

Corriente eléctrica de portadores calientes en semiconductores intrínsecos: desequilibrio en la concentración

G. Espejo-López

*Depto. de Mecatrónica, Universidad Politécnica de Pachuca
Ex. Hda. de Sta. Bárbara, Municipio de Zempoala, 43841, Hidalgo, México*

O.I. Lyubimov

*Department of Physics, Kharkov State University,
Kharkov 310077, Ukraine*

O. Yu. Titov y Yu. G. Gurevich

*Depto. de Física, CINVESTAV—IPN
Av. IPN 2508, C.P.07000, México, D.F., México*

Recibido el 29 de marzo de 2004; aceptado el 11 de mayo de 2004

Se presenta por vez primera una teoría de las curvas voltaje-corriente (CVC) no lineales de los electrones calientes que toma en cuenta no sólo el desequilibrio energético de los portadores (el calentamiento de los portadores), sino que también el desequilibrio de la concentración generado por el calentamiento.

Descriptores: Electrones calientes; portadores fuera de equilibrio.

The theory of nonlinear Current Voltaje Characteristics (CVC) of hot electrons which take into account not only the nonequilibrium energy of carriers (heating of carriers), but the nonequilibrium concentration due to heating is presented for the first time.

Keywords: Hot electrons; nonequilibrium carriers.

PACS: 72.20.Ht; 73.50.Fq

1. Introducción

El término electrones calientes en semiconductores es utilizado para designar a los portadores de carga, cuya energía promedio (la cual depende del campo eléctrico calentador) es mayor que la energía de equilibrio. Bajo esta condición, la energía promedio se caracteriza por la temperatura de los electrones (T_n), la cual es mayor que la temperatura de la red cristalina (fonones) [1, 2]. Existen varios factores que dan lugar a la aparición de los portadores fuera de equilibrio: campos eléctricos fuertes, iluminación que envía electrones a los niveles por encima del fondo de la banda de conducción, inyección a través de los contactos, etc. En todos estos casos, la energía externa que obtienen los electrones y los huecos se transmite lentamente a los fonones e impurezas debido a que se tienen colisiones cuasielásticas.

El tema “electrones calientes” es sólo una parte de la física de procesos cuyo sistema de electrones sufre una desviación fuerte del equilibrio termodinámico. Estos procesos son de interés práctico, ya que pueden ser utilizados para fabricar generadores y amplificadores del estado sólido, en particular para aplicaciones relacionadas con frecuencias altas (los generadores Gunn son dispositivos de este tipo [3]). Los fenómenos altamente fuera de equilibrio son de gran interés desde el punto de vista físico, ya que gracias a ellos se descubren las propiedades de los sistemas que no pueden ser investigadas por otros métodos.

Las características voltaje-corriente (CVC) no lineales que surgen en estos casos son de gran importancia para la

creación de dispositivos de la electrónica del estado sólido [4]. La razón fundamental de la no linealidad en una característica voltaje-corriente de un semiconductor homogéneo en campos eléctricos intensos es el cambio en la energía promedio de los portadores de corriente (calentamiento de los portadores de corriente).

La teoría clásica del transporte de portadores calientes fue desarrollada hace tiempo de forma bastante explícita [1, 5–8]. Usualmente, se considera que la no linealidad de la CVC está relacionada con la desviación en la movilidad de los portadores debido al cambio en la energía promedio de los portadores. Mecanismos adicionales que dan lugar a la no linealidad serían: ionización por impacto [4, 9], cambio en el tiempo de vida de los portadores [10], redistribución de portadores en valles [11] o distribución no parabólica de la energía de los portadores en función del impulso en campos intensos.

Haciendo a un lado los procesos de ionización por impacto y los cambios en el tiempo de vida de los portadores en campos fuertes, normalmente se considera que en los semiconductores con un valle sólo los portadores ya existentes son sujetos a calentamiento; es decir, que durante el calentamiento la concentración de portadores permanece igual a su valor en el estado de equilibrio termodinámico.

Existe un mecanismo más de no linealidad predicho en la Ref. 12, relacionado con la violación del equilibrio energético entre electrones y huecos que se manifiesta en un desequilibrio en la concentración de los electrones de la banda de conducción y de los huecos de la banda de valencia. Se puede encontrar verificación experimental de este mecanismo en

las Refs. 13 y 14. Sin embargo, esta predicción es incorrecta, ya que cuando el calentamiento de electrones y huecos es diferente (las temperaturas de electrones y huecos son diferentes), la población de los niveles de impureza depende del calentamiento. Esto último no fue considerado en la Ref. 12. Desafortunadamente, este mecanismo de no linealidad en la teoría de los electrones calientes ha sido olvidado y, consecuentemente, no ha sido desarrollado. Además, la pregunta de cuándo se lleva a cabo este efecto quedó abierta.

En general, la diferencia entre las temperaturas de los electrones y los huecos debería causar un cambio en la concentración de portadores en ambas bandas y en la población del nivel de impureza [15]. El problema se reduce a saber de qué magnitud es la contribución de este último efecto en los coeficientes cinéticos, en comparación con el cambio en la movilidad (tiempo de relajación) cuando se tiene la misma diferencia en la temperatura.

En este trabajo se discute un nuevo origen de efectos no lineales en un campo eléctrico intenso relacionado con el cambio de la población en el nivel de energía en las bandas de conducción y en las bandas de valencia, debido a la diferencia entre las temperaturas de los electrones y los huecos. Como se mostrará más adelante, sólo bajo condiciones especiales es posible no tomar en cuenta este fenómeno en la teoría de los electrones calientes.

En realidad, la concentración de portadores cambia debido a que este mecanismo se reduce al cambio en la tasa de recombinación de los portadores, lo cual se debe a la modificación de las funciones de distribución [16].

Los fenómenos de recombinación–generación que involucran a los electrones y huecos son procesos importantes en cualquier proceso termodinámico fuera de equilibrio. Particularmente para el estudio del transporte electrónico de cualquier tipo, tales como el transporte de carga, calor y partículas. Estos procesos son esenciales para el diseño de dispositivos de la electrónica del estado sólido. Sin embargo, todos los modelos de los procesos de recombinación–generación usados hasta el día de hoy contradicen las leyes de Maxwell [17].

El objetivo del presente trabajo es el de obtener la característica corriente–voltaje en semiconductores con portadores de corriente calientes que tome en cuenta los desequilibrios energéticos y de concentración de los mismos.

2. Ecuaciones principales del problema

La mayoría de los fenómenos de transporte de electrones y huecos son acompañados por la aparición de portadores de carga fuera de equilibrio [3, 18–24], cuyo movimiento es descrito por las ecuaciones de continuidad para las densidades de corriente de electrones \mathbf{j}_n y huecos \mathbf{j}_p [3, 24]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= g_n + \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_n - R_n, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= g_p - \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_p - R_p, \end{aligned} \quad (1)$$

y por la ecuación de Poisson [22, 24]:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho \quad (2)$$

Aquí n y p son las concentraciones de los electrones y huecos, g_n y g_p son las tasas de generación externa de los electrones y huecos, \mathbf{E} es el campo eléctrico, ρ es la densidad de carga eléctrica del bulto, e es la carga del hueco, ϵ es la permitividad, R_n y R_p son las tasas de recombinación de electrones y huecos.

Como en la teoría de los electrones calientes la energía promedio de los portadores es diferente a la energía de equilibrio, las ecuaciones anteriores se complementan con la ecuación de balance de energía para electrones y huecos [1, 5–8]. Para el subsistema de electrones esta ecuación es

$$\operatorname{div} Q_n + n\nu_\epsilon(T_n)(T_n - T_0) = \sigma_n(T_n)E^2 + \xi\epsilon_g R, \quad (3)$$

en donde Q_n es la densidad de flujo de calor de los electrones, ν_ϵ es la frecuencia de relajación de energía de los electrones [6, 8], σ_n es la conductividad eléctrica de los electrones, ξ es la parte de energía que se transmite a los electrones en un acto de recombinación [25], ϵ_g es el ancho de la banda prohibida, T_0 es la temperatura del termostato. El segundo término de la izquierda describe el intercambio de energía entre los electrones y fonones, el primer término de la derecha describe el calentamiento de Joule y en el último término el calentamiento está relacionado con la recombinación.

De las Ecs. (1) es fácil obtener

$$e(g_n - g_p) + \operatorname{div}(\mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p) - e(R_n - R_p) = e \frac{\partial}{\partial t}(n - p). \quad (4)$$

De las ecuaciones de Maxwell se obtiene la ecuación de continuidad para la corriente total $\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p$,

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = e \frac{\partial}{\partial t}(n - p + n_t), \quad (5)$$

en donde n_t es la concentración de electrones capturados.

Comparando las Ecs. (4) y (5) se obtiene

$$g_n - g_p = R_n - R_p - \frac{\partial n_t}{\partial t}. \quad (6)$$

Por otro lado, si se empieza con las ecuaciones para la recombinación banda-banda [19],

$$R = \alpha(np - n_i^2), \quad (7)$$

es fácil ver que la Ec. (6) se satisface automáticamente. En la ecuación anterior $n_i^2 = n_0 p_0$, es la concentración de electrones en un semiconductor intrínseco a la temperatura de equilibrio T_0 y α es el coeficiente de captura. En realidad, $g_n = g_p$ y $R_n = R_p$ si los niveles de impureza (trampas) no toman parte en los procesos de recombinación–generación ($n_t = cte$). De lo dicho con anterioridad, se obtiene que la ecuación para la recombinación banda-banda debe ser

$$R_n = R_p = R = \frac{\delta n}{\tau_1} + \frac{\delta p}{\tau_2}, \quad (8)$$

si las temperaturas de los subsistemas de partículas coinciden y son constantes en el espacio. Aquí $\tau_1 = (\alpha n_0)^{-1}$ y $\tau_2 = (\alpha p_0)^{-1}$, en donde se supone que $\delta n, \delta p \ll n_0, p_0, n_0$ y p_0 son las concentraciones de equilibrio de los electrones y huecos, δn y δp son las fluctuaciones en las concentraciones de los mismos. Es necesario hacer énfasis que aunque los parámetros τ_1 y τ_2 tienen dimensión de tiempo, no son los tiempos de vida de los portadores fuera de equilibrio, lo cual se obtiene de forma directa de la Ec. (1) después de tomar en cuenta la Ec. (8)

Es bien sabido que la corriente eléctrica calienta a la estructura semiconductor por la que fluye, y que en este caso la temperatura de la muestra es una función de la posición $T(\mathbf{r})$ [19, 24, 26]. En algunos casos (en fenómenos termoeléctricos y en dispositivos basados en estos efectos) la temperatura en función de la coordenada es creada a nuestro deseo con la ayuda de calentadores y enfriadores externos [23], o por calentamiento con luz (fenómenos fototérmicos [27]).

En el caso más general no sólo la temperatura de los electrones T_n es diferente a la temperatura de los huecos T_h , sino que también la temperatura de los fonones T_{ph} difiere de las anteriores ($T_n(\mathbf{r}) \neq T_h(\mathbf{r}) \neq T_{ph}(\mathbf{r})$) [21, 24]. Por simplicidad, nos limitamos al caso en el que las temperaturas de los huecos y los fonones son iguales ($T_h(\mathbf{r}) = T_{ph}(\mathbf{r}) = T(\mathbf{r})$), al mismo tiempo que la temperatura de los electrones $T_n(\mathbf{r})$ es diferente a la de los fonones $T_{ph}(\mathbf{r})$. En las Refs. 1 y 15 se mostró que

$$R = \alpha[T_n(\mathbf{r}), T(\mathbf{r})]np - \alpha[T(\mathbf{r}), T(\mathbf{r})]n_i^2 \quad (9)$$

en donde el primer término en la Ec. (9) corresponde a la captura de portadores de carga y depende de ambas temperaturas, el segundo término corresponde a la generación térmica y sólo depende de la temperatura de los fonones.

Supongamos que las temperaturas $T_n(\mathbf{r})$ y $T(\mathbf{r})$ difieren muy poco de la temperatura de equilibrio T_0 :

$$\begin{aligned} T_n(\mathbf{r}) &= T_0 + \delta T_n(\mathbf{r}), \\ T(\mathbf{r}) &= T_0 + \delta T(\mathbf{r}); \\ \delta T_n, \delta T &\ll T_0. \end{aligned} \quad (10)$$

Bajo esta suposición, se obtiene de la Ec. (9) la tasa de recombinación [17]

$$\begin{aligned} R = R_n = R_p &= \frac{1}{\tau} \left[\frac{p_0}{n_0 + p_0} \delta n + \frac{n_0}{n_0 + p_0} \delta p - \beta \delta T \right. \\ &\quad \left. + \gamma (\delta T_n - \delta T) \right] \quad (11) \end{aligned}$$

en donde

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0} \frac{1}{T_0} \left(3 + \frac{\varepsilon_g}{T_0} \right), \\ \gamma &= \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial T_n} \Big|_{T_n=T_0} \frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0}, \\ \tau &= \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_1 + \tau_2}. \end{aligned}$$

En este trabajo hacemos uso del sistema de unidades de energía. De la Ec. (11) es fácil ver que incluso cuando $\delta n = \delta p$ no es posible introducir los tiempos de vida.

3. Electrones calientes en semiconductores intrínsecos

Consideremos una muestra semiconductor infinita en donde la temperatura de los electrones T_n es diferente a las temperaturas de los huecos T_h y los fonones T_{ph} , las cuales son iguales a la temperatura de equilibrio ($T_h = T_{ph} = T_0$). En este caso el campo eléctrico en toda la muestra es constante y las corrientes parciales de los electrones y huecos se describen por

$$j_n = \sigma_n E = \frac{n e^2 \tau_n}{m_n} E, \quad j_p = \sigma_p E = \frac{p e^2 \tau_p}{m_p} E, \quad (12)$$

en donde $\tau_{n,p}$ son los tiempos de relajación de los electrones y huecos, $m_{n,p}$ son las masas efectivas de los mismos.

En realidad todas las muestras son de dimensión finita y en este caso el papel importante lo juegan los efectos de contacto o superficie, sin embargo en la Ref. 8 se mostró que cuando las dimensiones de la muestra son mucho más grandes que la longitud de relajación de energía l_ε [ver más abajo] los efectos de superficie no son importantes. Es bien sabido que los efectos de contacto dejan de ser importantes cuando las dimensiones de la muestra son mucho más grandes que la longitud de difusión.

Como en una muestra infinita el campo eléctrico y la temperatura son constantes, las corrientes eléctricas y los flujos de calor también son constantes. Tomando en cuenta lo dicho con anterioridad, se obtiene de las Ecs. (1),

$$R = 0, \quad (13)$$

en donde tomamos en cuenta que para el problema de los electrones calientes no hay generación y no se tiene dependencia del tiempo.

Utilizando la información de la ecuación anterior, obtenemos que la ecuación de balance de energía (3) se reduce a

$$\sigma_n(T_n) E^2 = n \nu_\varepsilon(T_n) (T_n - T_0). \quad (14)$$

De esta forma, en un medio infinito la recombinación no genera calentamiento extra de los portadores.

La Ec. (2) de Poisson toma la siguiente forma:

$$\rho = n - p + n_t = 0. \quad (15)$$

Cuando la condición (10) se cumple, las fluctuaciones en la concentración de electrones y de huecos son pequeñas,

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \delta n, & \delta n &\ll n_0, \\ p &= p_0 + \delta p, & \delta p &\ll p_0. \end{aligned} \quad (16)$$

Por simplicidad suponemos que se analiza una muestra semiconductor intrínseca ($n_0 = p_0, n_t = 0$), en donde los procesos de recombinación son zona-zona. No es difícil entender que precisamente en estos semiconductores el mecanismo de no linealidad de portadores calientes es donde se presenta con mayor intensidad.

Al linealizar las Ecs. (13)–(15), obtenemos las siguientes expresiones,

$$\frac{n_0 e^2 \tau_n(T_0)}{m_n} E^2 = n_0 \nu_\varepsilon(T_0) \delta T_n,$$

$$R = \frac{1}{2\tau} [\delta n + \delta p + \gamma \delta T_n] = 0, \quad (17)$$

$$\delta n = \delta p.$$

En los semiconductores intrínsecos

$$\gamma = 2\tau n_i^2 \frac{d\alpha}{dT_n} \Big|_{\delta T_n=0}$$

Es interesante notar que en muestras semiconductoras intrínsecas de tamaño infinito las fluctuaciones en las concentraciones de electrones y huecos coinciden ($\delta n = \delta p$). En esta aproximación las expresiones para las corrientes de electrones y huecos (12) son

$$j_n = \frac{n_0 e^2 \tau_n(T_0)}{m_n} E + \frac{e^2 \tau_n(T_0)}{m_n} \delta n E + \frac{n_0 e^2}{m_n} \frac{\partial \tau_n}{\partial \delta T_n} \Big|_{\delta T_n=0} \delta T_n E,$$

$$j_p = \frac{n_0 e^2 \tau_p(T_0)}{m_p} E + \frac{e^2 \tau_p(T_0)}{m_p} \delta n E. \quad (18)$$

Para la obtención de las Ecs. (18) se tomó en cuenta que

$$\tau_n(T_n) = \tau_n(T_0) \left(\frac{T_n}{T_0}\right)^q$$

en la expresión para la corriente de electrones j_n . Aquí el parámetro q caracteriza el mecanismo de relajación del impulso de electrones [8]. Para los diferentes mecanismos de relajación del impulso los valores de q van de -1 a $3/2$.

Resolviendo el sistema de Ecs. (17), obtenemos las expresiones para las fluctuaciones de temperatura y de concentración de los electrones y huecos:

$$\delta T = \frac{e^2 l_\varepsilon^2 E^2}{T_0},$$

$$\delta n = \delta p = -\frac{\gamma}{2} \frac{e^2 l_\varepsilon^2 E^2}{T_0}, \quad (19)$$

en donde

$$l_\varepsilon^2 = \frac{\tau_n(T_0) T_0}{m_n \nu_\varepsilon(T_0)}$$

es la longitud de relajación de energía. En los semiconductores intrínsecos

$$\frac{d\alpha}{dT_n} \sim -3 \frac{\alpha}{T_0} \quad [28, 29],$$

por lo que

$$\gamma \sim -\frac{3n_0}{2T_0}.$$

Sustituyendo las expresiones para $\delta n = \delta p$ y δT_n como funciones del campo eléctrico E (19) en las expresiones para las corrientes de los electrones y huecos (18), obtenemos la siguiente expresión para la corriente total $j = j_n + j_p$:

$$j = j_0(1 + \eta E^2), \quad \eta = \frac{e^2 l_\varepsilon^2}{T_0^2} \left[q \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} - \frac{\gamma T_0}{2n_0} \right], \quad (20)$$

en donde

$$\mu_{n,p} = \frac{e \tau_{n,p}(T_0)}{m_{n,p}}$$

es la movilidad de los electrones y los huecos

No es difícil obtener de la Ec. (19) el criterio de calentamiento débil de electrones:

$$E^2 \ll \frac{T_0 n \nu_\varepsilon(T_0)}{\sigma_n(T_0)} \quad (21)$$

4. Discusión de los resultados

En la teoría tradicional de los electrones calientes, en la cual sólo se toma en cuenta el desequilibrio energético,

$$\eta = -\frac{e^2 l_\varepsilon^2}{T_0^2} q \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p},$$

por lo que en particular si el tiempo de relajación del impulso de electrones no depende de la temperatura T_n ($q = 0$), el calentamiento de los portadores no da lugar a una CVC no lineal (gráfica 5 en Fig. 1).

En el caso en que la concentración sea la de equilibrio, el tipo de alinealidad de la CVC sólo se determina por el signo de q , cuando $q > 0$ la CVC es superlineal (ver gráfica 2 en Fig. 1) y cuando $q < 0$ es sublineal (ver gráfica 6 en Fig. 1).

El desequilibrio en la concentración causado por el calentamiento modifica esta clasificación:

$$\eta \sim \frac{e^2 l_\varepsilon^2}{T_0^2} (q + 3/2).$$

Si $q > 0$ la CVC de todas formas es superlineal pero su alinealidad es mayor (ver gráfica 1 en Fig. 1). En el caso $q < 0$ la CVC pasa de ser sublineal a superlineal (ver gráfica 4 en Fig. 1), ya que el valor mínimo que toma q es -1 . Si $q = 0$ pero se tiene desequilibrio en la concentración, la CVC será alineal (gráfica 3 en Fig. 1).

Es interesante hacer notar que aunque el subsistema de huecos no se calienta, el calentamiento de los electrones y la aparición de electrones fuera de equilibrio relacionados con este calentamiento da lugar a la aparición de huecos fuera de equilibrio, por lo que el carácter alineal de los portadores calientes de corriente cambia de forma sustancial. Por ejemplo, si el criterio

$$E^2 \ll \frac{T_0 n \nu_\varepsilon(T_0)}{\sigma_0(T_0)}$$

no se cumple (campos eléctricos intensos, calentamiento intenso de electrones), en la CVC puede cambiar el criterio de

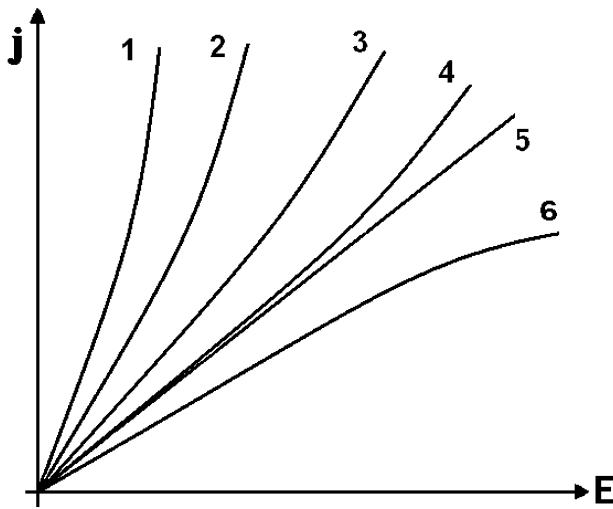


FIGURA 1. Curvas Corriente-Voltaje para un semiconductor intrínseco de tamaño infinito. (1) $q > 0$, $\gamma \neq 0$; (2) $q > 0$, $\gamma = 0$; (3) $q = 0$, $\gamma \neq 0$; (4) $q < 0$, $\gamma \neq 0$; (5) $q = 0$, $\gamma = 0$; (6) $q < 0$, $\gamma = 0$.

aparición de intervalos con conductividad diferencial negativa [8] [$(d\sigma/dE) < 0$] tipo N y tipo S .

Cabe señalar que la aparición de electrones fuera de equilibrio no influye en su calentamiento (ver Ec. (14)).

5. Conclusiones

EL análisis realizado con anterioridad muestra que el calentamiento de portadores de corriente da lugar a la aparición de portadores de carga fuera de equilibrio, por lo que la alinealidad de los fenómenos de transporte en la teoría de los electrones calientes está relacionada no solo con el desequilibrio en la energía sino que también con el desequilibrio en la concentración. Esto último cambia de forma sustancial el carácter de la CVC.

Agradecimientos

Quisieramos agradecer al Dr. I.Ñ. Volovichev y al Dr. M. Meléndez-Lira por las discusiones fructíferas que permitieron mejorar este trabajo. Agradecemos también al CO-NACyT por el apoyo parcial brindado.

1. E.M. Conwell, *High Field Transport in Semiconductors*, (Academic, New York, 1967)
2. Yu. G. Gurevich y F. Pérez-Rodríguez, Fenómenos de Transporte en Semiconductores, (Ed. FCE, Colección La Ciencia para todos) (Aceptado).
3. J. Sing, *Semiconductor Devices: Basic Principles* (John Wiley and Sons, Inc., New York, 2001).
4. S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, New York, 1981).
5. F.G. Bass y Yu. G. Gurevich, *Usp. Fiz. Nauk* **103** (1971) 447 [Phys. Usp. **14** (1971) 113]; *Hot Electrons and Strong Electromagnetic Waves in Semiconductors and Gas Discharge Plasmas* (Nauka, Moscow, 1975) (In Russian).
6. E.I. Rashba, Z.S. Gribnikov y V.Y. Kravchenko, *Usp. Fiz. Nauk* **119** (1976) 3 [Phys. Usp. **19** (1976) 361].
7. C. Jacoboni y L. Regiani, *Adv. Phys.* **28** (1979) 493.
8. F.G. Bass, V.S. Bochkov y Yu. G. Gurevich, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **7** (1973) 3 [Sov. Phys. Semicond. **7** (1973) 1]; *Electrons and Phonons in Bounded Semiconductors* (Nauka, Moscow, 1984) (In Russian).
9. L. V. Keldysh, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **48** (1965) 1692 [Sov. Phys. JETP **21** (1965) 1135].
10. M. Asche, H. Kostial y O.G. Sarbey, *Phys. Status Solidi B* **91** (1979) 521
11. M.H. Jorgensen, *Phys. Rev. B* **18** (1978) 5657.
12. E.M. Conwell y J. Zucker, *J. Phys. Chem. Solids* **22** (1961) 149.
13. E.M. Conwell y J. Zucker, *J. Phys. Chem. Solids* **22** (1961) 141.
14. E.M. Conwell y J. Zucker, *J. Phys. Chem. Solids* **23** (1962) 1549.
15. Yu. G. Gurevich y I.N. Volovichev, *Phys. Rev. B* **60** (1999) 7715.
16. I. N. Volovichev, G. Espejo, Yu. G. Gurevich, O. Yu. Titov y A. Meriuts, *Jap. JAP* **41** (2002) 182.
17. I.N. Volovichev, G.N. Logvinov, O. Yu. Titov y Yu. G. Gurevich, *J. Appl. Phys.* **95** (2004) 4494.
18. P.T. Landsberg, *Recombination in Semiconductors* (Cambridge University Press, 1991).
19. D.A. Neamen, *Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles* (Irwin, Burr Ridge, Illinois, 1992).
20. K. Seeger, *Semiconductor Physics: An Introduction* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
21. *Hot Electron Transport in Semiconductors*, edited by L. Regiani (Springer-Verlag, New York, 1985).
22. I. Auth, D. Genzow y K.H. Herrman, *Photoelektrische Erscheinungen* (Akademie-Verlag, Berlin, 1997).
23. Yu. G. Gurevich, O. Yu. Titov, G.N. Logvinov y O.I. Lyubimov, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 6999.
24. E. Scholl, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors* (Springer-Verlag, Berlin, 1987).
25. L. Villegas-Lelovsky, G. González de la Cruz y Yu. G. Gurevich, *Thin Solid Films*, **433** (2003) 371.
26. V.L. Bonch-Bruevich y S.G. Kalashnikov, *Physik fur Halbleiter* (VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1982).
27. H. Vargas y L.C.M. Miranda, *Phys. Rep.* **161** (1988) 43.
28. V.N. Abakumov, V.I. Perel' y I.N. Yassievich, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **12** (1978) 3; *Sov. Phys. Semicond.* **12** (1978) 1.
29. G. Ascarelli y S.C. Brown, *Phys. Rev.* **120** (1960) 1615.