

CORRELACIÓN DE MODELOS DE TRANSPORTE DE VRH PARA MUESTRAS DE SILICIO MICROCRISTALINO DOPADAS CON BORO

A. Dussán¹, R. H. Buitrago^{1,2}, J. A. Schmidt^{1,2}

¹INTEC – CONICET. Guemes 3450, 3000 Santa Fe, Argentina

²Facultad de Ingeniería Química, UNL. Santiago del Estero 2829, 3000 Santa Fe

e-mail: adussanc@intec.unl.edu.ar

En este trabajo se realizaron medidas de conductividad en un amplio rango de temperaturas ($120 < T < 420$ K) a películas delgadas de silicio microcristalino compensadas con Boro. Se estableció que el mecanismo de transporte para todas las muestras, en la región de altas temperaturas ($T > 300$ K), presenta un comportamiento térmicamente activado con una única energía de activación que cambia con el grado de compensación. Para la región de bajas temperaturas se encontró que el transporte de portadores es controlado por Hopping de Rango Variable (VRH), con excepción de la muestra con concentración de Boro más baja. Se presenta un método desarrollado denominado Modelo Difusional que permite calcular los parámetros de hopping y correlacionarlos con los obtenidos a partir de la teoría de percolación, obteniendo a su vez un factor numérico que los corrige.

The temperature dependence of dark conductivity has been measured over a wide temperature range ($120 < T < 420$ K) on microcrystalline silicon thin films compensated with boron. In the high temperature region ($T > 300$ K), the carrier transport was found to be thermally activated with a single activation energy, which changed with the compensation degree. In the low temperature region, Variable Range Hopping (VRH) was established as a predominant electronic transport mechanism with the exception for the lowest concentration of Boron. We present a model called "Diffusional" from which the hopping parameters were obtained and compared with the parameters calculated from the percolation theory. A numerical correlation factor of the hopping parameters was also calculated.

1. INTRODUCCION

El silicio microcristalino hidrogenado ($\mu\text{-Si:H}$) ha sido un material muy estudiado durante los últimos años por sus posibles aplicaciones en el desarrollo de dispositivos electrónicos, tales como celdas solares, sensores y transistores, entre otros.^(1,2) El estudio y comprensión de los mecanismos que gobiernan el transporte en este tipo de materiales es, sin lugar a dudas, uno de los aspectos más importantes para el desarrollo de un material con aplicaciones electrónicas. Para un mayor entendimiento al respecto, se han realizado numerosos trabajos^(3,4) que correlacionan las propiedades ópticas, eléctricas y de microestructura, con las de transporte en películas delgadas de $\mu\text{-Si:H}$. Sin embargo, el mecanismo de transporte de cargas para este material aún continúa siendo poco claro.

Se ha reportado que,⁽⁵⁾ para la región de bajas temperaturas, la conductividad a oscuras del $\mu\text{-Si:H}$ no exhibe una dependencia térmicamente activada con la temperatura. En este trabajo, presentamos medidas experimentales de la conductividad a oscuras de muestras de $\mu\text{-Si:H}$ ligeramente dopadas con Boro (B), extendidas a la región de bajas temperaturas. En base a estos datos, estudiamos los posibles mecanismos de transporte electrónico para las muestras de $\mu\text{-Si:H}$. Se encontró que el mecanismo de transporte más apropiado es el de Hopping de Rango de Variable (VRH).

De acuerdo con Mott⁽⁶⁾ y para el caso de tres dimensiones, la conductividad en función de la temperatura puede ser expresada como:

$$\sigma = \sigma_0^* \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (1)$$

donde σ es la conductividad a oscuras, T es la temperatura, σ_0^* y T_0 son constantes que dependen del material.

Este comportamiento ha sido ampliamente observado tanto en semiconductores amorfos⁽⁷⁾ como en sistemas conteniendo aleaciones con metales.⁽⁸⁾ Sin embargo, recientemente se ha reportado este mecanismo de transporte no solamente para la región de bajas temperaturas y para una densidad de estados constante (como son los argumentos dados por Mott y Davis⁽⁹⁾), sino también para la región de altas temperaturas, como ocurre con muestras de $\mu\text{-Si:H}$ intrínseco y dopadas tipo p.⁽¹⁰⁾ El VRH también se ha verificado para densidades de estado de forma exponencial⁽¹¹⁾, pero esto no será discutido en este trabajo.

Basados en el formalismo clásico de la teoría de percolación se encontraron, para las muestras de $\mu\text{-Si:H}$ en la región de bajas temperaturas, los parámetros de hopping que soportan el modelo de VRH. Igualmente se verificó la ley de Mott⁽⁶⁾ dada por la ecuación (1) a partir de un método propio al que hemos denominado "Modelo Difusional". Este modelo tiene en cuenta, por un lado, la relación entre el coeficiente de difusión y la probabilidad de hopping, y por otro, la relación de Einstein entre movilidad y coeficiente de difusión y conductividad. Se encontró un factor de dependencia entre los parámetros de hopping obtenidos por medio de la teoría de percolación con los obtenidos a partir del segundo desarrollo, que mejoran significativamente las estimaciones correspondientes a la energía de activación de hopping.

Por otro lado, se muestra que el mecanismo de transporte que gobierna la región de altas temperaturas, para las muestras de $\mu\text{-Si:H}$ ligeramente dopadas con B, es térmicamente activado.

2. FUNDAMENTOS TEORICOS PARA VRH

A- "Modelo Difusional"

Comenzaremos por obtener la expresión de la Ec.1 válida para VRH a partir del desarrollo que hemos llamado modelo difusional. Desde un punto de vista fenomenológico podemos considerar que el portador hopping es difusivo con un coeficiente de difusión dado por⁽¹²⁾:

$$D_{hop} = \frac{1}{6} R^2 p_{hop} \quad (2)$$

donde R es el rango o distancia hopping promedio y p_{hop} es la probabilidad de transición hopping entre dos estados separados por una distancia R, que puede ser escrita como⁽⁷⁾:

$$p_{hop} = v_{ph} \exp(-2\alpha R - W / K_B T) \quad (3)$$

donde v_{ph} es la frecuencia del fonón asociada con los procesos hopping, $\exp(-2\alpha R)$ es el factor de tunneling determinado por el 'overlap' de las funciones de onda, $\exp(-W / K_B T)$ es el factor de Boltzmann que relaciona la energía W entre los estados inicial y final de los procesos hopping y α^{-1} es la longitud de localización.

Si suponemos que la densidad de estados cerca del nivel de Fermi es constante dentro de varios $K_B T$ (K_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura) con un valor de $N(E_F) \equiv N_F$, tenemos que, para el caso tridimensional, el número de estados con una diferencia de energía W dentro de una distancia hopping R a partir de un átomo particular, está dado por $(4\pi/3)R^3 N_F W$. Teniendo en cuenta lo anterior, podemos obtener la diferencia de energía entre dos estados hopping como:

$$W = \frac{3}{4\pi R^3 N_F} \quad (4)$$

La anterior expresión se denomina energía de activación de hopping y denota uno de los parámetros importantes para VRH, que luego va a ser confrontado con el obtenido a partir de la teoría de percolación. Podemos apreciar además que reemplazando el valor encontrado para W en el exponente de la Ec.3, ésta llega a ser solamente función de R; obteniéndose así la distancia óptima R para alcanzar un mayor transporte de hopping a través de la expresión:

$$R = \left[\frac{9}{8\pi \alpha N_F K_B T} \right]^{1/4} \quad (5)$$

La conductividad puede ser obtenida a través de la relación de Einstein, la cual en forma general ha sido formulada^(13,14) como:

$$s = e^2 D_{hop} N_F \quad (6)$$

donde N_F es la densidad de estados para el nivel de Fermi y $N_F K_B T$ es el número de electrones que contribuyen a la conductividad.

Combinando las Ecs. (2) - (6) encontramos una expresión similar para la conductividad vía VRH en el caso 3D:

$$\sigma = \frac{1}{6} e^2 R^2 N_F v_{ph} \exp \left[- \left(\frac{(18.1 \alpha^3 / N_F K_B)}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (7)$$

Si comparamos la Ec. (7) con la Ec. (1) podemos observar que T_0 , el cual puede ser obtenido experimentalmente a partir del gráfico de $\ln \sigma$ versus $T^{-1/4}$ (Ec.1), toma el valor de $(18.1 \alpha^3 / N_F K_B)$. Junto con el valor experimental de T_0 y un adecuado valor para α es posible calcular la N_F y posteriormente los parámetros de hopping R y W. Hasta aquí hemos obtenido, por medio del que hemos llamado el método difusional, la ley de Mott y los parámetros hopping que caracterizan el transporte de VRH.

B- Teoría de Precolación

La teoría de precolación ha sido ampliamente aplicada en muchas oportunidades para dar evidencia de la conductividad en función de la temperatura (Ec.1) propuesta por Mott para el caso de VRH. A continuación centraremos nuestra atención en los parámetros de hopping que caracterizan este mecanismo de transporte.

Usando la teoría clásica de percolación se ha informado^(15,16) que la temperatura característica de Mott en el caso tridimensional puede ser estimada a partir de la expresión:

$$T_0 = \frac{C^4 a^3}{k_B N_F} \quad (8)$$

donde C es un número en el rango entre 1.84 - 2.28⁽¹⁶⁾ y el valor de α^{-1} se encuentra variando típicamente en el rango entre 3 - 30 Å⁽¹⁷⁾. Es de notar aquí que al comparar la Ec. (8) con el valor de T_0 obtenido arriba a partir de la Ec. (7), podemos calcular C a partir del modelo difusional, resultando ser 2.06. Este valor de C está en concordancia con el rango estipulado⁽¹⁶⁾, lo cual verifica su validez. Lo anterior es importante tenerlo en cuenta, ya que por medio de modelos diferentes hemos obtenido la misma expresión para T_0 .

Por otro lado, los parámetros correspondientes a la energía de activación hopping W y el rango hopping R han sido informados⁽¹⁵⁾ como:

$$W = K_B (T_0 T^3)^{1/4} \quad (9)$$

$$R = \frac{3}{8} T_0^{1/4} T^{-1/4} \left(\frac{1}{\alpha} \right) \quad (10)$$

3. DETALLES EXPERIMENTALES.

Las muestras de $\mu\text{-Si:H}$ fueron preparadas en un reactor de PECVD con acoplamiento capacitivo operado a una frecuencia de 50MHz, cuyas características fueron descritas en un trabajo anterior.⁽¹⁰⁾ Se empleó vidrio Corning 7059 como sustrato a una temperatura de 160 °C. Se usó una mezcla de reacción compuesta por 94 % de hidrógeno – 6 % de silano – con un flujo total de 20 sccm. La concentración de diborano (B_2H_6) en fase gaseosa fue variada entre 0 y 100 ppm relativa al flujo de silano. La presión de base, previa a la deposición fue $< 1 \times 10^{-6}$ Torr. Durante la deposición la presión se mantuvo constante en 4.5×10^{-1} Torr.

Las medidas de conductividad se hicieron usando contactos de aluminio interdigitados separados 0.01 cm y de longitud total 25 cm. La corriente se midió con un electrómetro Keithley 617 conectado a una computadora. Las muestras fueron recocidas a una temperatura de 150 °C (por debajo de la temperatura de deposición). La conductividad a oscuras fue medida bajando desde 420 K a 120 K a una velocidad constante de 1.5 grad/min. El campo aplicado fue de 1000 V/cm.

Las mediciones de fotocorriente modulada (MPC) se realizaron usando la misma configuración para los contactos. Se utilizó un laser de HeNe de 10 mW como fuente de luz, modulando el 12.5 % de la intensidad mediante un modulador electro-óptico, gobernado por un generador de señales HP 3325A. La función de generación usada fue $2.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Se utilizó un campo de $4 \times 10^4 \text{ Vcm}^{-1}$. El retardo de fase y la fotocorriente modulada se midieron mediante un lock-in Stanford 830.

4. APLICACIÓN A LOS DATOS EXPERIMENTALES.

En la Fig. 1 se presenta un gráfico de Arrhenius de las mediciones de la conductividad a oscuras, σ_{dk} , en función de la temperatura para las muestras de $\mu\text{-Si:H}$ con concentraciones entre 12.5 y 100 ppm de B_2H_6 . Se puede observar una variación en la σ_{dk} con la concentración de diborano.

En la ampliación de la Fig.1 se observa que, en la región de altas temperaturas por encima de temperatura ambiente, σ_{dk} presenta en todas las muestras un comportamiento térmicamente activado. Los valores de las energías de activación, E_a , son calculados a partir de la pendiente de este gráfico, los cuales relacionan la posición del nivel de Fermi respecto al borde de banda. La muestra con concentración de 12.5 ppm de B_2H_6 presenta característica tipo *n*, mientras las muestras con concentraciones entre 50 y 100 ppm presentan un comportamiento tipo *p*. La muestra con 25 ppm se presenta como compensada. Para la región de bajas temperaturas ($T < 300 \text{ K}$), el ajuste lineal no reproduce los datos experimentales para las diferentes muestras de $\mu\text{-Si:H}$; por lo tanto es necesario considerar otro posible mecanismo de transporte que pueda explicar tal comportamiento.

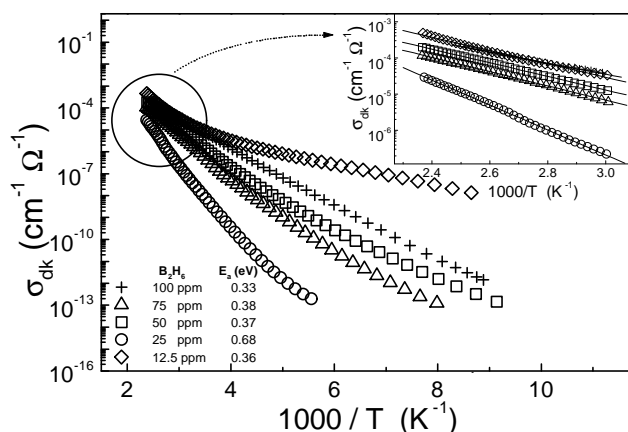


Figura 1. Conductividad a oscuras en función de la inversa de la temperatura de muestras de $\mu\text{-Si:H}$ con una concentración de B_2H_6 variando entre 12.5 y 100 ppm. E_a es la energía de activación para las diferentes muestras. En la ampliación se presenta el ajuste lineal para la región de altas temperaturas.

En la Figura 2, se muestran los valores obtenidos para la σ_{dk} en función de $1/T^{1/4}$. Se puede observar, para la región de bajas temperaturas, un buen ajuste de los datos por medio de la Ec. (1). Se obtienen, a partir de esta figura, los valores correspondientes a σ_0^* y T_0 . Utilizando la expresión para T_0 obtenida por el modelo difusional, y basándonos en los datos experimentales de la densidad de estados cerca del nivel de Fermi encontrados por medio del método de fotocorriente modulada (MPC)⁽¹⁸⁾, se calculó el valor de α correspondiente a cada una de las muestras. En la Tabla I, se presentan los valores encontrados para α^{-1} , junto con los datos experimentales de la N_F .

En la Tabla I puede observarse que α^{-1} varía en el rango entre 10 y 18 Å en todas las muestras, excepto para la muestra con concentración de 12.5 ppm de B_2H_6 , la cual presenta un valor mucho mayor que será discutido luego. Es importante resaltar aquí el muy buen acuerdo de los valores encontrados para α^{-1} con el rango de variación estipulado para este parámetro⁽¹⁷⁾ en la teoría de percolación. Teniendo en cuenta lo anterior, hemos adoptado para nuestros cálculos un valor de $\alpha^{-1} = 14 \text{ Å}$ como valor promedio para este parámetro.

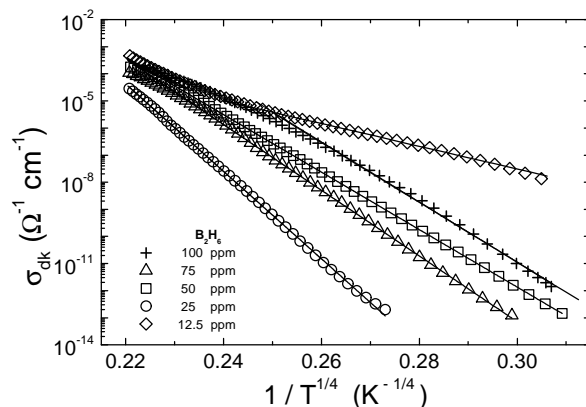


Figura 2. Conductividad a oscuras en función de $T^{-1/4}$ de muestras de $\mu\text{-Si:H}$ ligeramente dopadas con Boro.

Tabla I. Valores de a^{-1} calculados a partir de la expresión de T_0 obtenida por medio del modelo difusional. (Los valores de N_F corresponden a datos experimentales de la densidad de estados cerca del nivel de Fermi obtenidos por el método MPC para las distintas muestras).

Mtra (ppm B ₂ H ₆)	N_F (cm ⁻³ eV ⁻¹)	a^{-1} (Å)
12.5	1×10^{16}	61
25	7.8×10^{15}	11
50	1.01×10^{16}	18
75	6.80×10^{15}	17
100	5.04×10^{16}	10

Por otro lado se calculan los parámetros de hopping R y W, tanto a partir del modelo difusional como por medio de la teoría de percolación, a partir de las Ecs. (4) – (5) y (9) – (10), respectivamente. El cálculo correspondiente a la N_F se realiza a partir de la Ec. (8) utilizando los valores encontrados para C y α^{-1} . En la Tabla II, se presentan los valores obtenidos para los parámetros de hopping y la densidad de estados de las muestras de $\mu\text{-Si:H}$, teniendo en cuenta los dos modelos presentados. Los valores calculados para la densidad de estados están en concordancia con los obtenidos experimentalmente por medio del método de fotocorriente modulada (MPC)⁽¹⁹⁾, reportados en la Tabla I. Se puede observar que para la muestra de $\mu\text{-Si:H}$ con concentración de 12.5 ppm existe una discrepancia en más de un orden de magnitud entre el valor de la N_F calculado y el obtenido experimentalmente por medio del método MPC. Este hecho, junto con el valor grande de α^{-1} encontrado arriba (ver Tabla I), pone de manifiesto que el mecanismo de VRH no es apropiado para explicar las propiedades de transporte en la región de bajas temperaturas para esta muestra. Se verificó también que el modelo de hopping de vecinos próximos no es aplicable para este caso. Posiblemente la conductividad está gobernada por procesos de emisión termoiónica⁽²⁰⁾, al encontrar un valor razonable de 101 meV para la altura de la barrera.

Los resultados correspondientes al rango de hopping, tanto por el modelo difusional como por medio de la teoría de percolación, resultaron ser los mismos. Sin embargo, la energía de hopping calculada a partir de la teoría de percolación es notoriamente mayor que la obtenida por medio del modelo difusional. Este hecho

implica, por un lado, que el valor de W obtenido en todas las muestras excepto en la que contiene una concentración de 12.5 ppm de B₂H₆, es comparable con el gap del material, lo cual no es acorde con el modelo de VHR caracterizado por valores pequeños de W. Otra consecuencia de este hecho es que la N(E) permanecería constante en un amplio rango de energías y no sólo en una banda angosta en los alrededores de la E_F, lo cual contradice el argumento inicialmente planteado.

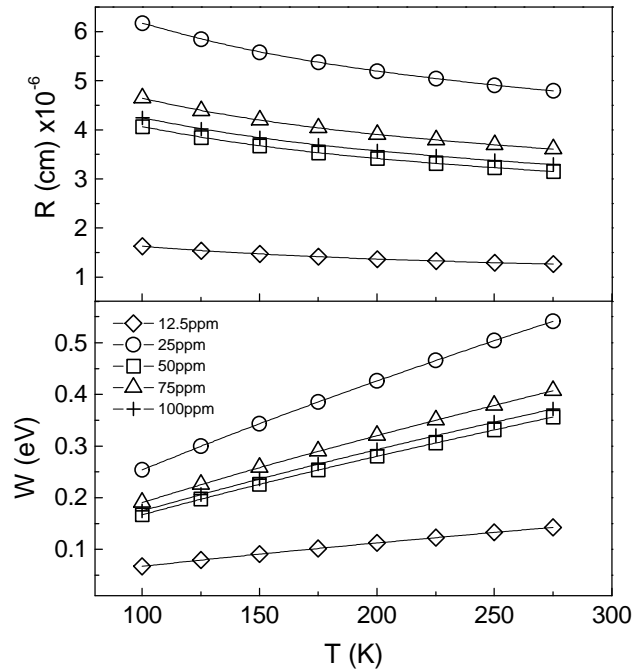


Figura 3. Variación de los parámetros de hopping R y W en función de la temperatura, para muestras de $\mu\text{-Si:H}$ ligeramente dopadas con B, a partir del modelo difusional.

Los valores reportados en la Tabla II correspondientes a W a partir del modelo difusional, justifican la suposición inicial de que el ancho de banda alrededor de la E_F responsable de la conducción para el mecanismo de VHR, es muy angosto para bajas temperaturas. En concordancia con lo anterior se puede observar en la figura 3 que los valores de R aumentan a medida que la temperatura disminuye, mientras lo contrario ocurre con W. Esto caracteriza el mecanismo de VHR, donde los portadores tenderían a realizar saltos a más grandes distancias para encontrar sitios que permanezcan energéticamente más cerca que sus vecinos cercanos.

TABLA II. Valores de la N_F calculados a partir de la Ec. (8) y los parámetros de hopping obtenidos a partir de las Ecs. (9) – (10) (T. Percolación) y Ecs. (4) – (5) (M. Difusional). Valor de C = 2.06. (Los cálculos para R y W fueron realizados para T = 150 K).

Mtra (ppm de B ₂ H ₆)	T_0 (K)	N_F (eV ⁻¹ cm ⁻³)	T. Percolación		M. Difusional	
			R (cm)	W (eV)	R (cm)	W (eV)
12.5	9.15×10^7	8.31×10^{17}	1.46×10^{-6}	0.36	1.46×10^{-6}	0.09
25	1.90×10^{10}	4×10^{15}	5.57×10^{-6}	1.37	5.57×10^{-6}	0.34
50	3.55×10^9	2.13×10^{16}	3.66×10^{-6}	0.9	3.66×10^{-6}	0.22
75	6.07×10^9	1.25×10^{16}	4.18×10^{-6}	1.03	4.19×10^{-6}	0.25
100	4.24×10^9	1.79×10^{16}	3.82×10^{-6}	0.94	3.83×10^{-6}	0.23

Para mejorar los cálculos realizados tanto de R como de W obtenidos por medio de la teoría de percolación, hemos calculado un factor de correlación para cada una de las expresiones, que relaciona el valor de C contenido en la temperatura característica de Mott escrita anteriormente (Ec.9).

Reemplazando adecuadamente las Ecs. (8) y (10) en la Ec. (4), y la Ec. (8) en la Ec. (5), podemos reescribir las expresiones correspondientes a R y W obtenidas a partir de la teoría de percolación como:

$$W^\Delta = \frac{A}{C^4} K_B (T_0 T^3)^{1/4} \quad (12)$$

$$R^\Delta = \frac{B}{C} T_0^{1/4} T^{-1/4} \left(\frac{1}{a}\right) \quad (13)$$

donde $A = (128 / 9\pi)$, $B = (9 / 8\pi)^{1/4}$, y C es el valor presentado por la teoría de precolación puesto a variar en el rango estipulado.⁽¹⁶⁾

Comparando las expresiones de W^Δ y R^Δ encontradas con las expuestas en las Ecs. (9) – (10) podemos observar que difieren en un factor numérico, que depende del parámetro C introducido en la temperatura característica de Mott para el caso 3D en la teoría de percolación. Con este nuevo factor para cada una de las expresiones, se corrigen los resultados obtenidos a partir de la teoría de percolación y se obtiene una correspondencia con los reportados en la Tabla II por el modelo difusional.

5. CONCLUSIONES

En este trabajo se realizaron medidas de la σ_{dk} sobre un amplio rango de temperaturas en muestras de $\mu\text{-Si:H}$ con diferentes grados de compensación. Se observaron cambios en los mecanismos de transporte en estas muestras dependiendo del rango de temperaturas considerado. Se encontró, para todas las muestras, que el mecanismo de transporte dominante para la región por encima de temperatura ambiente (300 – 420 K) es el de portadores térmicamente activados. El cambio en el valor de la energía de activación es atribuido a la variación de la concentración de Boro en las muestras.

Para la región de bajas temperaturas, se encontró que el mecanismo más apropiado para explicar las propiedades de transporte en todas las muestras de $\mu\text{-Si:H}$ (excepto en la muestra con concentración de 12.5 ppm de B_2H_6) es el de hopping de rango variable (VHR) entre estados de defecto cerca del nivel de Fermi. A partir de este modelo, y basándonos en datos experimentales de la N_F , se calcularon los valores de C y α^{-1} con buen acuerdo a los planteados por la teoría de percolación. Se encontró que el modelo difusional proporciona valores razonables para cada uno de los parámetros de hopping característicos en VRH. Comparando con el modelo de percolación se encontró una correlación con los parámetros de las ecuaciones de Mott que corrigen las predicciones, llevándolo a iguales valores que el modelo difusional. El mecanismo de transporte que gobierna la región de bajas temperaturas para la muestra con

concentración de 12.5 ppm es atribuido a procesos de emisión termoiónica.

6. AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue realizado con fondos de la UNL (CAI+D 2000, 6-1-84) y ANPCyT, (proyecto PICT 12-06950).

7. REFERENCIAS

- 1 A. V. Shah, J. Meier, E. Vallet-Sauvain, N. Wyrsh, U. Kroll, C. Droz and U. Graf, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* **78**, 469 (2003).
- 2 M. Kondo, Y. Nasumo, H. Mase, T. Wada and A. Matsuda, *J. Non-Cryst. Solids* **299**, 108 (2002).
- 3 M.Goerlitzer, P. Torres, N. Beck, N. Wyrsh, H. Keppner, J. Pohl and Shah, *J. Non-Cryst. Solids* **227**, 996 (1998).
- 4 M. F. Cerqueira, J. A. Ferreira and G. J. Adriaenssen, *Thin Solid Films* **370**, 128 (2000).
- 5 P. Hapke, U. Backhausen, R. Carius, F. Figer and S. Ray, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **420**, 789 (1996).
- 6 N. F. Mott, *Philos. Mag.* **19**, 333 (1969).
- 7 D. Adler and H. Fritzsche, *Tetrahedrally – Bonded Amorphous Semiconductors* (Plenum Press, New York and London 1985).
- 8 A. R. Long and L. Hansmann, *Hopping and Related Phenomena.* ed. H. Fritzsche and M. Pollak. (Word Scientific Publishing Co, 1990).
- 9 N. F. Mott and R. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 2nd. ed. (Oxford University Press, Oxford, 1979).
- 10 S. B. Concari, R. H. Buitrago, M. T. Gutiérrez and J. J. Gandia, *J. App. Phys.* **94**, 2417 (2003).
- 11 C. Godet, *J. Non-Cryst. Solids.* **299**, 333 (2002).
- 12 R. A. Street, *Hydrogenated Amorphous Silicon*, (Cambridge University Press, 1991).
- 13 M. H. Brodsky (Ed), *Amorphous Semiconductors: Topics in Applied Physics*, **36**, (Springer, Berlin 1979).
- 14 G. Paasch, T. Lindner and S. Scheinert. *Synthetic Metals* **132**, 97 (2002).
- 15 S. B. Concari and R. H. Buitrago, *J. Non-Cryst. Solids* **338 –340**, 331 (2004).
- 16 M. Thamilselvan, K. Premnazeer, D. Mangalaraj and Sa. K. Narayandass, *Physica B* **337**, 404 (2003).
- 17 R.M. Hill, *Phil. Mag.* **24**, 1307 (1971).
- 18 C. Longeaud and J. P. Kleider, *Phys. Rew. B.* **45**, 11672 (1992).
- 19 A. Dussan, R. R. Koropeccki, R. Arce, J. A. Schmidt and R. Buitrago, *J. Non-Cryst. Solids* **338 –340**, 430 (2004).
- 20 A. Di Nocera, A. Mitiga and A. Rubino, *J. Appl. Phys.* **78**, 3955 (1995).