

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_{\parallel} (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.

$$\alpha = \frac{\sqrt{\epsilon}}{c} \sum_{0f} f_0 P_{0f}, \quad (1)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, c — скорость света.

Больцмановское усреднение производится по начальным состояниям, причем предполагается, что эффективно заполнена только первая подзона. Последнее утверждение является разумным при достаточно низких температурах. Число переходов в единицу времени P_{0f} дается выражением

$$P_{0f} = \frac{2\pi}{\hbar} \left[\sum_i \frac{|H_{0i}^{np} H_{if}^{0p}|^2}{(E_0 - E_i)^2} + \sum_l \frac{|H_{0l}^{0p} H_{lf}^{np}|^2}{(E_0 - E_l)^2} \right] \delta(E_f - E_0), \quad (2)$$

где H_{0i}^{np} , H_{if}^{0p} , H_{if}^{np} , H_{0l}^{0p} — матричные элементы оператора возмущений, связанные с рассеянием электрона на примесном центре или с взаимодействием со светом, E — энергия системы электрон + фотонное поле, индексы 0, i , l нумеруют соответственно начальное, конечное и промежуточные состояния системы. Волновые функции и спектр энергии электрона в пленке в модели прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками имеют вид

$$\psi_{\mathbf{k}, n} = \left(\frac{2}{V}\right)^{1/2} \sin \frac{\pi n L}{L} \exp(i\mathbf{k}\rho), \quad (3)$$

$$E_{\mathbf{k}, n} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2},$$

где V — объем пленки, L — толщина, \mathbf{k} — двумерный волновой вектор в плоскости пленки, ρ — продольная компонента радиуса вектора \mathbf{r} , m — эффективная масса электрона, $n=1, 2, 3, \dots$ — дискретные квантовые числа.

С учетом волновых функций (3) для оптического матричного элемента при нормальном падении света будем иметь

$$H_{0i}^{0p} = -\frac{2i}{\sqrt{\epsilon}} \frac{e\hbar}{m} \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega V}\right)^{1/2} k_0 \cos(\xi \hat{\mathbf{K}}_0) F_{n_0 n_i}(sL) \delta_{\mathbf{k}_i \mathbf{k}_0}. \quad (4)$$

Здесь s — величина волнового вектора фотона в направлении оси z , ξ — вектор поляризации падающей волны, \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_i — двумерные волновые векторы электрона до и после взаимодействия со светом, $F_{n_0 n_i}(sL)$ — известный пленочный фактор, который дается выражением

$$F_{n_0 n_i}(sL) = \frac{4\pi^2 i s L [(-1)^{n_0+n_i} \exp(-isL) - 1] n_0 n_i}{[\pi^2 (n_0 + n_i)^2 - (sL)^2] [\pi^2 (n_0 - n_i)^2 - (sL)^2]}. \quad (5)$$

По порядку множитель $sL \approx 10^{-2} \ll 1$; при этом, как нетрудно убедиться, функция $F_{n_0 n_i}(sL)$ принимает свое наибольшее значение — порядка единицы при $n_i = n_0$. При $n_i \neq n_0$ $F_{n_0 n_i}(sL) \ll 1$, и поэтому при суммировании по виртуальным состояниям в (2) можно ограничиться только диагональными членами, полагая $F_{n_0 n_0}(sL) \approx 1$.

Как известно, потенциал примеси существенным образом зависит от соотношения между диэлектрическими проницаемостями пленки и окружающих ее сред. В случае часто встречающейся ситуации, когда оптическая плотность пленки намного больше, чем оптическая плотность среды, как показано в [7], экранированный потенциал взаимодействия имеет при $\rho \gg L$ следующий вид:

$$U(\rho) = \frac{2e^2}{\epsilon L} K_0(\rho A), \quad A = \sqrt{\frac{4\pi n_{\text{эл}} e^2}{\epsilon K_B T}}, \quad (6)$$

где K_0 — функция Макдональда нулевого порядка, $n_{\text{эл}}$ — объемная концентрация электронов, K_B — постоянная Больцмана. Нетрудно убедиться в том, что матричный элемент оператора (6) равен

$$H_{0i}^{np} = \frac{4\pi e^2 \delta_{n_0 n_i}}{\epsilon V [(k_i - k_0)^2 + A^2]}. \quad (7)$$

Как видно из (2), при вычислении коэффициента поглощения надо учесть два типа процессов — с первоначальным рассеянием на примесном центре и последующим поглощением фотона, и наоборот, с первоначальным поглощением фотона.

Для первого типа процессов имеем, например,

$$E_0 = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_0^2}{2mL^2} + \hbar\omega,$$

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_0^2}{2mL^2} + \hbar\omega, \quad (8)$$

$$E_f = \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_0^2}{2mL^2}.$$

Используя выражения (4), (5), (7), для числа переходов P_{0f} получим

$$P_{0f} = \frac{2^9 \pi^4 e^6 k_0^2 \cos^2(\widehat{\xi}, \widehat{\mathbf{k}}_0) \delta(k_f - \sqrt{k_0^2 + 2m\omega/\hbar})}{\varepsilon^3 V^3 \hbar^2 \omega^3 m \sqrt{k_0^2 + 2m\omega/\hbar} [(k_0 - k_f)^2 + A^2]^2}. \quad (9)$$

Просуммируем выражение (9) по конечным состояниям

$$P_0 = \sum_f P_{0f} = \frac{2^7 \pi^2 e^6 k_0^2 \cos^2(\widehat{\xi}, \widehat{\mathbf{k}}_0)}{\varepsilon^3 V^2 L \hbar^2 \omega^3 m (k_0^2 + 2m\omega/\hbar)^{1/2}} \times \\ \times \int_0^\infty k_f \delta(k_f - \sqrt{k_0^2 + 2m\omega/\hbar}) dk_f \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{[k_0^2 + k_f^2 + A^2 - 2k_0 k_f \cos \varphi]^2}. \quad (10)$$

Последний интеграл выражается через полином Лежандра первой степени. Окончательно для P_0 имеем

$$P_0 = \frac{2^7 \pi^3 e^6 k_0^2 (2k_0^2 + 2m\omega/\hbar + A^2)}{\varepsilon^3 V^2 L \hbar^2 \omega^3 m [4m^2 \omega^2/\hbar^2 + A^4 + 4A^2 m\omega/\hbar + 4A^2 k_0^2]^{3/2}}. \quad (11)$$

Равновесная функция распределения в невырожденной полупроводниковой пленке равна

$$f_0 = \frac{\pi N \hbar^2}{S m K_B T} \exp\left(-\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m K_B T}\right), \quad (12)$$

где N — число электронов в пленке, S — площадь пленки.

Переходя в выражении (1) от суммирования к интегрированию, для коэффициента поглощения получим

$$\alpha = \frac{4n_{\text{эл}} n_{\text{пр}} \pi^3 e^6}{c m^2 K_B T \varepsilon^{2.5} L \omega^3 A^3} \int_0^\infty \frac{k_0^2 (k_0^2 + m\omega/\hbar + A^2/2) e^{-\mu k_0^2} dk_0^2}{\left(\frac{m^2 \omega^2}{\hbar^2 A^2} + \frac{A^2}{4} + \frac{m\omega}{\hbar} + k_0^2\right)^{3/2}}, \quad (13)$$

где $\mu = \hbar^2/2mK_B T$, $n_{\text{пр}}$ — концентрация примеси. Интеграл в (13) выражается через функции Уиттекера [8]. Окончательно имеем следующее выражение для коэффициента поглощения:

$$\alpha(\omega) = \frac{4n_{\text{эл}} n_{\text{пр}} \pi^3 e^6}{c m^2 K_B T \varepsilon^{2.5} L \omega^3 A^3} \left\{ 2^3 \cdot 0.25 \mu^{-1.25} e^{\mu^3/2} W_{-1.75; 0.75}(\beta\mu) + \right. \\ \left. + D [\beta^{-0.25} \mu^{-0.75} e^{\beta\mu/2} W_{-1.25; 0.25}(\beta\mu)] \right\}. \quad (14)$$

В (14) введены следующие обозначения:

$$\beta = \frac{m^2 \omega^2}{\hbar^2 A^2} + \frac{A^2}{4} + \frac{m\omega}{\hbar}, \quad D = \frac{m\omega}{\hbar} + \frac{A^2}{2},$$

W — функция Уиттекера.

Рассмотрим некоторые предельные случаи: 1) $\hbar\omega \gg K_B T$, тогда частотная и температурная зависимости $\alpha(\omega, T) \sim \omega^{-5} T^{2.5}$; 2) $\omega \rightarrow 0$, $T \rightarrow 0$, $\alpha(\omega, T) \sim \omega^{-3} T^3$; 3) $\omega \rightarrow 0$, $K_B T \gg \hbar^2 A^2 / 2m$, $\alpha(\omega, T) \sim \omega^{-3} T^2$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Коган В. Г., Кресин В. З. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 11, с. 3230—3235.
- [2] Казарян Э. М., Григорян В. Г., Казарян А. М. — ФТП, 1976, т. 10, в. 10, с. 2016.
- [3] Казарян Э. М., Арамян К. С. — Изв. АН АрмССР, Физика, 1976, т. 11, в. 2, с. 122—127.
- [4] Григорян В. Г., Казарян А. М. — ФТП, 1984, т. 18, в. 4, с. 749—721.
- [5] Фань Н. И. — УФН, 1958, т. 64, в. 2, с. 315—360.
- [6] Fan H. Y., Spitzer W., Collins R. J. — Phys. Rev., 1956, v. 101, p. 566.
- [7] Рытова Н. С. — Вестн. МГУ, Физика, астрономия, 1967, № 3, с. 30—37.
- [8] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1971. 1108 с.

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

Получено 19.03.1987

Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ОБРАЗОВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ В ОБЛУЧЕННОМ КРЕМНИИ

Гучетль Р. И., Гринштейн П. М.

Известно, что в монокристаллах кремния, облученных нейтронами и высокоэнергетическими гамма-квантами, в результате термообработок при температурах 300—600 °С наблюдается образование мелких акцепторных центров [1-3]. Предполагается, что указанными центрами могут быть комплексы собственных точечных дефектов [1]. Если это так, то можно ожидать, что отжиг таких комплексов протекает с образованием более простых и, следовательно, менее термостабильных дефектов. В настоящей работе впервые приведены результаты, косвенно подтверждающие эти предположения.

Исследовались образцы монокристаллического зонного кремния *n*-типа с удельным электрическим сопротивлением (УЭС) в исходном состоянии 500 Ом·см, облученные гамма-квантами с энергиями 15—30 МэВ. В результате облучения в образцах происходило образование атомов алюминия вследствие протекания фотоядерных реакций [3]. Облученные образцы термообработывались в градиенте температур [4] и в изотермических условиях, скорость охлаждения образцов до комнатной температуры составляла 5—10 град/с. После термообработок (ТО) на образцах проводились измерения УЭС двухзондовым методом и типа проводимости — методом термовознда.

Результаты измерений УЭС на образце, подвергнутом последовательным ТО, представлены на рис. 1. Во всем диапазоне температур отжига на образце наблюдался *p*-тип проводимости. Как видно из рис. 1, непосредственно после ТО в градиенте температур на образце наблюдаются три стадии изменения УЭС:

— уменьшение УЭС, обусловленное генерацией радиационных акцепторов при температурах вблизи 550 °С (после облучения УЭС образца составляло $\sim 10^5$ Ом·см);

— возрастание УЭС до некоторого максимального значения в области температур 590—630 °С;

— уменьшение УЭС до значений, определяемых концентрацией введенного алюминия (профиль распределения алюминия определялся характером распределения гамма-квантов в пучке).

Из рис. 1 видно, что область максимальных значений УЭС обусловлена образованием центров, отжиг которых протекает при температурах 200—300 °С, более низких, чем температура их образования, т. е. метастабильных.