

# Эффективное время жизни носителей заряда в варизонных структурах на основе CdHgTe

© В.М. Осадчий, А.О. Сусяков, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 5 мая 1998 г. Принята к печати 29 июня 1998 г.)

Проведены расчеты эффективного времени жизни носителей заряда в варизонных структурах из  $n$ -CdHgTe с учетом оже-рекомбинации и рекомбинации на дислокациях. Показано, что введение варизонных широкозонных слоев позволяет исключить влияние поверхностной рекомбинации и получить высокие эффективные времена жизни даже при высоких плотностях дислокаций (выше  $10^7 \text{ см}^{-2}$ ). Получено согласие измеренных и рассчитанных времен жизни носителей заряда в варизонных структурах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

## Введение

Фотоэлектрические характеристики фоторезисторов на основе соединений кадмий–ртуть–теллур (КРТ) определяются временем жизни неосновных носителей заряда, которое зависит как от структурного совершенства материала, так и от скорости поверхностной рекомбинации.

Существует ряд подходов для решения задачи пассивации поверхности: с помощью изолирующих слоев [1] или выращиванием *in situ* широкозонных [2] или варизонных слоев [3]. Теоретически исследовались только первые два случая [1,2,4].

Для улучшения структурного совершенства в эпитаксиальных методах выращивания обычно используют подложки, которые по параметру решетки согласованы с эпитаксиальным слоем КРТ. Так, в эпитаксиальных структурах КРТ, выращенных на подложках CdZnTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [5,6], согласованных по параметру решетки, наблюдается плотность дислокаций  $\sim 3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ . В то же самое время в структурах КРТ, выращенных на подложках GaAs с буферными слоями CdTe [6,7], наблюдается более высокая плотность дислокаций  $\sim 2 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ .

Известно, что дислокации могут проявлять электрическую активность [8], в том числе давать определяющий вклад в рекомбинацию носителей и определять время жизни неосновных носителей заряда. Было показано из измерений поверхностного потенциала [9], что на границе с окислом время жизни в объемном КРТ (с содержанием кадмия  $x_{\text{Ca}} = 0.3$ ) в приповерхностном слое зависит от плотности дислокаций ( $n_d$ ). Причем при  $n_d$  ниже  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$  время жизни выходит на насыщение и не зависит от плотности дислокаций. По-видимому, имеются другие центры рекомбинации, которые лимитируют время жизни. Авторы предложили эмпирическую формулу зависимости времени жизни от плотности дислокаций. В то же время измерения, проведенные с помощью эффекта фотопроводимости и дающие время жизни для структуры в целом, показали, что времена жизни в 2 раза больше, чем измеряемые в приповерхностной области при той же плотности дислокаций. Мы считаем, что такая разница может быть связана с рекомбинацией на

границе раздела окисел–КРТ и зависимостью скорости поверхностной рекомбинации от плотности дислокаций, выходящих на поверхность КРТ.

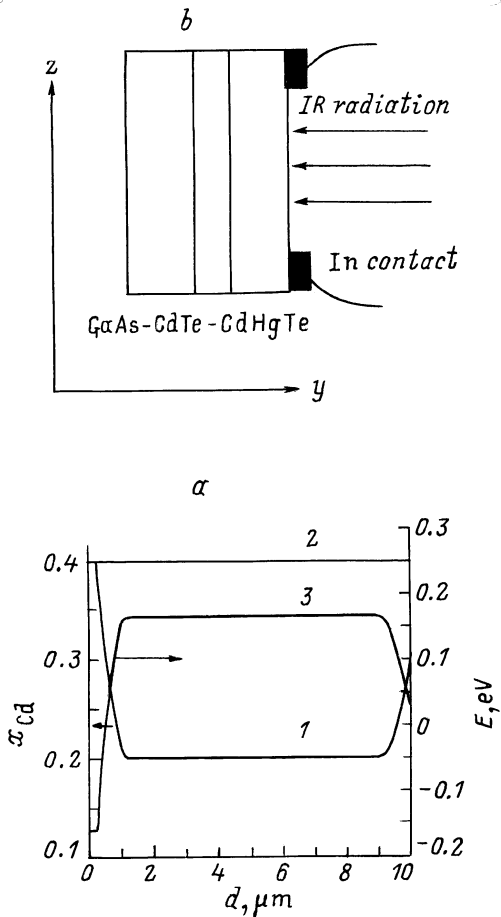
В [6] исследовалась зависимость времени жизни от плотности дислокаций в структурах КРТ, выращенных на подложках CdZnTe и GaAs. Авторами утверждается, что наблюдаемые времена жизни могут быть связаны с рекомбинацией носителей заряда на дислокациях в объеме КРТ, так же, как и в [9]. Авторами показано, что при плотностях дислокаций выше  $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$  в структурах КРТ на GaAs времена жизни резко уменьшаются с 200 до 20 нс. Однако, поскольку низкие времена жизни в [9] наблюдались в приповерхностной области, возможно, низкие времена жизни в [6] связаны с влиянием поверхностной рекомбинации.

Известно, что введение неоднородного потенциального рельефа в структуру фоторезистора приводит к увеличению времени жизни [10]. Нами была разработана методика выращивания эпитаксиальных структур КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии с измерением состава растущего слоя в реальном масштабе времени [3]. Эта методика позволяет выращивать слои КРТ с любым наперед заданным профилем состава КРТ по толщине пленки. Для пассивации были выращены эпитаксиальные слои с варизонными широкозонными слоями на границе пленка–подложка и на поверхности пленки КРТ.

В данной работе мы изучаем численными методами влияние варизонных слоев на эффективное время жизни носителей заряда в фоторезисторах из  $n$ -CdHgTe с профилями состава, близкими к реальным, и проводим сравнение рассчитанных и экспериментально измеренных эффективных времен жизни носителей заряда в гетероструктурах КРТ, выращенных на подложках GaAs методом МЛЭ.

## Модель

Расчеты проведены для фоторезистора на основе пленки КРТ с варизонными слоями (рис. 1, а, кривая 1), выращенного на подложке GaAs с буферным слоем CdTe



**Рис. 1.** а) 1 — профиль содержания кадмия в моделируемой структуре, 2 — профиль края зоны проводимости, 3 — профиль края валентной зоны. б) Схематическое изображение моделируемой структуры.

(рис. 1, б). Профиль содержания Cd по толщине пленки близок к профилям в реальных структурах. При этом ширина запрещенной зоны возрастает при приближении к поверхности пленки и к границе с буфером (рис. 1, а, разность между кривыми 2 и 3).

Распределение неравновесных носителей заряда в фоторезисторе можно определить из решения одномерного уравнения диффузии, учитывающего рекомбинацию и фотогенерацию носителей заряда и встроенное поле, образующееся из-за зависимости параметров зонной структуры от координаты. Выражение для дырочного тока  $j_p$  в зависимости от координаты  $y$  по толщине структуры в  $n$ -полупроводнике имеет вид [11]

$$j_p(y) = \mu_p(y)p(y)k_B T \frac{d}{dy} \ln n_i^2(y) - \mu_p(y)k_B T \frac{d}{dy} p(y), \quad (1)$$

где  $\mu_p$  — подвижность дырок,  $p$  — их концентрация,  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда,  $T$  — температура,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Это выражение получено в приближении малого уровня возбуждения для однородного по  $y$  легирования. Отметим, что в

нем отсутствует зависимость от электронного сродства, поэтому положение зоны проводимости не зависит от координаты  $y$  [11] (рис. 1, а, кривая 2). В расчетах выражение для  $n_i$  взято из работы [12], для  $E_g$  — из [13], принимается, что  $\mu_p = 0.01 \mu_n$ , а зависимость для электронной подвижности  $\mu_n$  бралась из работы [14].

Уравнение диффузии для неравновесных дырок в  $n$ -CdHgTe имеет вид

$$\frac{k_B T}{e} \frac{d}{dy} j_p(y) - G(y) + \frac{p(y) - p_0(y)}{\tau(y)} = 0. \quad (2)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона,  $p_0$  — равновесная концентрация дырок в отсутствие излучения,  $G$  — функция фотогенерации носителей:

$$G(y) = \alpha(y) \Phi \exp\left(-\int_0^y \alpha(y') dy'\right), \quad (3)$$

$\Phi$  — поток падающего излучения,  $\alpha$  — коэффициент поглощения, рассчитываемый согласно [15],  $\tau$  — время рекомбинации носителей заряда. В однородном по составу  $n$ -CdHgTe это время определяется оже-процессом  $A1$  [16] и может быть определено по формуле из работы [17]. Далее для этого времени вводим обозначение  $\tau_A$ .

Расчет времен рекомбинации на дислокациях на микроскопическом уровне чрезвычайно сложен, поэтому нами использована эмпирическая модель [8], в которой время рекомбинации на дислокации  $\tau_d$  определяется через плотность дислокаций  $n_d$

$$\tau_d = \frac{C_d}{n_d}. \quad (4)$$

Суммарное время рекомбинации в уравнении (2) определяется выражением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_d}. \quad (5)$$

Расчеты проводились как с учетом рекомбинации по обоим каналам, так и с учетом только оже-рекомбинации. Параметр  $C_d$  в формуле (4) варьировался.

К уравнению (2) следует добавить граничные условия [11]:

$$\begin{aligned} j_p(0) &= -es_0 [p(0) - p_0(0)], \\ j_p(L) &= es_L [p(L) - p_0(L)], \end{aligned} \quad (6)$$

где  $L$  — толщина пленки КРТ,  $s_0$  — скорость поверхностной рекомбинации на границе с буфером  $y = 0$ ,  $s_L$  — на поверхности пленки КРТ  $y = L$ .

В уравнении (2) удобно произвести замену искомой функции на функцию  $\nu(y)$  подстановкой  $p = n_i^2 \nu$ , после которой оно приводится к квазигармоническому виду (типа уравнения теплопроводности), для которого в литературе приводится устойчивая разностная схема [18]. Уравнение (2) решалось с использованием этой разностной схемы, а далее находилось эффективное время

жизни  $\tau_{\text{eff}}$ , определяемое из условия равенства числа фотогенерированных носителей за время  $\tau_{\text{eff}}$  количеству неравновесных носителей в структуре:

$$\tau_{\text{eff}} \int_0^L G(y) dy = \int_0^L \Delta p(y) dy. \quad (7)$$

## Результаты

В работе исследовались структуры КРТ, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs (103) с буферным слоем CdTe. Рост слоев КРТ начинается с выращивания слоя постоянного состава, лежащего в пределах  $x_{\text{Cd}} = 0.3-0.4$  толщиной до 0.2–0.3 мкм. Далее выращивается слой КРТ с изменением состава до величин, необходимых для рабочих длин волн фотоприемного устройства и лежащих обычно в пределах  $x_{\text{Cd}}^b = 0.2-0.24$ . Толщина этих слоев варьируется от 1 до 3 мкм и зависит от скорости роста. Далее выращивается слой постоянного состава толщиной 5–10 мкм. И наконец, на поверхности выращивается варизонный слой толщиной 0.5–1 мкм с изменением состава на 0.1–0.5.

Расчеты проведены для модельных структур, профиль состава в которых близок к реальным (рис. 1, а). Толщина пленки КРТ  $L = 10$  мкм, толщины варизонных слоев 1 мкм с каждой стороны, содержание кадмия на поверхности  $x_{\text{Cd}}^s$  варьируется. Концентрация электронов  $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , температура решетки 77 К. Скорость поверхностной рекомбинации слева  $s_0 = 10^5 \text{ см/с}$ , справа —  $s$  и варьировалась в пределах от 0 до  $10^7 \text{ см/с}$ .

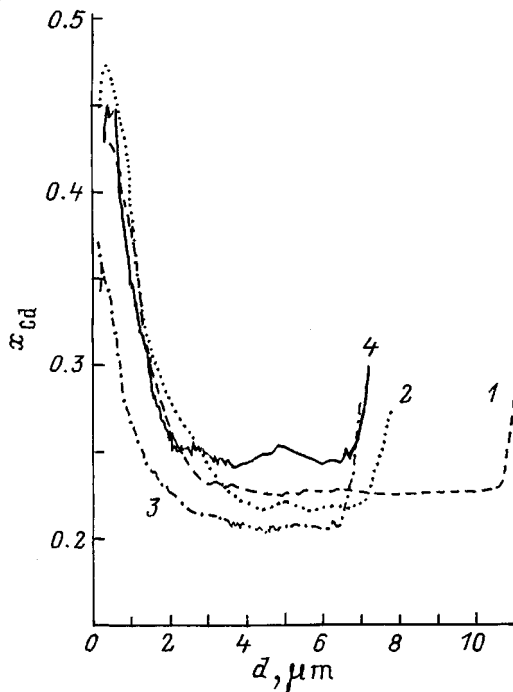


Рис. 2. Профили состава структур 1, 2, 3, 4.

Номер образца	$n$ , $10^{14} \text{ см}^{-3}$	$\tau_{\text{calc}}^A$ , мкс	$\tau_{\text{exp}}$ , мкс	$\tau_{\text{calc}}$ , мкс	$n_d^{\text{opt}}$ , $10^7 \text{ см}^{-2}$
1	3.8	24	1.4	1.4	4
2	2.5	40	1.1	1.4	5.3
3	8.6	2.2	1.2	0.9	2.3
4	1.3	370	0.75	1.5	8

Примечание.  $\tau_{\text{calc}}^A$  — рассчитанное время жизни, определяемое только оже-рекомбинацией,  $\tau_{\text{exp}}$  — измеренное время,  $\tau_{\text{calc}}$  — рассчитанное время жизни, определяемое оже-рекомбинацией и рекомбинацией на дислокациях с  $C_d = 60 \text{ с/см}^2$  и  $n_d = 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ ,  $n_d^{\text{opt}}$  — плотность дислокаций, при которой совпадают величины измеренных и рассчитанных времен жизни.

Расчеты эффективного времени жизни показали, что введение варизонных слоев ведет, естественно, к уменьшению влияния поверхностной рекомбинации, так как встроенное поле отталкивает неосновные носители от поверхности (рис. 1, а, кривая 3). Для полного выключения поверхностной рекомбинации достаточно величины  $\Delta x_{\text{Cd}} = x_{\text{Cd}}^s - x_{\text{Cd}}^b = 0.05$  как при учете только оже-рекомбинации, так и при учете рекомбинации по обоим каналам. Эта величина разрыва состава близка к полученной в работе [2], в которой расчеты проведены для структуры с резким гетеропереходом вблизи поверхности резистора и с учетом только оже-рекомбинации.

В расчетах эффективного времени жизни с учетом оже-рекомбинации и рекомбинации на дислокациях в рамках описанной выше эмпирической модели возникает проблема выбора коэффициента  $C_d$  в формуле (4). На двух образцах были измерены рентгеновские кривые качания и времена жизни. Оценка из полуширины кривых качания показывает, что плотности дислокаций составляют у нас  $(4-6) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ , времена жизни 0.4–0.8 мкс. Расчет времен жизни по нашей модели с учетом выше приведенных данных дает  $C_d = 40-80 \text{ с/см}^2$ .

Нами было проведено также сравнение рассчитанных и измеренных по релаксации фотопроводимости времен жизни в ряде варизонных структур, профили состава которых приведены на рис. 2. В расчетах учитывались время оже-рекомбинации и рекомбинации на дислокациях. В таблице приведены измеренные и рассчитанные при температуре 77 К времена жизни. Величину  $n_d = 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$  мы приняли, так как она находится в пределах полученных из кривых качания. Видим хорошее согласие рассчитанных и измеренных времен жизни, тогда как времена с учетом только оже-рекомбинации отличаются на порядки от экспериментальных.

Из приведенных результатов можно заключить, что при введении варизонных широкозонных слоев можно получить времена жизни выше 1 мкс даже при плотности дислокаций больше  $10^7 \text{ см}^{-2}$ . Эти значения превышают почти на 2 порядка значения времен жизни, приведенные в [6] для слоев КРТ с аналогичной плотностью дислокаций, но без варизонных слоев.

По-видимому, в рамках простой эмпирической модели (4) лучшее согласие экспериментальных и рассчитанных времен вряд ли можно получить. Скорость рекомбинации на дислокациях также может иметь другую зависимость от их плотности, так как они могут быть не только центрами рекомбинации, но и центрами захвата [8]. Дальнейшее сопоставление следует провести при послойном травлении слоев КРТ и измерении времени жизни носителей заряда и плотности дислокаций.

## Заключение

Были проведены расчеты эффективного времени жизни носителей заряда в фоторезисторах из  $n$ -CdHgTe с варизонными слоями. В расчеты включена оже-рекомбинация и рекомбинация на дислокациях. Последняя учитывалась в эмпирической модели (4) и определяется коэффициентом связи  $C_d$  между временем рекомбинации на дислокациях и их плотностью.

Показано, что наличие варизонных слоев в фоторезисторе ведет к значительному увеличению эффективного времени жизни носителей заряда. Достаточно разности в содержании кадмия на поверхности и в объеме на 0.05, чтобы исключить влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей, и последнее в этом случае определяется только объемными процессами. Введение варизонных слоев позволяет получить достаточно высокие эффективные времена жизни, несмотря на высокую плотность дислокаций (выше  $10^7 \text{ см}^{-2}$ ). Получено удовлетворительное согласие измеренных и рассчитанных эффективных времен жизни носителей заряда в варизонных структурах, выращенных методом МЛЭ, учитывая рекомбинацию на дислокациях с коэффициентом связи времени рекомбинации на дислокациях с их плотностью в формуле (4)  $C_d = 40\text{--}80 \text{ с/см}^2$ .

Авторы благодарят Л.Д. Бурдину, В.С. Варавина, М.В. Якушева, Н.Н. Михайлова за участие в выращивании эпитаксиальных структур КРТ; В.Н. Овсяку, Ю.Г. Сидорова за обсуждение результатов работы.

## Список литературы

- [1] R. Pal, R.K. Bhan, K.C. Chhabra, O.P. Agnihotri. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 231 (1996).
- [2] C.A. Musca, J.F. Siliquini, K.A. Fynn, B.D. Nener, L. Faraone, S.J.C. Irvine. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1912 (1996).
- [3] V.N. Ovsyuk, A.O. Suslyakov, T.I. Zakharyash, S.A. Studenikin, V.V. Vasilyev, Yu.G. Sidorov, S.A. Dvoretzky, V.S. Varavin, N.N. Mikhailov, V.I. Liberman. *Proc. SPIE*, **2746**, 277 (1996).
- [4] D.K. Arch, R.A. Wood, D.L. Smith. *J. Appl. Phys.*, **58**, 2360 (1985).
- [5] R.D. Rajavel, D.M. Jamba, O.K. Wu, J.E. Jensen, J.A. Wilson, E.A. Patten, K. Kosai, P. Goetz, G.R. Chapman, W.A. Radford. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 653 (1997).
- [6] S.H. Shin, J.M. Arias, M. Zandian, J.G. Pasko, R.E. DeWames. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 2718 (1991).
- [7] L. He, J.R. Yang, S.L. Wang, S.P. Guo, M.F. Yu, X.Q. Chen, W.Z. Fang, V.M. Qiao, Q.Y. Zhang, R.J. Ding, T.L. Xin. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 677 (1997).
- [8] H.F. Mataré. *Defect Electronics in Semiconductors* (Wiley, N.Y.–London, 1971).
- [9] T. Yamamoto, Y. Miyamoto, K. Tanikawa. *J. Cryst. Growth*, **72**, 270 (1985).
- [10] В.Н. Давыдов, Е.А. Лоскутова, И.И. Фефелова. *Микроэлектроника*, **15**, 455 (1986).
- [11] О.В. Константинов, Г.В. Царенков. *ФТП*, **10**, 720 (1976).
- [12] G.L. Hansen, J.L. Schmidt. *J. Appl. Phys.*, **54**, 1639 (1983).
- [13] E. Finkman, S.E. Shachman. *J. Appl. Phys.*, **56**, 2896 (1984).
- [14] J.P. Rosbeck, R.E. Starr, S.L. Price, K.J. Riley. *J. Appl. Phys.*, **53**, 6430 (1982).
- [15] W.W. Anderson. *Infr. Phys.*, **20**, 363 (1980).
- [16] A. Rogalski, J. Piotrowski. *Prog. Quant. Electron.*, **12**, 87 (1988).
- [17] A.R. Beattie, P.T. Landsberg. *Proc. Royal Soc.*, **A249**, 16 (1959).
- [18] А.А. Самарский, А.В. Гулин. *Численные методы* (М., Наука, 1989).

Редактор В.В. Чалдышев

## Effective lifetime of charge carriers in CdHgTe varyzone structures

V.M. Osadchii, A.O. Suslyakov, V.V. Vasilyev, S.A. Dvoretzky

Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Division of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** We have calculated the effective lifetime of charge carriers in  $n$ -CdHgTe varyzone structures, taking into account Auger recombination and recombination by dislocations. It is shown that the introducing of varyzone wide-gap layers leads to removal of surface recombination and allows to obtain high effective lifetimes even at large dislocation densities ( $> 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ). There is agreement between experimental and theoretically calculated lifetimes in MBE varyzone structures.