

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ РАЗМЕРНО
КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКИ

А. А. КИРАКОСЯН, Ш. Г. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 июня 1989 г.)

Выведено выражение для коэффициента эластосопротивления размерно квантованной полупроводниковой проволоки.

Изменение физических свойств полупроводника при деформации обусловлено, в первую очередь, изменением энергетического спектра носителей заряда, что особенно существенно для образцов малых размеров, в которых проявляются эффекты размерного квантования. Изменение сопротивления образца при деформации известно под названием эффекта эластосопротивления [1]. Исследованию этого эффекта в размерно квантованной полупроводниковой пленке посвящена статья [2].

В данной работе вычислен коэффициент эластосопротивления (КЭ) полупроводниковой проволоки в условиях невырожденности газа носителей заряда и заполнения первой подзоны размерного квантования.

Определим КЭ проволоки следующим образом:

$$\alpha = \frac{\delta \sigma}{\tau \cdot \varepsilon}, \quad (1)$$

где σ —проводимость проволоки, $\varepsilon \equiv \varepsilon_{zz}$ —компонента тензора деформации. При растяжении проволоки вдоль ее оси тензор деформации диагонален и имеет компоненты, равные

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = -\nu \varepsilon \quad (2)$$

для проволоки с прямоугольным сечением, и

$$\varepsilon_{rr} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = -\nu \varepsilon$$

для проволоки с круглым сечением, ν —коэффициент Пуассона [3].

В дальнейшем конкретные расчеты проведены для полупроводника n -типа. Учитывая, что

$$\sigma = e n \mu, \quad (3)$$

где n —концентрация электронов, а μ —их подвижность, КЭ можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\alpha = \alpha_n + \alpha_\mu, \quad (4)$$

$$\alpha_n = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta n}{n}, \quad \alpha_\mu = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta \mu}{\mu}, \quad (5)$$

обусловленных изменением соответственно концентрации и подвижности электронов при деформации.

Для расчета α_n воспользуемся выражением для концентрации электронов в проволоке

$$n = \frac{1}{S} \left(\frac{m k_B T}{2 \pi \hbar^2} \right)^{1/2} \cdot \exp \frac{E_F - E_1}{k_B T}, \quad (6)$$

где S —сечение проволоки, m —эффективная масса электрона, E_1 —энергия первого уровня размерного квантования, и из условия электронейтральности найдем энергию Ферми:

$$E_F = -\frac{1}{2} \left\{ E_d - k_B T \ln \left[S N_d \left(\frac{2 \pi \hbar^2}{m k_B T} \right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (7)$$

где E_d —энергия активации примесного центра, N_d —концентрация доноров.

Входящие в (6) и (7) характерные энергии, E_1 и E_d зависят от ε . В линейном по ε приближении из (5)—(7) находим выражение для α_n :

$$\alpha_n = -\frac{D_d}{2 k_B T} - 2 \nu \left(\frac{E_1^0}{k_B T} - 1 \right) - \frac{1}{2}, \quad (8)$$

где D_d —коэффициент при линейном по ε члене в E_d , играющий роль постоянной деформационного потенциала, $E_1^0 = \hbar^2 \lambda_{10}^2 / 2 m d^2$, d —радиус недеформированной проволоки. λ_{10} —значение первого корня функции Бесселя $I_0(x)$. В случае проволоки прямоугольного сечения со сторонами a и b $E_1^0 = \pi^2 \hbar^2 / 2 m a^2 + \pi^2 \hbar^2 / 2 m b^2$.

Для расчета α следует рассматривать конкретные механизмы рассеяния.

Рассмотрим рассеяние на заряженных примесных центрах. Воспользуемся результатами расчета подвижности, выполненного в [4] для проволоки круглого сечения при различных распределениях примесных центров. Так, если примеси распределены равномерно только внутри проволоки, то при $d \ll k_T^{-1} = (m k_B T / \hbar^2)^{-1/2}$ из соответствующего выражения для подвижности для α_μ получаем

$$\alpha_{\mu_l}^{(1)} = 1 + 2 \nu \ln^{-1}(d \cdot k_T). \quad (9)$$

Если же примеси распределены равномерно во всем пространстве, то

$$\alpha_{\mu_l}^{(2)} = 1 - 2 \nu. \quad (10)$$

При рассеянии на короткодействующих точечных дефектах, распределенных равномерно внутри проволоки, с помощью результатов [5] для α_μ получим:

$$\alpha_{\mu_s} = 1 - 4 \nu. \quad (11)$$

В случае рассеяния на акустических фононах, используя результаты [6], получим, что $\alpha_{\mu_{ac}} = -1$.

$\hbar$ —постоянная Планка $= \frac{h}{2\pi}$

Таким образом, КЭ проволоки при действии различных механизмов рассеяния можно представить в форме

$$\alpha = - \frac{D_d + 4 \nu E_1^n}{2 k_B T} + A, \quad (12)$$

где в соответствии с порядком рассмотренных выше механизмов

$$A = \begin{cases} 2 \nu [1 + \ln^{-1}(d \cdot k_T)] + 0,5 \\ 0,5 \\ 2 \nu - 1,5 \\ -2 \nu + 0,5. \end{cases} \quad (13)$$

При одновременном действии нескольких механизмов рассеяния КЭ можно оценить с помощью правила Матиссена [7].

Входящую в [12] величину D_d можно найти, решив уравнение Шредингера для примесного центра в проволоке в рамках конкретной модели.

В заключение заметим, что поскольку из общих соображений $0 < \nu < 0,5$ [3], то согласно [13], по величине $|A| \sim 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бир Г. А., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Изд. Наука, М., 1972.
2. Киракосян А. А., Гаспарян Ш. Г. Изд. АН АрмССР, Физика, 23, 212 (1988).
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. Изд. Наука, М., 1987.
4. Johnson Lee, Herold N. Spector. J. Appl. Phys., 54 (7), 3921 (1983).
5. Тавгер Б. А., Блох М. Д., Фишман Е. Л. ФММ, 33, 1137 (1972).
6. Arora V. K. Phys. Rev., B, 23, 5611 (1981).
7. Займан Дж. Электроны и фононы. Изд. ИЛ, М., 1962.

ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉԱՅԻՆ ԼՍՐԻ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Շ. Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ստացված է չափալին քվանտացված կիսահաղորդչալին լարի էլաստոդիմադրության դոր-
ժակցի համար արտահայտություն:

THE EFFECT OF STRAIN ON THE RESISTANCE OF SIZE-QUANTIZED SEMICONDUCTOR WIRE

A. A. KIRAKOSYAN, SH. G. GASPARYAN

An expression for the coefficient of elastoresistance of a size-quantized semi-conductor wire is derived.