

УДК 537.311.3

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЗАРЯЖЕННЫМИ ПРИМЕСЯМИ В ТОНКОЙ (КВАНТУЮЩЕЙ) ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ

В. Г. ГРИГОРЯН, А. М. КАЗАРЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 23 сентября 1983 г.)

Рассмотрено рассеяние электронов на примесных центрах в размерно-квантованных полупроводниковых пленках. Предполагается, что диэлектрическая проницаемость пленки намного больше, чем окружающей среды. В брэнновском приближении найдено время релаксации электронов при рассеянии на примесных центрах. Вычислена также подвижность электронов и определена температура, выше которой преобладающим становится фононный механизм рассеяния. Выявлена явная зависимость подвижности и времени релаксации от толщины пленки.

Изменение плотности состояний, а также вида электронных волновых функций должно сказываться на кинетических характеристиках тонкой (квантующей) полупроводниковой пленки. Последнее обстоятельство необходимо учитывать при конструировании приборов в полупроводниковой микроэлектронике, в которых главным функционирующим элементом является тонкая пленка.

Рассеяние электронов на акустических фононах в случае заполнения одной подзоны изучалось в работах [1, 2]. В работах Сандомирского [3, 4] вычислено время релаксации и подвижность электронов в полуметаллической пленке, которые обусловлены упругим рассеянием на хаотически распределенных центрах с δ -образным потенциалом. Характерные особенности электронных свойств пленок — уменьшение подвижности носителей с уменьшением толщины и ее осцилляционная зависимость от толщины — нашли экспериментальное подтверждение в [5, 6].

Известно, что в массивных легированных полупроводниках при низких температурах доминирующим является рассеяние на ионизированных примесях. Очевидно аналогичный эффект следует ожидать и в пленках.

В настоящей работе получены аналитические выражения для времени релаксации и подвижности электронов в квантованной полупроводниковой пленке в случае, когда рассеивающими центрами являются хаотически распределенные ионизированные доноры.

В настоящее время можно считать теоретически решенной задачу о нахождении потенциала, создаваемого точечным зарядом в тонкой пленке [7—9]. Последнее обстоятельство, на наш взгляд, является существенным и позволяет надеяться в будущем получить хорошее согласие найденных зависимостей с соответствующими экспериментальными результатами.

Рассмотрим пленку, толщина L которой мала по сравнению с де-бройлевской длиной волны электронов, т. е. $L < \hbar(2mk_B T)^{-1/2}$. Для полупроводниковой пленки с $L = 100 \text{ \AA}$, $m = 0,01 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) это условие выполняется уже при комнатных температурах. Если кроме этого концентрация электронов $n_s < L^{-3} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то эффективно заполнен только первый дискретный уровень и квантовые размерные эффекты проявляются наиболее ярко.

В этих условиях среднее расстояние между электронами и неподвижными точечными зарядами значительно больше толщины пленки. Ход потенциала для таких расстояний достаточно подробно исследован в [7, 8]. В частности, если диэлектрическая проницаемость пленки значительно превосходит диэлектрические проницаемости среды и подложки, то экранированный потенциал примесей будет равен [7]

$$V(\rho) = \frac{2e}{\epsilon L} K_0(\rho/A), \quad A = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2}{\epsilon k_B T}}, \quad (1)$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда нулевого порядка, ρ — радиус-вектор в плоскости сечения пленки, e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость пленки, n_s — концентрация свободных носителей, $k_B T$ — их тепловая энергия. Очевидно потенциал (1) справедлив для пленок со свободными границами.

Будем аппроксимировать пленку, как обычно, прямоугольной потенциальной ямой с бесконечно высокими стенками. Волновые функции и спектр электронов в такой модели определяются следующими выражениями [10]:

$$\Psi_{nk} = \left(\frac{2}{V}\right)^{1/2} \exp(i\mathbf{k}\rho) \sin \frac{\pi n z}{L}, \quad (2a)$$

$$E_{nk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2} = E_k + E_n, \quad (26)$$

где \mathbf{k} — двумерный квазиволновой вектор, $n = 1, 2, 3, \dots$ — дискретное квантовое число, V — объем кристалла.

Как показано в работах [1, 2], выражение для времени релаксации, получающееся из двумерного кинетического уравнения, имеет тот же вид, что и в трехмерном случае:

$$\tau_{kn}^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'n'} |M_{kkn'k'}|^2 (1 - \cos \theta) \delta(E_{k'n'} - E_{kn}), \quad (3)$$

где θ — угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{k}' , $M_{kkn'k'}$ — матричный элемент потенциала (1) рассеивающего центра, вычисленный с помощью волновых функций (2a). Легко убедиться, что

$$M_{kkn'k'} = \frac{4\pi e^2 \delta_{nn'}}{\epsilon V [(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 + A^2]}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3) и переходя в (3) от суммирования к интегрированию, после несложных вычислений для времени релаксации $\tau_{k, n=1} \equiv \tau_k$ получаем выражение

$$\tau_k^{-1} = \frac{2\pi^2 e^4 m N}{\hbar^3 \varepsilon^2 L k^3 A} \left(\frac{A^2}{4k^2} + 1 \right). \quad (5)$$

Как видно из выражения (4), при рассеянии на потенциале вида (1) волновой вектор \mathbf{k} свободного электрона меняется на величину порядка A , поэтому метод Борна, в котором рассеяние трактуется как малое возмущение, применим только в случае достаточно быстрых электронов ($k > A$). С учетом этого условия выражение (5) принимает вид

$$\tau_k^{-1} = \frac{2\pi^2 m e^4 N}{\hbar^3 \varepsilon^2 A L k^3} = \frac{\tau_0^{3/2} e^3 m N}{\hbar^3 \varepsilon^{3/2} L k^3} \sqrt{\frac{k_B T}{n_0}}. \quad (6)$$

В (5) и (6) N — концентрация примесей.

Таким образом, основная линейная зависимость времени релаксации от толщины пленки, полученная в работах [1—4], сохраняется и в нашем случае.

Перейдем к вычислению подвижности свободных электронов. Для этого запишем квантовомеханическое выражение для двумерного вектора плотности тока:

$$\mathbf{j} = - \frac{e}{2\pi^2 L m} \int \mathbf{k} f_1(\mathbf{k}) d^2 k, \quad (7)$$

где $f_1(\mathbf{k})$ — неравновесная добавка к функции распределения $f_0(\mathbf{k})$. Согласно [1]

$$f_1(\mathbf{k}) = \frac{\hbar e}{m} \frac{\partial f_0}{\partial E_k} \tau_k (\mathbf{E} \cdot \mathbf{k}), \quad (8)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля.

Подставляя (8) в (7), после очевидных преобразований для плотности тока получаем выражение

$$\mathbf{j} = \left\{ \frac{e^2 \hbar^2}{2 L m^2 \pi} \int_0^\infty \left[- \frac{\partial f_0}{\partial E_k} \right] \tau_k k^3 dk \right\} \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}. \quad (9)$$

Отсюда для подвижности μ двумерного электронного газа имеем

$$\mu = \frac{e \hbar^2}{2 L m^2 \pi n_0} \int_0^\infty \left[- \frac{\partial f_0}{\partial E_k} \right] \tau_k k^3 dk. \quad (10)$$

Равновесная функция распределения $f_0(E_k)$ в полупроводниковых пленках в случае заполнения одного дискретного уровня очевидно равна

$$f_0(E_k) = \frac{\pi n_0 \hbar^2 L}{m k_B T} \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right). \quad (11)$$

Подставив (11) и (6) в (10) и выполнив интегрирование, для подвижности электронов получим следующее выражение

$$\mu = \frac{15 \varepsilon^{3/2} L k_B T}{4 \pi e^2 N} \sqrt{\frac{2 n_0}{m}}. \quad (12)$$

Приравняв подвижности в случаях фононного [1] и примесного механизмов рассеяния, находим температуру, ниже которой преобладающим становится примесное рассеяние:

$$T = \left[\frac{4 \pi e^3 v_0^2 \rho h^2 N}{15 m G^2 k_B^2 \epsilon^{3/2} \sqrt{2 m n_3}} \right]^{1/2}, \quad (13)$$

где ρ — плотность материала пленки, v_0 — скорость акустических волн, G — постоянная величина, имеющая размерность энергии.

Всегда можно подобрать такие значения N и T , что проводимость в основном будет определяться рассеянием электронов на примесных центрах. Так, в частности, для полупроводниковой пленки $InSb$ ($G = 48 \cdot 10^{-12}$ эрг, $v_0 = 5 \cdot 10^5$ см/с, $\rho = 5,78$ г/см³, $\epsilon = 16$) при $n_3 \approx N = 10^{15}$ см⁻³ имеем $T = 180$ К.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Э. М. Казаряну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Демиковский В. Я., Тавгер Б. А. ФТТ, 6, 960 (1964).
2. Tavgger B. Phys. Stat. Sol., 27, 31 (1967).
3. Сандомирский В. Б. ЖЭТФ, 52, 258 (1967).
4. Сандомирский В. Б. Радиотехника и электроника, 7, 1971 (1962).
5. Комник Ю. Ф., Бухштаб Е. И. Письма в ЖЭТФ, 6, 536 (1967).
6. Филатов О. Н., Карпович И. А. Письма в ЖЭТФ, 10, 224 (1968).
7. Рыгова Н. С. Вестник МГУ, № 3, 30 (1967).
8. Келдыш Л. В. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
9. Чаплик А. В., Эпштейн М. В. ЖЭТФ, 61, 2496 (1971).
10. Тавгер Б. А., Демиковский В. Я. УФН, 96, 61 (1968).
11. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. Изд. Наука, М., 1978.

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՑՐՈՒՄԸ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐԻ ՎՐԱ
ԲԱՐԱԿ (ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ) ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ

Վ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Հետազոտված է էլեկտրոնների ցրումը խառնուրդային կենտրոնների վրա բարակ քվանտացված կիսահաղորդչային թաղանթում: Ենթադրվում է, որ թաղանթի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը շատ ավելի մեծ է շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունից: Հաշվված են էլեկտրոնների ցրման ուղակիացիայի ժամանակը և շարժունակությունը: Որոշված է այն ջերմաստիճանը, որից բարձր ցրման ֆոնոնային մեխանիզմը հանդիսանում է գերակշռող:

SCATTERING OF ELECTRONS FROM CHARGED IMPURITIES IN THIN (QUANTIZED) SEMICONDUCTOR FILMS

V. G. GRIGORYAN, A. M. KAZARYAN

The scattering of electrons on impurity centers in size-quantized semiconductor films is investigated under the assumption that the permittivity of films much exceeds that of an environment. The effective relaxation time of electrons scattered on the impurity centers is calculated in Born approximation. Also, the mobility of electrons is calculated and the value of temperature is obtained higher which the mechanism of phonon scattering becomes predominant. The dependences of mobility and of relaxation time on the film thickness are defined in explicit form.