Изв. АН Армянской ССР, Физика, 5, 165—168 (1970)

КВАНТОВЫЙ РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ПРОВОДИМОСТИ В ПЛЕНКЕ С ПРИМЕСЯМИ

А. А. РОМАНОВ, В. С. САРДАРЯН

Разобран (КРЭ) квантовый размерный эффект проводимости в тонкой полупроводниковой пленке, содержащей нейтральные примеси. В предположении одного заполненного пленочного уровня найдены время релаксации электронов при рассеянии их на этих примесях и проводимость пленки. Отражение электронов от границы предполагается зеркальным.

В данное время существует множество экспериментальных работ [1—4], где были обнаружены эффекты, связанные с квантованием поперечного импульса электрона в полупроводниковых пленках толщиной $L_z \sim \lambda$, (λ — длина волны электрона в кристалле). Так что вопрос о существовании такого квантования можно считать уже окончательно решенным. Теория [5÷11] дает для кинетических коэффициентов, в частности, для проводимости своеобразное поведение их как функции толщины пленки. Эти теоретические расчеты находятся в более или менее хорошем соответствии с результатами эксперимента. Так, например, зависимость проводимости σ от L_z, полученная в [3], нашла свое обоснование в [6]. А результаты [4] соответствуют выводам, полученным в [5÷7] для случая одного заполненного пленочного уровня, и в [8÷10] для произвольного числа подзон.

Здесь нам хочется указать еще на один возможный механизм рассеяния, который, действуя в области низких температур, дает качественно такую же зависимость σ от L_z, как и рассеяние на δ-образном потенциале [8÷9], и на фононах [5÷7], [10], по крайней мере в области малых L_z. Рассмотрим пленочный полупроводниковый образец с L_z достаточно тонким для того, чтобы был заполнен только один уровень. Считаем электронную систему в такой пленке вырожденной. Условие заполнения одного пленочного уровня в такой системе дает следующее ограничение на L_z [12]:

$$\frac{2\pi}{L_z^3} \gtrsim n_{\text{эл}}, \tag{1}$$

где $n_{\text{эл}}$ — концентрация электронов. В такой ситуации рассмотрим рассеяние на нейтральных водородоподобных примесях, потенциал которых можно записать в виде [13]

$$u(r) = \frac{e}{\varkappa r} \exp(-q_0 r),$$

здесь $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость кристалла; $q_0^{-1} = \frac{\varkappa}{me^2}$ — радиус первой боровской орбиты; $\hbar = 1$; m — эффективная масса электрона в кристалле [1] и условие вырождения

$$\gamma n_{эл} \cdot L_z/m \gg T$$

(T — температура в энергетических единицах) дают: $L_z \sim 10^{-5}$ *см*, $n_{эл} \lesssim 10^{15}$ *см*$^{-3}$, $m \sim 0{,}01\ m$, а для $L_z \sim 10^{-6}$ *см*, $n_{эл} \leqslant 10^{18}$ *см*$^{-3}$, $m \sim$ $\sim 0{,}1\ m_0$.

Для σ имеем

$$\sigma = \frac{2e^2}{m^2 L_z} \int dk \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) k^2 \tau (k); \tag{2}$$

где f — функция Ферми для электронов в пленке; τ — время релаксации электронов; $\varepsilon = \frac{1}{2m}\left(k^2 + \frac{\hbar^2}{L_z^2}\right)$ — энергия электрона в пленке. Выражение (2) для σ справедливо, когда справедливо применение кинетического уравнения Больцмана. Правомочность последнего к данной ситуации доказана [5÷7], $\tau (k)$ можно записать в виде [14]

$$\tau (k)^{-1} = \frac{k}{mz - V} \int\limits_0^{\pi} \sigma (k, \theta)(1 - \cos \theta)\, d\theta; \quad \frac{\hbar K}{mV} \tag{3}$$

V—объем образца; $\sigma (k\theta)$—дифференциальное сечение рассеяния электронов; $\sigma (k, \theta) = |f (\theta, k)|^2$, где $f (\theta, k)$ — амплитуда рассеяния электронов с волновым вектором k на угол θ к первоначальному движению. В борновском приближении имеем:

$$|U \ll q_0^2\, k/mq_0,$$

$$f (k, \theta) = -\frac{mV}{2\pi\hbar^2} \int \psi^*_{\alpha'} (r)\ V (r)\ \psi^*_{\alpha}(r)\, d^3 r.$$

В модели бесконечно глубокой потенциальной ямы шириной L_z для волновых функций электрона в пленке имеем

$$\psi_\alpha(r) = \sqrt{\frac{2}{V}} \sin\left(\frac{\pi z}{L_z}\right) e^{ik_\alpha \rho},$$

здесь ρ — радиус-вектор в плоскости пленки. $V (r) = \sum\limits_j U (r - r_j)$—суммирование идет по положению примесных центров, число которых равно N. Выражение для $f (k, \theta)$ можно переписать в виде

$$f (k, \theta) = -\frac{mV}{2\pi} \left[\sum_q \sum_j \int d^3 \cdot r \psi^*_{\alpha'} (r)\, e^{iqr}\, \psi_\alpha (r)\, U (q)\, e^{-iqr_j} \right]. \tag{4}$$

Произведя усреднение по всевозможным конфигурациям примесей, которые мы считаем расположенными хаотически, получаем для $\sigma (k, \theta)$ из (4) после несложных выкладок

$$\sigma (k, \theta) = \frac{4m^2 e^4}{\varkappa^2} \cdot \frac{N}{\left(q_0^2 + 4k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)^2}.$$

При получении этого соотношения считали, что

$$q_0 L_z \gg 1, \ \exp\left(-L_z \sqrt{q_0^2 + q^2}\right) \ll 1.$$

Для нахождения τ из (3),

$$\frac{1}{\tau} = \frac{4\, mke^4\, n^d}{\varkappa^2} \int_0^\pi \frac{(1 - \cos\theta)\, d\theta}{\left(q_0^2 + 4k^2 \sin^2\frac{\theta}{2}\right)^2},$$

мы сначала проинтегрируем по $\left(\frac{2k}{q_0}\right)^2$, затем выполняем интегрирование по θ, а полученный результат продифференцируем по $\left(\frac{2k}{q_0}\right)^2$. Окончательно имеем

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\pi n^d\, mke^4}{2\varkappa^2 q_0} \left(+ q_0^2 + 4k^2\right)^{-\frac{3}{2}},$$

здесь $n_d = \frac{N}{V}$. Видим, что результат не зависит от L_z и отличается от соответствующей величины в объеме [15]. В приближении сильного вырождения имеем

$$-\left(\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right) \equiv \delta\,(\varepsilon - \mu),$$

где μ—химический потенциал электронов в пленке. Для σ окончательно получаем

$$\sigma = \frac{2 q_0\, \varkappa^2}{\pi^2 m^3 L_z\, n_d}\, p_0 \left(q_0^2 + 4 p_0^2\right)^{\frac{3}{2}},$$

здесь $p_0^2 = \pi n_{эл}\, 2L_z + 2m\mu$.

Этот эффект рассеяния на нейтральных примесях, как уже подчеркивалось, будет проявляться при малых концентрациях электронов и низких температурах (T—10°К). Видим, что полученный результат отличается от результатов [5÷7], [11]. Так как во всех этих последних работах τ зависит от L_z, в то время как здесь τ от L_z не зависит, всегда можно подобрать такие значения параметров L_z, $n_{эл}$, n_d, T, что проводимость будет в основном определяться рассеянием электронов на нейтральных примесях.

В заключение авторы выражают благодарность М. В. Энтину за ряд ценных замечаний, сделанных в адрес данной работы.

Новосибирский государственный
университет

Поступила 17.XI.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. Ф. Огрин, В. Н. Луцкий, М. И. Елинсон*, Письма ЖЭТФ, 3, 114 (1966).
2. *Ю. Ф. Огрин* и др., ЖЭТФ, 53, 1218 (1967).
3. *Ю. Ф. Комник, Е. И. Бухштаб*, Письма ЖЭТФ, 6, 536 (1967).
4. *О. Н. Филатов, И. А. Карпович*, Письма в ЖЭТФ, 10, 224 (1968).
5. *Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский*, УФН, 96, 61 (1968).
6. *В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер*, ФТТ, 6, 960 (1964).

7. *B. Tavger*, Phys. Stat, Sol., 22, 31 (1967).
8. *В. Б. Сандомирский*, ЖЭТФ, 52, 258 (1967).
9. *В. Б. Сандомирский*, Радиотехника и электроника, 7, 1971 (1962).
10. *Л. И. Магарилл, А. А. Романов, В. С. Сардарян*, ФТТ, 3, 1277 (1969).
11. *A. Ya. Shik*, Phys. Stat., Sol., 34, 661 (1969).
12. *В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер*, ФТТ, 5, 644 (1963).
13. *Дж. Займан*, Электроны и фононы, ИЛ, М. (1962).
14. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Квантовая механика, М., Физматгиз (1963).
15. *А. И. Ансельм*, Введение в физику полупроводников, М.—Л., Физматгиз (1962).

ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏ ԽԱՌՆՈՒՐԴ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ՌՈՄԱՆՈՎ, Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Դիտարկված է հաղորդականության քվանտային էֆեկտ բարակ կիսահաղորդիչ թաղանթներում։ Միայն մեկ քվանտային մակարդակի վրա էլեկտրոնների գտնվելու դեպքում, խառնուրդի չեզոք ատոմների վրա ցրման ենթադրությամբ, հաշված է բարակ թաղանթի հաղորդականությունը և էլեկտրոնների ցրման ռելաքսացիոն ժամանակը։ Ենթադրվում է, որ էլեկտրոնները թաղանթի մակերևույթների վրա ցրվում են հայելային օրենքի համաձայն։

THE QUANTUM DIMENSIONAL EFFECT OF CONDUCTIVITY IN AN IMPURITY FILM

A. A. ROMANOV, V. S. SARDARIAN

The quantum dimensional effect of conductivity in a semiconductor thin film with neutral impurities is discussed.

In the case of a filled film level, the relaxation time of electron, when dissipated in these impurities, and the film conductivity are found. Reflection of electrons from film boundaries is supposed to be specular.