ξ_0 tienden a infinito, $E_g^{1/4} I(\xi) \rightarrow \frac{1}{4} \left(\frac{V_0}{2} - V\right)^4$; $E_g^{1/4} I(\xi_0) \rightarrow \frac{1}{4} \left(\frac{V_0}{2} - V_0\right)^4$. Con esto la integral (15) se calcula fácilmente y, se obtiene

$$z = \frac{\epsilon \mu_n}{12 \pi l^2 N_0} \ln \left\{ \frac{\sqrt{6}}{4+3\sqrt{2}} \left[\frac{\sqrt{X_0^2 + 2X_0 + 3 + \sqrt{6}}}{1-X_0} - \frac{z}{\sqrt{6}} \right] \right\} \quad (18)$$

donde $\mu_n = -V_0/2$ es el nivel de Fermi de los electrones y

$$X_0 = \left(\frac{V_0}{2} - V\right) / \mu_n$$

Esta fórmula determina la energía potencial exacta para $E_g = 0$. A partir de ella es fácil demostrar que

$$V(z) = V_0 \left[1 - \frac{6}{4+3\sqrt{2}} e^{-z/L_D} \right] \text{ si } z \rightarrow \infty \quad (19)$$

$$V(z) = \frac{V_0}{2} \left[1 + \left(\frac{4+3\sqrt{2}}{6+4\sqrt{2}} \right) \frac{z}{L_D} \right] \text{ si } z \rightarrow 0 \quad (20)$$

donde la longitud no lineal de apantallamiento viene dada por

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon \mu_n}{12 \pi l^2 N_0}} = \sqrt{\frac{\epsilon (3\pi^2 p^3)^{1/3}}{12 \pi l^2 N_0^{2/3}}}$$

Consideremos ahora la aplicabilidad de la aproximación cuasiclásica. Como es conocido [12] tal aproximación no es aplicable en la cercanía de los puntos de retorno Z_n y Z_p , donde $V_n = V(Z_n)$ y $V_p = V(Z_p)$. De la fórmula (10) sigue que la mayor contribución a $n(z)$ para $z \rightarrow Z_p$ la dan los estados con $E \approx \epsilon$ y $k_1 \approx 0$, así que la condición de aplicabilidad de la aproximación de Thomas - Fermi toma la forma

$$\left| \frac{dk(z)}{dz} \right| \ll 1; \quad k(z) = \frac{1}{p} \sqrt{(V_p - V)^2 + \epsilon_g (V_p - V)} \quad (21)$$

Las relaciones (20) y (21) conducen a la siguiente condición para aplicabilidad de la aproximación de Thomas - Fermi generalizada

$$|z| \gg \sqrt{\frac{L_D}{3 N_0^{1/3}}} \quad (22)$$

Para $E_g \neq 0$ sólo conocemos el comportamiento asintótico de $V(z)$, por lo tanto esto, se puede estimar la región de aplicabilidad de la aproximación de Thomas-Fermi desarrollando $V(z)$ alrededor de Z_p :

$$V(z) \approx V_p + \left(\frac{dV}{dz} \right)_{z=z_p} (z-z_p) \approx V_p - \frac{V_p - V_0}{L_D} (z-z_p) \quad (23)$$

donde por orden de magnitud $\left(\frac{dV}{dz} \right)_{z=z_p} \approx -\frac{V_p - V_0}{L_D} = -\frac{\mu n}{L_D}$

Además, para $z \rightarrow z_p$, $V \rightarrow V_p$ y, por tanto $R(z) \approx \frac{1}{p} \sqrt{\epsilon_0 (V_p - V)}$

Utilizando (21) y las relaciones anteriores se obtiene

$$|z - z_p| \gg \sqrt{\frac{p^2 L_D}{4 \mu \epsilon_0}} = \sqrt{\frac{\hbar^2 L_D}{8 \mu \epsilon_0 m^*}} \quad , \text{ donde } m^* \text{ es}$$

la masa efectiva de los portadores de carga.

4. RESUMEN Y CONCLUSIONES

En el trabajo se ha obtenido, en los marcos del modelo de Kane de dos bandas, la ecuación generalizada de Thomas-Fermi y su primera integral. Esta ecuación fue obtenida en [13] en relación con el cálculo de la distribución de carga en las cercanías de un núcleo supercargado. En este trabajo el campo V tenía simetría esférica y se utilizó la ecuación de Dirac con $E_g = 2 m_0 c^2$.

En el presente trabajo se resolvió exactamente la ecuación de Thomas-Fermi para $E_g = 0$ y, para $E_g \neq 0$ se obtuvo una expresión para

el comportamiento asintótico de $V(z)$. Además de esto, se obtuvieron las longitudes de apantallamiento no lineal en función de la concentración de impurezas y de E_g .

En cuanto nos es conocido los resultados son nuevos, en especial la dependencia de L_D con E_g y la distribución de potencial para $E_g = 0$.

BIBLIOGRAFIA

1. W. Shockley, Bell Syst. Tech. J. 28-29, 435 (1949-1950)
2. T. W. Persianov, H. I. Rekalova, A. A. Shajov, Izv. Leningr. Elektrotecn. Instituto, Tom 141, 80 (1947)
3. I. I. Ivanchik, Fiz Tverd. Tela 3, 103 (1961)
4. Oldwig von Ross, Phys. Rev. 16, 5405 (1977)
5. P. E. Zilberman, Fiz Tverd. Tela 5, 386 (1963)
6. E. O. Kane, Phys and chem. solids 1, 249 (1957)
7. V. L. Bonch - Bruevich, S. H. Kalashnikov, "Fizika poluprovodnikov", Nauka, Moscú, 1977.
8. Koetial, Tesis de Candidatura, Universidad Estatal de Moscú, 1974
9. A. S. Davydov, "Quantum Mechanics", Ed by D. Ter Haar, 1965.
10. Melquiades de Dios L. Tesis de Candidatura, Universidad Estatal de Moscú, 1979.
11. E. L. Helmont, W. I. Ivanov - Omski, J. M. Tsidilkovski, Usp. Fiz. Nauk, 120, 337 (1976)
12. L. D. Landau E. M. Lifshitz "Quantum Mechanics", Pergamon Press, 1962.
13. A. B. Migdal W. S. Popov, D. N. Voskresenski, Zh Eksp. Teor. Fis. 72, 824 (1977)

CORRIENTE DE ZENER EN SEMICONDUCTORES DE BANDA ESTRECHA

Melquiades de Dios L.
Dpto. de Física Teórica.
Facultad Física-Matemática. Universidad de la Habana

S. D. Beneslaski
Cátedra de bajas temperaturas
Facultad de Física
Universidad Estatal de Moscú

ABSTRACT

The Zener current in narrow-gap semiconductors is studied using the two band Abrikosov-Falkoski model. The exact transition probability through the forbidden band and the number η of electrons per sec per cm^3 leaking from the valence band to the conduction band are obtained. It is shown that η is a complicated function of electric field E . In the classical limit the obtained result becomes the Keldysh's and Kane's result, and in the opposite limit is established that $\eta \sim E^{3/4}$.

RESUMEN

Utilizando el modelo de dos bandas de Abrikosov-Falkoski, se estudia la corriente de Zener en semiconductores de g^* -estrecho. Se calcula exactamente la probabilidad de transmisión a través de la banda prohibida y, el número de pares electrón-hueco η generados por el campo eléctrico E por unidad de tiempo en la unidad de volumen. Se demuestra que η depende en forma complicada de E . No obstante esto, en el límite clásico la expresión obtenida coincide con los resultados de Keldysh y Kane y en el límite opuesto se demuestra que $\eta \sim E^{3/4}$.

INTRODUCCION

Después de la aparición del diodo-túnel en 1957 [1], al estudio del mismo se ha dedicado una gran cantidad de trabajos teóricos [1-9]. En esencia dos han sido las direcciones de investigación teórica. En una de ellas se utiliza el modelo de Zener del campo uniforme [10-13] y, en la otra, el modelo de Fredkin-Wannier [5-7].

En general, el modelo de Zener se caracteriza por la sencillez y, en el mismo es fundamental el cálculo de la probabilidad de transmisión a través de la banda prohibida. Una de las diferencias entre los análisis de la corriente de Zener está basada en el modelo de banda utilizado. Por ejemplo, frecuentemente utilizado es el modelo de dos bandas de Kane [14].

Por otro lado, en los últimos años ha provocado gran interés la obtención de juntas p-n sobre la base de los semiconductores de banda estrecha $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ y PbS , así como el estudio del

comportamiento de estos materiales y las aleaciones semiconductoras $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ bajo la acción de campos eléctricos uniformes. Este hecho y, los avances logrados en los últimos años en el estudio de las estructuras de banda de tales materiales, hacen actual el estudio de la corriente de Zener en los mismos.

El objetivo fundamental del presente trabajo es el estudio de dicha corriente utilizando el modelo de dos bandas de Abrikosov-Falko k_1 (AF) [15-16]. Tal modelo, elaborado por dichos autores para explicar el espectro energético de los cuasielipsoides asociados a los electrones en el Bi, también puede ser utilizado para describir satisfactoriamente los espectros energéticos de los semiconductores especificados arriba [17].

En el epígrafe 2 del presente trabajo se considera la resolución de la ecuación de masa efectiva del electrón en presencia de un campo eléctrico uniforme. En el epígrafe 3 se calcula el coeficiente de transmisión a través de la banda prohibida y, el número de pares electrón-hueco generados por el campo eléctrico en la unidad de volumen y por unidad de tiempo. En el epígrafe 4 se hace un breve resumen de los resultados obtenidos y se expresan las conclusiones del trabajo.

2. RESOLUCION EXACTA DE LA ECUACION DE MASA EFECTIVA

Es bien conocido [18-19] que en los materiales considerados en este trabajo la superficie de Fermi de los mismos está formada por

más de una superficie cerrada (cuasielipsoides), obteniéndose una de otra por transformaciones de simetría. Así, cada uno de estos cuasielipsoides dará su contribución a la corriente de Zener. En las aleaciones $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ y $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ las masas efectivas en una dirección, que escogeremos a lo largo del eje Z, son varios órdenes de magnitud mayores que en las restantes direcciones. Esto significa que si el campo eléctrico en uno de los cuasielipsoides se escoge perpendicular a dicha dirección, la contribución a la corriente de Zener de los restantes cuasielipsoides se puede despreciar frente a la contribución del primero. Aunque en los otros dos materiales hay que tener en cuenta la contribución de todos sus cuasielipsoides, en este trabajo solo calcularemos la contribución de uno de ellos.

De esta forma, en presencia de un campo eléctrico uniforme E a lo largo del eje X, la ecuación de movimiento del electrón en la aproximación de masa efectiva y, en los marcos del modelo de dos bandas de AF tienen la forma:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{2} E_g + \frac{1}{2M_1} \hat{k}_z^2 + V(x) & iV_x \hat{k}_x + V_y \hat{k}_y \\ -iV_x \hat{k}_x + V_y \hat{k}_y & -\frac{1}{2} E_g - \frac{1}{2M_2} \hat{k}_z^2 + V(x) \end{bmatrix} F(\vec{r}) = E F(\vec{r}) \quad (1)$$

donde E es la energía del electrón, $V(x) = eEx = Fx$, E_g - el ancho de la

banda prohibida; M_1 y M_2 masas efectivas, las cuales por orden de magnitud son próximas a la masa del electrón libre; V_x y V_y velocidades características de los electrones del orden de 10^8 cm/seg; $\hat{K} = -i\partial/\partial\bar{z}$ con $\hbar = 1$; $F(\bar{z})$ la función de onda del electrón, la cual tiene dos componentes F_1 y F_2 .

En el caso considerado los componentes del cuasi-impulso K_y y K_z se conservan y, la función de onda del electrón se puede buscar de la forma $f(x) \exp[i(yK_y + zK_z)]$. Sustituyendo esta función en (1) se obtiene una ecuación para $f(x)$, la cual ante la transformación unitaria $\phi = 1/\sqrt{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{pmatrix} F$ y el cambio de variable $\bar{z} = x - (E - K_z^2/2\mu)/F$ toma la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} \hat{K}_{\bar{z}} + \lambda \bar{z} & V_0/V_x \\ V_0^*/V_x & -\hat{K}_{\bar{z}} + \lambda \bar{z} \end{bmatrix} \phi(\bar{z}) = 0$$

donde

$$\hat{K}_{\bar{z}} = -i \frac{d}{d\bar{z}}; \lambda = F/V_x; V_0 = V_y K_y - i \left(\frac{1}{2} E_y + \frac{K_z^2}{2M} \right)$$

$$\mu^{-1} = M_1^{-1} - M_2^{-1}; M^{-1} = M_1^{-1} + M_2^{-1} \quad (2)$$

Analizando un modelo simple de semiconductor unidimensional en presencia de un campo eléctrico uniforme, Kane [20] resolvió exactamente una ecuación análoga a (2) en la representación del cuasi-impulso. Para resolver (2), seguiremos el método de Kane, pero en la

representación de coordenada.

Del sistema de ecuaciones (2) no es difícil excluir la segunda componente ϕ_2 , obteniéndose para ϕ_1 , la siguiente ecuación.

$$\frac{d^2 \phi_1}{d\bar{z}^2} + \left[\frac{1}{2} + i\alpha - \frac{\bar{z}^2}{4} \right] \phi_1 = 0$$

donde $\bar{z} = \sqrt{2\lambda i}$ y $\alpha = |V_0|^2/2\lambda V_x^2$ (3)

La solución general de esta ecuación se puede escribir a través de las funciones de Weber [21] $D_n(\bar{z})$

$$\phi_1(\bar{z}) = a D_{i\alpha}(\bar{z}) + b D_{i\alpha}(-\bar{z}) \quad (4)$$

siendo a y b constantes arbitrarias.

Con ayuda de una de las ecuaciones del sistema (2) y de la fórmula (4) no es difícil demostrar que:

$$\phi_2(\bar{z}) = -\frac{V_x}{V_0} \alpha \sqrt{2\lambda i} \left[a D_{i\alpha-1}(\bar{z}) - b D_{i\alpha-1}(-\bar{z}) \right] \quad (5)$$

Así, hemos encontrado las soluciones exactas de la ecuación (1). Las constantes a y b se determinan por las condiciones físicas del problema.

3.- COEFICIENTE DE TRANSMISION Y CORRIENTE DE ZENER

Para el cálculo del coeficiente de transmisión D a través de la banda prohibida, es necesario calcular la densidad de corriente de probabilidad $J(\xi)$ para $\xi \rightarrow \pm\infty$ y suponer, por ejemplo, que el electrón incidente se mueve de derecha a izquierda. Bajo tal suposición, para $\xi \rightarrow \infty$ hay dos densidades de corriente de probabilidad, correspondientes a las ondas incidente y reflejada y, para $\xi \rightarrow -\infty$ hay una corriente, correspondiente a la onda transmitida.

La expresión general para $J(\xi)$ puede ser obtenida de la ecuación (2) derivando la ley de conservación de la densidad de corriente de probabilidad. Dicha ley tiene la forma:

$$v_x \phi^+ \sigma_z \phi = v_x \phi^+ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \phi = e\hbar c \quad (6)$$

y, permite definir a $J(\xi)$ por la fórmula

$$J(\xi) = v_x \phi^+ \sigma_z \phi \quad (7)$$

Para el cálculo de $J(\xi)$ para $\xi \rightarrow \pm\infty$ es necesario conocer a ϕ_1 y ϕ_2 para $\xi \rightarrow \pm\infty$. Utilizando las fórmulas para el comportamiento de las funciones de Weber [21] no es difícil demostrar que para $\xi \rightarrow \infty$

$$\phi_1(\xi) \approx h(\xi) \left[a \exp\left(-\frac{\pi\alpha}{4}\right) + b \exp\left(\frac{3\pi\alpha}{4}\right) \right]$$

$$\phi_2(\xi) \approx \frac{b v_x}{V_0} \frac{\alpha \sqrt{2\lambda i} \sqrt{2\pi}}{\Gamma(1-i\alpha)} \exp\left(\frac{\pi\alpha}{4}\right) h^*(\xi) \quad (8)$$

y para $\xi \rightarrow -\infty$

$$\begin{aligned} \phi_1(\xi) &\approx h(|\xi|) \left[a \exp\left(\frac{3\pi\alpha}{4}\right) + b \exp\left(-\frac{\pi\alpha}{4}\right) \right] \\ \phi_2(\xi) &\approx -a \frac{v_x}{V_0} \alpha \sqrt{2\lambda i} \sqrt{2\pi} \exp\left(\frac{\pi\alpha}{4}\right) h^*(|\xi|) / \Gamma(1-i\alpha) \end{aligned} \quad (9)$$

donde $\Gamma(1-i\alpha)$ es la función gamma y

$$h(\xi) = \exp i \left\{ \alpha \ln(\xi \sqrt{2\lambda}) - \frac{\lambda}{2} \xi^2 \right\} \quad (10)$$

sustituyendo (8), (9) y (10) en (7) se obtiene:

$$J(+\infty) = 2v_x \left| a e^{-\frac{\pi\alpha}{4}} + b e^{\frac{3\pi\alpha}{4}} \right|^2 - 2v_x |b|^2 |\tau|^2 \quad (11)$$

$$J(-\infty) = 2v_x \left| a e^{\frac{3\pi\alpha}{4}} + b e^{-\frac{\pi\alpha}{4}} \right|^2 - 2v_x |a|^2 |\tau|^2 \quad (12)$$

donde

$$\tau = \frac{v_x}{V_0} \alpha \sqrt{2\lambda i} \frac{\sqrt{2\pi}}{\Gamma(1-i\alpha)} \exp\left(\frac{\pi\alpha}{4}\right) \quad (13)$$

Teniendo ahora en cuenta que para $\xi \rightarrow -\infty$ sólo puede haber una onda que se mueva hacia la izquierda, de (12) sigue que $a \exp\left(\frac{3\pi\alpha}{4}\right) + b \exp\left(-\frac{\pi\alpha}{4}\right) = 0$. De aquí sigue $a/b = \exp(-\pi\alpha)$. Si J_i y J_t representan las ondas incidente y transmitida respectivamente,

de (11) y (12) se obtiene

$$j_i = -2v_x |b|^2 |\tau|^2; \quad j_t = -2v_x |a|^2 |\tau|^2 \quad (15)$$

Por tanto

$$D = \left| \frac{j_i}{j_t} \right| = \left| \frac{a}{b} \right|^2 = \exp(-2\pi\alpha) \quad (16)$$

donde

$$\alpha = \frac{\hbar^2 v_y^2 k_y^2 + (\frac{1}{2} E_g + \hbar^2 k_z^2 / 2M)^2}{2\hbar v_x F} \quad (17)$$

Como se observa en (16) y (17), D se expresa explícitamente a través de los componentes transversales del cuasi-impulso. En [20] Kane obtuvo una fórmula análoga a (16), pero en tal fórmula D no depende de K_y y K_z debido a que en ese trabajo se consideró el caso de un semiconductor unidimensional.

Es interesante señalar que el coeficiente de transmisión exacto (16) coincide con el cuasiclásico [17].

Así, ahora es posible calcular el número n de electrones que pasa a la zona de conductividad en la unidad de volumen por unidad de tiempo. Para ello supondremos que la zona de valencia está llena y la zona de conductividad vacía, entonces n se calcula por medio de la fórmula [12].

$$\eta = \frac{2F}{(2\pi\hbar)} \int_{-\infty}^{\infty} D(k_y, k_z) \frac{dk_y dk_z}{(2\pi)^2} \quad (18)$$

Sustituyendo (16) y (17) en (18) se obtiene:

$$\eta = \frac{4F}{\hbar(2\pi)^3} \sqrt{\frac{v_x F}{\hbar v_y^2}} \sqrt{\frac{16M^2 v_x F}{\pi \hbar^3}} I(\gamma) \quad (19)$$

donde

$$I(\gamma) = \gamma^{-3/2} \mathcal{E}^{-\frac{1}{2}\gamma^4} K_{1/4}(\frac{1}{2}\gamma^4) \quad (20)$$

y $\gamma^2 = \frac{1}{2} E_g \sqrt{\pi/\hbar v_x F}$, además $K_{1/4}(\frac{1}{2}\gamma^4)$ es la función de Mac Donald de orden 1/4.

Como se observa en (19) y (20) el número n de electrones de una forma complicada depende del campo eléctrico E y del ancho de la banda prohibida E_g . Este es un resultado interesante y nuevo, pues es válido para todos los posibles valores de E. En la fórmula (19) es importante considerar los siguientes casos límites: (1) $\frac{1}{2}\gamma^4 \gg 1$, es decir, el caso cuasiclásico y (2) $\frac{1}{2}\gamma^4 \ll 1$.

En el primer caso $K_{1/4}(\frac{1}{2}\gamma^4) \approx \sqrt{\frac{\pi}{\gamma^4}} \exp(-\frac{\gamma^4}{2})$ y n en (19) toma la forma:

$$\eta = \left(\frac{v_x}{v_y} \right) \sqrt{\frac{M}{E_g}} \frac{F^2}{2\pi^3 \hbar^2} e^{-\frac{\pi E_g^2}{4 \hbar v_x F}} \quad (21)$$

esto es, si obtiene el mismo resultado de Keldysh [12] y Kane [13].

Si se define $\tilde{F} = \pi E_g^2 / 4 \hbar v_x$, la fórmula (21) es válida para $F \ll \tilde{F}$. Para $E_g = 10^{-2}$ eV y $v_x \approx 10^8$ cm/seg., $\tilde{F} \approx 10^3$ eV/cm., para $E_g = 10^{-3}$ eV, $\tilde{F} \approx 10$ eV/cm

Lo cual señala que en los semiconductores de banda estrecha la aproximación cuasiclásica se puede aplicar en su amplio rango de valores del campo eléctrico.

Estimemos ahora el orden de magnitud de la corriente asociada a la fórmula (21) cuando la longitud de la muestra es $L \approx 10^{-1}$ cm y E_g toma los valores 10^{-2} eV y 10^{-3} eV respectivamente. Si en esta fórmula $v_x \approx v_y \approx 10^8$ cm/seg. $M \approx \frac{m_0}{2}$, donde m_0 es la masa del electrón libre y $E_g = 10^{-2}$ eV, entonces para $F = 10^2$ eV/cm se obtiene $j \approx 100$ A/cm², para $F = 80$ eV/cm $j \approx 10$ A/cm² y para $F = 50$ eV/cm $j \approx 10^{-3}$ A/cm². Para $E_g = 10^{-3}$ eV y $F = 2$ eV/cm $j \approx 10$ A/cm²; para $F = 1$ eV/cm $j \approx (10^{-1} - 10^{-2})$ A/cm².

Más adelante, en el segundo caso $K_{1/4} \left(\frac{1}{2} \delta^4 \right) \approx \pi / \delta \Gamma(3/4)$ y n en (19) toma la forma:

$$\eta = \frac{2\Gamma(1/4)}{(2\pi)^{3/2} \hbar^2} \left(\frac{v_x}{v_y} \right) \sqrt{\frac{M^2}{\pi \hbar v_x}} F^{3/4} \quad (22)$$

Esta fórmula es válida para $F \gg \tilde{F}$, no depende de E_g y se aplica también a los semiconductores de gap nulo.

Para una muestra de longitud $L \approx 10^{-1}$ cm.

$$j = 10^2 F^{3/4} \text{ A/cm}^2 \quad (23)$$

En esta fórmula F se expresa en eV/cm. Como esta fórmula se aplica para $F \gg \tilde{F} = \pi E_g^2 / 4 \hbar v_x$, mientras más pequeño es el gap, más pequeño puede ser escogido F . Para el caso en que $E_g = 0$ la fórmula (23) se puede aplicar para casi todos los valores posibles del campo eléctrico. En particular, para $F = 1$ eV/cm $j \approx 10^2$ A/cm².

Por tanto, en semiconductores de gap nulo la corriente de Esaki es importante para campos eléctricos muy pequeños.

h. RESUMEN Y CONCLUSIONES

El problema del comportamiento de semiconductores de banda estrecha en presencia de un campo eléctrico uniforme se ha considerado en la aproximación de masa efectiva y, en los marcos del modelo de AF. Supusimos que el campo eléctrico estaba aplicado en la dirección X donde la masa efectiva era pequeña. Idénticos resultados, por tanto, se obtiene a lo largo del eje y. En la dirección X se obtuvo una expresión exacta para el coeficiente de transmisión que, como se demostró en [17], coincide con la cuasiclásica.

Después se calculó una expresión exacta para la corriente de Zener, válida para todos los valores posibles del campo eléctrico y del gap. En cuantos es conocido, tal expresión no ha sido obtenida antes. Se demuestra que el resultado clásico de Keldysh y Kane es válido en la aproximación cuasiclásica. Se obtiene la corriente de Zener para semiconductores de gap muy pequeño y, se demuestra que es importante para valores muy pequeños del campo eléctrico.

Es importante señalar lo siguiente: el modelo de Kane [11] conduce, en la aproximación cuasiclásica, al resultado clásico de Keldysh y Kane, en el límite puesto a que el número de electrones n es proporcional a F^2 . Es decir, aunque en la aproximación cuasiclásica los dos modelos conducen al mismo resultado, para el caso de semiconductores de gap nulo conducen a resultados diferentes.

BIBLIOGRAFIA

1. L. Esaki, Phys Rev. 109, 603 (1957)
2. I. I. Ivanchik, Fiz Tverd. Tela 3, 103 (1961)
3. E. O. Kane, J. Appl Phys 32, 83 (1961)
4. E. O. Kane, Phys Rev. 131, 79 (1963)
5. D. H. Fredkin and G. Wannier, Phys Rev. 128, 2054 (1962)
6. R. T. Shuey, Phys Rev. 137, A. 1268 (1965)
7. Y. Takenti, H. Funada, J. Phys Soc. Japan 20, 1854 (1965)

8. C. B. Duke, Solid State Phys, Suppl, 10 Academic Press, NY 1969
9. H. J. Wunsche, K. Henneberger Phys Stat. Sol. (b) 73, 245 (1976)
10. C. Zener, Proc. Roy Soc. A 145, 523 (1934)
11. W. V. Houston, Phys Rev. 57, 184 (1940)
12. L. M. Keldysh, Zh Eksper. Teor. Fiz 33, 994 (1957)
13. E. O. Kane, J. Phys Chem Solids 12, 181 (1959)
14. E. O. Kane, Phys Chem. Solids 1, 249 (1957)
15. A. A. Abrikosov, J. Low Temp. Phys 8, 315 (1972)
16. S. D. Beneslaski, L. A. Falkeski, Fiz Tverd Tela 16, 1360 (1974)
17. Melquiades de Dios L., Tesis de Candidatura, Universidad Estatal de Moscú
18. L. A. Falkeski, Usp. Fiz Nauk 94, 3 (1968)
19. I. M. Tsidilkevski, "Zonnaya Structura poluprovodnikov", Nauka Moscú, 1978.
20. E. O. Kane, E. I. Bleunt, Tunnelnie Iavlenia V. Tverdix Telax, Mir, Moscú, 1973 (traducción del inglés al ruso)
21. E. T. Whittaker, G. N. Watson, "A Course of Modern Analysis", Cambridge, 1962

DETERMINACIÓN DE MACROCOMPONENTES EN SUELOS POR ACTIVACIÓN CON FUENTE ISOTÓPICA DE NEUTRONES

R. A. Díaz
V. Sierra
A. Vera

Instituto de Investigaciones Nucleares
Academia de Ciencias

ABSTRACT

The determination of silicon, aluminium, iron and manganese contents in ferralitic-red soil samples by activation analysis with isotopic neutron sources is described. This method is applicable to the routine analysis using simple and relatively inexpensive set-up. The results obtained are in good agreement with those given by the conventional chemical

methods. The determination precisions are: Si-1%, Al-7%, Fe-10% and Mn-5%. The sensibility and limit of detection values for each determined element are given.

RESUMEN

Se describe la determinación de los contenidos de silicio, aluminio, hierro y manganeso en muestras de suelo rojo ferralítico por activación con fuentes isotópicas de neutrones. El método descrito es aplicable en el análisis de rutina con una instalación sencilla y relativamente barata. Los resultados obtenidos muestran buena concordancia con la evaluación realizada. La precisión de las determinaciones son: Si-1%, Al-7%, Fe-10% y Mn 5%. Se presentan los valores de sensibilidad y límite de detección para cada elemento analizado.

INTRODUCCIÓN

El análisis por activación neutrónica se ha venido aplicando con un éxito cada vez mayor en las determinaciones de rutina en la industria, la minería, la geología y la agricultura /1-6/. Para ello, las fuentes de neutrones más utilizadas son los generadores de 14 MEV y las fuentes isotópicas de neutrones. Estas últimas tienen la ventaja de ser más baratas, no necesitan instalaciones de blindaje muy complejas y pueden colocarse sin grandes dificultades en las condiciones industriales y de campo, por lo que, no obstante el bajo flujo de las mismas, se han utilizado ampliamente en varias aplicaciones analíticas /2,4,7,8,9/.

El estudio y conocimiento de la composición de los suelos tiene gran importancia desde el punto de vista nutricional de las plantas y de las formas de desarrollo de éstas. Para el análisis de nitrógeno, fósforo y potasio, los principales elementos nutrientes de las plantas se han reportado numerosos trabajos en los que se han utilizado generadores de neutrones /1,10,11,12/. Sin embargo, sobre la determinación de macroelementos en suelos mediante el uso de fuentes isotópicas de neutrones, se ha trabajado poco /7, 13/.

El objetivo del presente trabajo es realizar la determinación de los contenidos de silicio, aluminio, hierro y manganeso en suelos rojos ferralíticos por medio de la activación con fuentes isotópicas de neutrones, de modo que se obtenga un método sencillo y barato que pueda aplicarse en el análisis de rutina.

MATERIALES Y MÉTODOS

Para la realización del presente trabajo se diseñó y construyó una instalación de irradiación constituida por un bloque de parafina, cuatro fuentes isotópicas de neutrones del tipo Pu-Be y un motor que permite la rotación de la muestra en la posición de irradiación (fig. 1) con el objetivo de lograr una activación uniforme de la muestra.

Se prepararon estándares individuales de Si, Al, Fe y Mn mezclados homogéneamente con ácido oxálico, el cual fue analizado previamente para comprobar que no introduce interferen

cias en la evaluación de los elementos mencionados. Además, se confeccionaron estándares complejos de Fe-Mn, Al-Fe-Mn y Si-Al-Fe-Mn en composición similar a la promedio de los suelos para estudiar la influencia de la presencia de estos elementos en la determinación de uno de ellos en específico. El sistema utilizado de detección y adquisición de datos está constituido por un detector de NaI (Tl) de 6 pulgadas de diámetro por 4 pulgadas de altura con una resolución energética para la línea del Cs-137 de un 13%, un amplificador lineal y un analizador multicanal de 800 canales acoplado con un tele-tipo para la salida de datos.

Parte Experimental

Teniendo en cuenta las características nucleares de los elementos que se desea determinar, mostradas en la Tabla I, así como su abundancia isotópica se decidió establecer dos condiciones de irradiación con la misma instalación experimental, de modo que se lograra en un caso un máximo en la relación de neutrones rápidos a neutrones térmicos (condición R) y en el otro caso lo inverso (condición T). Para ello se hizo un estudio de la relación antes mencionada utilizando una muestra de óxido de aluminio irradiada en diferentes condiciones. Se empleó aluminio, porque este elemento presenta una reacción con los neutrones rápidos y otra con los térmicos (Tabla I) donde se producen dos radioisótopos diferentes con energías gamma lo suficientemente separadas como para permitir el aná-

lisis simultáneo de ambos fotopicos con un detector de NaI (Tl). La condición R se logró colocando las fuentes de neutrones a 2 cm de la muestra y cubriendo ésta con una envoltura de cadmio de 2 mm de espesor, pues este elemento tiene una alta sección eficaz de captura para los neutrones térmicos. En esta condición se obtuvo una relación de 63 neutrones rápidos por cada térmico. La condición T se logró colocando bloques de parafina de 4 cm de espesor frente a cada una de las fuentes de neutrones, con lo que se obtuvo una relación de 2 neutrones rápidos por cada térmico. Se midió además el valor del flujo de neutrones térmicos en la posición de irradiación para la condición T, obteniéndose un valor de $0,836 \times 10^4 \text{ n-cm}^{-2} \text{-seg}^{-1}$. Esto se hizo mediante la comparación de la actividad producida en una lámina de aleación Mn-Ni irradiada en la instalación patrón de flujo térmico /14/ e irradiada en la instalación descrita aquí.

Se realizó un estudio preliminar de las muestras de suelo para comprobar que los fotopicos obtenidos como resultado de la irradiación con neutrones rápidos y neutrones térmicos eran los esperados según el análisis teórico. En la fig. 2 se presenta el espectro obtenido al irradiar una muestra de suelo en la condición R durante 30 min. y medida después de un tiempo de 1 min.(a) y 60 min.(b). En el primer caso (fig. 2a) se observa un fotopico bien definido con energía de 1,78 MeV producto del Al-28 y otro con 0,84 MeV del Mg-27 y Mn-56, así como un pico menos definido de 1,01 MeV producto del Mg-

27. En el segundo caso (fig. 2b) se observa el pico de 0,84 MeV del Mn-56. En la figura 3 se presenta el espectro de una muestra de suelo irradiada con la condición T durante 60 min. y medida después de 1 min. de espera. En este caso se observan claramente los picos de 0,84 y 1,78 MeV producto del Mn-56 y Al-28 respectivamente.

Para la determinación del contenido de Si se seleccionó la reacción (n,p) con neutrones rápidos que produce Al-28 por ser la más favorable de todas (Tabla I). La interferencia más importante puede provenir de la reacción con neutrones térmicos del Al que produce el Al-28 y del Mn que produce Mn-56 con una energía de 1,81 MeV, muy cercano al 1,78 MeV. Por ello la evaluación del Si se hizo utilizando la condición R que prácticamente anula el efecto de las dos reacciones antes mencionadas. por otra parte, el Fe produce con neutrones rápidos el Mn-56, pero esta interferencia puede eliminarse usando un tiempo de irradiación corto, además que la relación de concentraciones Si/Fe es muy favorable al Si. Se realizó una comprobación experimental de lo antes expuesto y se constató la veracidad del análisis teórico, es decir, que el silicio se puede evaluar en estas condiciones sin interferencias.

La determinación del Al se hizo en la condición R, los neutrones rápidos producen el Mg-27 al interactuar con el Al. No se seleccionó la reacción con los neutrones térmicos, a pesar de ser la más sensible de todas, para poder hacer la determinación simultánea de Si y Al con una sola irradiación de las

muestras. El Mg-27 también se produce con neutrones térmicos a partir del Mg-26 pero teniendo en cuenta las características nucleares de esta reacción, la baja abundancia isotópica del Mg-26 y que la concentración media de Al en los suelos es de un orden superior a la del Mg se consideró despreciable el efecto de esta interferencia. El Mg-27 aparece con neutrones rápidos a partir del Si-30 por la reacción (n, α), mientras que el Mn-56 aparece a partir del Mn y el Fe, por lo que ambos pueden ejercer un efecto interferente sensible en este caso.

La determinación del Mn se hizo con un tiempo de irradiación largo en la condición T usando la reacción (n, γ') que produce el Mn-56. Después de un tiempo de enfriamiento de 30 min., la única interferencia posible se debe al Fe por lo que esto se tuvo en cuenta.

El esquema de tiempos utilizado para la determinación simultánea de Si y Al utilizando la condición de neutrones rápidos fue el siguiente $t_1=10$ m, $t_e=1$ m, $t_c=10$ m para el Si y $t_1=10$ m, $t_e=13$ m, $t_c=10$ m para el Al. Para la evaluación cuantitativa del Al se tuvieron en cuenta, correcciones por el contenido de Si y por el de Mn.

La evaluación del contenido de Fe también se hizo con neutrones rápidos mientras que la determinación de Mn se efectuó con neutrones térmicos. El esquema de tiempos para ambas determinaciones fue el mismo $t_1=30$ m, $t_e=60$ m, $t_c=15$ m. Debido a que en la condición R el Mn se activa en una magnitud no

despreciable, se decidió evaluar los contenidos de Fe y Mn mediante el método del sistema de ecuaciones lineales para tener en cuenta la interferencia mutua de ambos elementos /15/.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En la Tabla II se muestran los resultados de la determinación de Fe, Mn, Al y Si por activación neutrónica (fuente isotópica) y por métodos químicos. En la columna del Si aparecen entre paréntesis los resultados obtenidos por activación con generador de neutrones.

La precisión de la determinación para cada uno de los elementos fue Si-1%, Al-7%, Fe-10%, Mn-5%.

En el caso del Fe el error relativo de la determinación resulta mayor que para los restantes elementos debido fundamentalmente al bajo flujo de las fuentes así como a las características nucleares del hierro.

La sensibilidad y el límite de detección evaluado para un error relativo del 20% para cada uno de los elementos se observa en la Tabla III. En dicha Tabla se comparan los resultados obtenidos con los reportados en /7/. Puede observarse que existe concordancia entre los dos conjuntos de valores, sólo en el caso del aluminio, nuestro valor resulta mayor debiéndose esto al hecho de que la determinación de este elemento se hizo por medio de la reacción (n,p) que es menos sensible. El análisis de la correlación realizado entre los resultados obtenidos por activación neutrónica y por métodos

químicos fueron los siguientes. El coeficiente de correlación en el caso de la determinación de hierro y manganeso no arroja una desviación significativa respecto a la unidad, por lo que se puede plantear una correlación satisfactoria entre los dos métodos.

El coeficiente de correlación obtenido en la evaluación del aluminio muestra un valor de 1,17. Esto es un índice que denota la posible presencia de un error sistemático provocado por la interferencia del Mn-56, a pesar de que se tuvo en cuenta una corrección para evitar este efecto. Esto indica que es necesario mejorar el método usado para hacer la corrección.

En el caso del Si se compararon los resultados obtenidos por activación con fuente isotópica y con el generador de neutrones con los valores obtenidos por el método químico. Los coeficientes de correlación obtenidos son 0,85 y 0,99 respectivamente. Esta diferencia entre los dos métodos de activación respecto al químico podría explicarse por la diferencia entre la densidad del estándar y las muestras.

Se hizo el análisis estadístico de los resultados aplicando el criterio de Student. Los valores obtenidos para la t en comparación con los de la tabla para $\alpha = 0,05$ fueron menores por lo que se puede concluir que en ningún caso se encontró diferencia significativa entre los resultados obtenidos por activación y por la vía química.

CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos concuerdan aceptablemente con los valores de control hallados por vía húmeda, por lo que se concluye que el método propuesto es válido para la evaluación de los contenidos de Si, Al, Fe y Mn en suelos rojos ferralíticos.

Es posible la determinación de hierro y manganeso utilizando una instalación radiométrica sencilla (analizador monocanal). El tiempo necesario para la evaluación del contenido de ambos elementos es de 4 horas aproximadamente.

La determinación simultánea de Si y Al puede ser realizada con un analizador bicanal en un tiempo de análisis por muestra de 30 minutos.

Resulta factible la implementación práctica de este método para la evaluación de las concentraciones de silicio, aluminio, hierro y manganeso en muestras de suelos cubanos, como análisis de rutina usando un equipamiento sencillo y barato.

AGRADECIMIENTOS

Los autores desean expresar su agradecimiento al C.Dr. Darío Gandarias por las observaciones y críticas realizadas sobre el presente informe, al Ing. Raúl Aguirre por su colaboración en el diseño y construcción de la instalación de irradiación; a la Téc. Medio Alina Vera por su trabajo en las determina-

ciones por los métodos químicos convencionales; al Ing. G. Sanz por su eficaz ayuda en la confección del presente informe y al Maestro en Ciencias Químicas J. Griffith por sus valiosos consejos y críticas en el desarrollo de este trabajo.

BIBLIOGRAFÍA

- 1 Strapnyants R. A., Saveliev I. B., J. Radioanal. Chem. 38, 247 (1977).
- 2 Alaerts, L., Op de Beeck, J. P., Hoste, J. J. Radioanal. Chem. 15, 601 (1973).
- 3 Das, H. A., van Raaphorst, J. G., Umans, H. J. L. M. Modern Trends in Activation Analysis, Proc. of the 1968 Inst. Conference, National Bureau of Standards Special Publication, V-1, p. 291.
- 4 Kuusi, J. Idem p. 450.
- 5 Cosgrove, J. F. Idem p. 457.
- 6 Gorlki, L., Janczyszyn, J., Loska, L. Idem p. 420.
- 7 Strain, J. E., Lyon, W. S. Radiochemical Methods of Analysis, V-1, p. 245, IAEA, Vienna, 1965.
- 8 Beress, M., Radioisotope Instruments in Industry and Geophysics, V-1, p. 365, IAEA, Vienna, 1956.
- 9 Griffith, J., Sierra, V., Tesis, Instituto de Investigaciones Nucleares, 1974.
- 10 Bodart, F., Deconninck, G. J. Radioanal. Chem. 38, 241 (1977).

- 11 Chuartz, L. S. et. al. J. Radioanal Chem. 38, 279 (1977)
 12 Bibby, D. M. Chapman, H. M. Radiochem Radioanal. Let-
 ters 18, 177 (1974).
 13 Sierra, V., Cabarruy, J. ININ-3 (1979).
 14 Zamora, A., Orozco, E., Alvarez, L., Vizoso, S. ININ-RI-
 21 (1980).
 15 Rangarajan, C. BARC-686 (1973).

Tabla I Reacciones Nucleares*

Elemento	Isótopo (Abund.)%	Tipo de Reacción	Secc. Eficaz de Activ.(mb)	Produc- to	Energ. Gam- ma(Mev) (Intensidad %)	Período de semidesin- tegración
Si	Si-28(92,2)	n,p	6,4	Al-28	1,78(100)	2,3 min.
	Si-29(4,7)	n,p	0,56	Al-29	0,511(200)1,27(91)	6,6 min
	Si-30(3,1)	n, α	0,15	Mg-27	0,84(72)1,01(28)	9,45min
Al	Al-27(100)	n,p	4	Mg-27	0,84(72)1,01(28)	9,45min
	Al-27(100)	n, γ	232	Al-28	1,78(100)	2,3min
Mn	Mn-55(100)	n, γ	13 300	Mn-56	0,84(99)1,81(30)	2,58 h
Fe	Fe-56(100)	n,p	1,07	Mn-56	0,84(99)1,81(30)	2,58 h
Mg	Mg-26(11,01)	n, γ	38	Mg-27	0,84(72)1,01(28)	9,45min

*Los valores de las secciones eficaces de las reacciones (n,p) y (n, α) se refie-
 ren a neutrones rápidos de un reactor de fisión (muy parecido al espectro de las
 fuentes isotópicas). Las secciones eficaces (n, γ) se refieren a neutrones térmi-
 cos.

Tabla II Resultados de las muestras de suelos

Muestras	Hierro		Manganeso		Aluminio		Silicio		
	A.Q.(%)	A.A.(%)	A.Q.(%)	A.A.(%)	A.Q.(%)	A.A.(%)	A.Q.(%)	A.A.(%)	A.A*(%)
M-III	20,06	29,6	0,218	0,22	11,65	12,61	15,07	14,31	16,72 ±0,58
M-IV	17,27	16,6	0,213	0,20	7,60	9,29	23,16	19,80	21,40 ±0,46
M-V	17,33	17,8	0,242	0,21	5,80	8,12	20,09	17,40	21,57 ±0,91
M-VI	16,31	18,6	0,234	0,23	6,45	7,97	22,35	18,21	21,58 ±1,12

*Se utilizó un generador de neutrones.

Tabla III Sensibilidad y Límite de detección para un error relativo del 20%.

Elemento	Sensibilidad (cont/g)	Límite de Detección		
		g	%	%(Strain-Lyon)
Si	124	1,5	0,3	1,6
Al	75	4	0,8	0,3
Fe	9,5	38	7,6	-
Mn	7 283	0,05	0,01	0,02

FUENTE ISOTÓPICA DE NEUTRONES

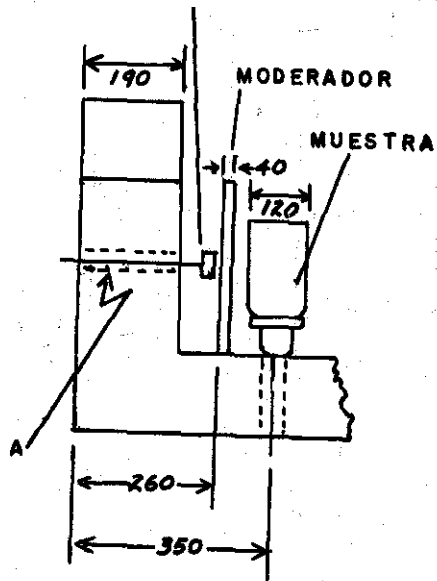


Figura 1 (a)

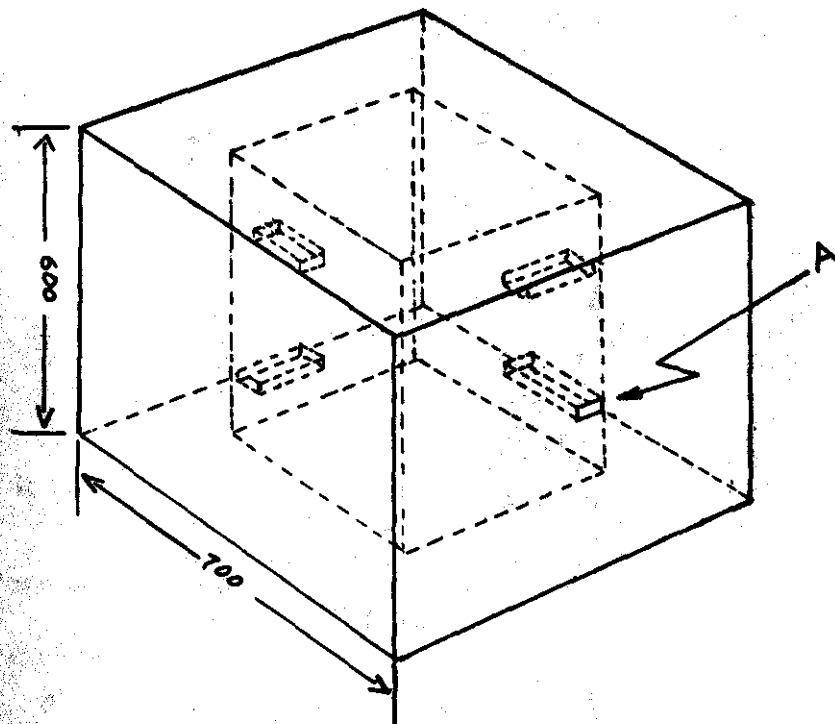


Figura 1 (b)

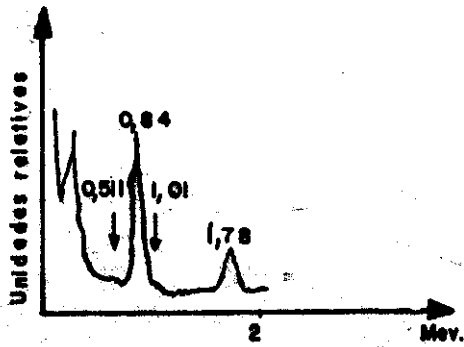


Figura 2 (a)

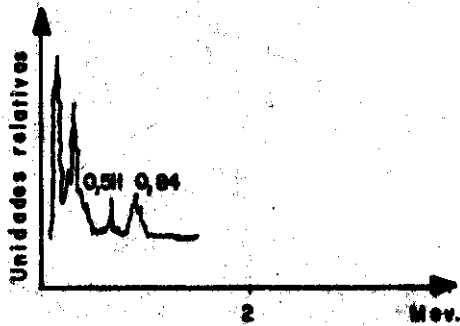


Figura 2 (b)

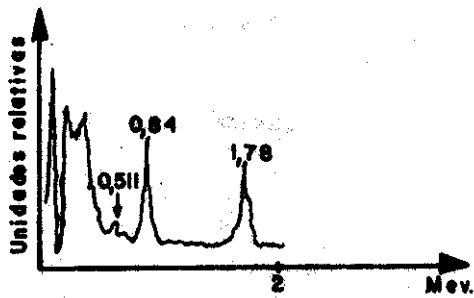


Figura 3

PROPIEDADES DE LAS HETEROJUNTURAS DE ZnSe/ZnTe CONSTRUIDAS POR EL METODO DE EVAPORACION DE VARIAS FUENTES DE ZnTe; Sb SOBRE MONOCRISTALES DE ZnSe.

N. Romeo Instituto de Física CNR GNSM Perma
D. Soret Facultad Física Matemática Universidad de La Habana

ABSTRACT

The heterojunctions of ZnSe/ZnTe have been principally prepared by two methods:

- a) Liquid phase epitaxy.
 - b) Evaporation of ZnSe thin film on ZnTe single crystal. In this paper we describe a new method of preparation of this heterojunction in which Sb doped ZnTe is deposited by a multi-source apparatus on ZnSe single crystal.
- We report the electrical and optical behaviour of this heterojunction.

RESUMEN

Las heterojunturas de ZnSe/ZnTe han sido preparadas fundamentalmente por dos métodos:

- a) Epitaxial por fase líquida
- b) Evaporación de una capa delgada de ZnSe, sobre monocristal de ZnTe.

En el presente trabajo se prepara esta heterojuntura evaporando una capa de ZnTe: Sb sobre monocristal de ZnSe por el método de varias fuentes.

Se reportan las propiedades ópticas y eléctricas de estas heterojunturas.

INTRODUCCION

El ZnSe y ZnTe son semiconductores con "gap" directo de 2.6 y 2.2 eV respectivamente lo que hace estos materiales muy interesantes para la construcción de dispositivos emisores de luz.

Desafortunadamente el ZnSe sólo se puede construir tipo n mientras que el ZnTe sólo tipo p, por lo que resulta imposible hacer heterojunturas con tales materiales. Por esta razón se han realizado varios intentos [1 - 5] de construir heterojunturas de ZnSe/ZnTe con el fin de obtener dispositivos eficientes en la emisión de la luz.

ANÁLISIS EXPERIMENTAL Y RESULTADOS.

Principalmente se han usado dos métodos:

Epitaxial por fase líquida [1 al 4] y evaporación de una capa delgada de ZnSe sobre un monocristal de ZnTe [5]. En este trabajo se describe un nuevo método de preparar esta heterojuntura el cual consiste en evaporar por el método de varias fuentes ZnTe: Sb sobre monocristales de ZnSe. El sustrato de ZnSe fue obtenido por el método de Bridgman a altas presiones. Luego se cortó paralelo al plano cristalográfico (111).

Después los cristales se purificaron en Zinc fundido por el método de Aven y Woodbury [6].

Antes de pasar los cristales a la cámara de vacío se realizó un pulido mecánico y luego un ataque químico en una solución caliente al 50% de NaOH.

La resistividad y movilidad de estos cristales es de $10^{-1} \Omega \text{ cm}$ y $5 \times 10^2 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ respectivamente.

Los contactos óhmicos sobre el ZnSe se hicieron por aleación de una gota de Indio en atmósfera de N_2 y H_2 .

La capa delgada de ZnTe se creó por el método de evaporación desde varias fuentes en el que ZnTe y Sb (como impureza) se evaporaron desde fuentes separadas [7]. La relación de evaporación de las fuentes se midió con un monitor de cuarzo y la temperatura con termopares de Pt/PtRh conectados a controles de temperaturas.

El sustrato se mantuvo a una temperatura de 250°C . La relación de evaporación entre el Zn y Te fue de 2 y el nivel de impurezas se mantuvo a un 2% con respecto al flujo total de Zn + Te. De esta forma se obtuvieron capas de tipo p con una resistividad entre 10^{-1} y $10^{-2} \Omega \text{ cm}$. Los contactos óhmicos sobre el ZnTe se realizaron por evaporación de oro en alto vacío.

Los espectros de absorción de tales capas indican que el ZnTe crecido tiene una energía de banda prohibida de 2.2 eV muy cerca del valor obtenido por monocristales.

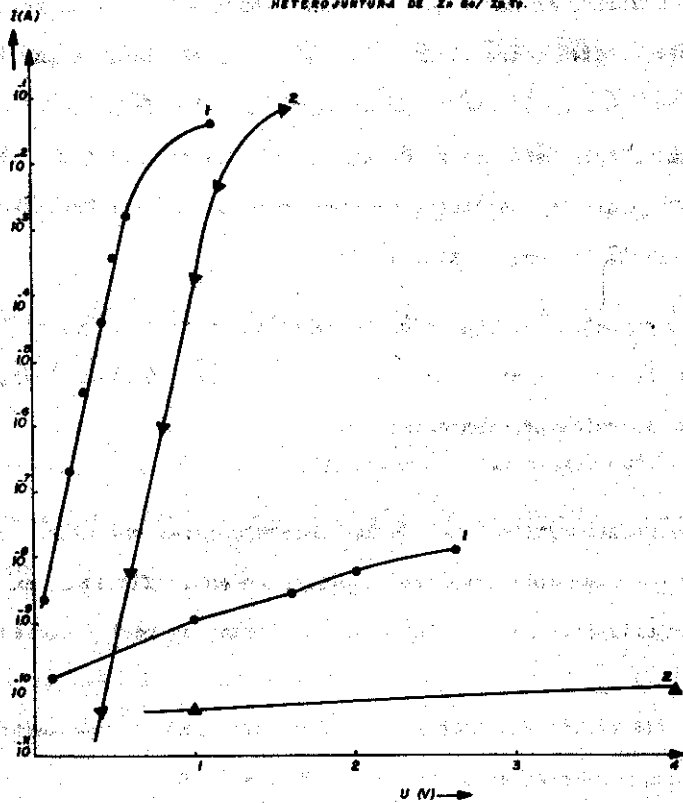
Las características I-V de las heterojunturas obtenidas por el método anteriormente descrito se presentan en la figura 1, en dichas características se puede apreciar un factor de rectificación de 10^6 .

Varias características I-V se han realizado teniendo la temperatura como parámetro en el rango de 300 K a 77 K.

De las curvas obtenidas, se observa que:

- a) La pendiente de la curva I vs V se mantiene constante, independiente de la temperatura.

FIG. 1. CARACTERÍSTICA I-U A TEMP. AMBIENTE (O.1)
Y A TEMP. DE NITRÓGENO LIQ. (O.2) DE LA
HETEROJUNTURA DE Zn 50/Zn Te.



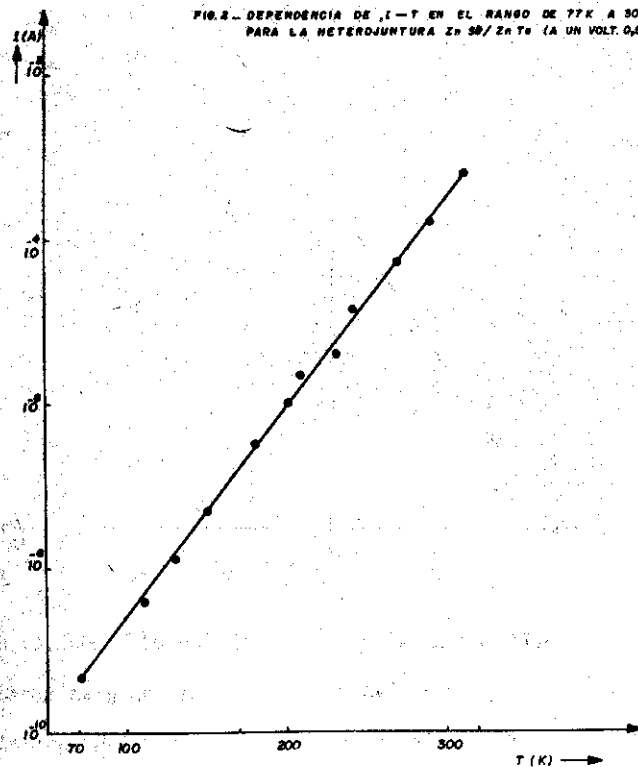
De la figura 2 se puede apreciar que la dependencia de la corriente con la temperatura es exponencial.

Todo esto sugiere que la corriente puede ser expresada de la forma siguiente: (8).

$$I = I_{00} \exp \left(\frac{T}{T_0} \right) \exp \left(\frac{V}{V_0} \right)$$

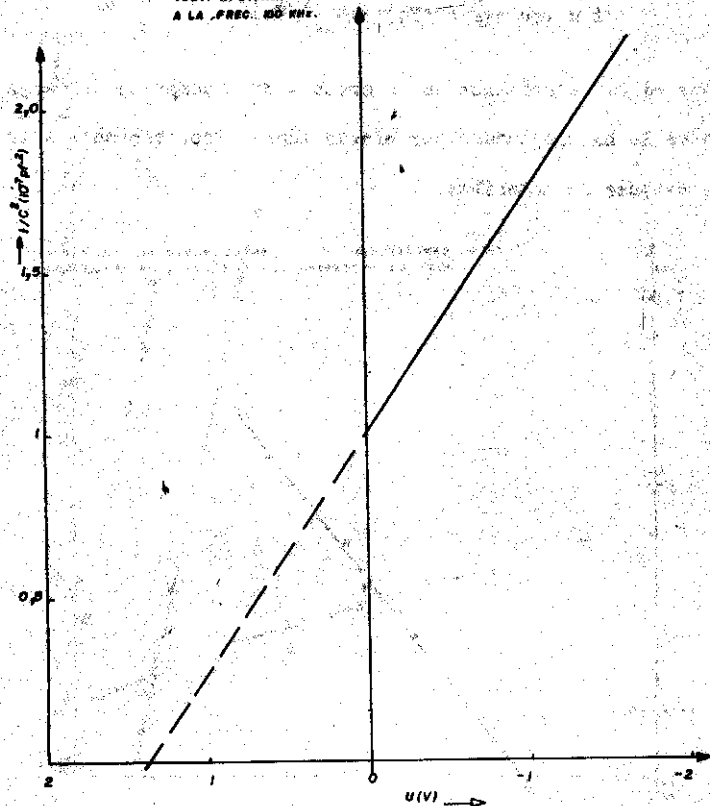
Lo que es característico de un proceso de transporte de carga a través de la heterojuntura por efecto túnel. Probablemente a través de los estados de interfase.

FIG. 2. DEPENDENCIA DE I-T EN EL RANGO DE 77 K A 300 K PARA LA HETEROJUNTURA Zn 50/Zn Te (A UN VOLT. 0,5 V).



El ploteo de $1/c^2$ en función del voltaje inverse se presentaron en la figura 3 dando un voltaje de difusión de 1,4 volt valer éste muy próximo al reportado en [3] para una heterojuntura abrupta crecida por el método epitaxial de fase líquida.

FIG. 3. GRÁFICO DE $1/c^2$ DONDE C ES LA CAPAC. EN FUNCIÓN DEL VOLT. APLICADO EN LA HETEROJUNTURA DE ZnSe/ZnTe A LA FREQ. 100 KHz.

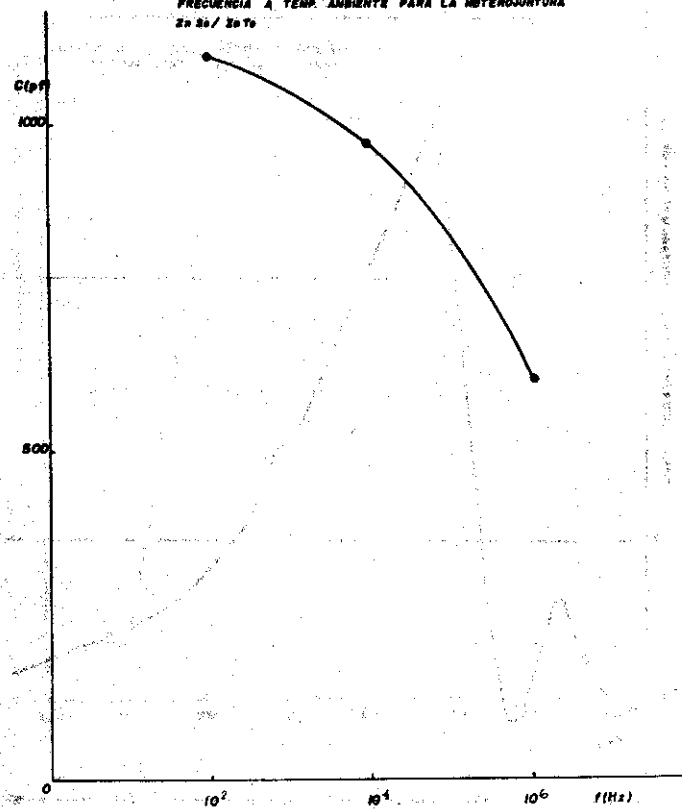


Del estudio realizado en $C(f)$ se encontró una dependencia de C con la frecuencia típica de las heterojunturas con gran cantidad de estados de interfase fig. 4. Esto se puede explicar por el he-

cho de que para altas frecuencias estos estados no son capaces de responder a la señal de prueba y la capacidad disminuye bruscamente. Resultado similar fue reportado por [3].

La heterojuntura se expuso a la luz solar de aproximadamente 70 mW/cm^2 y se midió un fotovoltaje a circuito abierto de 0.45v y una fotocorriente a certe circuite de $10^{-2} mA/cm^2$.

FIG. 4. CARACTERÍSTICA DE LA CAPAC. EN FUNCIÓN DE LA FRECUENCIA A TEMP. AMBIENTE PARA LA HETEROJUNTURA ZnSe/ZnTe.



El espectro de fotocorriente se muestra en la figura 5, en el que se puede apreciar 3 picos de energía 2,6; 2,8 y 2,2 eV correspondientes a los valores de energía del "gap" de ZnSe a niveles aceptores en ZnSe y al valor de energía del "gap" del ZnS respectivamente. Si a la temperatura de Nitrógeno líquido se polariza la heterojuntura en directa ésta emite luz visible observable a simple vista. El espectro de tal emisión se muestra en la figura 6. En el mismo se observan tres picos de energía de 2,6; 2,17 y

1,96 eV. Un espectro similar fue reportado [3] para la heterojuntura preparada por epitaxia en fase líquida y fue atribuida a la inyección de huecos en el ZnSe.

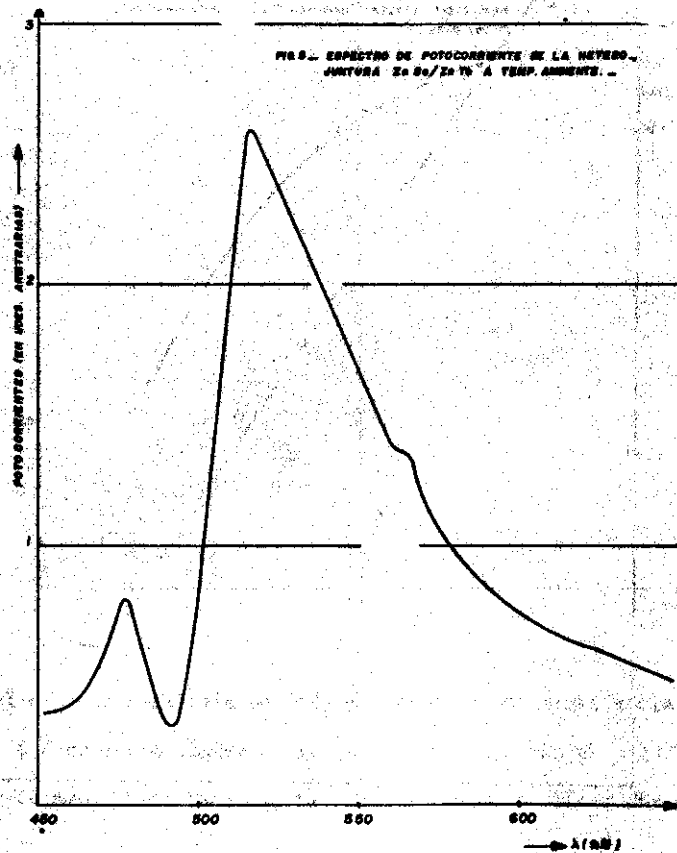
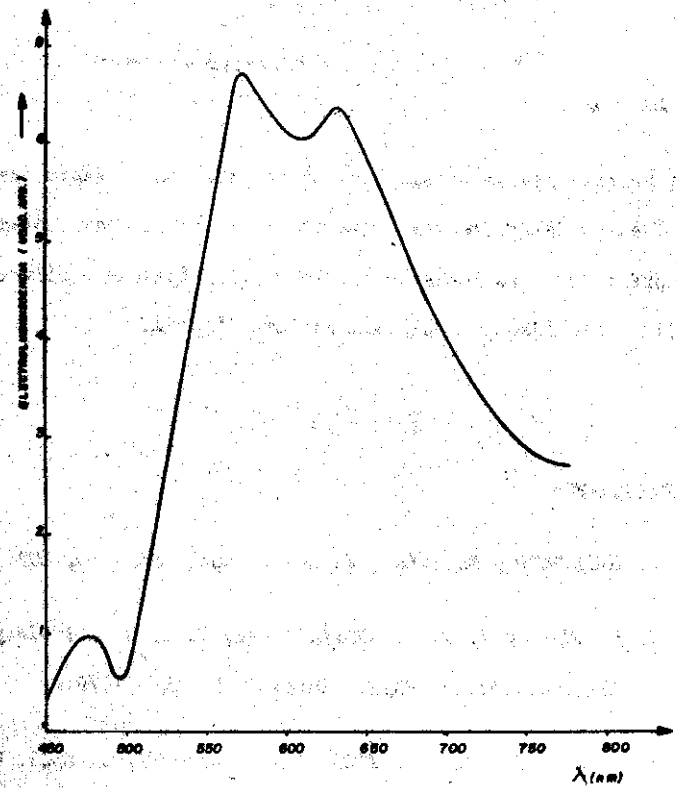


FIG. 6. ESPECTRO DE ELECTROLUMINENCIA DE ZnSe/ZnS A TEMP. DE NITRÓGENO LÍQUIDO.



La eficiencia externa de esta heterojuntura es del orden de 10^{-3} incluso a la temperatura de nitrógeno líquido.

Este es debido probablemente, a la alta densidad de estados de interfase debido al alto desacople entre los parámetros reticulares.

Un modelo de banda que intente explicar nuestro resultado experimental puede ser el que se sugiere en [3] para una heterojuntura abrupta.

CONCLUSIONES

Las heterojunturas preparadas por evaporación al vacío desde varias fuentes de Zn, Te y Sb como impurezas sobre monocristales de ZnSe presentan características eléctricas y ópticas similares a aquellas obtenidas por epitaxia en fase líquida.

BIBLIOGRAFIA

1. Y. TSUJIMOTO y M. FUKAI, Japón. J. appl. Phys. 6, 1024 (1967)
2. K. K. DUNENSKII, A. V. RUMYANTSEVA, Y. U. S. RYZHIGIN y V. O. TRAPEZNIKOV, Soviet Phys.- Solid State, 12, 845 (1970).
3. S. FUJITA, S. ARAI, F. ITOH, y T. SAKAGUCHI, J. appl. Phys 46 3070 (1975).

4. H. J. LOZYKOWSKI, H. L. OCOSKOWSKI, y F. FIRSI, J. Lum. 11, 75 (1975).

5. Y. LE FLOCH y H. ACOULK, Solid State Electronics 16, 941 (1973).

6. H. AVEN y H. H. WOODBURY, Appl. Phys. Letters 1, 53 (1962).

7. N. ROMEO, G. SERREVEOLIERI, L. TORRIGONE, J. VIDAL y A. WOJ-TOWICZ, phys. stat. sol. (a) 47, 371 (1978).

8. P. C. Newman Electronic Letters 1 265 (1968).

CARACTERIZACION Y APLICACIONES DE COMPUESTOS TERNARIOS

M. C. Osvaldo Vigil

Lic. Alberto Lima

Laboratorio de Investigaciones de la Electrónica del Estado Sólido (LIEES)
Facultad de Físico-Matemática
Universidad de La Habana

ABSTRACT

In the last years, the $ZnIn_2S_4$ ternary compound had had special interest for researcher because its possible applications as:
- a photodetector device and as a photosensitive element in the ON-OFF circuits with a wide application in industry.

Besides, we show the preliminary results of the investigation in $CuInSe_2$ and $CuInS_2$ compounds, which are interesting semiconductors because their applications as absorber in solar cell. $CdS/CuInSe_2$ solar cell with a 11% efficiency had been obtained putting thin film of CdS over a single cristal of $CuInSe_2$.

RESUMEN

En los últimos años el compuesto ternario de $ZnIn_2S_4$ ha resultado de especial interés para los investigadores, debido a su posible aplicación como: - dispositivo fotodetector y como un elemento fotosensitivo en el circuito ON-OFF con una amplia aplicación en la industria.

En este trabajo se muestran los resultados preliminares de la investigación en los compuestos $CuInSe_2$ y $CuInS_2$, los que resultan ser semiconductores de interés, ya que pueden ser aplicados como absorbentes en celdas solares.

Celdas solares $CdS/CuInSe_2$ con un 11% de eficiencia han sido obtenidas depositando capas delgadas de CdS sobre un cristal simple de $CuInSe_2$.

INTRODUCCION

Desde hace varios años son objeto de estudio los compuestos semiconductores y en especial en las últimas décadas los compuestos ternarios, esto se debe al afán de los investigadores en la búsqueda de nuevos dispositivos que amplían el rango de aplicaciones en la electrónica, y en particular en la opto-electrónica. La investigación sobre estos compuestos ha derivado en varios caminos y aplicaciones debido a sus propiedades electroluminiscentes, fotoconductoras, fotoluminiscentes y magnéticas, entre otras; todo lo que hace, tengan un amplio rango de utilización en la opto-electrónica, siendo claros ejemplos, los diodos emisores de luz, los láseres semiconductores, y las celdas solares entre las más

relevantes aplicaciones. Los compuestos ternarios que en la actualidad pasan de treinta conocidos, se agrupan en familias: I-III-VI₂, II-IV-V₂, II-III₂-VI₄ y algunos otros más recientes que no se han agrupado aún.

Entre estas familias hay características comunes y otras que los hacen diferir, y estas van desde su estructura cristalina, hasta la forma de obtención de los cristales o la energía de la banda prohibida o gap, que barre el espectro desde el visible (3,6 eV), hasta el infrarrojo (0,6 eV).

Concretamente en el trabajo se han tomado como elementos representativos de estas familias el ZnIn₂S₄, (II-III₂-VI₄) y el CuInSe₂ y CuInS₂ (I-III-VI₂).

La elección de estos compuestos no ha sido arbitraria. El ZnIn₂S₄ ha sido estudiado con anterioridad en nuestros laboratorios como monocristal, (L. Hernández, O. Calzadilla, O. Vigil) pudiendo aplicarse directamente el compuesto, aprovechando sus propiedades fotoconductoras.

En el caso de los compuestos CuInSe₂ y CuInS₂, hemos realizado el estudio de sus propiedades eléctricas y ópticas a los cristales obtenidos en nuestros laboratorios.

Cabe señalar que en la celda CdS/CuInSe₂ puede llegar a obtenerse una eficiencia de 12% (S. Wagner, H. M. Kasper, J. L. Shay, P.

Migliorato) y el lograr alta eficiencia en la conversión de energía habla por sí solo de la importancia que tiene para todos el estudio de estos compuestos semiconductores, en los que damos los primeros pasos.

DESARROLLO EXPERIMENTAL Y OBTENCION DE RESULTADOS

Los cristales de ZnIn₂S₄ se obtuvieron por el método de la fase vapor utilizando yodo (I₂) como agente de transporte. Los contactos sobre las muestras se realizaron por el método de evaporación al vacío utilizando Indio (In) como metal, siendo estos óhmicos. La distancia promedio entre los contactos fue de unos 5 mm. (1,2,3,4). Primeramente se realizaron mediciones de fotoconductividad espectral en cristales de ZnIn₂S₄ por los métodos de C.D. y C.A. para conocer la respuesta espectral de las muestras con las cuales trabajamos, (5,6) los resultados se muestran en las figuras 1 y 2.

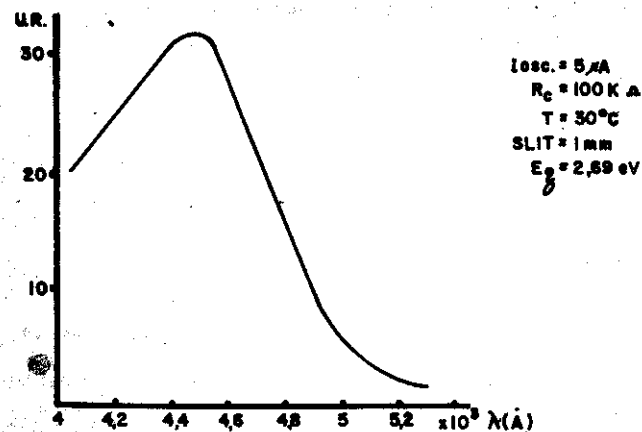


Fig. 1 Fotoconductividad espectral del ZnIn₂S₄ en régimen C.D.

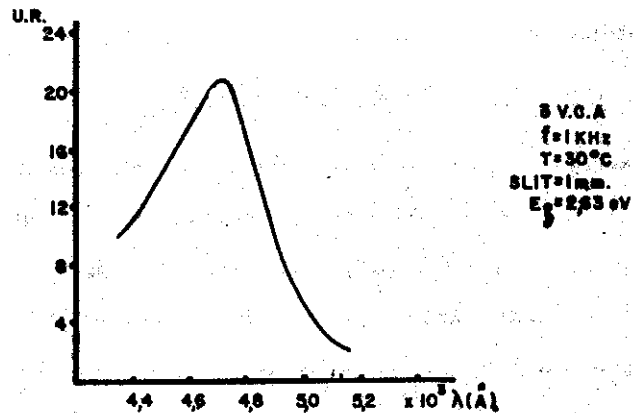


Fig. 2 Fotoconductividad espectral del $ZnIn_2S_4$ en régimen C.A.

Fig. 2 Fotoconductividad espectral del $ZnIn_2S_4$ en régimen C.A.

Partiendo de estos resultados, nos dimos a la tarea de evaluar algunas aplicaciones del compuesto.

a) Espectros de absorción en capas delgadas de CdS

En las figuras 3 y 4, se muestran los esquemas a bloque de la instrumentación utilizada, la cual constituye una forma tradicional de estas mediciones.

- | | |
|----------------------|---------------------|
| 1. FUENTE DE VOLTAJE | 7. FOTODETECTOR |
| 2. LAMPARA | 8. FUENTE DE C.D. |
| 3,6. LENTES | 9. RESISTENCIA |
| 4. MONOCROMADOR | 10. MICROVOLTIMETRO |
| 5. CAPA DE CdS | |

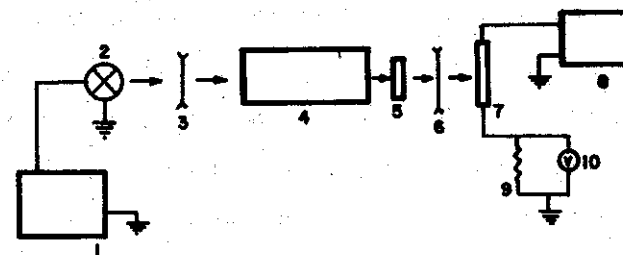


Fig. 3 Diagrama en bloque para la medición de absorción en capas delgadas de CdS (régimen de C.D.)

- | | |
|----------------------|---------------------------|
| 1. FUENTE DE VOLTAJE | 7. FOTODETECTOR |
| 2. LAMPARA | 8. OSCILADOR |
| 3,6. LENTES | 9. DESFASADOR ELECTRONICO |
| 4. MONOCROMADOR | 10. RESISTENCIA DE CARGA |
| 5. CAPA DE CdS | 11. MICROVOLTIMETRO |

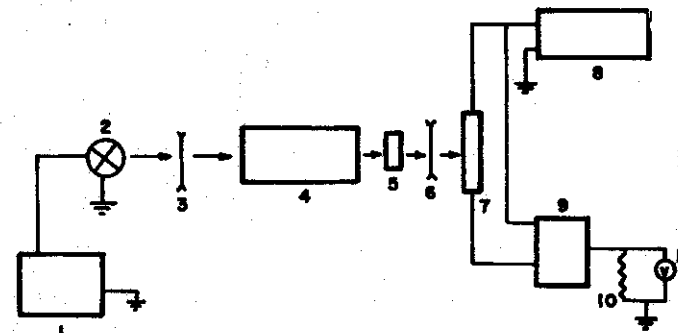


Fig. 4 Diagrama en bloque para la medición de absorción en capas delgadas de CdS (régimen de C.A.)

En el caso del método de medición de C. A. haremos una breve descripción por constituir un aporte novedoso en este tipo de mediciones. La posibilidad que nos brinda el hecho de compensar la fase y amplitud entre la señal proveniente de la muestra y la referencia, permite eliminar en gran parte o en su totalidad el ruido propio de estas mediciones, (corriente de oscuridad) y como resultado obtener mejores valores de la energía del gap de las capas de CdS, que es nuestro objetivo con el experimento.

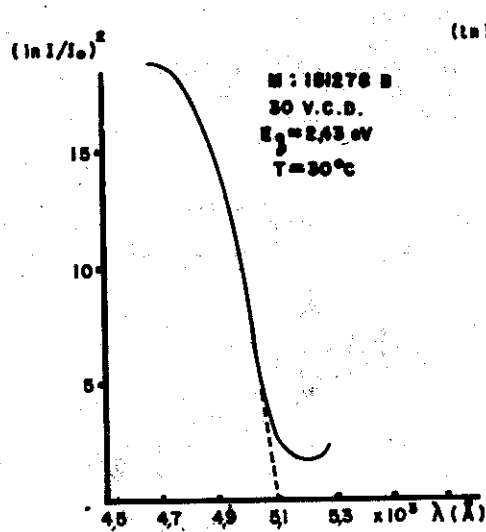


Fig. 5 Espectro de absorción en CdS (régimen de C.D.)

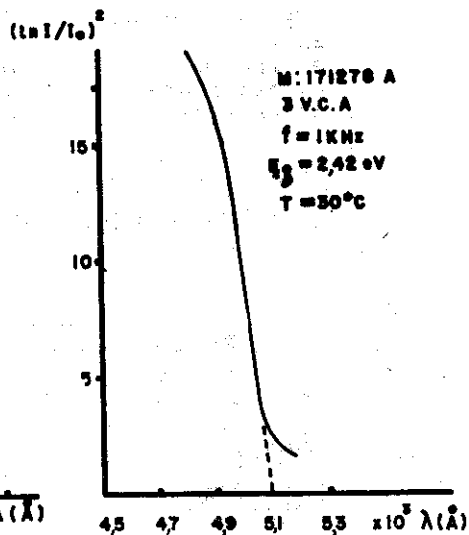
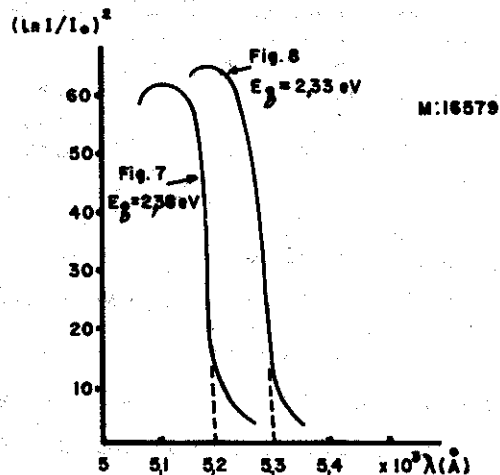


Fig. 6 Espectro de absorción en CdS (régimen de C.A.)



Figs. 7 y 8 Espectros de absorción en CdS, caracterizado con: $ZnIn_2S_4$ como fotodetector (Fig. 7).

Fotomultiplicador 56AVP (Fig. 8).

Curvas típicas realizadas por ambos métodos, se muestran en las figuras 5 y 6, mientras que en las figuras 7 y 8, se muestran los espectros de absorción realizados usando un cristal de $ZnIn_2S_4$ como fotodetector y un fotomultiplicador 56AVP (método convencional), sobre la misma muestra. Aunque es bueno aclarar que en todos los casos, a las muestras se les realizó el espectro de absorción por el método convencional y los resultados comparativos se muestran en la tabla 1.

MUESTRAS DE C4S	E _g PARA EL C4S MEDIDO CON FOTOMUL	E _g PARA EL C4S MEDIDO CON ZnIn ₂ S ₄	
		C.A.	
		C.A.	C.D.
171278 A	2,43 eV	2,42 eV	
171278 A	2,43 eV		2,40 eV
151278 B	2,41 eV		2,43 eV
16579	2,38 eV		2,35 eV

Los espectros de absorción mostrados en las figuras 5, 6 y 7; evidencian la reproducibilidad de los mismos, con la utilización de compuestos ternarios como fotodetector, y la comparación con los resultados obtenidos con mediciones realizadas con fotomultiplicador. Es bueno señalar que en el caso de capas delgadas de más de 5nm no fue posible obtener espectros utilizando el ZnIn₂S₄ como detector, debido a que los niveles de iluminación sobre el ternario fueron débiles, determinando esto por la fuerte absorción de la muestra (capa delgada de C4S).

b) Interruptores electro-ópticos

Basados en una serie de características conocidas del compuesto-semiconductor ZnIn₂S₄ decidimos aplicar el mismo en un circuito SI-NO (ON-OFF), siendo el cristal del ternario el elemento fotosensible.

El circuito en cuestión se muestra en la figura 9, asegurándose con el mismo el correcto funcionamiento del sistema de disparo (7).

Se comprobó la selectividad de la respuesta de la muestra ante la radiación luminosa, y su sensibilidad dentro del espectro visible, (4930-5430 Å, aunque pruebas realizadas con un laser He-Ne,

6328 Å y de 1 mW de potencia mostraron que el cristal es sensible a esta radiación funcionando el circuito satisfactoriamente).

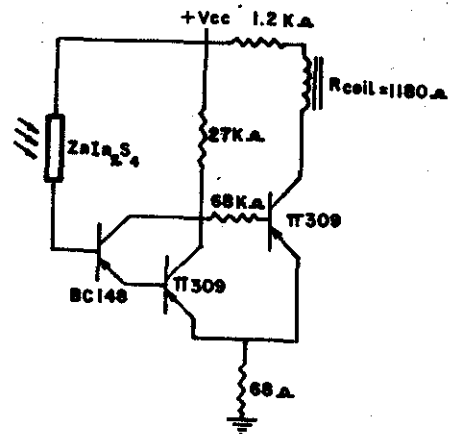


Fig. 9. Esquema eléctrico de la aplicación de cristales de ZnIn₂S₄ en circuitos de SI-NO (ON-OFF)

c) Memorias electro-ópticas

De acuerdo con los resultados obtenidos de la bibliografía (2,-8), se ha evidenciado el efecto memoria en este compuesto. El mismo consiste en un almacenamiento de cargas por parte del cristal de ZnIn₂S₄.

Si iluminamos este con una radiación de energía igual a E_{gap}, la resistividad del cristal debe disminuir; ahora bien, el estado de alta conductividad persistirá ya que la recombinación no es posible debido a la presencia de un centro repulsivo a 1,77 eV de la banda de valencia (2). Esta repulsión puede controlarse por medio de un agente externo que puede ser la luz, la temperatura o el campo eléctrico, o sea el almacenamiento de cargas puede contro-

estas. Partiendo de estos resultados, quisimos hacer una evaluación de las características de cristales crecidos año y medio atrás en nuestro laboratorio.

Los resultados mostrados en la figura 10, se obtuvieron iluminando con radiación de energía igual a la E.gap, el cristal de $ZnIn_2S_4$ a la temperatura del nitrógeno líquido, manteniéndose en oscuridad posteriormente.

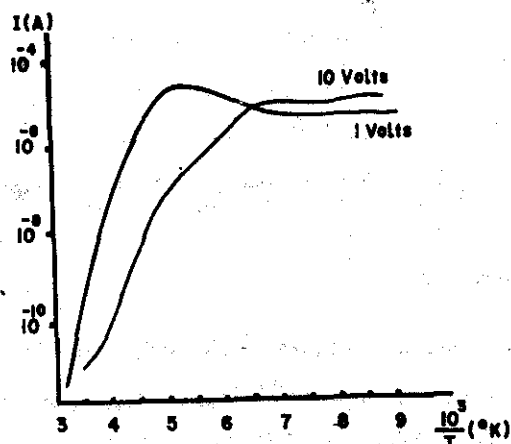


Fig. 10 Variación de la corriente con la temperatura

Como se observa en la figura, después de los $140^{\circ}K$ la corriente se mantiene constante con la variación de la temperatura, cayendo bruscamente por encima de los $200^{\circ}K$.

Hemos mostrado el efecto comparativo en cristales recientemente crecidos y en cristales crecidos año y medio atrás. Los resulta-

dos muestran la influencia del efecto memoria con el tiempo, haciéndose evidente que el mismo permanece.

Otras experiencias que evidencian el efecto es la fotoconductividad cinética, que se realizó a temperatura ambiente, excitando la muestra con un pulso de luz de 60 s. de duración y de energía igual a la E.gap.

En la figura 11, se muestran los resultados obtenidos donde se destacan dos partes, la primera caracterizada por la subida de la fotocorriente con el tiempo, y la segunda en la que no se alcanza el estado estacionario, sino una caída de la fotocorriente. Efecto que varía con el campo eléctrico aplicado.

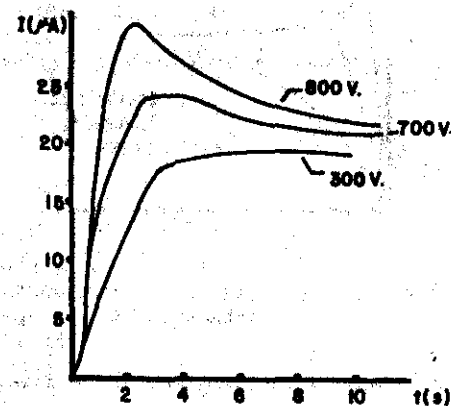


Fig. 11 Variación de la fotocorriente con el tiempo, para diversos valores de voltaje

luzes. Partiendo de estos resultados, quisimos hacer una evaluación de las características de cristales crecidos año y medio atrás en nuestro laboratorio.

Los resultados mostrados en la figura 10, se obtuvieron iluminando con radiación de energía igual a la E-gap, el cristal de $ZnIn_2S_4$ a la temperatura del nitrógeno líquido, manteniéndose en oscuridad posteriormente.

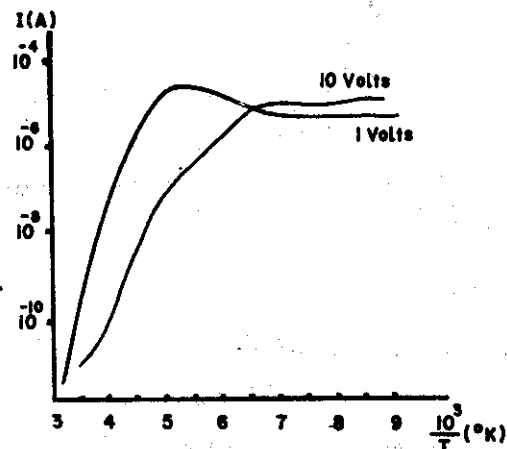


Fig. 10 Variación de la corriente con la temperatura

Como se observa en la figura, después de los $110^{\circ}K$ la corriente se mantiene constante con la variación de la temperatura, cayendo bruscamente por encima de los $200^{\circ}K$.

Hemos mostrado el efecto comparativo en cristales recientemente crecidos y en cristales crecidos año y medio atrás. Los resulta-

dos muestran la influencia del efecto memoria con el tiempo, haciéndose evidente que el mismo permanece.

Otras experiencias que evidencian el efecto es la fotoconductividad cinética, que se realizó a temperatura ambiente, excitando la muestra con un pulso de luz de 60 s. de duración y de energía igual a la E-gap.

En la figura 11, se muestran los resultados obtenidos donde se destacan dos partes, la primera caracterizada por la subida de la fotocorriente con el tiempo, y la segunda en la que no se alcanza el estado estacionario, sino una caída de la fotocorriente. Efecto que varía con el campo eléctrico aplicado.

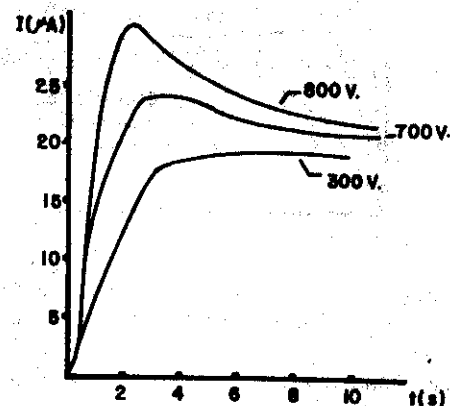


Fig. 11 Variación de la fotocorriente con el tiempo, para diversos valores de voltaje

Este resultado podemos explicarlo como sigue, al aumentar el campo eléctrico se altera la recombinación del centro repulsivo a 1,77 eV, ya que el campo eléctrico suministra la energía a los electrones para vencer la barrera de potencial que ofrece este nivel, debe esperarse una caída más definida a medida que aumente el campo eléctrico, manteniendo la intensidad de la luz constante.

Otro de los agentes que regulan el efecto es la intensidad de la luz, para comprobar esto, hemos alimentado el cristal con un voltaje donde se observa la caída de la fotocorriente, y se ha variado la intensidad luminosa que incide sobre la misma. Los resultados se muestran en la figura 12.

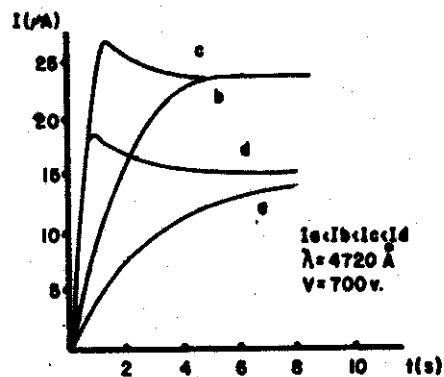


Fig. 12 Respuesta del cristal en función de la intensidad de la luz

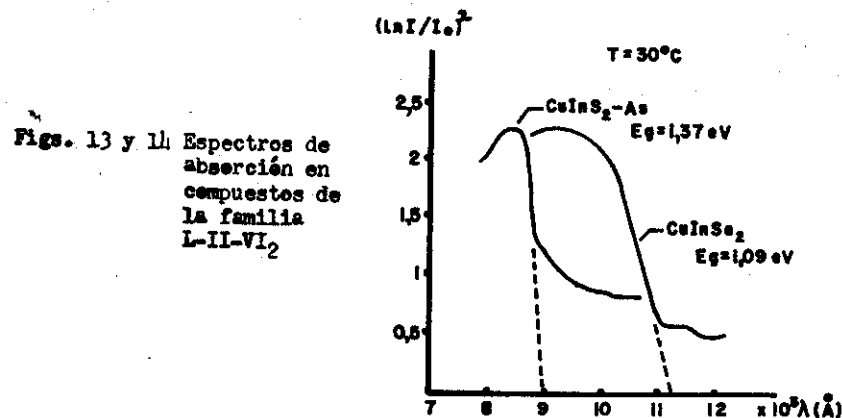
A medida que disminuye la intensidad de la luz incidente, lo hace también la caída de la fotocorriente, hasta que desaparece, y la respuesta del cristal se hace más lenta. O sea, al disminuir la intensidad de la luz habrán menos huecos capturados por el cen-

tro, lo que implica un aumento de la barrera de potencial (2).

CARACTERIZACIÓN DE LOS COMPUESTOS DE LA FAMILIA I-III-VI₂

Los cristales correspondientes a esta familia, con los cuales trabajamos se obtuvieron por el método de la fase vapor, utilizando Iodo (I₂) como agente de transporte. Las muestras son de tipo p, comprobado por el método de la termofem, y los contactos sobre los mismos se hicieron tanto por el método de evaporación al vacío, como por electrólisis, utilizando Au y AuCl como metal y electrolito respectivamente (12).

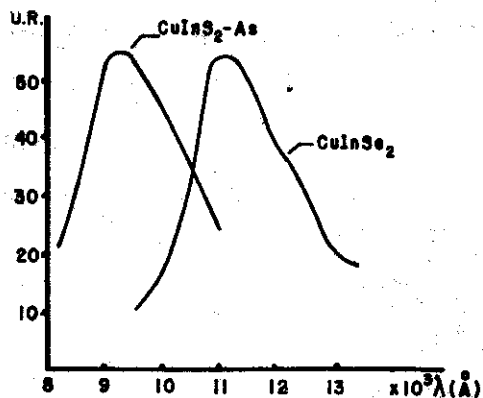
Entre las mediciones realizadas están las de absorción de la luz en cristales de CuInSe₂ y CuInS₂-As, por el método tradicional usando un fotomultiplicador FEU-62 y cuyos resultados se muestran en las figuras 13 y 14, donde obtuvimos los valores de la energía del gap correspondiente, y que son respectivamente 1,09 eV para el CuInSe₂ y 1,37 eV para el CuInS₂-As.



Figs. 13 y 14 Espectros de absorción en compuestos de la familia I-III-VI₂

Estos resultados comparados con la literatura consultada (9, 10, 11) podemos considerarlos como buenos, aunque destacando que las muestras de $\text{CuInS}_2\text{-As}$ no pudo compararse con la literatura, por no encontrarse en la bibliografía consultada resultados con este dopante. Se observan colas de absorción características de estos compuestos. Además la presencia de solamente una zona lineal bien definida denota la no existencia de otras fases en el cristal, o al menos si existen su efecto es despreciable.

También se realizaron mediciones de la fotoconductividad espectral, cuyos resultados se muestran en las figuras 15 y 16, y del máximo valor para la fotocorriente podemos estimar la energía del gap, cuyos valores son 1,12 para el CuInSe_2 y 1,39 para el $\text{CuInS}_2\text{-As}$, lo que nos permite afirmar que el valor de la energía del gap para el CuInSe_2 obtenido en nuestro laboratorio es de 1,1 eV, y para el $\text{CuInS}_2\text{-As}$ es de 1,38 eV.



Figs. 15 y 16 Fotoconductividad espectral en compuestos de la familia I-III-VI

2

Se realizaron las características voltaje-corriente para ambos compuestos cuyos resultados se muestran en las figuras 17 y 18, y acorde con las dimensiones de los cristales obtuvimos el valor de la resistividad de los mismos. Estos son: $0,3 \Omega\text{-cm}$ para el CuInSe_2 , que se comparó con resultados obtenidos por B. Tell (9) y por otros autores (13,14), para el caso del $\text{CuInS}_2\text{-As}$ el resultado es de $0,06 \Omega\text{-cm}$. Estimamos que los valores obtenidos para la resistividad son buenos, este parámetro, así como el valor de la E_{gap} ($1,1 \Omega\text{-cm}$ y $E_{\text{gap}} 1 \text{ eV}$) evidencian la posibilidad de usar estos cristales como materiales absorbentes en la construcción de celdas solares.

T	30°C
I _{esc}	0,7 μA
R _e	100 KΩ
SLIT	1,5 mm
E _{gap}	1,1 eV
	CuInSe_2

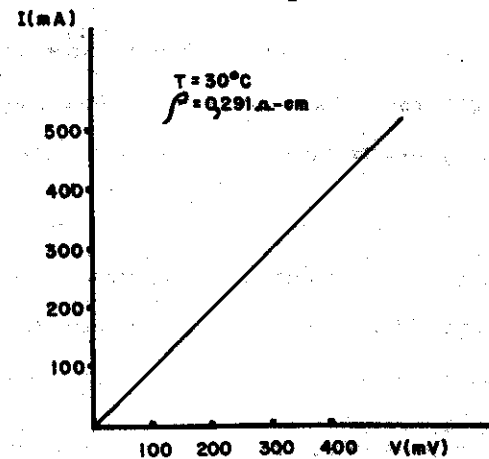


Fig. 17 I vs V en CuInSe_2

2

T
I_{esc}
R_e
SLIT
E_{gap}

CuInS₂-As
30°C
0,26 μA
100 K.A
1mm
1,39 eV

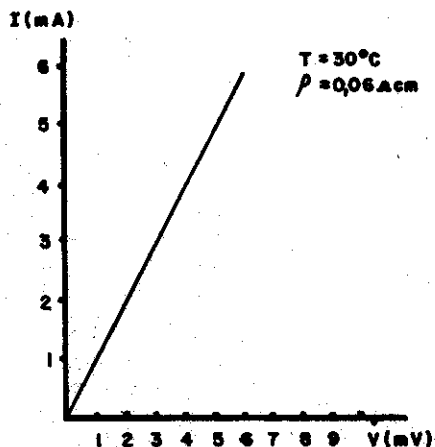


Fig. 18 vs V en CuInS₂-As

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Se realizaron mediciones de fotoconductividad espectral en los cristales de ZnIn₂S₄ por los métodos de C.A. y C.D., obteniéndose la información necesaria para la aplicación de estos.

El método de corriente alterna demostró ser eficiente, ya que en casos de bajo nivel de iluminación y una relación señal-ruido pequeña, la posibilidad de compensar hace que pueda obtenerse un mejor resultado.

Se aplicó por primera vez el compuesto semiconductor ZnIn₂S₄ como fotodetector en caracterización de capas delgadas de CdS

(espectros de absorción), las que se realizaron por los métodos de C.D. y C.A. reportando la segunda buenos resultados debido a la posibilidad de realizar una compensación. Debe tenerse en cuenta el espesor de las capas.

Se aplicó por primera vez el compuesto semiconductor ZnIn₂S₄ en circuitos de SI-NO (ON-OFF) lo que brinda una amplia aplicación de estos cristales en la industria y la investigación, las cuales pueden ser concretamente en :

apagado y encendido de luces

operación de abrir y cerrar puertas

regulación automática de pesadas de materiales

conteo automático de un flujo de producción continuo, y otras

aplicaciones que pueden derivarse de esta idea primaria, como

el caso del control automático de señales marinas utilizadas en nuestra plataforma.

Se realizaron experiencias que ratifican la existencia de un centro repulsivo a 1,77 eV de la banda de valencia y se mostró que los cristales de ZnIn₂S₄ exhiben el efecto memoria o almacenamiento de cargas, y que puede controlarse por medio de la temperatura, el campo eléctrico o la intensidad de la luz.

Se caracterizaron cristales de la familia I-III-VI₂ con el objetivo de posteriores aplicaciones en celdas solares, siendo los

resultados obtenidos prometedores. Este trabajo constituye el primero que se realiza en nuestra área con el fin de caracterizar estos compuestos.

AGRADECIMIENTOS

Queremos expresar nuestro agradecimiento a los compañeros del grupo de Desarrollo que trabajaron en la calibración de algunos equipos electrónicos, y por sus consideraciones prácticas sobre el empleo y forma óptima de trabajo con los mismos.

Al compañero Lic. R. Romero, por su trabajo en el método electro-lítico.

BIBLIOGRAFÍA

- 1.- J. A. Beun, R. Htshe J. Phys. Solida 17, 163; 1960
- 2.- G. Vigil "Estudio, caracterización y aplicaciones del compuesto ternario del tipo $ZnIn_2S_4$ "
Tesis para el grado de G.D.
- 3.- L. Hernández, O. Vigil F. González Phys. Status Sol. (a) 36, 33; 1976
- 4.- J. E. Vasco, O. Vigil, R. Pérez Reporte de Ciencias Num. 8; 1972. U. de La Habana
- 5.- A. Serpi J. Appl. Phys. 2, 1881; 1972

- 6.- O. Vigil, L. Hernández Reporte de Ciencias, Num. 7 1972. U. de La Habana
- 7.- O. Vigil, A. Lima "Utilización de compuestos ternarios del tipo $ZnIn_2S_4$ como fotodetectores"
II Evento Científico de La U. de La Habana
- 8.- C. Paorici, N. Romeo Proc. V. Internac. Confer. Solid State Device, Tokyo. 1973.
- 9.- L. Shay, J. H. Wernick "Ternary Chalcopyrite Semiconductors" Pergamon Press, 1975
- 10.- J. P. Zhuze, V. M. Sergerva, Fiz. Tekh. Pol. 28, 2093; 1958
E. L. Shtrum.
- 11.- B. Tell, J. L. Shay Phys. Review B 4, 8, 2463; 1971
- 12.- T. Erie, S. Endo S. Kimura Jap. J. Appl. Phys. 18, 1303; 1979
- 13.- P. Migliorato, J. L. Shay K. M. Kasper, S. Wagner J. Appl. Phys. 46, 4, 1777; 1975
- 14.- J. Parkes, R. D. Tomlinson M. J. Hampshire Solid State Electronics 16, 773; 1973

PROCESO DE DIFUSION PARA LA OBTENCION DE DIODOS EMISORES DE LUZ (DEL) CON EMISION EN EL RANGO VISIBLE DEL ESPECTRO

Elena Vigil y Domingo Jacob

Laboratorio de Investigaciones de Electrónica del Estado Sólido (LIEES), U.H.

ABSTRACT

Great interest exists at the present time in the technology of light emitting p-n junctions due to their application in optoelectronic devices.

The obtention of red and orange light emitting junctions for the first time in Cuba is described in this paper. These were obtained by Zn diffusions in $GaAs_xP_{1-x}$ and GaP respectively.

Diffusion parameters and their incidence in the characteristics of the diffused samples are analyzed. Particular attention is paid

to junction depth which is of great importance in surface emitting light emitting diodes (L.E.D.). The dependence of junction depth on diffusion temperature and time is determined. This allows its control in the diffusion process.

The electrical and optical characteristics of the obtained devices are given.

RESUMEN

La tecnología de la obtención de junturas p-n emisoras de luz en el visible presenta gran interés actualmente debido a la creciente utilización de dispositivos optoelectrónicos que se basan en las mismas.

En el presente trabajo se describe la obtención por primera vez en Cuba de junturas p-n que emiten luz roja y naranja. Estas han sido obtenidas mediante la difusión de Zn en $GaAs_xP_{1-x}$ y GaP respectivamente.

Se analizan los distintos parámetros de la difusión y su incidencia en las características de las muestras difundidas, en particular la profundidad de la juntura, parámetro de suma importancia para los diodos emisores de luz (DEL) que emiten por la superficie. Para las condiciones de difusión utilizadas se determina la dependencia de esta profundidad con el tiempo y la temperatura, lo que permite el control de la misma en el proceso.

Se presentan las características eléctricas y ópticas de los dispositivos obtenidos.

PROCESO DE DIFUSION PARA LA OBTENCION DE DIODOS EMISORES DE LUZ (DEL) CON EMISION EN EL RANGO VISIBLE DEL ESPECTRO

Elena Vigil y Domingo Jacob

Laboratorio de Investigaciones de Electrónica del Estado Sólido (LIEES), U.H.

ABSTRACT

Great interest exists at the present time in the technology of light emitting p-n junctions due to their application in optoelectronic devices.

The obtention of red and orange light emitting junctions for the first time in Cuba is described in this paper. These were obtained by Zn diffusions in $GaAs_xP_{1-x}$ and GaP respectively.

Diffusion parameters and their incidence in the characteristics of the diffused samples are analyzed. Particular attention is paid

to junction depth which is of great importance in surface emitting light emitting diodes (L.E.D.). The dependence of junction depth on diffusion temperature and time is determined. This allows its control in the diffusion process.

The electrical and optical characteristics of the obtained devices are given.

RESUMEN

La tecnología de la obtención de junturas p-n emisoras de luz en el visible presenta gran interés actualmente debido a la creciente utilización de dispositivos optoelectrónicos que se basan en las mismas.

En el presente trabajo se describe la obtención por primera vez en Cuba de junturas p-n que emiten luz roja y naranja. Estas han sido obtenidas mediante la difusión de Zn en $GaAs_xP_{1-x}$ y GaP respectivamente.

Se analizan los distintos parámetros de la difusión y su incidencia en las características de las muestras difundidas, en particular la profundidad de la juntura, parámetro de suma importancia para los diodos emisores de luz (DEL) que emiten por la superficie. Para las condiciones de difusión utilizadas se determina la dependencia de esta profundidad con el tiempo y la temperatura, lo que permite el control de la misma en el proceso.

Se presentan las características eléctricas y ópticas de los dispositivos obtenidos.

INTRODUCCION

El diodo emisor de luz (DEL) es uno de los dispositivos semiconductores más sencillos. La luz es emitida cuando la juntura se polariza en directa, inyectándose portadores minoritarios a ambos lados de ella que al recombinarse radiativamente lo hacen con desprendimiento de fotones.

Uno de los métodos más utilizados para la producción de diodos emisores de luz (DEL) lo constituye el método de obtención de junturas p-n por difusión de un dopante tipo p (Zn) en un sustrato tipo n (los III-V y sus soluciones sólidas) en un ánupula sellada bajo vacío a una temperatura entre 650 y 900°C y un tiempo variable desde unos minutos hasta varias horas.

La coloración de la radiación emitida está determinada por la banda prohibida del material básico utilizado para la construcción del dispositivo, así como por la presencia de impurezas. En la difusión se utiliza el GaAs para obtener diodos infrarrojos, mientras con GaP se obtienen emisores verdes (o de menor frecuencia que el verde). Entre las soluciones sólidas el $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ puede emitir en un rango variable dentro del visible dependiendo de la proporción de As y P; la x debe tener tal valor que se obtenga preferiblemente un material de banda directa necesario para una mayor eficiencia.

Las características de la juntura obtenida depende del mecanismo

de difusión imperante, el que a su vez está determinado por la fuente utilizada.

En el GaP se utilizan fuentes de Zn, ZnF_2 , GaP-Zn, etc. (1, 2 y 3) y en el $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ se utilizan As_2Zn , GaAs-Zn y GaP-Zn (3). Con fuente de Zn solo, la difusión es más rápida que si hay presencia de As o P (4), debido a que los mecanismos de difusión son diferentes en uno y otro caso. Estos mecanismos determinan también la regularidad del frente de difusión. Así se obtienen junturas más planas y menos profundas con la presencia de As o de P(1).

Otros factores que contribuyen a obtener juntura p-n-plana lo son la temperatura y tiempo de difusión, así como la calidad de los sustratos. Temperaturas superiores a 900°C y tiempo de varias horas tienden a producir junturas irregulares. Mientras más alta es la temperatura menos debe ser el tiempo de difusión para obtener junturas regulares.

En el presente trabajo se describe el proceso desarrollado para las difusiones de Zn en el GaP y $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ tipo n con el fin de obtener junturas p-n electroluminiscentes en el rango visible, se obtienen las relaciones existentes entre la profundidad de la juntura y el tiempo y temperatura de difusión y se analiza la influencia del proceso tecnológico en las características de los DEL obtenidos.

DESARROLLO EXPERIMENTAL

La difusión escogida es la de fuente de Zn puro en sustrato de GaP

y $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ tipo n.

La orientación de ambos tipos de sustratos es la (100) y están dopados con Te con concentraciones en el rango de 10^{17} cm^{-3} . El $\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$ es una capa epitaxial crecida por EFL sobre un sustrato de GaAs. El ámpula de cuarzo posee un volumen entre 15 y 20 cm^3 en la generalidad de los casos. La cantidad de Zn colocada dentro del ámpula es de 5mg por cada 10cm^3 de volumen del ámpula. Esta es colocada de forma tal dentro del horno que todos los sustratos quedan siempre ubicados en la zona de temperatura constante.

Las características particulares de cada proceso de difusión se muestran en las tablas 1 y 2.

DIFUSIONES EN FOSFURO DE GALIO

DIFUSION	T°K	$\frac{1}{T} \times 10^5 (\text{°K})^{-1}$	t (min)	$\sqrt{t} (\text{min})^{1/2}$	$X_j (\mu\text{m})$	N	$X_j / t^{1/2}$
DPO	1148	87,12	171	13,1	51	22	3,9
DP1	1133	88,26	130	11,4	29	20	2,5
DP2	1148	87,12	95	9,8	36	23	3,6
DP3	1140	87,72	120	10,9	49	18	4,5
DP4	1146	87,26	30	5,5	30	12	5,5
DP5	1163	85,98	10	3,3	39	14	11,8

X_j = Profundidad de la juntura
N = número de mediciones de X_j realizadas.

Tabla 1

DIFUSION	T°K	$\frac{1}{T} \times 10^5 (\text{°K})^{-1}$	t (min)	$\sqrt{t} (\text{min})^{1/2}$	$X_j (\mu\text{m})$	N	$X_j / t^{1/2} (\mu\text{m}/\text{min}^{1/2})$
DPA-3	1140	87,72	120	10,9	59	22	5,4
DPA-4	1146	87,26	30	5,5	30	21	5,5
DPA-5	1163	85,98	10	3,3	17	48	5,2

X_j = Profundidad de la juntura

N = número de mediciones de X_j realizadas

Tabla 2

Para revelar la juntura se clivan pequeñas partes del sustrato donde se ha efectuado la difusión y se atacan durante 15 seg en una mezcla de $1 \text{ H}_2\text{O}_2$; 1 HF ; $10 \text{ H}_2\text{O}$ si se trata del $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ y una mezcla de $1 \text{ H}_2\text{O}_2$; 1 HF si se trata de GaP; bajo fuerte iluminación.

Las muestras atacadas son observadas al microscopio y producto del ataque diferenciado en una y otra zona se detecta una línea divisoria que corre paralela a la superficie (Fig. 1).

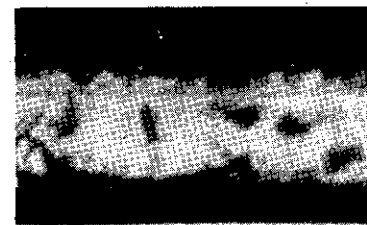


Fig. 1 Línea de la juntura revelada por ataque químico

Otro método utilizado para la detección de la juntura consiste en polarizar en directa al diodo y observar la radiación emitida por los bordes. La zona de emisión aparece como una línea brillante cuando se observa al microscopio y permite también, determinar la profundidad y regularidad de la juntura (Fig. 2).

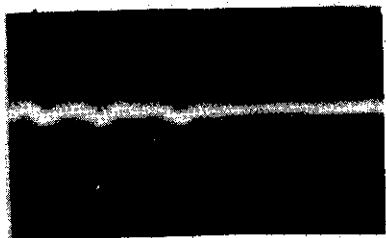


Fig. 2 Línea de la emisión que reproduce la línea de la juntura

La característica volt-ampérica se obtuvo en la pantalla de un osciloscopio utilizando un caractereógrafo.

Se determinó el espectro de emisión de los dispositivos utilizando un monocromador ZMR-3. Los DEL eran alimentados por pulsos y la detección se hizo utilizando fotomultiplicador acoplado a un osciloscopio.

Para la determinación de la eficiencia cuántica se utilizó un fotodiodo de silicio de 1cm de diámetro, de manera que recogiera prácticamente toda la luz del DEL en contacto con él. Este fotodiodo de silicio estaba calibrado para luz de $\lambda = 8500 \text{ \AA}$ y determinando su ca

racterística espectral se extendió el rango de calibración a otras longitudes de onda.

RESULTADOS Y DISCUSION

A. Profundidad y regularidad de las junturas.

Los resultados de las profundidades de junturas obtenidos se muestran en las tablas 1 y 2. Los valores de profundidad cubren desde unos 20 hasta 70 μm . Fue observado al microscopio que la zona de emisión, cuando se polariza el diodo en directa, coincide perfectamente con la línea obtenida por ataque químico para revelado de la misma, demostrándose la equivalencia de ambos métodos para detectar la juntura y determinar su profundidad.

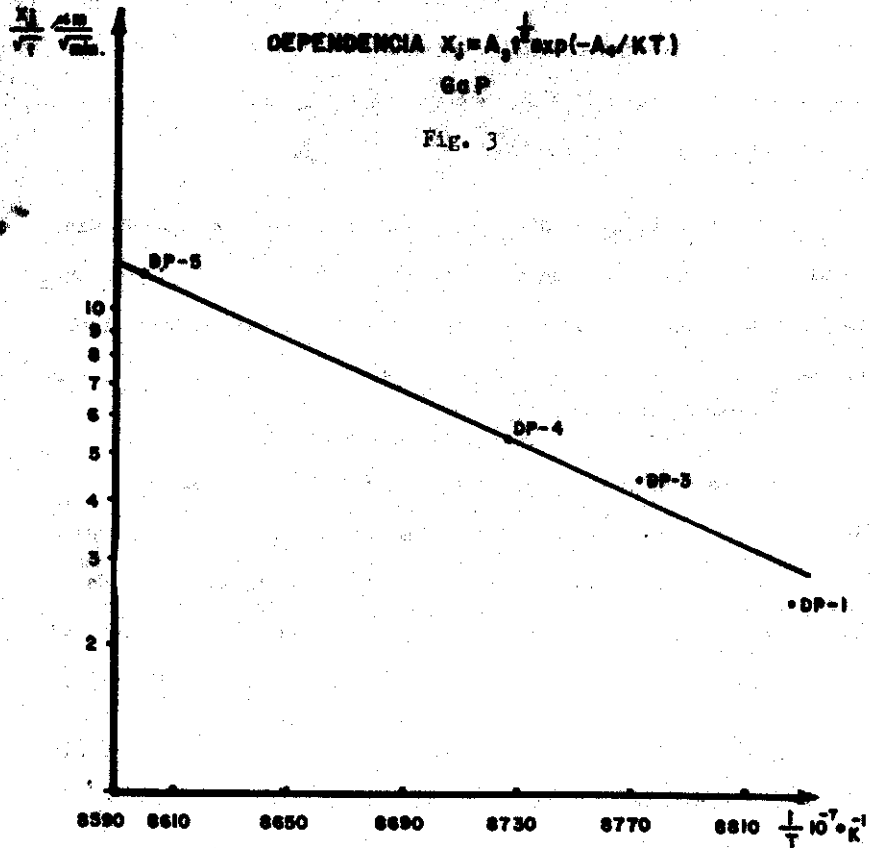
En el $\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$ las difusiones con tiempo mayores que 90 min. resultaron deterioradas, en el mejor de los casos (la No. 3) se obtuvo juntura (observada por revelado) pero no se obtuvo emisión luminosa. En el GaP los tiempos y temperaturas utilizados en todos los casos sí formaron juntura.

Las junturas resultaron relativamente planas. En el $\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$ las junturas resultaron muy irregulares en las difusiones de tiempo largo y alta temperatura (difusión 3 y 4) y más regular en la de tiempo corto (difusión 5). En el GaP, idénticamente la regularidad estuvo en concordancia con el tiempo y la temperatura de difusión.

De los resultados obtenidos se puede concluir que en el rango alto de temperaturas utilizado no se pueden utilizar tiempos mayores que 30 min si se desea obtener junturas más o menos regulares.

En la figura 3 se muestra el cumplimiento de la relación:

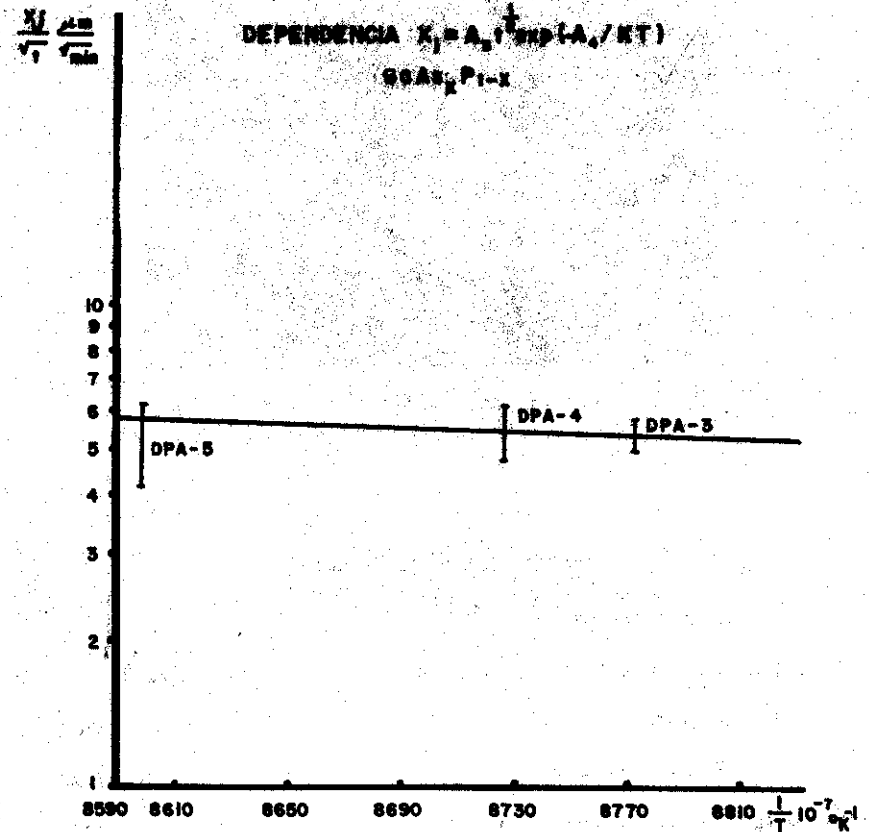
$x_j = A_3 t^{1/2} \exp(-A_1/KT)$ para el GaP. Se observa en esta figura el cumplimiento de la ley con un valor de $A_1 = 5,43 \text{ eV}$ y un valor de $A_3 = 232 \text{ cm/h}^{1/2}$. Estos valores dependen del mecanismo de difusión dominante, el que a su vez está determinado por las condiciones tecnológicas y la fuente utilizada en la difusión (5). Para difusión utilizando Zn elemental como fuente, este valor no aparece reportado anteriormente.



Para el GaAs_{0,6}P_{0,4} la dependencia obtenida es presentada en la

figura 4 donde el valor calculado de A_1 es de $0,034 \text{ eV}$ y el de $A_3 = 0,0065 \text{ cm/h}^{1/2}$.

Fig. 4



B. Característica volt-ampérica

En la figura 5 se observa una curva volt-ampérica típica. La resistencia resulta alta debido a la ausencia de contacto metálico.

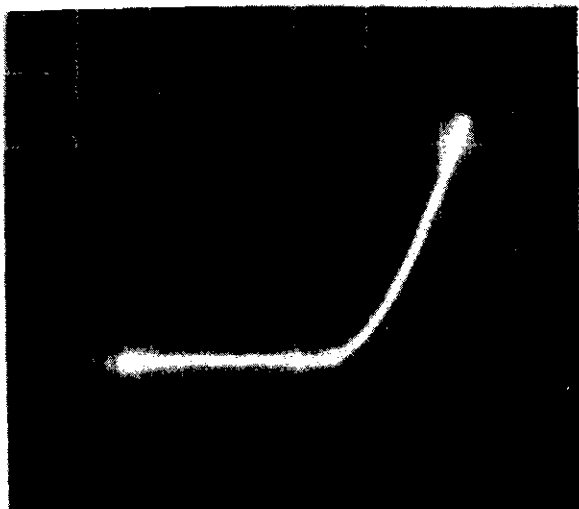


Fig. 5 Característica volt-ampérica de diodos de $\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$. Eje y, 10 ma/div., eje x, 2 V/div.

Solamente las difusiones en $\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$ en las cuales la profundidad de la juntura resultó mayor que $60\ \mu\text{m}$ no produjeron juntura p-n. Esto se atribuye a que las concentraciones de aceptores y donores se igualan en la zona de composición variable de la capa epitaxial. En lo que respecta a la característica volt-ampérica no existen diferencias entre las difusiones con distintas profundidades.

C. Emisión espectral

Diodos de $\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$.

De acuerdo a la composición del material tipo n de estos diodos, deberían emitir en el rango de 6450 a $6650\ \text{Å}$. Sin embargo, el espectro analizado a partir de la emisión por el borde arrojó que los diferentes diodos emitían en el rango de 6650 a $6750\ \text{Å}$. Este corrimiento, así como las diferencias entre unos y otros diodos se estima se deben a la absorción que sufre la luz en el propio dispositivo. El semiancho espectral resultó de $200\ \text{Å}$ como promedio.

Diodos de PGa.

Estos diodos presentaron emisión desde el rojo hasta el verde, o sea, desde $5456\ \text{Å}$ hasta $6900\ \text{Å}$.

La emisión verde corresponde a transiciones banda-banda y la amarilla y roja a niveles dentro de la banda prohibida ocasionadas por impurezas. Es conocido que el complejo Zn-O da un nivel de impurezas que origina emisión roja en el PGa.

D. Eficiencia

Se determinó la eficiencia cuántica externa de los diodos de $\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$. Dada la profundidad de la juntura que presentaban los diodos obtenidos, 30 y $17\ \mu\text{m}$ para las difusiones 4 y 5 respectivamente, no fue posible determinar la eficiencia de emisión superficial. La eficiencia de la emisión por un borde resultó de $0,007\%$ y $0,0015\%$ para las difusiones 5 y 4 respectivamente, para una densidad de co-

riente de 10 amp/cm^2 . La mayor eficiencia de la difusión ξ es atribuible a que el tiempo de difusión fue menor, por lo que la capa epitaxial debe haber resultado menos dañada durante la difusión.

CONCLUSIONES

Se ha realizado un estudio de la difusión de Zn con fuente de Zn puro en sustratos de $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ y de GaP, por primera vez en el país, obteniéndose junturas p-n electroluminiscentes que emiten luz roja y naranja respectivamente y encontrándose que para estas condiciones se cumple la relación $x_j = A_3 t^{\frac{1}{2}} \exp(-A_4/4t)$ con un valor de $A_3 = 0.0065 \text{ cm/h}^{\frac{1}{2}}$ y de $A_4 = 0.0344 \text{ eV}$ para el $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ y un valor de $A_3 = 232 \text{ cm/h}^{\frac{1}{2}}$ y $A_4 = 5.43 \text{ eV}$ para el GaP.

Se ha determinado la profundidad de la juntura utilizando la técnica de revelado de la juntura p-n por ataque químico en GaP y $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ y comparándose la línea revelada con el borde de la zona de emisión (zona activa); se encontró coincidencia completa entre ambas, pudiéndose utilizar uno u otro método para la determinación de la profundidad de la juntura.

Los resultados de eficiencia cuántica externa y análisis espectral demuestran que la luz sufre absorción considerable en el propio dispositivo. Para dispositivos emisores de superficie y no de borde, deberán disminuirse el tiempo y la temperatura de acuerdo con las dependencias de estos parámetros de la profundidad de la juntura que

han sido determinadas en el presente trabajo.

BIBLIOGRAFIA

1. A. E. Widmer y M. Pehlman Solid State Electronic, 14, 423 (1971).
2. E. Nebauer, Phys Stat. Sol (a), 49, 249 (1978).
3. Yuichi Ono y Kazushiro Kurata, Japanese Journal of Applied Physics, 11, 55 (1972).
4. E. B. Stoneham, J. F. Gibbons, Journal of Applied Physics, 48, 5086 (1977).
5. C. J. Nuese, Solid State Electronics, 2, 735 (1966).

DETERMINACION DE LA LONGITUD DE DIFUSION DE PORTADORES MINORITARIOS EN CELDAS SOLARES POR MEDICIONES FOTOVOLTAICAS

O. Vigil, A. Fornés y N. Torres

Laboratorio de Investigaciones en Electrónica del Estado Sólido (LIEES)
Facultad Físico-Matemática. Universidad de La Habana

ABSTRACT

The minority carrier diffusion length is one of the most important parameters in solar cells; for this reason, the way of measuring this parameter is very important. However, the measuring of the diffusion length is not an easy measurement, because of the sophistication of

them in itself.

In this paper we present the results of the application of the photovoltaic method to solar cell of Si and CdS/Cu_xS. These results show that the photovoltaic method is very useful for the measurement of the diffusion length in homojunction and heterojunction solar cell.

RESUMEN

La longitud de difusión de los portadores minoritarios es uno de los parámetros más importantes en las celdas solares; por esta razón, los métodos experimentales que se escojan para su determinación son importantes. Sin embargo, la medición de la longitud de difusión en líneas generales no es una medida fácil, debido a la sofisticación de los métodos propiamente.

En este trabajo presentamos los resultados de la aplicación del método fotovoltaico en celdas solares de Si y CdS/Cu_xS. Estos resultados muestran que el método fotovoltaico es muy útil en las mediciones de longitud de difusión en celdas solares a base de homojunturas y heterojunturas, por su relativa rapidez, así como por la confiabilidad del mismo.

INTRODUCCION

Entre la gama de parámetros a medir en una celda solar, resalta por su importancia, la longitud de difusión de los portadores minoritarios, ya que es un factor que afecta la eficiencia y la respuesta espectral de la celda. Varios métodos han sido utilizados en la determinación de este parámetro, como son: fotoluminiscencia, catodoluminiscencia, método de la juntura, etc. [1]; sin embargo, estos métodos presentan algunas dificultades, tales como:

- Utilización de instrumentación en general sofisticada y tiempos relativamente largos para el procesamiento de los resultados.
- Se diseñan, por lo general, para la determinación de la longitud de difusión volumétrica, que en líneas generales no da una información correcta de la longitud de difusión de los portadores minoritarios en la celda (producto del proceso tecnológico de preparación del dispositivo).

Debido a estas dificultades, hemos evaluado la aplicación del método de mediciones fotovoltaicas en la medición de L_n en celdas solares en base a homojunturas y heterojunturas. Este método ha sido aplicable fundamentalmente a celdas solares de Si [2-3].

En este trabajo se presentan los primeros resultados obtenidos en una heterojuntura de CdS/Cu_xS y su comparación con los obtenidos en una celda solar de Si.

En el primer caso se trabajó con celdas solares fabricadas a capas delgadas y, en el segundo, en una celda comercial de Si.

El cálculo de L_n por el método de la respuesta espectral se basa en la expresión deducida por Hovel [4]

$$I_{fc} = q I_0 (1-R) \left[1 + \frac{\exp(-\alpha d)}{1 + \alpha L_n} \right] \quad (1)$$

donde:

I_{fc} = Fotocorriente que circula por la muestra.

I_0 = Intensidad de la luz incidente.

α = Coeficiente de absorción en la zona p.

d = Ancho de la región de deflexión.

R = Reflectividad de la zona p.

Para $L_n \gg d$ y $\alpha d \ll 1$, puede hacerse un desarrollo por Taylor y despreciando αd frente a αL_n se obtiene una expresión del tipo:

$$I_{fc} = q I_0 (1+R) \left(\frac{L_n}{L_n + d} \right) \quad (2)$$

Ahora bien, si mantenemos constante a I_{fc} para cada longitud de onda de la radiación incidente, y escribimos $I = I_0(1-R)$, la ecuación

(2) se convierte en:

$$I = \text{const.} (\alpha^{-1} + Ln)$$

(3)

donde I es la intensidad de luz que absorbe la muestra.

De (3) no resulta difícil calcular Ln de un gráfico de I en función de α^{-1} . De este gráfico el intercepto para I = 0 es Ln.

Además de las condiciones antes mencionadas, es necesario que se cumpla que $\alpha d \gg 1$ (donde d es el espesor de la zona p). Esto quiere decir que la luz debe ser absorbida en todo el espesor.

Otra variante al método de la fotocorriente lo constituye las mediciones de fotovoltajes (en muchas celdas los valores de fotocorriente son pequeños, siendo aún menores cuando la celda sólo recibe luz monocromática). En estos casos es aconsejable las mediciones de fotovoltaje. En la variante del fotovoltaje se mide el voltaje a circuito abierto en lugar de la fotocorriente de corto circuito. En este caso, es necesario imponer las siguientes consideraciones:

Sabemos que:

$$I_c = I_{cc} - I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

(4)

donde I_c: Corriente total

I_{cc}: Corriente de corto circuito

I_s: Corriente de saturación

En condición de voltaje a circuito abierto (V_{ca}) la corriente total es cero, es decir:

$$I_{cc} = I_s \left[\exp\left(\frac{qV_{ca}}{kT}\right) - 1 \right]$$

Si V_{ca} es pequeño, de manera que:

$$\exp\left(\frac{qV_{ca}}{kT}\right) \approx 1 + \frac{qV_{ca}}{kT}$$

entonces:

$$I_{cc} = \frac{I_s q}{kT} V_{ca} \quad (5)$$

De (5) se observa que V_{ca} es proporcional a I_{cc}, por lo que la ecuación (3) será igualmente válida si trabajamos en régimen de voltaje a circuito abierto, constante. Así, será posible obtener un gráfico de la intensidad en función de λ , conociendo α^{-1} en función de λ , establecer la relación entre la intensidad de luz que llega a la muestra y el inverso del coeficiente de absorción.

DESARROLLO EXPERIMENTAL

Un gráfico del sistema utilizado en nuestras mediciones se muestra en el circuito a bloque de la Fig. 1.

La instrumentación utilizada fue la siguiente:

Lámpara de tungsteno: 240 watts - 24 volts.

Fuente estabilizada de voltaje: 300 watts - 30 volts.

Monocromador: SF-4; dispersión lineal $16 \frac{\text{Å}}{\text{mm}}$.

Fotodiodo PIN de Si (H.P. 2448).

Microvoltímetro Phillips; sensibilidad 10 μV - impedancia de entrada 1M Ω .

Milivoltímetro Phillips; sensibilidad 10 Mv - impedancia de entrada 100M Ω .

Espejo semitransparente.

a) Calibración del sistema.

Dado que el espejo semitransparente utilizado fue construido en nuestro laboratorio mediante la deposición de una capa de aluminio, procedimos a determinar su porcentaje de respuesta de luz reflejada y transmitida con la longitud de onda de la luz incidente.

Para esta medición utilizamos un fotodiodo PIN de Si y los resultados obtenidos fueron normalizados respecto a la respuesta espectral del fotodiodo.

Los resultados obtenidos se presentan en la Fig. 2, mostrándose el porcentaje de luz reflejada por el espejo respecto a la luz transmitida en función de la longitud de onda de la radiación incidente.

La respuesta del sistema (lámpara y monocromador) fue obtenida normalizando la respuesta del fotodiodo (con espejo y sin espejo) respecto a la respuesta espectral de este fotodispositivo, mostrándose los resultados en la Fig. 3. Una vez calibrado el sistema, se procedió a determinar la respuesta espectral de las celdas a estudiar.

b) Respuesta espectral de las celdas.

Esta medición es necesaria para tener una idea del rango en que hay mayor variación de la fotocorriente o del voltaje a circuito abierto, con la longitud de onda de la radiación incidente al material base.

Las respuestas espectrales fueron obtenidas en condición de voltaje a circuito abierto, normalizando los valores obtenidos con la respuesta espectral del fotodetector.

Los resultados obtenidos para las celdas solares de Si y CdS/Cu₂S se muestran en las Figs. 4, 5 y 6 respectivamente.

c) Determinación de I_n .

Como se planteó en la introducción, para la determinación de I_n es necesario conocer los valores de α^{-1} para el material base.

Esto puede determinarse midiendo directamente sobre muestras análogas a las utilizadas en la fabricación de celdas o tomando los valores reportados en la literatura, método este más impreciso.

En nuestro trabajo, como hemos utilizado celdas fabricadas en otros laboratorios, nos es imposible la determinación de α de manera directa con el material base y hemos tenido que utilizar lo reportado por la bibliografía.

Para el caso de la celda de Si el valor del recíproco del coeficiente de absorción fue calculado a partir de la representación matemática dada por Runyan [5].

$$\alpha^{-1} = [0.526367 - 1.14425 \lambda^{-1} + 0.585368 \lambda^{-2} + 0.039958 \lambda^{-3}]^{-1} \quad (6)$$

La corrección de las pérdidas por reflexión (1-R) fue hecha de acuerdo a la representación matemática dada por Phillip y Taft [6]

$$1-R = 0.6786 + 0.03565 \lambda^{-1} - 0.03149 \lambda^2$$

para la evaluación de la ecuación (3) se hicieron varias mediciones a diferentes valores de voltaje de circuito abierto constante y diferentes aberturas en el monocromador. Se hizo variar la longitud de onda, escogiéndose los valores de 0.8, 0.85, 0.9, - 0.95, 0.97 y 1.00 μm . Para cada valor de longitud de onda se fija el valor del voltaje de circuito abierto variando la intensidad de la luz sobre la muestra. Leyendo en el microvoltímetro las variaciones de intensidad que llegan al fotodiodo, podemos conocer la intensidad de luz absorbida por la región base para cada longitud de onda y calculando el inverso del coeficiente de absorción

dado por (6), es posible obtener el valor de Ln como el intercepto del gráfico de intensidad de luz absorbida vs el recíproco del coeficiente de absorción para $I=0$.

Los resultados experimentales se muestran en la Fig. 7. De esta figura se obtiene un valor de $\text{Ln} = 35 \mu\text{m}$, resultado este comprendido en el rango de valores reportados por otros autores que utilizan esta técnica, en celdas solares construidas por diversos métodos [7], [8], [9]. Para el caso de la celda CdS/Cu₂S, el recíproco del coeficiente de absorción fue calculado promediando los valores reportados por la literatura [10] mientras que las pérdidas por reflexión no fueron tomadas en cuenta (por no encontrarse este dato en la literatura consultada); no obstante los errores introducidos por este hecho, puede obtenerse un valor bastante acertado para Ln.

Nuestras mediciones se realizaron en un rango de longitudes de ondas de 0.7 a 1.1 μm y distintas aberturas del monocromador. El método empleado es análogo al que se explicó en el caso de la celda de Si.

Los resultados experimentales de las celdas de CdS/Cu₂S construidas por evaporación al vacío y el método de spray, se muestran en las figuras 8 y 9 respectivamente. De estas gráficas se obtiene un valor de Ln de 0,3 μm , resultado este que coincide con lo reportado por Gill [11], usando otras técnicas.

DISCUSION DE LOS RESULTADOS

Los resultados obtenidos en las celdas solares de Si y CdS/Cu_2S para los valores de L_n nos permite confiar en la validez del método utilizado.

Para la aplicación de este método, es necesario que se cumplan ciertas condiciones; en primer lugar, es necesario que las celdas presenten una respuesta espectral de cierta magnitud (este se relaciona con la eficiencia de la celda misma), ya que la determinación de voltaje a circuito abierto o corriente de corto circuito constante, puede hacerse crítica.

Este hecho hace crítico el estudio de la longitud de difusión en aquella celda en que el valor de corriente de corto circuito es pequeño.

Otro aspecto crítico a tener en consideración es la determinación precisa del inverso del coeficiente de absorción del material base, ya que de la precisión con que se determina α^{-1} depende la exactitud del método.

En el caso de la celda CdS/Cu_2S , α^{-1} se calculó promediando las curvas dadas por L. G. Barton [10]. En la zona de grandes valores de α^{-1} el error aumentó debido a la inexactitud de α^{-1} . Este hecho influyó más decisivamente en la celda construida por evaporación; posiblemente por la mayor influencia en ella, del pequeño aporte de α^{-1} en esta zona del espectro.

Un análisis combinado de las curvas de respuesta espectral y determinación de L_n en la región base, permite formular algunas hipótesis sobre algunos de los mecanismos que tienen lugar en las celdas objeto de estudio.

Por no ser objetivo de este trabajo presentar un estudio de estos posibles mecanismos, no nos detendremos en estas consideraciones. Un análisis de estos mecanismos se da en las referencias [12] y [13].

El método de las mediciones fotovoltaicas es particularmente poderoso en el estudio de la influencia de los procesos tecnológicos de fabricación de una celda en el valor de L_n . En este sentido, es necesario conocer los valores de L_n en el material base antes y después de la fabricación del dispositivo. La L_n en el material base puede determinarse mediante la construcción de una barrera de Schottky, siguiendo el mismo método empleado en este trabajo.

CONCLUSIONES

Se ha desarrollado un método experimental para la determinación de la longitud de difusión de los portadores minoritarios en la región base de celdas solares, basado en mediciones de fotovoltaje.

Dada la importancia de este parámetro en la eficiencia de conversión de dispositivos optoelectrónicos, su relativa sencillez comparado con otros métodos y los resultados que se obtienen del mismo, este método puede ser empleado como característica importante en el estudio de los dispositivos que se construyen en nuestro laboratorio

De acuerdo al principio de trabajo, el método puede ser aplicado en la determinación de I_n ó I_p en elementos y compuestos semiconductores (a través de la formación de un contacto rectificante) y, por lo tanto, el método es poderoso en la evaluación de la influencia de los procesos de fabricación del dispositivo en las propiedades de los materiales base.

BIBLIOGRAFIA

1. F. Blood and J. W. Orton. The electrical characterization of semiconductor. Pergamon Press (1979).
2. E. D. Stokes and I. L. Chu. Appl. Phys. Letters 30 No. 8, 425 (1977).
3. W. E. Phillips. Solid State Electronic 15 No. 10, 1097 (1972).
4. Hovel H. J. Semiconductor and Semimetals edited by R. K. Willarson. A. C. Beer Vol 11, Academic Press/75.
5. W. R. Runyan, Southern Methodist University Report. SMI 83-13 (1967) Also N.A.S.A. CR 93154 and available from National Technical Information Service as N68-16510.
6. H. R. Philipp and E. A. Taft: Phys Rev. 120, 37/60.
7. E. D. Stokes and T. L. Ches: Appl. Phys Letters 30 No. 8, 425 (1977).
8. R. O. Bell 4^o Conferencia de la IEEE, pág. 89/78.
9. A. Rothoof and K. W. Boer: Prog. Sol. State Chemistry 10 71 (1975).

10. L. C. Burton and H. Windarwi: Journal of Appl. Physic. 47, No. 10 (1976).
11. W. D. Gill. Photovoltaic properties of CuS/CdS heterojunction. Ph. D. Thesis. Stanford University (1970).
12. N. Torres, O. Vigil. Trabajo de curso. Facultad Físico-Matemática (1979).
13. R. González, A. Fornés. Trabajo de Diploma. Facultad Físico-Matemática (1980).

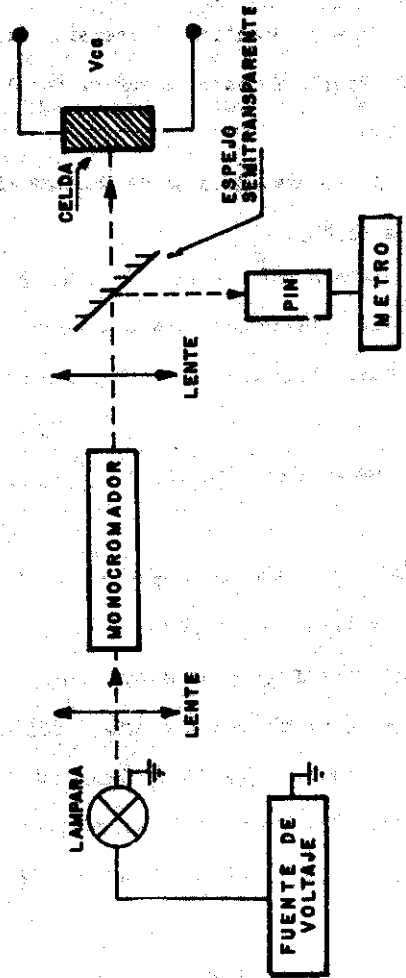


Fig. 1 Circuito a bloque del sistema utilizado en las mediciones de L_n .

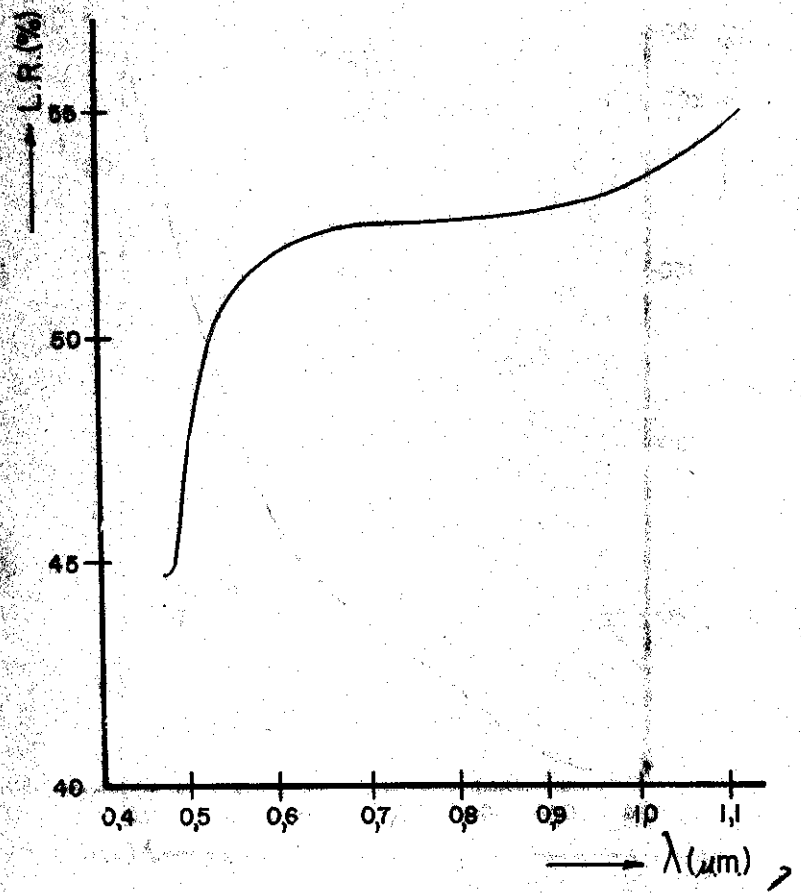


Fig. 2 Luz reflejada por el espejo semitransparente expresado en por ciento respecto a luz total (transmitida + reflejada)

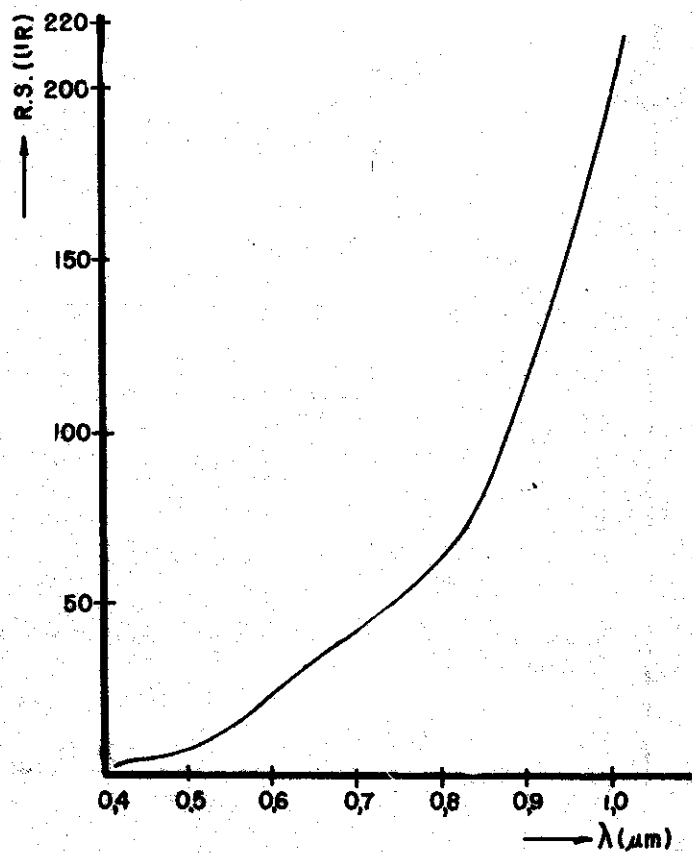


Fig. 3 Respuesta espectral del sistema óptico (lámpara y monocromador).

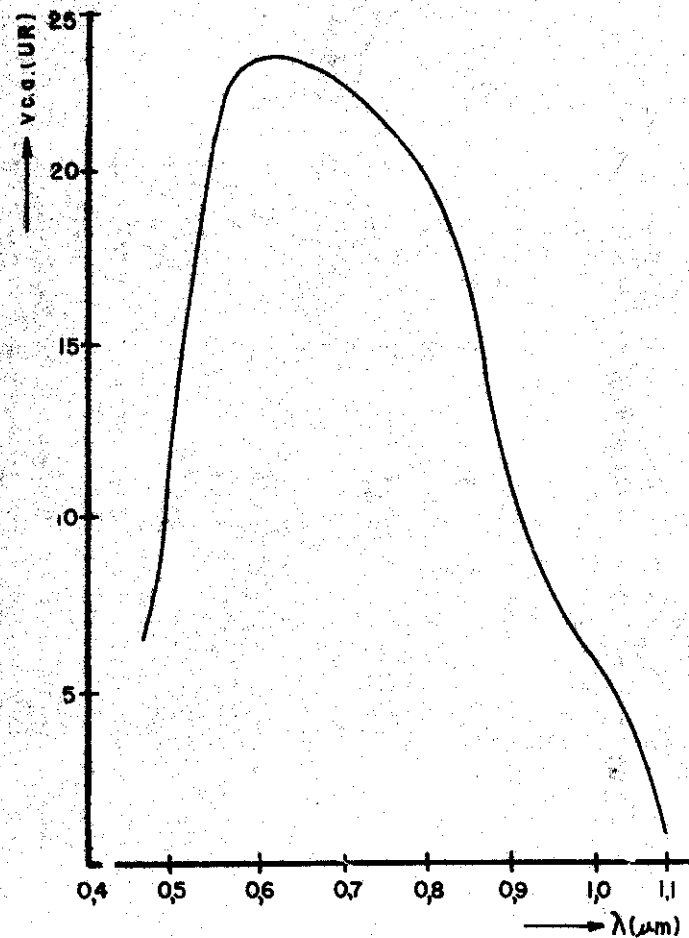


Fig. 4 Respuesta espectral de la celda de Si.

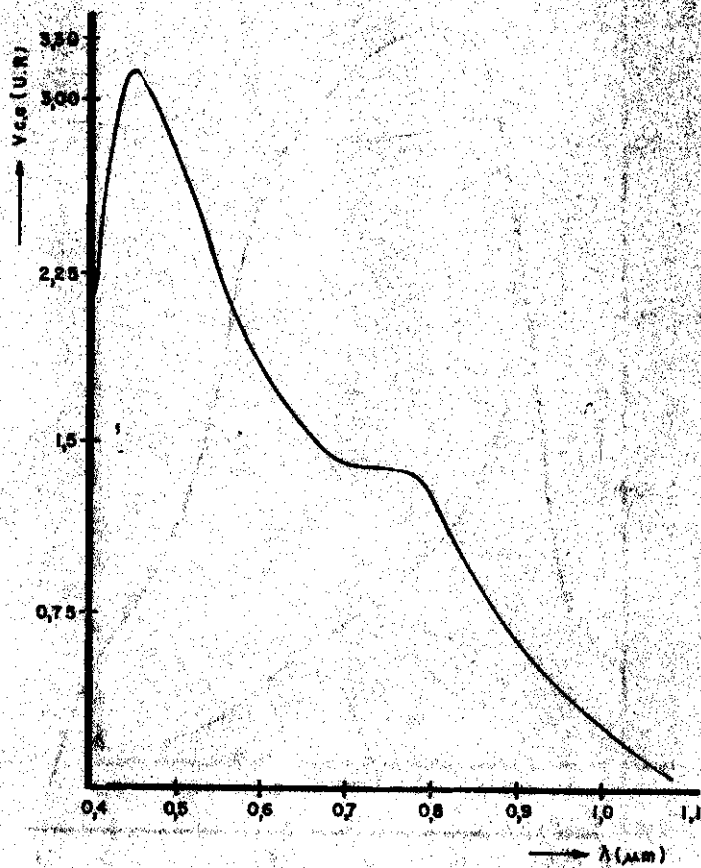


Fig. 5 Respuesta espectral de la celda CdS/Cu_xS (evaporación).

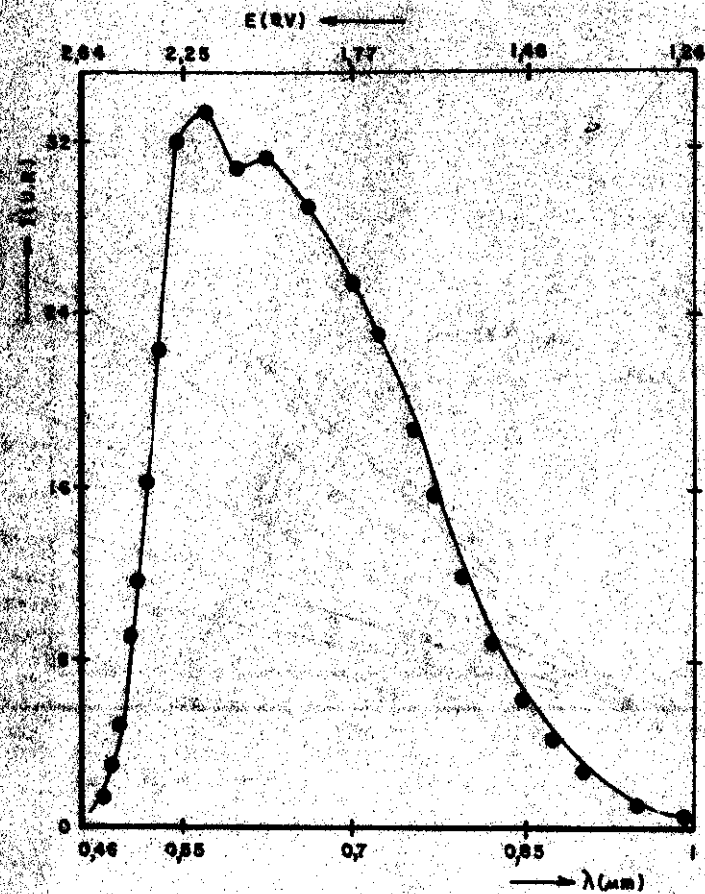


Fig. 6 Respuesta espectral de la celda CdS/Cu_xS (Spray).

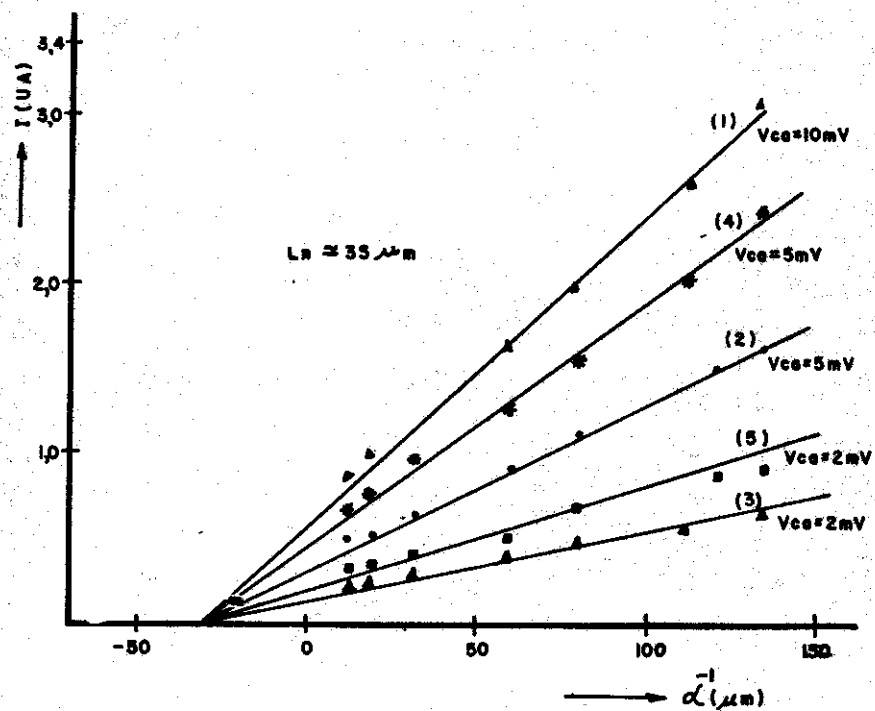


Fig. 7 Variación de la intensidad de luz en función de α^{-1} para la celda de Si. Las curvas 1, 2 y 3 fueron obtenidas con una abertura en el monocromador de 0,55 mm, a la salida y los 4 y 5 con 0,75 mm.

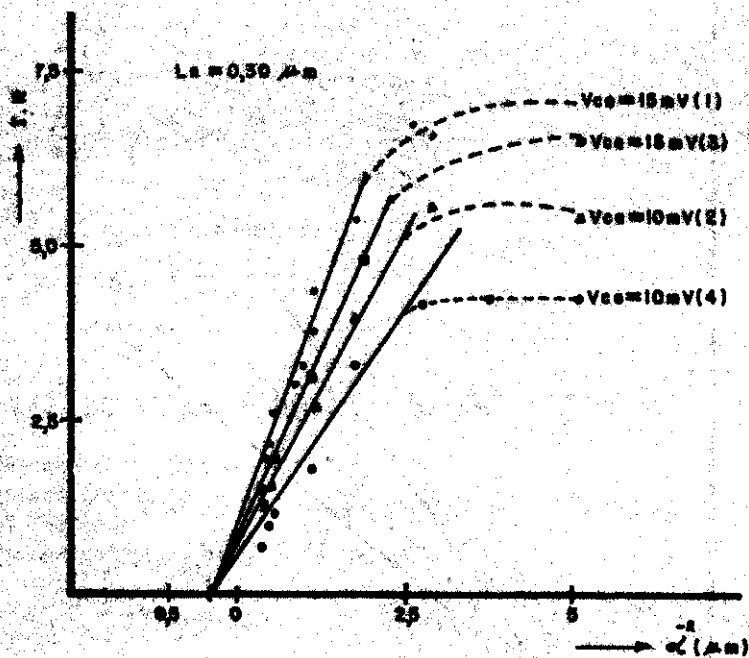


Fig. 8 Variación de la intensidad de luz en función de α^{-1} para la celda de CdS/Cu₂S (evaporación). Curvas 1 y 2 : Abertura 1 mm. Curvas 3 y 4 : Abertura 0,65 mm.

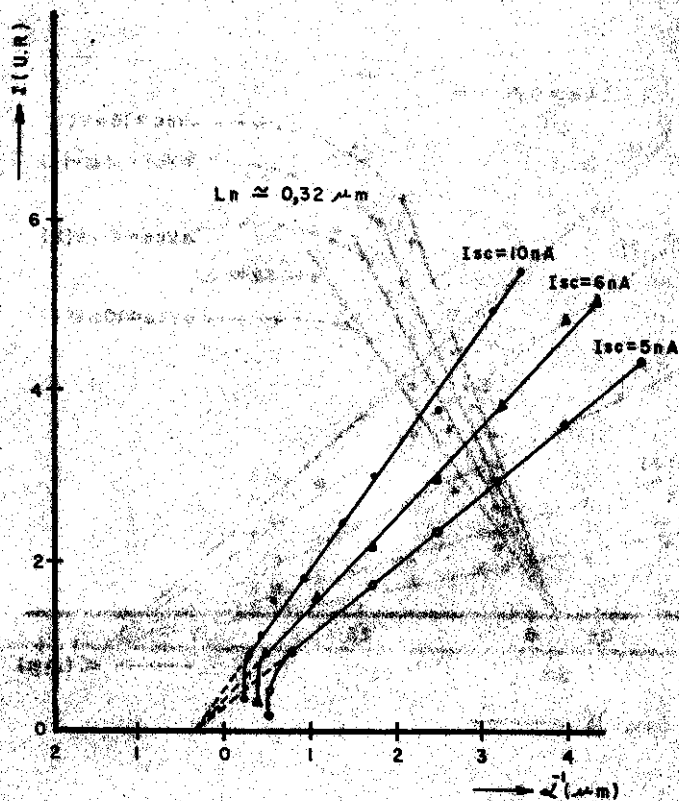


Fig. 9 Idem, de las figuras 7 y 8 para la celda QdS(GeS) (Spray).
 Abertura: 2 mm.

CARTA AL EDITOR

ESTADOS DE GAP-NULO EN SUPER-REDES

Melquíades de Dios L.

Rolando Pérez A.

J. L. Gonder

Universidad de La Habana, Habana, Cuba.

ABSTRACT

The possibility of zero-gap existence in superlattices is studied using the simple square potential well and the simplified two band Kane models. It is shown that when the effective periodic potential amplitude V_0 is equal to or greater than a certain value V_c , which we will call the critical value, all of the superlattice states are zero-gap states. When $V_0 > V_c$ the valence and conduction bands touch at more than one point of the new Brillouin zone.

RESUMEN

Utilizando el modelo simple de pozos potenciales cuadrados y el modelo simplificado de dos bandas de Kane, se estudia la posibilidad de existencia de gap directo nulo en super-redes. Se demuestra que cuando la amplitud del potencial periódico efectivo V_0 es igual o mayor que un cierto valor V_c , al que denominaremos valor crítico, todos los estados de la super-red son de gap-nulo. Es más, para $V_0 > V_c$, las bandas de valencia y conducción se tocan en más de un punto de la nueva zona de Brillouin.

Entre las propiedades específicas de la estructura de banda de super-redes están la existencia de mínimos [1] y la posibilidad de cambio de topología de la superficie de Fermi [2]. No obstante, aún restan por aclarar algunas cuestiones importantes. Una de ellas es la posibilidad de existencia de gap directo nulo y sus propiedades. Para analizar tal posibilidad es necesario suponer que la amplitud V_0 del potencial periódico de la super-red sea del orden del gap E_g del semiconductor (consideraremos super-redes creadas en un mismo semiconductor simple). Por este motivo es necesario utilizar, como ecuación del movimiento del electrón, la ecuación de masa efectiva para el caso de varias bandas próximas.

Por simplicidad utilizaremos el modelo simplificado de dos bandas de Kane. Además, supondremos que el potencial $V(z)$ de la super-red tiene período $2a$, es igual a V_0 para $-a < z < 0$ e igual a $-V_0$ para $0 < z < a$.

La ecuación de masa efectiva, en el modelo simplificado de Kane, se puede tomar igual en forma a la ecuación relativista de Dirac [3] con potencial $V(z)$. En [3] fue demostrado que esta ecuación se puede llevar

al siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{2} \mathcal{E}_g + V(z) & PK + i P \hat{k}_x \\ PK - i P \hat{k}_x & -\frac{1}{2} \mathcal{E}_g + V(z) \end{bmatrix} \Psi(z) = E \Psi(z) \quad (1),$$

donde P es un parámetro del orden de 10^{-8} eV-cm; $K_x \pm \sqrt{K_x^2 + K_y^2}$, k_x, k_y son las componentes transversales del quasi-impulso; E la energía y $\Psi(z)$ la función de onda, la cual se puede escribir de la forma $\Psi(z) = U(z) \exp(ikz)$. Siendo k el quasi-impulso a lo largo del eje de la super-red; $U(z)$ periódica con período $2a$; $\hat{k}_z = -i \frac{d}{dz}$

La continuidad de $U(z)$ en $z=0$ unida a la condición $U(-a) = U(a)$ conduce a la siguiente relación de dispersión

$$\cos(2ak) = \cos(ak_1) \cos(ak_2) - Q \frac{\sin(ak_1)}{ak_1} \frac{\sin(ak_2)}{ak_2} \quad (2)$$

donde

$$\begin{aligned} ak_1 &= \rho(k) \sqrt{(\mathcal{E} - v - 1)(\mathcal{E} - v + 1)} & ak_2 &= \rho(k) \sqrt{(\mathcal{E} + v - 1)(\mathcal{E} + v + 1)} \\ Q &= \rho^2(k) [\mathcal{E}^2 - v^2 - 1] & \rho(k) &= \frac{a \mathcal{E}_{eff}}{2P} \quad \mathcal{E} = \frac{E}{\mathcal{E}_g P / 2} \\ v &= \frac{V_0}{\mathcal{E}_g P / 2} & \left(\frac{\mathcal{E}_{eff}}{2}\right)^2 &= \left(\frac{\mathcal{E}_g}{2}\right)^2 + P^2 k^2 \end{aligned}$$

Como la ecuación (2) es invariante ante el cambio de \mathcal{E} por $-\mathcal{E}$ la estructura de banda tiene simetría especular y, la banda de valencia y la de conducción se tocarán cuando $\mathcal{E} = 0$. Esta es la condición para la ocurrencia de gap directo nulo. De (2) se deriva que tales estados solamente ocurren cuando $k=0$ y para los siguientes valores de V_0

$$W_n = \sqrt{\left(\frac{E_{eff}}{2}\right)^2 + P^2 \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2}$$

con $n = 1, 2, \dots$ (3)

Limitaremos la discusión al caso $n=1$. De (3) sigue que W_1 es una función continua y creciente de K , cuyo valor mínimo, al cual llamaremos potencial crítico y denotaremos por V_c , se obtiene para $K=0$.

Esto implica que para $V_0 > V_c$ la super-red es un semiconductor de gap-nulo y, para $V_0 < V_c$ un semiconductor propiamente dicho.

Aquí es interesante notar que para $V_0 > V_c$ la banda de valencia y la de conducción se tocan en infinitos puntos (sobre una circunferencia).

Desde un punto de vista geométrico la reconstrucción del espectro se hace como sigue: a medida que V_0 aumenta las bandas de valencia y conducción se aproximan y, para $V_0 = V_c$ se tocan en el centro de la nueva zona de Brillouin (punto puntual). Si V_0 continúa aumentando, dichas bandas se alejan una de otra en el centro de la zona y, se continuarán tocando sobre la circunferencia determinada por (4) para el valor de $V_0 > V_c$ elegido. El radio de esta circunferencia aumenta a medida que V_0 aumenta.

Si se toma $E_g/2 = 10^2$ eV; $N/a = 10^6$ cm⁻¹ y $P = 10^3$ eV-cm se obtiene $V_c \approx \sqrt{2} \cdot 10^2$ eV $\approx E_g/2$.

Por último aclararemos que tal situación física se puede lograr experimentalmente, por ejemplo cuando una onda longitudinal de sonido de gran intensidad es creada en un semiconductor de banda estrecha (suficientemente puro y para temperaturas suficientemente bajas).

En una publicación posterior se aclararán otras cuestiones vinculadas con las propiedades de la estructura de banda de las super-redes para $V_0 \approx V_c$.

BIBLIOGRAFIA

1. L. W. Kaldysh, Fiz. Tverdogo Tela, 6, 2265 (1962)
2. N. B. Brandt, E. R. Ioon, S. M. Chudinov, H. D. Yakovlev. Pisma v Zh. Eksperim. y Teoret. Fiz. 15, 204 (1972)
3. Vea en este mismo número el trabajo titulado "Distribución de potencial en p-n-diodo-túnel", por Melquiades de Dios L y S.D. Beneslaskii.