

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ РАССЕИВАЮЩИМИ ЦЕНТРАМИ В ИЗОЛИРУЮЩЕМ СЛОЕ

Сысоев Б. И., Руднев Е. В., Антюшин В. Ф.

В работах [1, 2] показана перспективность применения полупроводников типа $A_2^{II}B_3^{VI}$ со стехиометрическими катионными вакансиями в качестве изолирующих слоев в полупроводниковых гетероструктурах с эффектом поля. В указанных соединениях примесные атомы, заполняющие вакансии, находятся в неионизованном состоянии [3]. Таким образом, при не слишком высоком уровне легирования базового полупроводника вклад кулоновского механизма рассеяния электронов двумерного инверсионного слоя, формируемого внешним электрическим полем E , в поверхностную подвижность оказывается несущественным. Однако присутствие электрически нейтральных примесей в изолирующем слое может влиять на поверхностную подвижность электронов. Так, в работе [4] рассмотрено рассеяние носителей заряда короткодействующими потенциалами примесных центров при проникновении волновых функций электронов в изолирующий слой. С другой стороны, в сильных поперечных электрических полях ($E \sim 10^7 \div 10^8$ В/м), характерных для гетероструктур с двумерным электронным газом, происходит поляризация нейтральных примесей, что приводит к появлению дальнедействующей части у рассеивающего потенциала. В работе [5] рассмотрено рассеяние двумерных носителей заряда дипольным потенциалом, индуцированным однородным в плоскости проводящего канала электрическим полем. Но в изолирующем слое на расстоянии $l \leq n_s^{-1}$ от поверхности раздела электрическое поле является неоднородным (n_s — поверхностная концентрация электронов инверсионного слоя). Поэтому в настоящей работе оценивается влияние поляризации примесей в изолирующем слое на поверхностную подвижность в случае, когда индуцирующее дипольный момент поле нельзя считать однородным. Рассматриваемый механизм рассеяния связан с поляризацией примесей самими рассеиваемыми электронами.

Применяемые в рассматриваемых гетероструктурах изолирующие слои $A_2^{II}B_3^{VI}$ характеризуются высокой концентрацией вакансий, составляющих треть узлов катионной подрешетки. Так, для Ga_2Se_3 их объемная концентрация $N_v = 8.3 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$. Таким образом, при достаточно высоких концентрациях примесей N , заполняющих часть стехиометрических вакансий, выполняется неравенство

$$N_v^{-1/3} \ll N_{\text{пр}}^{-1/3} \ll n_s^{-1/3}, \quad (1)$$

так как характерные для гетероструктур с двумерным электронным газом значения n_s находятся в интервале $n_s \sim 10^{16} \div 10^{17} \text{ м}^{-2}$. Учтем, что в полевых структурах при сильной инверсии имеет место неравенство $n_s \gg n_0$, где n_0 — поверхностная плотность неподвижных зарядов в обедненном слое, выполняющееся совместно с (1) при уровне легирования базового полупроводника $N_a < 10^{21} \div 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Тогда электрическим полем электронов обедненного слоя можно пренебречь.

Как следует из приведенных неравенств, нейтральные центры, расположенные в изолирующем слое близко к поверхности раздела, поляризуются кулоновским полем рассеиваемого электрона. Для этого случая рассеивающий потенциал может быть записан в виде [6]

$$V(r) = -\frac{e^2}{2\epsilon^2} \sum_j \frac{\alpha_j}{(r-r_j)^4}, \quad (2)$$

где α_j — поляризуемость рассеивающего центра, расположенного в точке r_j . Диэлектрические проницаемости базового полупроводника и изолирующего слоя полагаются одинаковыми и равными ϵ . Волновая функция электрона в ин-

инверсионном слое гетероструктуры в электрическом квантовом пределе, когда заполнена лишь первая энергетическая подзона, есть

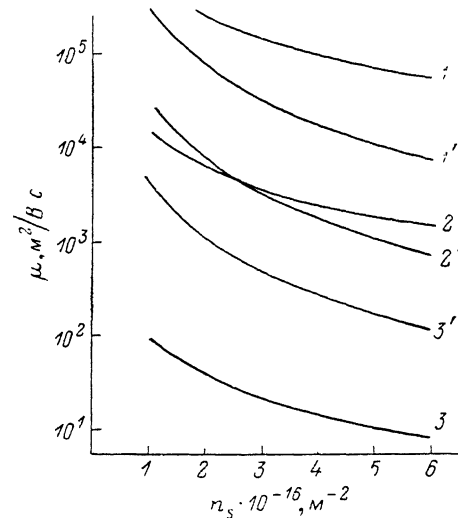
$$\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \psi(z) e^{i\mathbf{k}\rho}, \quad (3)$$

где $\rho = (x, y)$, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, ось z направлена по нормали к поверхности раздела. Матричный элемент упругого рассеяния в борновском приближении с учетом (3) имеет вид

$$\langle \mathbf{k}' | V | \mathbf{k} \rangle = - \frac{e^2 \pi q}{2 \epsilon^2} \sum_j \alpha_j e^{i\mathbf{q}\rho} \int_0^{\infty} \frac{|\psi|^2 K_1(q|z-z_j|) dz}{z-z_j}, \quad (4)$$

где K_1 — модифицированная функция Бесселя, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$. В используемом далее приближении треугольной потенциальной ямы [7] удобно использовать вариационную волновую функцию $\psi = 2a^{3/2} \exp(-az)$ [8], где параметр a определяется из условия минимума полной энергии.

Рассмотрим рассеяние электронов на центрах, расположенных в изолирующем слое вблизи поверхности раздела. Влияние на подвижность примесей, находящихся в объеме изолирующего слоя, мало вследствие сильного убывания рассеивающего потенциала (2).¹ Учитывая, что как для вырожденного,



Зависимость подвижности в гетероструктурах InAs—In₂Te₃, GaAs—Ga₂Se₃, Si(100)—Ga₂Se₃ от поверхностной концентрации электронов. 1—3 — μ_1 , 1'—3' — μ_2 ; 1, 1' — InAs—In₂Te₃, 2, 2' — GaAs—Ga₂Se₃, 3, 3' — (100)—Ga₂Se₃.

так и для невырожденного электронного газа выполняется неравенство $dq \ll \ll 1$ [5], где d — толщина инверсионного слоя, из (4) получим

$$\langle \mathbf{k}' | V | \mathbf{k} \rangle = - \frac{\pi a^2 e^2}{\epsilon^2} \sum_j \alpha_j e^{i\mathbf{q}\rho_j}. \quad (5)$$

В рамках сделанных приближений матричный элемент (5) не имеет расходимости при $z \rightarrow z_j$, а парциальное время релаксации τ не зависит от квазимпульса \mathbf{k} , и, следовательно, поверхностная подвижность μ_1 , ограниченная рассматриваемым механизмом рассеяния, не зависит от вида функции распределения электронов. Считая поверхностную плотность N_s нейтральных примесей на границе раздела постоянной, после усреднения по положениям примесей получим

$$\mu_1 = \frac{\hbar^3 \epsilon^4}{2m_{\parallel}^2 \pi^2 a^4 \alpha^{-2} e^3 N_s}, \quad (6)$$

где $\bar{\alpha}$ — среднее значение поляризуемости примесей, m_{\parallel} , m_{\perp} — продольная и поперечная эффективные массы носителей заряда соответственно, $a = 1.76 (m_{\perp} e^2 n_s / \epsilon \hbar^2)^{1/3}$ [9]. Таким образом, $\mu \sim n_s^{-1/3}$, тогда как для парциальной подвижности μ_2 , ограниченной рассеянием на центрах, поляризованных однородным электрическим полем, $\mu_2 \sim n_s^{-2}$ [5].

На рисунке приведена зависимость рассчитанной по формуле (6) подвижности μ_1 (кривые 1—3) от концентрации носителей заряда в инверсионном n -канале гетероструктуры с подзатворным слоем полупроводника со стехиометрическими

¹ Вклад объемного рассеяния может быть рассчитан по формулам, полученным в [5], так как электрическое поле в объеме изолирующего слоя вдали от границы раздела является однородным.

закансиями при поверхностной концентрации нейтральных примесей $N_s = 10^{18} \text{ м}^{-2}$. Значение поляризуемости $\tilde{\alpha} = 5 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$ позволяет сравнить полученные результаты с данными работы [5] и достаточно велико, чтобы оценить нижнюю границу парциальной подвижности. Для сравнения приводится подвижность μ_2 при тех же значениях параметров (кривые 1'—3'). Как видно из рисунка, для гетероструктуры GaAs—Ga₂Se₃ (кривые 2, 2') значения μ_1 и μ_2 близки. Для этой структуры, а также для гетероструктур с меньшими, чем в GaAs, эффективными массами электронов m_* (кривые 1, 1' для InAs—In₂Te₃) поляризационный механизм рассеяния практически не ограничивает подвижность. При относительно высоких эффективных массах носителей заряда в базовом полупроводнике парциальная подвижность μ_1 существенно меньше [кривые 3, 3' для Si (100)—Ga₂Se₃] и необходим учет вклада в подвижность рассеяния, связанного с поляризацией нейтральных примесей рассеиваемыми электронами.

Л и т е р а т у р а

- [1] Сысоев Б. И., Антюшин В. Ф., Стрыгин В. Д. — Поверхность: физика, химия, механика, 1986, в. 5, с. 148—150.
- [2] Syzoev B. I., Bezryadin N. N., Shlyk Yu. K. — Phys. St. Sol., 1986, v. A95, N 2, p. K169—K173.
- [3] Горюнова Н. А. Сложные алмазоподобные полупроводники. М., 1967. 268 с.
- [4] Сысоев Б. И., Антюшин В. Ф., Руднев Е. В., Стрыгин В. Д. — ФТП, 1987, т. 21, в. 7, с. 1310—1312.
- [5] Зон Б. А., Купершмидт В. Я., Сысоев Б. И. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 140—142.
- [6] Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. М., 1972. 416 с.
- [7] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416 с.
- [8] Fang F. F., Howard W. E. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, N 4, p. 797—799.
- [9] Stern F., Howard W. E. — Phys. Rev., 1967, v. 163, N 2, p. 816—835.

Воронежский технологический институт

Получено 9.03.1988

Принято к печати 17.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СРЕДАХ

Казарян А. М., Григорян В. Г.

Изменение спектра электронов и модификация их волновых функций в тонких (квантовых) полупроводниковых пленках оказывает существенное влияние на оптические свойства данных сред [1-4]. Так, в работах [1, 2] показано, что из-за неопределенности поперечного импульса электрона в пленке пренебречь поперечной компонентой волнового вектора световой волны, как это обычно делается в массивном образце, нельзя, это приводит уже к внутризонному поглощению без учета релаксационных эффектов. При учете же релаксационных эффектов существенным образом изменяются частотные зависимости коэффициента поглощения [2-4].

При низких температурах ($T < \Theta_D$) существенными будут рассеяния электронов на примесях и акустических фононах, причем рассеяние на примесях будет преобладать при очень низких температурах [5, 6].

В данном сообщении во втором порядке теории возмущений вычислен коэффициент внутризонного поглощения света в тонкой размерно-квантованной полупроводниковой пленке, когда рассеивающими центрами являются заряженные примеси. С целью исключения резонансного поглощения света в пленке предполагается, что энергия падающих фотонов отличается от разностей размерно-квантованных энергий электронов. Используется теория Фэна [5, 6], развитая для случая массивного полупроводника.