

**ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМП ОПТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ
И СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ
НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ВАРИЗОННЫХ ПЛЕНОЧНЫХ
ФОТОПРИЕМНЫХ СТРУКТУРАХ p -КРТ МЛЭ****Д. Ю. Протасов¹, В. Я. Костюченко²**¹*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru*²*Сибирская государственная геодезическая академия, г. Новосибирск*

Рассчитан профиль концентрации фотогенерированных неравновесных электронов по толщине трехслойной пленочной структуры p -КРТ в скрещенных электрическом и магнитном полях, в которой ширина запрещенной зоны центральной области постоянна, а в прилегающих варизонных областях увеличивается. Показано, что трехслойную структуру с варизонными областями можно заменить однородной пленкой, введя эффективные темп поверхностной генерации и скорости поверхностной рекомбинации на границах центральной и варизонной областей.

Введение. Пленочные структуры на основе узкозонных соединений A_2B_6 , а также тройных растворов из элементов этих групп широко используются для создания фотоприемных устройств инфракрасного диапазона. Эффективность работы фотоприемников во многом определяется процессами рекомбинации и диффузии неосновных носителей заряда (ННЗ).

Классическими методами изучения рекомбинационно-диффузионных свойств пленочных структур являются фотомагнитный эффект (ФМЭ) и фотопроводимость (ФП) в магнитном поле [1]. Магнитополевые зависимости сигналов ФМЭ и ФП определяются распределением концентрации ННЗ по толщине структуры [2].

Существенный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) тройных растворов кадмий–ртуть–теллур (КРТ) позволил выращивать структуры с заданным профилем запрещенной зоны по толщине [3]. Применение варизонных приграничных областей, в которых ширина запрещенной зоны увеличивается от центральной области образца к его границам, существенно снижает влияние поверхности на время жизни ННЗ [4]. На таких структурах ФМЭ и ФП в магнитном поле не изучались.

В данной работе рассматривается поведение фотогенерированных ННЗ в стационарных скрещенных электрическом и магнитном полях в трехслойной гетероэпитаксиальной структуре p -КРТ МЛЭ.

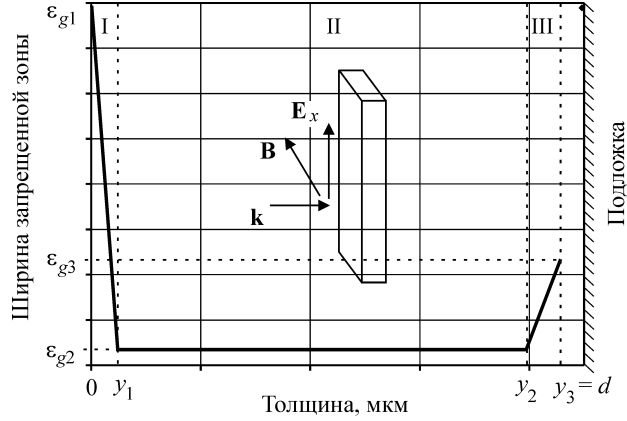


Рис. 1. Профиль края зоны проводимости для структуры p -КРТ: I – передний варизонный слой, II – центральный рабочий слой, III – задний варизонный слой

Модель для расчетов. Профиль мольного содержания кадмия x_{Cd} по толщине структуры p -КРТ с варизонными приграничными областями можно аппроксимировать линейной зависимостью [4]. Известно, что ширина запрещенной зоны прямо пропорциональна x_{Cd} , поэтому ее профиль также будет линейно изменяться по толщине (рис. 1).

В варизонных слоях существует встроенное электрическое поле с напряженностью

$$E_{1y} = \frac{1}{e} \frac{\partial \varepsilon_g(x_{Cd})}{\partial x_{Cd}} \frac{\partial x_{Cd}}{\partial y} \approx \frac{1}{e} \frac{\varepsilon_{g2} - \varepsilon_{g1}}{y_1}; \quad E_{3y} = \frac{1}{e} \frac{\partial \varepsilon_g(x_{Cd})}{\partial x_{Cd}} \frac{\partial x_{Cd}}{\partial y} \approx \frac{1}{e} \frac{\varepsilon_{g3} - \varepsilon_{g2}}{y_3 - y_2}, \quad (1)$$

где e – величина элементарного заряда. На рисунке в «рабочем» слое II ширина запрещенной зоны ε_{g2} постоянна, поэтому $E_{2y} = 0$.

Для вывода аналитических выражений, описывающих поведение ННЗ в скрещенных электрическом и магнитном полях, применяем уравнения непрерывности, транспортные уравнения для плотности токов электронов и дырок в магнитном поле, условие отсутствия полного тока в направлении оси y и уравнение электронейтральности:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \beta \alpha G - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n, \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \beta \alpha G - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} j_p, \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} j_n = en\mu_n E + eD_n \operatorname{grad} \Delta n - \mu_n [j_n \times B], \\ j_p = ep\mu_p E + eD_p \operatorname{grad} \Delta p - \mu_p [j_p \times B], \end{cases} \quad (3)$$

$$j_y = j_{ny} + j_{py} = 0, \quad (4)$$

$$\Delta n [1 + K] = \Delta p, \quad (5)$$

где μ_n и μ_p , n и p – подвижности и концентрации электронов и дырок; B – значение индукции магнитного поля; D_n и D_p , τ_n и τ_p – коэффициенты диффузии и времена жизни электронов и дырок; β – квантовый выход; α – коэффициент поглощения; $G = G_0 \exp(-\alpha y)$ – плотность потока фотонов; K – коэффициент пропорциональности между концентрациями неравновесных электронов на ловушках и в зоне проводимости.

При выводе аналитических выражений используем следующие предположения:

- а) стационарный случай ($\partial \Delta n / \partial t = \partial \Delta p / \partial t = 0$);
- б) малый уровень возбуждения ($p_0, n_0 \gg \Delta p, \Delta n$);
- в) слабое магнитное поле для тяжелых дырок ($\mu_p B_{\max} \ll 1$);
- г) сильное поглощение ($\alpha d \gg 1$, где d – толщина образца);
- д) концентрация дырок одинакова во всех трех слоях [5].

Для упрощения модели будем считать, что подвижность и время жизни ННЗ в варизонных слоях постоянны и равны некоторым средним значениям μ_{ni} и τ_{ni} , где i – номер области. Поглощение излучения в варизонной области характеризуем усредненным коэффициентом $\alpha_1 = y_1^{-1} \int_0^{y_1} \alpha(y) dy$, зависи-

мость $\alpha(y)$ приведена в работе [6].

Если образец помещен в скрещенные электрическое $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ и магнитное $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$ поля и освещен излучением с волновым вектором $\mathbf{k} = (0, k_y, 0)$, то из уравнений (2)–(5) получаем выражения, описывающие поведение неравновесных электронов в областях I–III:

$$D_{in}^* \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial y^2} + V_{id} \frac{\partial \Delta n}{\partial y} - \frac{\Delta n}{\tau_i} = -\alpha_i \beta G_i, \quad (6)$$

где $D_{in}^* = D_{in} / (1 + \mu_{in}^2 B^2) = D_{in} / (1 + \Theta_{in}^2)$ – коэффициент диффузии электронов в магнитном поле; $V_{id} = \mu_{in} (E_{iy}^* + (\Theta_{in} + \Theta_p) E_x) / (1 + \Theta_{in}^2)$ – скорость их поперечного дрейфа по оси y в скрещенных электрическом и магнитном полях; $i=1, 2, 3$ – номер области. Общие решения уравнений (6) хорошо известны.

Постоянные коэффициенты находим из граничных условий. На поверхностях пленочной структуры граничные условия имеют вид

$$\begin{cases} j_{1n}(0) = eS_1 \Delta n_1(0), \\ j_{3n}(d) = -eS_2 \Delta n_2(d). \end{cases} \quad (7)$$

На границах раздела слоев y_1 и y_2 концентрации ННЗ и плотности их тока в направлении оси y должны быть непрерывны:

$$\begin{cases} \Delta n_1(y_1) = \Delta n_2(y_1), \\ \Delta n_2(y_2) = \Delta n_3(y_2), \\ j_{1n}(y_1) = j_{2n}(y_1), \\ j_{2n}(y_2) = j_{3n}(y_2), \end{cases} \quad (8)$$

где плотность тока ННЗ в направлении оси y определяется выражением

$$j_{in}(y) = eV_{id} \Delta n_i(y) + eD_{in}^* \frac{\partial \Delta n_i}{\partial y}. \quad (9)$$

Сильное встроенное электрическое поле варизонных областей выталкивает ННЗ в центральную область II, поэтому из уравнений (7) и (8) после подстановки общих решений выделим путем преобразования два уравнения, относящиеся к рабочей области:

$$\begin{cases} j_{2n}(y_1) = eS_{1\text{эфф}} \Delta n_2(y_1) - g_s e, \\ j_{2n}(y_2) = -eS_{2\text{эфф}} \Delta n_2(y_2), \end{cases} \quad (10)$$

где $S_{1\text{эфф}}$ и $S_{2\text{эфф}}$ можно придать смысл эффективных скоростей поверхностной рекомбинации на передней и задней границе рабочего слоя II, которые учитывают диффузию ННЗ из области II в I и III с последующей их рекомбинацией. Соответственно g_s определим как эффективный темп поверхностной генерации ННЗ на границе раздела рабочего слоя и освещенной варизонной области. Темп учитывает фотогенерированные ННЗ в варизонной области I, вытолкнутые встроенным электрическим полем в область II. Для реальных фотоприемных структур сила Кулона, действующая на ННЗ в варизонных слоях, гораздо больше силы Лоренца, возникающей в скрещенных электрическом E_x и магнитном B полях ($eE_{y1,3} \gg e\mu_n B E_x$). В этом приближении выражения для $S_{1\text{эфф}}$, $S_{2\text{эфф}}$ и g_s имеют следующий вид:

$$S_{1\text{эфф}} \approx -\frac{k_b T}{e} \frac{1}{E_{1y} \tau_{1n}}, \quad (11)$$

$$S_{2\text{эфф}} \approx \frac{k_b T}{e} \frac{1}{E_{3y} \tau_{3n}}, \quad (12)$$

$$g_s = \beta G_0 (1 - e^{-\alpha_1 y_1}). \quad (13)$$

Используя граничные условия (10), получаем распределение концентрации неравновесных электронов по толщине рабочего слоя:

$$\begin{aligned} \Delta n_2(y) = & \frac{1}{z(y)} [(A_2(D_{2n}^* \alpha_2 - V_{2d} + S_{1\text{эфф}}) - g_s) \times \\ & \times (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{22} y_2 + \lambda_{21} y} - (A_2(D_{2n}^* \alpha_2 - V_{2d} + S_{1\text{эфф}}) - g_s) \times \\ & \times (D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{21} y_2 + \lambda_{22} y}] + A_2 e^{-\alpha_2 y}, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$z(y) = (D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} - S_{1\text{эфф}}) (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{21} y_1 + \lambda_{22} y_2} -$$

$$-(D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} - S_{1\text{эфф}})(D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{21} y_2 + \lambda_{22} y_1}, \quad (15)$$

$$A_2 = -\frac{\beta \alpha_2 G_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2) y_1}}{\alpha_2^2 D_{2n}^* - V_{2d} \alpha_2 - 1/\tau_{2n}}, \quad (16)$$

а $\lambda_{21, 22} = -V_{2d}/2D_{2n}^* \pm \sqrt{(V_{2d}/2D_{2n}^*)^2 + 1/D_{2n}^* \tau_{2n}}$ – корни соответствующих характеристических уравнений.

Аналогично можно получить распределение неравновесных электронов в варизонных областях I и III.

Результаты и обсуждение. Профили концентраций ННЗ, рассчитанные при освещении слоя I по формулам (14) и (15), приведены на рис. 2. При отсутствии магнитного поля ($B = 0$), как видно из рисунка, концентрация ННЗ почти не меняется по толщине рабочего слоя II. Это объясняется тем, что длина диффузии (21 мкм) в данном случае превышает толщину рабочего слоя (9 мкм), а также очень малыми значениями скоростей поверхностной рекомбинации $S_{1\text{эфф}}$ и $S_{2\text{эфф}}$. В скрещенных тянущем электрическом E_x и магнитном B полях на ННЗ действует сила Лоренца, которая прижимает их либо к передней поверхности (при $B > 0$), либо к задней поверхности пленки (при $B < 0$). В варизонных слоях I и III для ННЗ выполняется условие $eE_{y1,3} \gg e\mu_n B E_x$, поэтому сила Лоренца не приводит здесь к заметному изменению

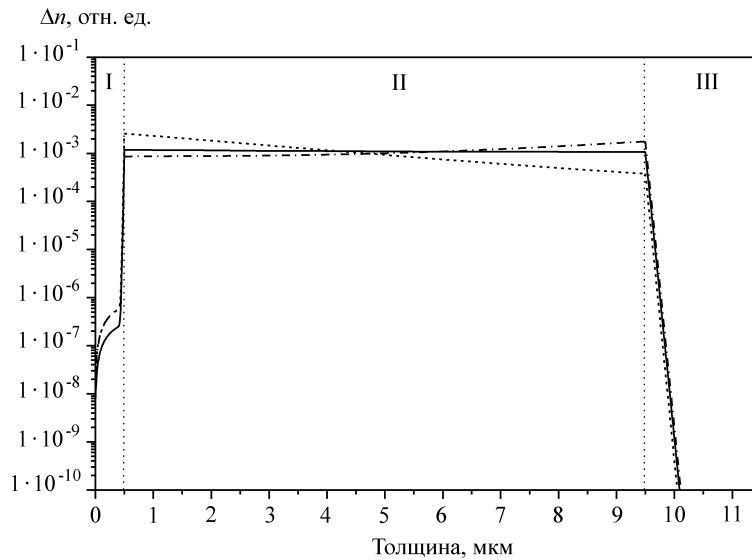


Рис. 2. Распределение неравновесных электронов по толщине структуры при разных значениях индукции магнитного поля ($B = 0$ – сплошная кривая, $B = -0,4$ Тл – штрихпунктирная, $B = 0,4$ Тл – пунктирная), рассчитанное при следующих значениях параметров: $S_{1\text{эфф}} = 0,1$ м/с, $S_{2\text{эфф}} = 1$ м/с, $\tau_{2n} = 10$ нс, $\alpha_1 = 2,10 \cdot 10^6$ м/с, $\alpha_2 = 2,05 \cdot 10^6$ м/с, $\mu_{2n} = 5,7$ м²/В·с, $\mu_p = 0,057$ м²/В·с, $y_1 = 0,5$ мкм, $y_2 = 9,5$ мкм, $y_3 = 11,5$ мкм, $E_x = 500$ В/м, $T = 77$ К. Средние время жизни и подвижность в варизонных слоях: $\tau_{1n} = \tau_{3n} = 10\tau_{2n}$, $\mu_{1n} = \mu_{3n} = \mu_{2n}/2$

профиля концентрации. Вследствие большого градиента концентрации на границах рабочего слоя и областей I и III ННЗ диффундируют в варизонные области на глубину порядка 0,02 мкм. Разница в распределении концентраций по толщине в областях I и III вызвана тем, что освещена только передняя варизонная область.

Заключение. Трехслойная структура p -КРТ МЛЭ с приграничными варизонными областями для описания поведения фотогенерированных ННЗ в стационарных скрещенных электрическом и магнитном полях в геометрии Фойгта может быть сведена к однородной пленке при условии, что сила Лоренца, действующая на неравновесные носители заряда в скрещенных тянущем электрическом и магнитном полях, много меньше силы Кулона в варизонной области. Действие варизонных областей на ННЗ заменяется введением эффективных скоростей поверхностной рекомбинации $S_{1эфф}$ и $S_{2эфф}$ на границах варизонных слоев и рабочей области, а также эффективного темпа поверхностной генерации g_s на освещенной стороне рабочего слоя. Величины $S_{1эфф}$ и $S_{2эфф}$ обусловлены обратной диффузией ННЗ в варизонные области и определяются градиентом ширины запрещенной зоны и временем жизни в варизонных слоях. Эффективный темп поверхностной генерации обусловлен выносом фотогенерированных ННЗ из освещенной варизонной области в рабочую область.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nowak M.** Photoelectromagnetic effect in semiconductors and its application // Prog. Quant. Electr. 1987. **11**. P. 205.
2. **Студеникин С. А., Панаев И. А., Костюченко В. Я., Торчинов Х.-М. З.** Фотомангнитный эффект и фотопроводимость тонких эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ // ФТП. 1993. **27**, вып. 5. С. 744.
3. **Varavin V. S., Vasiliev V. V., Dvoretzky S. A. et al.** HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices // Proc. SPIE. 2003. **5136**. P. 381.
4. **Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П. и др.** Особенности спектральных и рекомбинационных характеристик МЛЭ-структур на основе $CdHgTe$ // Автометрия. 1998. № 4. С. 47.
5. **Бахтин П. А., Дворецкий С. А., Варавин В. С. и др.** Исследование зависимостей проводимости и коэффициента Холла от магнитного поля в пленках $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // ФТП. 2004. **38**, вып. 10. С. 1203.
6. **Anderson W. W.** Absorption constant of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ and $Hg_{1-x}Cd_xTe$ alloys // Infrared Phys. 1980. **20**. P. 363.

Поступила в редакцию 11 декабря 2007 г.