Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 4, 212—216 (1988)

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ

А. А. КИРАКОСЯН, Ш. Г. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 8 июля 1987 г.)

Выведено выражение для коэффициента эластосопротивления размерно квантованной полупроводниковой пленки в условиях невырожденности носителей заряда. Показано, что вклад в эластосопротивление, обусловленный изменением подвижности, по порядку величины сравним с вкладом, обусловленным изменением концентрации носителей заряда.

Зависимость энергетического спектра носителей заряда (НЗ) от толщины пленки в условиях размерного квантования позволяет с помощью деформации менять физические характеристики пленки, в частности ее сопротивление. Явление изменения сопротивления образца при деформации известно под названием эффекта эластосопротивления [1] и характеризуется коэффициентом эластосопротивления, который определим следующим образом

$$\alpha = \frac{\partial \sigma}{\sigma \varepsilon}, \tag{1}$$

где σ — проводимость пленки, ε — относительное изменение объема пленки, которое считается равным относительному изменению толщины пленки.

В линейном по ε приближении энергии НЗ, а также энергию Ферми представим в виде

$$E_i(\varepsilon) = E_i^0 + D_i \varepsilon,$$
$$E_F(\varepsilon) = E_F^0 + D_F \varepsilon,$$

где коэффициенты D_i играют роль констант деформационного потенциала, i обозначает электроны, легкие и тяжелые дырки, D_F — постоянная деформационного потенциала энергии Ферми, E_i^0, E_F^0 — уровни размерного квантования и энергия Ферми в недеформированной пленке [2].

В дальнейших расчетах будем пользоваться моделью бесконечно глубокой потенциальной ямы, а также примем, что заполнена только первая подзона размерного квантования. Для расчета α выпишем выражение для проводимости [3]

$$\sigma = e \sum_s n_s \mu_s, \tag{2}$$

где n_s — концентрация, μ_s — подвижность НЗ типа s. Изменение проводимости $\delta\sigma$ удобно представить в виде суммы двух членов, обусловленных изменением концентрации ($\delta\sigma_n$) и подвижности ($\delta\sigma_\mu$) НЗ:

$$\delta\sigma_n = e\sum_s \mu_s \delta n_s, \quad \delta\sigma_\mu = e\sum_s n_s \delta\mu_s. \tag{3}$$

Перейдем к расчету этих членов для пленки из полупроводника n-типа. Воспользовавшись известным выражением для концентрации НЗ [2], получим

$$\frac{\delta\sigma_n}{\sigma} = \frac{\delta n_e}{n_e} = \left(\frac{D_F}{k_B T} + \frac{2E_{e1}}{k_B T} - 1\right)\varepsilon, \tag{4}$$

где

$$E_{e1} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_e L^2} \tag{5}$$

— энергия первого размерно квантованного уровня, m_e — эффективная масса электрона, L — толщина пленки, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Для расчета $\delta\sigma_\mu/\sigma$ следует конкретизировать основные механизмы рассеяния. Будем считать, что электроны рассеиваются на заряженных примесных центрах и акустических фононах. Обозначим соответствующие подвижности через μ_i и μ_f. Используя правило Матиссена [4], для $\delta\sigma_\mu/\sigma$ получим

$$\frac{\delta\sigma_\mu}{\sigma} = \frac{\delta\mu_e}{\mu_e} = \frac{\delta\mu_i}{\mu_i}\left(1 + \frac{\mu_i}{\mu_f}\right)^{-1} + \frac{\delta\mu_f}{\mu_f}\left(1 + \frac{\mu_f}{\mu_i}\right)^{-1}. \tag{6}$$

В условиях, когда заполнена только первая подзона размерного квантования, выражение для подвижности при рассеянии на акустических фононах получено в [5], а при рассеянии на заряженных примесных центрах — в [6]. Учитывая зависимости от ε всех параметров, входящих в μ_i и μ_f, из (6) находим

$$\frac{\delta\sigma_\mu}{\sigma} = \left(\frac{C}{1 + \mu_i/\mu_f} + \frac{1}{1 + \mu_f/\mu_i}\right)\varepsilon, \tag{7}$$

где

$$C = -\left(\frac{D_d}{2k_B T} - \frac{2E_{e1}}{k_B T} + 1\right)\left(\frac{1}{2} + \frac{d\ln G(p)}{d\ln p}\right) + 2, \tag{8}$$

$$p = \frac{\pi n_e e^2\hbar^2}{2m_e \varepsilon_L (k_B T)^2}, \tag{9}$$

$$G^{-1}(p) = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}}\left[\left(p + \frac{1}{2}\right)e^p \operatorname{erfc}\sqrt{p} - \sqrt{\frac{p}{\pi}}\right], \tag{10}$$

D_d — постоянная деформационного потенциала энергии активации примесного центра, ε_L — статическая диэлектрическая проницаемость пленки, $\operatorname{erfc} x$ — дополнительный интеграл вероятности.

После несложных преобразований с учетом (1), (4), (6)—(8) для коэффициента эластосопротивления пленки из полупроводника n-типа получаем следующее выражение

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 + \frac{\frac{1}{2} + \frac{d \ln G(p)}{d \ln p}}{1 + \frac{G(p)}{K}} \right) + \frac{1}{1 + \frac{G(p)}{K}} + 1, \tag{11}$$

где

$$\alpha_0 = -\left(\frac{D_d}{2k_B T} - \frac{2E_{e1}}{k_B T} + 1 \right) \tag{12}$$

— коэффициент эластосопротивления, обусловленный изменением концентрации электронов,

$$K = \frac{\pi^{1/4} e^2 \hbar^{7/2} \rho c_l^2 N^{3/4} L^{1/4}}{3 m_e^{7/4} \varepsilon_L^{3/2} D_0^2 (k_B T)^{9/4}} \exp\left(\frac{2E_{e1} + E_d^0}{4k_B T} \right), \tag{13}$$

ρ — плотность, c_l — скорость звука в пленке, N — концентрация примесных центров, D_0 — постоянная деформационного потенциала ширины запрещенной зоны, E_d^0 — энергия активации донорного центра. Параметры E_d^0 и D_d задаются конкретной моделью примесного центра.

Предположим, что пленка находится на подложке с тем же ε_L, а с другой стороны граничит с вакуумом. Тогда, согласно [7], энергия активации примесного центра дается формулой

$$E_d = \frac{e^2}{L(\varepsilon_L + 1)} \times \left[1 + \frac{a_B^*}{8L} \left(1 + \frac{1}{\varepsilon_L} \right) \right]^{-1}, \tag{14}$$

где $a_B^* = \hbar^2 \varepsilon_L / m_e e^2$ — эффективный боровский радиус. Представив (14) в виде $E_d = E_d^0 + D_d \varepsilon$, для D_d находим

$$D_d = -E_d^0 \times \left[1 + \frac{a_B^*}{8L} \left(1 + \frac{1}{\varepsilon_L} \right) \right]^{-1}. \tag{15}$$

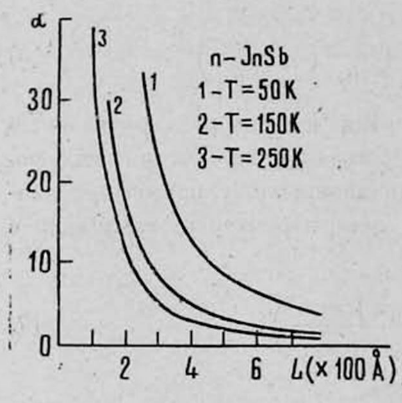

Рис. 1. Графики зависимости $\alpha(L)$ для пленки n-$InSb$ при различных температурах ($N \simeq 10^{16}$ см$^{-3}$).

Результаты расчета коэффициента эластосопротивления для пленки из n-$InSb$ представлены на рис. 1.

Перейдем теперь к выводу выражения коэффициента эластосопротивления для пленки из компенсированного полупроводника. Будем считать, что в пленке имеются дырки только одного типа. Тогда для вклада в α, обусловленного изменением концентрации электронов и дырок, легко получить выражение

$$\alpha_1 = -\left(\frac{D_0}{2k_B T} - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2k_B T L^2} \frac{m_e + m_p}{m_e m_p} + 1 \right). \tag{16}$$

Эта формула была получена в [8] для собственного полупроводника без учета вклада, обусловленного изменением подвижности

$$\frac{\delta\sigma_\mu}{\sigma} = \left(\frac{\delta\mu_e}{\mu_e} + \frac{\mu_p}{\mu_e}\frac{\delta\mu_p}{\mu_p}\right)\left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_e}\right), \tag{17}$$

где подвижности μ_e и μ_p электронов и дырок рассчитаны при действии двух рассмотренных выше механизмов рассеяния.

После несложных преобразований для коэффициента эластосопротивления компенсированной пленки получаем

$$\alpha = \alpha_1 + \frac{1}{A}\left(\frac{C_e - 1}{1 + \dfrac{G(p_e)}{K_e}} + 1\right) + \left(1 - \frac{1}{A}\right)\left(\frac{C_p - 1}{1 + \dfrac{G(p_p)}{K_p}} + 1\right), \tag{18}$$

где C_e, C_p; p_e, p_p; $G(p_e)$, $G(p_p)$ даются формулами (8), (9) и (10) с соответствующими переобозначениями параметров,

$$A = 1 + \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^2\left(1 + \frac{K_e}{G(p_e)}\right)\left(1 + \frac{K_p}{G(p_p)}\right)^{-1}, \tag{19}$$

$$K_e = \frac{\pi^{1/2} e^3 \hbar^4 \rho c_l^2 N L^{1/2}}{3\varepsilon_L^{3/2} D_0^2 m_e^{7/4} m_p^{1/4} (k_B T)^{5/2}} \exp\left(\frac{E_g^0}{4k_B T} + \frac{E_{e1} + E_{p1}}{2k_B T}\right), \tag{20}$$

$$K_p = K_e\left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{3/2}, \tag{21}$$

E_g^0 — ширина запрещенной зоны недеформированного полупроводника.

Результаты расчета α для пленки из компенсированного $GaAs$ приведены на рис. 2.

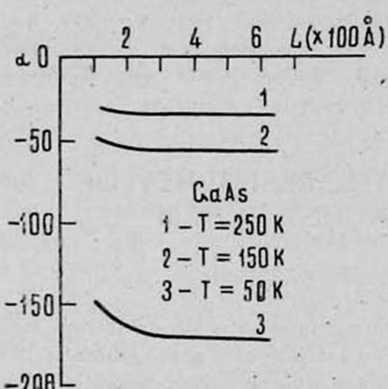

Рис. 2.

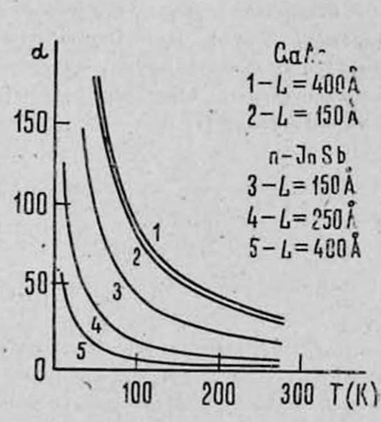

Рис. 3.

Рис. 2. Графики зависимости $\alpha(L)$ для пленки $GaAs$ при различных температурах ($N \simeq 2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$).

Рис. 3. Графики зависимости $\alpha(T)$ для различных толщин пленок. Кривые 1, 2 изображают поведение $|\alpha|$.

Как следует из полученных данных, для размерно квантованной пленки, в отличие от массивных полупроводников [1], принципиально необходимо учесть вклад в α, обусловленный изменением подвижности НЭ.

С повышением температуры (см. рис. 1—3) α монотонно уменьшается и, начиная с некоторого значения T_0, зависящего от толщины пленки, практически остается без изменения. При этом с увеличением толщины пленки T_0 смещается в область более низких температур.

В заключение заметим, что результаты проведенных численных оценок для пленок n-$InSb$ и $GaAs$ нельзя сравнивать с имеющимися экспериментальными данными [9, 10] ввиду того, что в измеренных образцах газ НЗ находился в состоянии вырождения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бир Г. Л., Пикус Г. Е.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Изд. Наука, М., 1972.
2. *Тавгер Б. А., Демиховский В. Я.* УФН, 96, 61 (1968).
3. *Зеегер К.* Физика полупроводников. Изд. Мир, М., 1977.
4. *Займан Дж.* Электроны и фононы. Изд. ИЛ, М., 1962.
5. *Демиховский В. Я., Тавгер Б. А.* ФТТ, 6, 960 (1964).
6. *Vartanian A. L., Kirakosian* A. A. Phys. St. Sol(b), 133, 389 (1986).
7. *Чаплик А. В., Энтин М. В.* ЖЭТФ, 61, 2496 (1971).
8. *Кибис О. В.* Полупроводниковая тензометрия. Труды НЭТИ, Новосибирск, 1983, с. 17.
9. Le Contellec, *Le Traon I. Y., Combet H. A.* J. de Phys., 32, 553 (1971).
10. *Крупников Е. С., Алиев Ф. Ю., Керимов И. Г.* ДАН АзССР, № 5, 20 (1980).

ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹԻ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Շ. Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ստացված է չափային քվանտացված կիսահաղորդչային թաղանթի էլաստոդիմադրության գործակցի համար արտահայտություն լիցքակիրների այլասերման բացակայության պայմաններում։ Ցույց է տրված, որ էլաստոդիմադրության մեջ շարժունակության փոփոխությամբ պայմանավորված ներդրումը լիցքակիրների խտության փոփոխությամբ պայմանավորված ներդրման կարգի է։

THE EFFECT OF STRAIN ON THE RESISTIVITY OF SIZE-QUANTIZED SEMICONDUCTOR FILM

A. A. KIRAKOSYAN. Sh. G. GASPARYAN

An expression for the coefficient of elastoresistivity of a size-quantized semiconductor film is derived assuming that the charge carriers are nondegenerate. It is shown, that the contribution to elastoresistivity due to the mobility change is of the same order as that due to the change in the concentration of charge carriers.