

Влияние поперечного электрического поля на подвижность в нанопроволоках

© Э.П. Синявский[¶], С.А. Карапетыян^{¶*}

Институт прикладной физики академии наук Молдовы,
MD-2028 Кишинев, Молдова

*Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
MD-3300 Тирасполь, Молдова

(Получена 26 декабря 2011 г. Принята к печати 18 января 2012 г.)

Исследуется влияние электрического поля E , направленного перпендикулярно оси наносистемы, на подвижность носителей μ в нанопроволоках с параболическим потенциалом. Показано, что при учете взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью с ростом E для невырожденного электронного (дырочного) газа μ уменьшается. В случае вырожденного электронного (дырочного) газа зависимость μ от E описывается немонотонной осциллирующей кривой. Предложена физическая интерпретация предсказанного эффекта.

Для квантовых проволок электрическое поле E , направленное перпендикулярно оси наноструктуры, может заметным образом влиять на кинетические явления в размерно-ограниченной системе. В модели потенциала в форме параболоида вращения (такая модель часто применяется при расчетах кинетических коэффициентов в нанопроволоках [1,2] и находит свое математическое подтверждение [3]), в поперечном электрическом поле E энергия электронов с эффективной массой m_c в размерно-квантованной зоне c и энергетический спектр дырок с эффективной массой m_v в валентной зоне v имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{nm}^c &= \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_c} + E_{nm}^c, \\ E_{nm}^c &= \hbar\omega_c(n+k+1) - \Delta_c, \\ E_{nm}^v &= \Delta - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_v} - E_{nm}^v, \\ E_{nm}^v &= \hbar\omega_v(n+k+1) - \Delta_v. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\hbar\omega_c$ — шаг размерного квантования в c -зоне, $\hbar\omega_v$ — энергия размерного квантования в валентной зоне, которые простым образом связаны с величиной потенциальной энергии ΔE_i на границе нанопроволоки диаметром a ,

$$\begin{aligned} \hbar\omega_i &= \frac{2\hbar}{a} \sqrt{\frac{2\Delta E_i}{m_i}}, \\ \Delta_c &= \frac{e^2 E^2}{2m_c \omega_c^2}, \quad \Delta_v = \frac{e^2 E^2}{2m_v \omega_v^2}, \end{aligned}$$

k_x — волновой вектор носителя вдоль оси нанопроволоки.

В дальнейшем рассматриваем квантовую проволоку V_i в простой модели, энергетический спектр которой изображен на рис. 1. Как непосредственно следует из (1),

с ростом напряженности электрического поля E дно размерно-квантованных c -зон опускается на Δ_c в область запрещенных значений энергии, а экстремумы размерно-квантованных v -зон поднимаются вверх на величину Δ_v .

В квантовых проволоках, как следствие одномерности квантовой системы, на дне размерно-квантованных зон возникают особенности в плотности энергетических состояний. Поэтому, если рассматривать случай вырожденного электронного (дырочного) газа, с ростом E экстремумы, например, размерно-квантованных c -зон, опускаясь вниз, пересекают химический потенциал, что может приводить к особенностям электропроводности (подвижности) в исследуемой наноструктуре.

Расчет электропроводности проведем, используя формулу Кубо [4]. В приближении времени релаксации [5] выражение для электронной электропроводности записывается следующим образом (слабое тянущее электри-

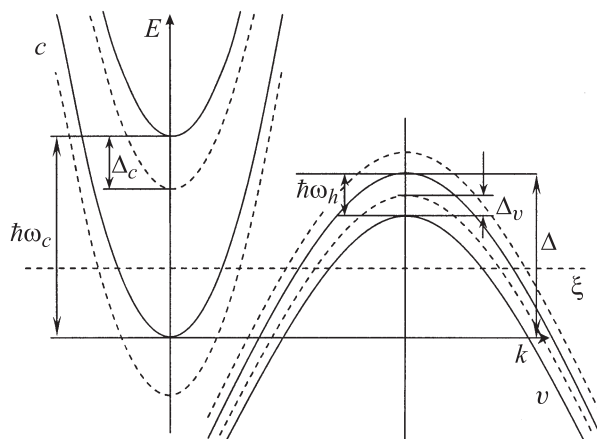


Рис. 1. Схема зонной структуры, рассматриваемой в работе. Сплошными линиями показаны две нижайшие размерно-квантованные зоны (c — зоны проводимости, v — валентные зоны), штриховыми линиями изображены две нижайшие размерно-квантованные зоны в поперечном электрическом поле; ξ — химический потенциал.

[¶] E-mail: sinyavski@gmail.com

^{¶*} E-mail: karapetyan.sa@gmail.com

ческое поле направлено вдоль оси нанопроволоки):

$$\sigma_{xx}^{(e)} = \frac{e^2}{k_0 T V m_c^2} \sum_{\alpha\beta} |\hat{P}_{\alpha\beta}^{(x)}|^2 \tau_{\alpha}^{(e)} n_{\alpha} (1 - n_{\beta}), \quad (2)$$

α, β — квантовые числа, описывающие состояние электрона, V — объем основной области размерно-квантованной системы, T — температура, k_0 — постоянная Больцмана, $\hat{P}_{\alpha\beta}^{(x)}$ — матричный элемент x -й компоненты оператора импульса на волновых функциях электрона в нанопроволоке, n_{α} — равновесная функция распределения носителей с энергией E_{α} , $1/\tau_{\alpha}^{(e)}$ — квантово-механическая вероятность рассеяния в единицу времени.

В дальнейшем исследуем случай рассеяния носителей на шероховатой поверхности, которое оказывается наиболее важным при низких температурах [6,7]. В направлении x свободного движения носителей заряда в квантовой проволоке диаметр a меняется случайным образом и, следовательно, энергия размерного квантования $E_{nm}^{(i)}$, определяемая a , флуктуирует. Именно по этой причине энергию взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью записывают в виде [6]

$$W_{nk}^{(i)} = \frac{\partial E_{nm}^{(i)}}{\partial a} \Delta(x) = -\frac{1}{a} [\hbar\omega_i (n + k + 1) + 2\Delta_i] \Delta(x) \equiv V_{nk} \Delta(x), \quad (3)$$

$\Delta(x)$ — случайная функция. Как следует из (3), энергия взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью определяется величиной напряженности поперечного электрического поля и с ростом \mathbf{E} увеличивается. Последнее обстоятельство приводит, как будет показано далее, к заметной зависимости подвижности от \mathbf{E} .

Для δ -образной флуктуации поверхности автокорреляционная функция для различных точек поверхности нанопроволоки имеет вид

$$\{\Delta(x)\Delta(x')\} = \gamma\delta(x - x'), \quad (4)$$

$\{ \dots \}$ — описывает усреднение по реализации случайного процесса. Обратим внимание на то, что вид флуктуации (δ -образный или гауссовый [6]) при низких температурах практически не влияет на конечные результаты физической величины (например, на подвижность).

Расчет времени релаксации τ_{α} проводится аналогично [8]:

$$\frac{1}{\tau_{\alpha}} = \frac{2m_c \omega_c^2 \gamma}{\hbar a^2 |k_x|} (n + k + 1 + N_c)^2, \quad N_c = \frac{2\Delta}{\hbar\omega_c}. \quad (5)$$

Согласно (5), время релаксации зависит от всех квантовых чисел, определяющих состояние носителя, и в точности совпадает с транспортным временем релаксации, используемым при решении кинетического уравнения Больцмана.

Если использовать (2) и (5), то выражение для подвижности носителей в рассматриваемой модели принимает вид

$$\mu = \mu_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2 \sum_{nm} F(\eta_{nm}^c)} \sum_{nm} \left\{ \frac{\ln[\exp(\eta_{nm}^c) + 1]}{(n + m + 1 + N_c)^2} + \left(\frac{\Delta E_c}{\Delta E_v} \right) \frac{1}{p} \frac{\ln[\exp(\eta_{nm}^v) + 1]}{(n + m + 1 + N_v)^2} \right\}. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения:

$$\eta_{nm}^c = \frac{1}{k_0 T} [\xi - \hbar\omega_c (n + m + 1) + \Delta_c],$$

$$\eta_{nm}^v = \frac{1}{k_0 T} [-\xi - \hbar\omega_v (n + m + 1) + \Delta + \Delta_v],$$

$$\mu_0 = \frac{4R^4 e}{\gamma \Delta E_c} \sqrt{\frac{k_0 T}{2\pi m_c}}; \quad R = \frac{a}{2}; \quad N_v = \frac{2\Delta_v}{\hbar\omega_v},$$

$$F(\eta_{nm}^c) = \int_0^{\infty} \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^c) + 1},$$

p — число c -зон, участвующих в процессах электропроводности. Химический потенциал ξ находится из условия электронейтральности исследуемой наноструктуры (число электронов в зонах проводимости равно числу дырок в валентной зоне):

$$p \sqrt{\frac{m_c}{m_v}} \sum_{n,m} \int_0^{\infty} \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^c) + 1} = \sum_{n,m} \int_0^{\infty} \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^v) + 1}. \quad (7)$$

Положение химического потенциала при заданных параметрах наносистемы определяется величиной радиуса R квантовой проволоки и величиной напряженности поперечного электрического поля.

Рассмотрим частные случаи, допускающие аналитическое решение уравнения (7). Пусть электронный (дырочный) газ является невырожденным. Это возможно, если радиус квантовой проволоки такой, что $\Delta < \hbar\omega_c + \hbar\omega_v$. Как показали экспериментальные исследования [9], при $R = 250 \text{ \AA}$ в нанопроволоках Vi $\Delta = \hbar\omega_c + \hbar\omega_v$. Если $m_c \ll m_v$ и носителя находятся в нижайших размерно-квантованных зонах ($n = m = 0$), то подвижность можно записать в следующем виде:

$$\mu = \mu_0 \frac{1}{(1 + N_c)^2}. \quad (8)$$

Согласно (8), подвижность в рассматриваемом случае с ростом напряженности поперечного электрического поля убывает. Если электронный газ вырожден и химический потенциал расположен между нижайшей и последующей размерно-квантованной зоной проводимости

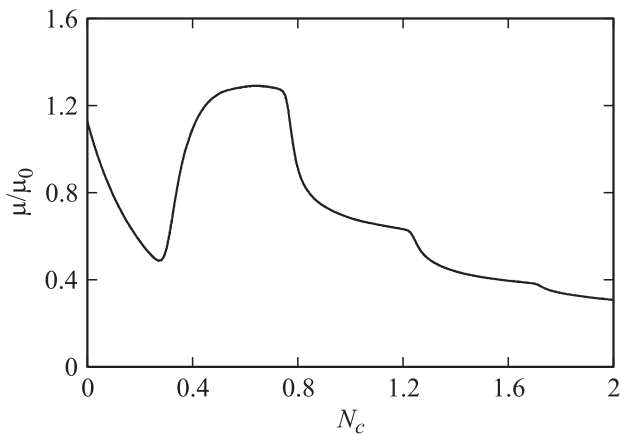


Рис. 2. Зависимость подвижности (в отн. ед.) от напряженности поперечного электрического поля. $R = 330 \text{ \AA}$.

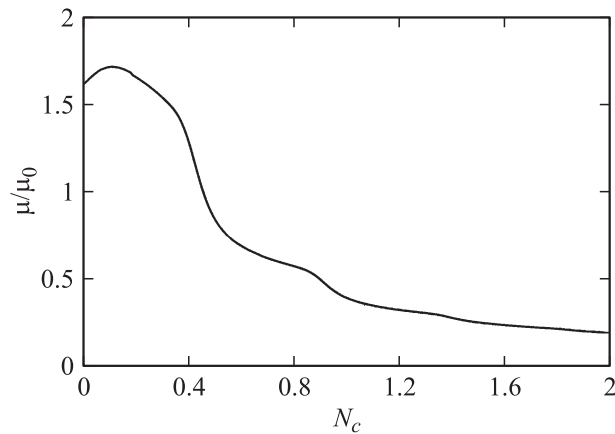


Рис. 3. Зависимость подвижности (в отн. ед.) от напряженности поперечного электрического поля. $R = 990 \text{ \AA}$.

(аналогично и для размерно-квантованной v -зоны), то подвижность описывается следующим соотношением:

$$\mu = \mu_0 \frac{\sqrt{2\pi}}{4(1 + N_c)^2} \left[\frac{1}{k_0 T} (\Delta + \Delta_c + \Delta_v - \hbar\omega_v - \hbar\omega_c) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Как непосредственно следует из (9), подвижность с ростом E убывает, но слабее, чем в случае невырожденного электронного газа. В общем случае зависимость подвижности от напряженности поперечного электрического поля можно найти только численно.

Влияние поперечного электрического поля на подвижность принципиальным образом зависит от радиуса нанопроволоки. При небольших значениях R , когда квантовая проволока представляет почти безщелевой полупроводник, с ростом E (при $E = 0$ электронный (дырочный) газ не вырожден) подвижность сначала уменьшается (см. формулу (8)), затем увеличивается и в дальнейшем описывается осцилляционной кривой (рис. 2). При больших радиусах нанопроволок, когда электронный (дырочный) газ изначально был вырожден, зависимость μ от E

носит явно осциллирующий характер (рис. 3). Такое поведение подвижности от E связано с тем, что с ростом напряженности поперечного электрического поля дно размерно-квантованных c -зон, опускаясь в область запрещенных значений энергии, пересекает химический потенциал, что приводит к увеличению подвижности. Заметим, что для типичных значений параметров нанопроволок Bi ($m_c = 0.01m_0$, $m_v = 0.1m_0$, $\Delta E_c/\Delta E_v = 1.5$) $N_v = 5.8N_c$, поэтому с ростом E влияние дырок на поведение μ от E слабее, чем для электронов. Следовательно, осцилляционная зависимость подвижности от E (рис. 3) должна наблюдаться и для полупроводниковых квантовых проволок с вырожденным электронным газом.

Работа частично финансирована Научным и технологическим центром Украины и Академией наук Молдовы (грант 5062).

Список литературы

- [1] В.А. Гейлер, В.А. Маргулис, Л.И. Филина. ЖЭТФ, **113** (4), 1376 (1998).
- [2] A. Cros, A. Cantarero, C. Trallero-Giner, M. Cardona. Phys. Rev. B, **46**, 12 627 (1992).
- [3] C.W. Beenakker, Hlvan Houten. Solid State Physics, ed. by H. Ehrenrei, D. Turnboul (Academic Press, N.Y., 1991) **44**, p. 83.
- [4] R. Kubo. J. Phys. Soc. Jpn., **12**, 570 (1957).
- [5] Э.П. Синявский, Р.А. Хамидуллин. ФТП, **36**, 989 (2002).
- [6] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, K. Tanaka, T. Matsusue. Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1987).
- [7] I. Vurgaftman, J.R. Meyer. Phys. Rev. B, **60**, 14 294 (1999).
- [8] Э.П. Синявский, С.А. Карапетян. ФТП, **45** (8), 1062 (2011).
- [9] M.R. Black, P.L. Hagelstein, S.B. Cronin, Y.M. Lin, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **68**, 235 417 (2003).

Редактор Т.А. Полянская

Effect of the transverse electric field on mobility in nanowires

*E.P. Sinyavskii, S.A. Karapetyan**

Institute of Applied Physics
of the Academy of Sciences of Moldova,
MD-2028 Chisinau, Moldova
*Shevchenko Pridnestrovskii State University,
MD-3300 Tiraspol, Moldova

Abstract In this research an influence on the mobility μ in the electric field E , which is directed perpendicularly relative to a nanosystem axis, is investigated in the model of parabolic potential for charge carries in nanowires. We have shown that μ of nondegenerate electronic (hole) gas decreases with the growth of E , if the interaction of carries with a rough surface is taken into account. The dependence of μ from E is described by nonmonotonic oscillating curve when we deal with degenerate electronic (hole) gas. Physical interpretation of the predicted effect is proposed.