

HETEROJUNTURA p-n DE SILICIO AMORFO-POLICRISTALINO COMO CELDA SOLAR

F.A. Rubinelli, S. Albornoz y R.H. Buitrago

Instituto de Desarrollo Tecnológico para la Industria Química - (INTEC)

CONICIFT - Universidad Nacional del Litoral

Guemes 3450 - (3000) SANTA FE

RESUMEN

Se calcularon perfiles de potencial electrostático, curvas $C(V)$ a bajas frecuencias, corrientes de cortocircuito y eficiencias de colección, para una celda solar de silicio amorfo-silicio policristalino en la configuración de heterojuntura p-n. Los resultados dependen mucho de la densidad de estados adoptada en la banda prohibida del material amorfo. Si comparamos la eficiencia de esta celda con la de una homojuntura p-n convencional de silicio policristalino con el mismo tamaño de grano (d), observamos una mejora para una baja densidad de estados en la banda prohibida de silicio amorfo y para valores pequeños de d .

INTRODUCCION

Las heterojunturas entre materiales cristalinos han sido extensamente estudiadas hasta el presente, no existiendo aún una formulación generalizada de las curvas $I(V)$ válida para cualquier par de semiconductores [1]. Las heterojunturas tienen innumerables aplicaciones entre las que podemos mencionar: celdas fotovoltaicas, fotodetectores, conversores de radiación infrarroja a visible, láseres, etc. [2]. Las heterojunturas entre materiales amorfos también son utilizadas como celdas fotovoltaicas mostrando elevadas eficiencias de conversión [3]. Como ejemplo citamos la celda de carburo de silicio ($a\text{-Si}_{(1-x)}\text{C}_{(x)}\text{H}$)/silicio ($A\text{-Si:H}$). La física de las heterojunturas amorfas está aún lejos de ser comprendida. El estudio de una heterojuntura amorfa-cristalina puede ser el primer paso hacia la comprensión de las heterojunturas entre materiales amorfos.

El modelo de juntura abrupta y las reglas de Anderson, para determinar las discontinuidades en los bordes de banda en la interfase, son adoptadas en general para las heterojunturas entre materiales cristalinos y entre materiales amorfos [4-9]. Recientemente Matsuyra et al. han probado la validez de estas suposiciones y la ausencia de estados en la interfase para una heterojuntura de silicio amorfo intrínseco/silicio cristalino (p) a partir de la medición de las curvas $C(V)$ [10]. Por otro lado es importante mencionar, que se sue

le aproximar la densidad de estados en la banda prohibida del silicio amorfo por dos ramas exponenciales: una creciente con la energía compuesta por estados del tipo aceptor y la otra decreciente con la energía compuesta por estados del tipo donador. Con esta aproximación se evalúan en la literatura las curvas $I(V)$ y $C(V)$ de celdas solares de semiconductores amorfos [8-11].

Trabajando con estas hipótesis determinamos las curvas $C(V)$ para muy bajas frecuencias, la corriente de cortocircuito y la eficiencia de conversión de la heterojuntura $a\text{-Si:H(p)}/\text{Si-c(n)}$ para diferentes tamaños de grano en el silicio policristalino.

CARACTERISTICAS $C(V)$ e $I(V)$: TEORIA

El perfil de potencial electrostático $\phi(x)$ en la juntura se obtiene resolviendo la ecuación de Poisson. En el lado amorfo la contribución dominante a la densidad de carga espacial proviene de los estados localizados situados energéticamente en la banda prohibida. La densidad de estados en esta banda viene dada por:

$$g(E) = g_A(E) + g_D(E) \quad (1)$$

donde $g_A(E)$ es la densidad de estados de tipo aceptor y $g_D(E)$ es la densidad de estados de tipo donador. Aproximamos estas dos ramas por dos exponenciales [11,12], adoptando como cero de la energía el nivel medio de la banda prohibida. Resulta así:

$$g_A(E) = \frac{g_{\min}}{2} \exp \left[\frac{E-A}{Ech} \right]$$
$$g_D(E) = \frac{g_{\min}}{2} \exp \left[-\frac{E-A}{Ech} \right] \quad (2)$$

Introducimos en estas fórmulas el parámetro A que nos permite trasladar el mínimo de la densidad de estados del nivel de energía de $E=0$ al nivel $E=A$. Hemos observado que la aproximación propuesta por Schur et al. ($A=0$) a las curvas experimentales de $g(E)$ es aún adecuada si $A=0,125$ eV [11,12].

De esta manera se logra un acuerdo con los ex

HETEROJUNTURA p-n DE SILICIO AMORFO-POLICRISTALINO COMO CELDA SOLAR

F.A. Rubinelli, S. Albornoz y R.H. Buitrago

Instituto de Desarrollo Tecnológico para la Industria Química - (INTEC)

CONICIFT - Universidad Nacional del Litoral

Guemes 3450 - (3000) SANTA FE

RESUMEN

Se calcularon perfiles de potencial electrostático, curvas $C(V)$ a bajas frecuencias, corrientes de cortocircuito y eficiencias de colección, para una celda solar de silicio amorfo-silicio policristalino en la configuración de heterojuntura p-n. Los resultados dependen mucho de la densidad de estados adoptada en la banda prohibida del material amorfo. Si comparamos la eficiencia de esta celda con la de una homojuntura p-n convencional de silicio policristalino con el mismo tamaño de grano (d), observamos una mejora para una baja densidad de estados en la banda prohibida de silicio amorfo y para valores pequeños de d .

INTRODUCCION

Las heterojunturas entre materiales cristalinos han sido extensamente estudiadas hasta el presente, no existiendo aún una formulación generalizada de las curvas $I(V)$ válida para cualquier par de semiconductores [1]. Las heterojunturas tienen innumerables aplicaciones entre las que podemos mencionar: celdas fotovoltaicas, fotodetectores, convertidores de radiación infrarroja a visible, láseres, etc. [2]. Las heterojunturas entre materiales amorfos también son utilizadas como celdas fotovoltaicas mostrando elevadas eficiencias de conversión [3]. Como ejemplo citamos la celda de carburo de silicio ($a\text{-Si}_{(1-x)}\text{C}_{(x)}\text{H}$)/silicio ($A\text{-Si:H}$). La física de las heterojunturas amorfas está aún lejos de ser comprendida. El estudio de una heterojuntura amorfa-cristalina puede ser el primer paso hacia la comprensión de las heterojunturas entre materiales amorfos.

El modelo de juntura abrupta y las reglas de Anderson, para determinar las discontinuidades en los bordes de banda en la interfase, son adoptadas en general para las heterojunturas entre materiales cristalinos y entre materiales amorfos [4-9]. Recientemente Matsuyra et al. han probado la validez de estas suposiciones y la ausencia de estados en la interfase para una heterojuntura de silicio amorfo intrínseco/silicio cristalino (p) a partir de la medición de las curvas $C(V)$ [10]. Por otro lado es importante mencionar, que se sue-

le aproximar la densidad de estados en la banda prohibida del silicio amorfo por dos ramas exponenciales: una creciente con la energía compuesta por estados del tipo aceptor y la otra decreciente con la energía compuesta por estados del tipo donador. Con esta aproximación se evalúan en la literatura las curvas $I(V)$ y $C(V)$ de celdas solares de semiconductores amorfos [8-11].

Trabajando con estas hipótesis determinamos las curvas $C(V)$ para muy bajas frecuencias, la corriente de cortocircuito y la eficiencia de conversión de la heterojuntura $a\text{-Si:H(p)}/\text{Si-c(n)}$ para diferentes tamaños de grano en el silicio policristalino.

CARACTERISTICAS $C(V)$ e $I(V)$: TEORIA

El perfil de potencial electrostático $\phi(x)$ en la juntura se obtiene resolviendo la ecuación de Poisson. En el lado amorfo la contribución dominante a la densidad de carga espacial proviene de los estados localizados energéticamente en la banda prohibida. La densidad de estados en esta banda viene dada por:

$$g(E) = g_A(E) + g_D(E) \quad (1)$$

donde $g_A(E)$ es la densidad de estados de tipo aceptor y $g_D(E)$ es la densidad de estados de tipo donador. Aproximamos estas dos ramas por dos exponenciales [11,12], adoptando como cero de la energía el nivel medio de la banda prohibida. Resulta así:

$$g_A(E) = \frac{g_{\min}}{2} \exp \left[\frac{E-A}{Ech} \right]$$
$$g_D(E) = \frac{g_{\min}}{2} \exp \left[-\frac{E-A}{Ech} \right] \quad (2)$$

Introducimos en estas fórmulas el parámetro A que nos permite trasladar el mínimo de la densidad de estados del nivel de energía de $E=0$ al nivel $E=A$. Hemos observado que la aproximación propuesta por Schur et al. ($A=0$) a las curvas experimentales de $g(E)$ es aún adecuada si $A=0,125$ eV [11,12].

De esta manera se logra un acuerdo con los ex

perimentos en la posición del nivel de Fermi en la banda prohibida del silicio amorfo intrínseco.

La densidad de carga espacial en un punto don de el potencial electrostático es $\psi(x)$ puede ser escrita como

$$\rho_a(\psi(x), E_{fn}, E_{fp}) = q \left\{ N_1 + \int_{-\infty}^{\infty} \left[g_D(E) \cdot \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E - q\psi(x) - E_{fp}}{kT} \right] \right\}^{-1} - g_A(E) \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E - q\psi(x) - E_{fn}}{kT} \right] \right\}^{-1} \right] dE \right\} \quad (3)$$

donde N_1 es la densidad neta de dopante ionizado en el silicio amorfo y E_{fn} , E_{fp} son los quasi-niveles de Fermi para electrones y huecos respectivamente. El potencial electroquímico en equilibrio puede ser determinado a partir de la condición de neutralidad de carga en el seno del material amorfo.

La densidad de estados en la zona de estados extendidos del amorfo se adoptó con una ley parabólica similar a la del silicio cristalino ya que los electrones libres deben comportarse en forma semejante en ambos casos. Además utilizamos el hecho de que $g(E)$ no presenta singularidades en los bordes de movilidad E_c y E_v [13]. Para un semiconductor no degenerado, la densidad de carga espacial en un punto donde el potencial es $\psi(x)$ viene dada por:

$$\rho_c(\psi(x), E_{fn}, E_{fp}) = q \left\{ N_2 + N_{v2} \exp \left[\frac{E_{v2} - q\psi(x) - E_{fp}}{kT} \right] - N_{c2} \exp \left[\frac{E_{c2} - q\psi(x) - E_{fn}}{kT} \right] \right\} \quad (4)$$

$$E_{c2} = E_{c2} - q(V_D - V) \quad E_{v2} = E_{v2} - q(V_D - V)$$

donde N_2 es la densidad de dopante ionizado en el silicio policristalino, N_{c2} y N_{v2} son las densidades de estados efectivas en las bandas de conducción y valencia respectivamente. La capacidad diferencial está dada por $C = dQ/dV$ donde V es la tensión aplicada.

$$Q = Q_a = -Q_c = \int_{x_a}^{x_j} \rho_a(x) dx = - \int_{x_j}^{x_c} \rho_c(x) dx \quad (5)$$

donde x_a , x_c son los bordes de las zonas de vaciamiento en silicio amorfo y en silicio policristalino respectivamente y x_j es la coor-

denada de la interfase (ver figura 1). Existe una indeterminación de los límites de las zonas de vaciamiento debido a que en esos puntos debe cumplirse $d\psi/dx = 0$. Por ello se adoptó como extremo aquel para el cual la densidad de portadores mayoritarios es la mitad de la existente en el seno de cada material [12].

La figura 1 muestra el diagrama de una heterojuntura p-a-Si/n-c-Si bajo iluminación. Esta heterojuntura consta de un material de banda prohibida ancha que actúa como ventana (a-Si:H) un material de banda prohibida angosta (c-Si) que actúa como absorbente. Bajo iluminación recibe un voltaje V del cual una porción V_1 se desarrolla en el material ventana y la otra porción V_2 en el material absorbente.

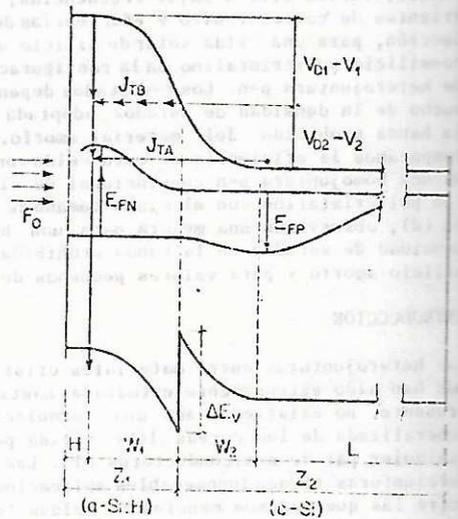


FIG. 1: Diagrama de Bandas de Energía para una heterojuntura p-n de Silicio Amorfo/Silicio Policristalino Bajo Iluminación.

La densidad de corriente J presente en la celda puede ser escrita como:

$$J = [J_p(x_c) + J_n(x_c)] \quad (6)$$

La corriente de portadores minoritarios $J_p(x_c)$ resulta de la difusión de huecos y está dada por el término $-q D_p dp/dx(x=x_c)$. La corriente de portadores mayoritarios $J_n(x_c)$ es la resultante de: las corrientes $J_L(W_1)$ y $J_L(W_2)$ debidas a la generación de portadores en las zonas de vaciamiento de espesores W_1 y W_2 las corrientes opuestas $J_R(W_1)$ y $J_R(W_2)$ resultantes de la recombinación de portadores en las zonas de vaciamientos de espesores W_1 y W_2 ; la corriente de difusión de electrones en x_a cuya expresión es $q D_{r1} dn/dx_{x=x_a}$ y la corriente J_T debida a la circulación neta de electrones del lado cristalino al amorfo por

efecto tunel. Para evaluar los términos $-q D_p dp/dx_{(x=x_c)}$ y $q D_n dn/dx_{(x=x_d)}$ es necesario resolver las conocidas ecuaciones de continuidad para portadores minoritarios sujetos a las condiciones de contorno habituales [14,15]. El resultado es:

$$J_p(x_c) = J_{L2} - J_{DIF2} [\exp(E_{FP}(x_c)/kT) - 1] \quad (7)$$

$$J_n(x_d) = J_{L1} - J_{DIF1} [\exp(E_{FN}(x_d)/kT) - 1] +$$

$$+ q \int_{x_d}^{x_j} [R_1(x) - G_1(x)] dx +$$

$$+ q \int_{x_j}^{x_c} [R_2(x) - G_2(x)] dx - J_{T1} \quad (8)$$

La corriente J_{T1} en la ecuación (7) es la fotocorriente de huecos difundiendo fuera de la base del material absorbente. La corriente J_{L1} en la ecuación (7) es la fotocorriente de electrones difundiendo fuera de la base del material ventana. Las cantidades $J_{DIF2} \exp(E_{FP}(x_c)/kT) - 1$ y $J_{DIF1} [\exp(E_{FN}(x_d)/kT) - 1]$ son las corrientes de pérdida resultantes de la difusión de huecos en la base del silicio cristalino y de la difusión de electrones en la base del silicio amorfo. El nivel de Fermi $E_{FN}(x)$ está medido respecto a la posición del nivel de Fermi en equilibrio termodinámico en el material ventana y $E_{FP}(x)$ está medido respecto a la posición del nivel de Fermi en equilibrio termodinámico en el material absorbente. Por otro lado $J_{L1}(W_1) - J_R(W_1)$ y $J_{L2}(W_2) - J_R(W_2)$ vienen dados por la primera y segunda respectivamente de las integrales presentes en la ecuación (8), donde $G_1(x)$ y $G_2(x)$ son las velocidades de generación de portadores. La velocidad de recombinación $R_1(x)$ es evaluada con la estadística de Shockley-Read-Hall [14], y es la suma de los procesos, a) recombinación R_A entre estados aceptores de la banda prohibida y los estados extendidos de las bandas de conducción y valencia y b) recombinación R_D entre los estados donores de la banda prohibida y los estados extendidos de las bandas de conducción y valencia. Las vidas medias para electrones y huecos $\tau_{n1} = \tau_n/R_1$ y $\tau_{p1} = \tau_p/R_1$ vienen dadas por

$$\tau_{n1} = \frac{\tau_{nA} \tau_{nD}}{\tau_{nA} + \tau_{nD}} \quad \tau_{p1} = \frac{\tau_{pA} \tau_{pD}}{\tau_{pA} + \tau_{pD}}$$

donde τ_{nA} (τ_{pA}) es la vida media para electrones (huecos) si $R_1 = R_A^*$ y τ_{nD} (τ_{pD}) es la vida media para electrones (huecos) si $R_1 = R_D$. Las vidas medias fueron evaluadas por las expresiones dadas por Taylor para un semiconductor amorfo [16].

Adoptamos la sección eficaz de captura independiente de la energía del estado de la banda prohibida y consideramos $\sigma_{nA} = \sigma_{pD} = \sigma_N$ y $\sigma_{nD} = \sigma_{pA} = \sigma_C$ donde σ_N y σ_C son las secciones eficaces para una trampa neutra y para una trampa cargada respectivamente [9]. La corriente de recombinación $J_R(W_2)$ es de la forma:

$$J_{OR} [\exp(qV/2kT) - 1]$$

donde $J_{OR} = q n_{i2}^2 W_2 / 5 \cdot 10^{-6} d$ [21]. Adoptamos para los granos del silicio policristalino la forma de un cubo con una longitud "d" para la arista. La expresión utilizada para evaluar la vida media de los portadores minoritarios en este material, fue $\tau = 5 \cdot 10^{-6} d$ [21]. El efecto de la disminución de la movilidad con la disminución de d es pequeño comparado con la disminución de la vida media con d [21].

El término J_T puede deberse a varios mecanismos entre los cuales mencionaremos J_{TA} y J_{TB} (ver figura 1) [17,18]. J_{TA} es una corriente por efecto tunel consistente de a) un electrón que está en la banda de conducción del silicio policristalino pasa con una cierta probabilidad de transmisión a un estado situado en la banda prohibida del silicio amorfo y próximo al borde de la zona de vaciamiento b) el electrón puede saltar a estados en la banda de conducción o caer a estados en la banda de valencia. Teniendo en cuenta estos dos procesos y los de sentido inverso dedujimos la siguiente expresión para J_{TA} .

$$J_{IN} = \int_0^{\alpha} \left\{ g_D(E) \left[\frac{(e_{nD} + p(x_d) v \sigma_N) g_1 / \pi h f_c(E) T(E)}{(e_{nD} + p(x_d) v \sigma_N + g_1 / \pi h f_c(E) T(E))} \right] \right.$$

$$+ \frac{(n(x_d) v \sigma_C + e_{pD}) [1 - f_c(E)] g_1 / \pi h T(E)}{n(x_d) v \sigma_C + e_{pD} + [1 - f_c(E)] g_1 / \pi h T(E)} \left. \right\} +$$

$$+ g(E) \left[\frac{e_{nA} + p(x_a) v \sigma_C (g_1 / \pi h) f_c(E) T(E)}{e_{nA} + p(x_a) v \sigma_C + (g_1 / \pi h) f_c(E) T(E)} \right.$$

$$\left. - \frac{n(x_a) v \sigma_N + e_{pA} [1 - f_c(E)] (g_1 / \pi h) T(E)}{n(x_a) v \sigma_N + e_{pA} + [1 - f_c(E)] (g_1 / \pi h) T(E)} \right] dE \quad (9)$$

siendo $\alpha = q(V_D - V)$

En la ecuación (9) E es la energía total. Esta energía puede escribirse como la suma $E = E_x + E_1$ donde E_x es la energía cinética en la dirección de la corriente (perpendicular a la interfase) y E_1 es la energía cinética en las direcciones perpendiculares al flujo de corriente. Por supuesto siempre se cumple que $0 \leq E_x \leq E$. La densidad de estados $g_1(E - E_x)$ es una densidad de estados bidimensional y viene dada en el semiconductor cristalino por la expresión $(1/2 \pi h^2) (m_y m_z)^{1/2}$. La función de

Fermi en la banda de conducción cristalina se nota con $f_c(E)$. El factor $T(E)$ viene dado por:

$$T(E) = \int_{-D}^D P(E_x) dE_x$$

donde $P(E_x)$ es la probabilidad de transmisión por efecto túnel de un electrón para pasar de la banda de conducción del silicio policristalino al borde de la zona de vaciamiento del silicio amorfo. Por otro lado

$$e_p(A,D) = v_p(A,D) N_{v1} \exp \{E_v - L/kT\}$$

$$e_n(A,D) = v_n(A,D) N_{c1} \exp \{E - L_c/kT\}$$

son las velocidades de emisión de huecos y electrones respectivamente desde la trampa con energía E^* a las bandas de valencia y conducción del silicio amorfo. Las densidades $g_n(A)$ y $g_p(A)$ presentes en la fórmula (9) son densidades de estados por unidad de área.

El término J_{TB} es también una corriente por efecto túnel pero el mecanismo es diferente. En este caso el electrón de la banda de conducción del silicio policristalino llega al borde de la zona de depleción en el silicio amorfo por un proceso túnel de muchos pasos. El electrón fluye de un estado a otro de la banda prohibida del amorfo, existiendo en cada paso primero una captura y luego una emisión del electrón por parte de cada estado que encuentra en su camino [10].

Este término de corriente tiene una expresión similar a la de J_{TA} . La diferencia fundamental radica en que $T(E)$ en este caso debe representar el proceso de túnel múltiple descrito.

RESULTADOS Y DISCUSIONES

El perfil de potencial electrostático fue calculado en equilibrio termodinámico para distintos niveles de dopaje en el silicio amorfo (Ver figura 2).

Dos conjuntos de parámetros fueron adoptados para la densidad de estados en la banda prohibida del amorfo. A) $g_{min} = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$; $E_{ch} = 0,094 \text{ eV}$ [11] y B) $g_{min} = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$; $E_{ch} = 0,067 \text{ eV}$ [19] (mantuvimos constante el valor de $g(E)$ en los bordes de movilidad E_c y E_v y adoptamos $\Delta E_c = 0$ [22]).

Las curvas $C(V)$ fueron calculadas para $N_{A1} = N_{D2} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Se supuso que todos los estados en la banda prohibida del silicio amorfo contribuyen a la capacidad (límite estático). Las curvas que se obtuvieron fueron completamente diferentes a las de heterojunturas entre semiconductores cristalinos. Los incrementos en capacidad con el voltaje son grandes debido a los grandes cambios en la carga

de la zona espacial del silicio amorfo.

(D)	$N_{A1} \cdot 10^{17}$	$N_{D2} \cdot 10^{17}$	$g_{min} \cdot 10^{16}$	$E_{ch} \cdot 10^2$
(C)	0	10^{17}	$15 \cdot 10^{17}$	0,094
(B)	10^{17}	10^{17}	10^{16}	0,067
(A)	10^{17}	10^{17}	$15 \cdot 10^{17}$	0,094

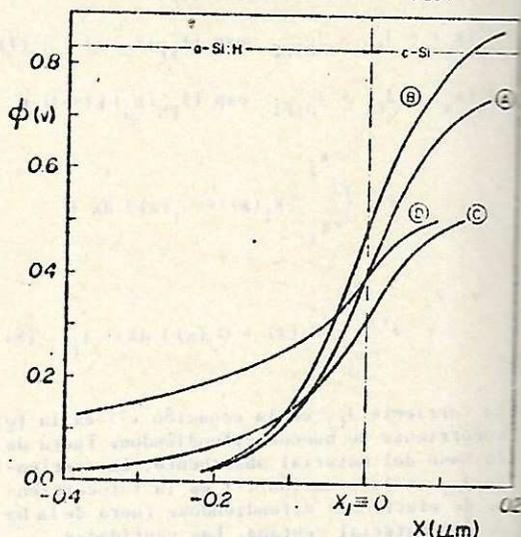


FIG. 2: Perfil de Potencial Electroestático en Equilibrio.

(C)	$N_{A1} \cdot 10^{17}$	$N_{D2} \cdot 10^{17}$	$g_{min} \cdot 15 \cdot 10^{17}$	$E_{ch} \cdot 10^2$
(B)	10^{17}	10^{17}	10^{16}	0,067
(A)	10^{17}	10^{17}	$15 \cdot 10^{17}$	0,094

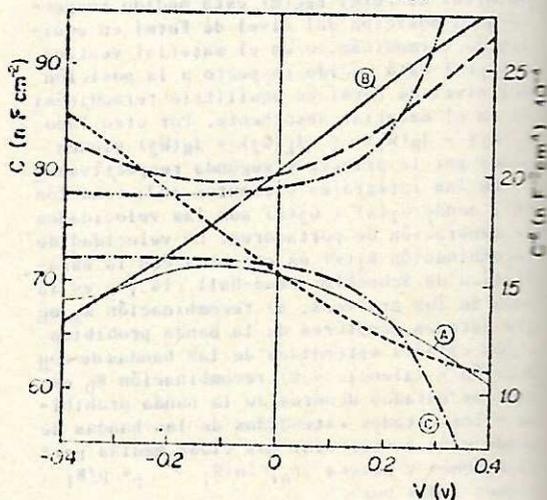


FIG. 3: Curvas $C(V)$ y $C^{-2}(V)$ Calculadas.

La corriente de cortocircuito fue evaluada para diferentes tamaños de grano d y comparada con los valores obtenidos para una homojuntura p-n de silicio policristalino con el mismo valor de d [21].

Los resultados fueron muy similares para los casos A) y B). Estos cálculos fueron hechos adoptando

tando $H = 100 \text{ \AA}$, $Z_1 = H + W_1$ y $Z_2 = 10 \text{ \mu m}$. Las fotocorrientes resultaron prácticamente iguales porque el ancho W_1 de la zona de vaciamiento en el silicio amorfo para tensión nula es casi igual en los casos A) y B). Las concentraciones más importantes a las fotocorrientes son en ambos casos J_{L2} y $J_L(W_1)$.

Adoptamos $\sigma_N = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$; $N_{C1} = N_{V1} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ y $\mu_{p2} = 500 \text{ cm}^{-2} \text{ v}^{-1} \text{ seg}^{-1}$ [12, 21].

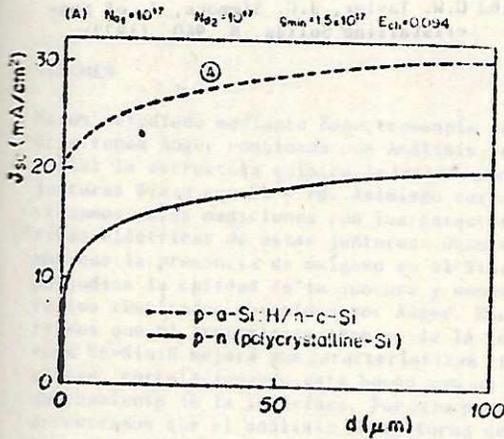


FIG. 4: Corriente de Cortocircuito vs. Tamaño de Grano para una Heterojuntura p-a-Si:H/n-c-Si.

En la figura 5 se comparan la eficiencia de la heterojuntura p-n de silicio amorfo-polícristalino con la de una homojuntura p-n convencional de silicio polícristalino [21]. Se observa una mejora en η cuando $d < 60 \text{ \mu m}$ en el caso B). Ello no ocurre en el caso A). El motivo de ello es que el ancho W_1 disminuye mucho más rápido cuando crece la tensión V en el caso A) que en el B), disminuyendo la eficiencia de colección. La corriente de recombinación aumenta más rápido que los otros mecanismos de pérdida cuando sube la tensión V . Este hecho junto a que $J_L(W_1)$ cae con V causa un pobre producto IV para voltajes externos V mayores o iguales a $0,4 \text{ V}$.

La corriente J_{TA} resulta insignificante debido a la pequeña probabilidad de transmisión por efecto túnel que tiene un electrón en este mecanismo. Por otro lado suponiendo una probabilidad aproximadamente uno para la corriente J_{TB} , en cada punto de la zona de vaciamiento del silicio amorfo obtenemos un valor de J_{TB} muy pequeño comparado con los otros términos de corriente estudiados.

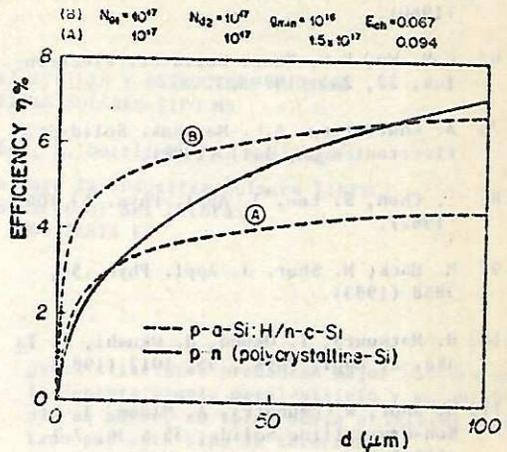


FIG. 5: Efecto del Tamaño de Grano d sobre la Eficiencia de Conversión Calculada.

En los cálculos efectuados no se tuvo en cuenta la influencia de la resistencia serie R_s sobre la eficiencia de conversión y resta evaluar la variación de η ante cambios en el espesor Z_1 de la capa de silicio amorfo.

CONCLUSIONES

Aunque estos cálculos son los primeros que efectuamos, podemos obtener algunas conclusiones preliminares: la eficiencia η de la heterojuntura estudiada es mayor que la de una homojuntura p-n convencional de silicio polícristalino para valores pequeños en el tamaño del grano. La mejora en eficiencia y el rango de valores de d para los cuales esto sucede es mayor si la densidad de estados en la banda prohibida del silicio amorfo es menor.

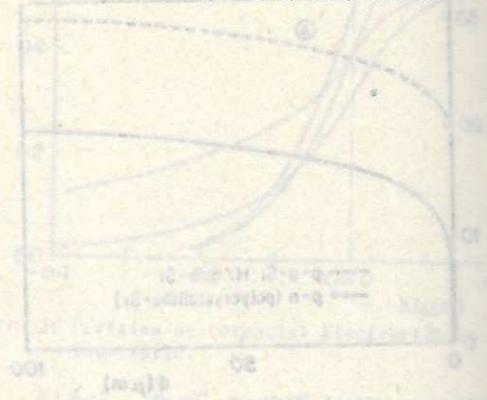
AGRADECIMIENTOS

Deseamos agradecer la colaboración prestada por el Dr. Juan F. Weisz en la lectura crítica del trabajo.

REFERENCIAS

- [1] B.L. Sharma, R.K. Purohit. Semiconductor Heterojunctions International Series of Monographs in the Science of the Solid State, Vol. 5 (1974).
- [2] Milnes and Feucht. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions; Academic Press (1972).
- [3] Y. Hamakawa. Solar Energy Materials; 8, 101 (1982).
- [4] T.L. Tansley, S.T. Owen. IEEE Transactions on Electron Devices; ED-23, 1123 (1976).

- [5] S.J. Fonash. J. Appl. Phys. 51, 2115 (1980).
- [6] C.M. Wu, E.S. Yang. Solid-St. Electronics, 22, 241 (1976).
- [7] A. Chatterjee, A.I. Marshak. Solid-St. Electronics 24, 1111 (1981).
- [8] T. Chen, S. Lee. J. Appl. Phys. 53, 1045 (1982).
- [9] M. Hack, M. Shur. J. Appl. Phys. 54, 3858 (1983).
- [10] H. Matsuura, T. Okuno, H. Okushi, I. Taka. J. Appl. Phys., 55, 1012 (1984).
- [11] M. Shur, W. Czubatvj, A. Madam. J. of Non-Crystalline Solids, 35 & 36, 71 (1980).
- [12] W.E. Spear, P.G. Le Comber, A.J. Snell. Philosophical Magazine B 38, 303 (1978).
- [13] J.E. Edwards, D.O. Thouless. J. Phys. C: Solid-St. Physics 4, 453 (1971).
- [14] S.J. Fonash. Solar Cell Device Physics, Academic Press (1981).
- [15] H.J. Hovel. Solar Cells, Semiconductors and Semimetals, Vol. 11, Academic Press (1975).
- [16] G.W. Taylor, J.G. Simmons, J. of Non-crystalline Solids, 8, 940, (1972).



The figure shows the relationship between current density J and voltage V for a solar cell. The y-axis is labeled J (mA/cm²) and ranges from 0 to 100. The x-axis is labeled V (volts/cm²) and ranges from 0 to 1.0. The plot shows a typical solar cell characteristic curve with a short-circuit current density of approximately 100 mA/cm² and an open-circuit voltage of about 0.6 V/cm². A dashed line represents the ideal case, and a solid line shows the actual performance. A point 'a' is marked on the curve at approximately (0.4, 80).

This page contains a large amount of faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the document. The text is mostly mirrored and difficult to decipher.