

УДК 621.315.592:[535.33+537.568]

## Время жизни носителей заряда в эпитаксиальных слоях КРТ МЛЭ с неоднородным распределением состава и уровня легирования

А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, Н. В. Федорова, М. Ф. Филатов  
Томский государственный университет, г. Томск, Россия

В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов  
Институт физики полупроводников, СО РАН, г. Новосибирск, Россия

*Исследовано влияние наличия неоднородностей по составу и по легированию на эффективное время жизни. Были рассмотрены структуры: однородная по составу с постоянным уровнем легирования, неоднородная по составу (варизонная) и варизонная с неоднородным легированием (с наличием сильнолегированной  $p^+$ -области). Полученные результаты позволяют объяснить обнаруженные экспериментально высокие значения эффективного времени жизни носителей заряда (порядка 5 нс) в эпитаксиальных структурах КРТ с включением высоколегированной области.*

Твердый раствор  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x = 0,2-0,3$ ) является основным материалом для создания ИК-приемников излучения, включая многоэлементные матрицы, в диапазоне длин волн 3–5 и 8–14 мкм для различных систем тепловидения. Технология молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяет осуществлять точное изменение состава растущей пленки и получать структуры с переменной шириной запрещенной зоны (ШЗЗ). Градиент ШЗЗ в полупроводнике существенно влияет на распределение неравновесных носителей заряда (ННЗ) и фактически определяет эффективное время жизни ННЗ и другие фотоэлектрические параметры.

При изменении с координатой состава твердого раствора зонный спектр меняется, в том числе изменяется ШЗЗ  $\Delta E$ , поэтому полупроводниковые твердые растворы с изменяющимся по координате основным химическим составом называют варизонными полупроводниками. Объяснение свойств полупроводниковых твердых растворов на основе представления о виртуальном кристалле и об изменении (с изменением состава раствора) ШЗЗ  $\Delta E$  называют варизонной концепцией. Локальная связь основного химического состава и ШЗЗ полупроводникового твердого раствора (как впрочем, и само понятие о запрещенной зоне) сохраняется лишь до некоторого значения градиента в распределении компонентов состава. Соответственно ограничена и применимость варизонной концепции. С ростом градиента состава на свойства твердого раствора все большее влияние оказывают флуктуации состава, статистический характер распределения компонентов раствора. В результате локальные свойства (и, в частности, энергетический спектр электронов) оказы-

ваются нелокальными. Согласно теоретической оценке, граница применимости варизонной концепции может быть определена из работы [1]. В данной статье приведены результаты численных расчетов влияния неоднородностей по составу и по легированию на эффективное время жизни ННЗ в эпитаксиальных пленках КРТ с использованием варизонной концепции.

Расчеты проведены на основе разработанного программного комплекса, позволяющего исследовать основные особенности взаимодействия электромагнитного излучения ИК-диапазона с эпитаксиальными структурами МЛЭ КРТ. Программа позволяет провести расчет основных фотоэлектрических свойств эпитаксиальных структур КРТ при различных параметрах. При расчете параметров рассматривалось уравнение непрерывности для дырок ( $n$ -тип) с учетом процессов дрейфа во встроеном квазиэлектрическом поле, обусловленном наличием неоднородностей по составу и уровню легирования.

### Расчет значений эффективного времени жизни носителей заряда в КРТ МЛЭ с учетом неоднородного распределения состава

Для анализа влияния параметров варизонных буферных слоев на эффективное время жизни ННЗ воспользуемся уравнением непрерывности с учетом процессов диффузии и дрейфа в одномерном случае [2, 3]:

$$-\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -D_a \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + \frac{D_a}{kT} \frac{\partial E_{c,v}}{\partial x} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + \quad (1)$$

$$+ \left( \frac{1}{\tau_0} \pm \frac{D_a}{kT} \frac{\partial^2 E_{c,v}}{\partial x^2} \right) \Delta p - \beta g(x, hv), \quad (1)$$

где  $\Delta p(x)$  — распределение концентрации неравновесных носителей заряда;

$$D_a = \frac{n_0 + p_0}{n_0/D_p + p_0/D_n} = D_p \frac{n_0 + p_0}{n_0 + p_0/b} \quad \text{— коэффициент амбиполярной диффузии;}$$

$b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок;

$\beta$  — внутренний квантовый выход, соответствующий числу пар неравновесных носителей, рожденных одним квантом света;

$\tau_0$  — время жизни неравновесных неосновных носителей заряда;

$k$  — постоянная Больцмана;

$T$  — абсолютная температура;

$E_c(x)$ ,  $E_v(x)$  — функции, описывающие край зоны проводимости и валентной зоны, соответственно;

$g(x, hv)$  — функция генерации, вид которой определяется зависимостью ширины запрещенной зоны от координаты  $x$ , спектральной зависимостью коэффициента поглощения полупроводника и спектром падающего излучения, которую, согласно [4], можно записать следующим образом

$$g(x, hv) = \alpha(x, hv) I_0 e^{-\int_0^d \alpha(t, hv) dt}$$

Исследования краевого поглощения в КРТ показали, что при  $\alpha \leq 10^3 \text{ см}^{-1}$  край поглощения является экспоненциальным, причем его наклон уменьшается с повышением температуры и определяется выражением вида [5, 6]

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \exp\left(\frac{hv - E_0}{W(T)}\right),$$

где  $E_0$  — отождествляется с шириной запрещенной зоны;

$W(T) = W_0 + kT/\sigma_0$  (для КРТ  $\sigma_0 = 4,0$ ).  $W_0$  зависит от качества кристаллов, наличия в них примесей и, как показано в [6], изменяется в пределах 1,8—3,1 эВ.

В спектральной области, примыкающей к краю поглощения с коротковолновой стороны, наблюдается собственное поглощение оптического излучения. Ширина запрещенной зоны в КРТ определяется оптическими переходами между зонами  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ . В связи с разной четностью этих зон дипольные переходы между ними разрешены и являются прямыми, так как экстремумы зон находятся в одной точке зоны Брилле

люэна [7]. В стационарном виде уравнение (1) запишется в виде

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{e\epsilon}{kT} \frac{d\Delta p}{dx} - \left( \frac{1}{\tau_0 D_a} + \frac{e}{kT} \frac{d\epsilon}{dx} \right) \Delta p = -\frac{\beta g(x, hv)}{D_a}, \quad (2)$$

где  $\epsilon$  — градиент ширины запрещенной зоны, который записывается в виде

$$\epsilon = -\frac{1}{e} \frac{dE_v}{dx}.$$

Граничные условия для уравнения (2) для материала  $n$ -типа проводимости можно записать в виде

$$D_a \frac{d\Delta p}{dx} \Big|_{\tilde{\sigma}=0} - \frac{eD_a}{kT} \epsilon(0) \Delta p(0) = \Delta p(0) S_0; \quad (3)$$

$$D_a \frac{d\Delta p}{dx} \Big|_{\tilde{\sigma}=d} - \frac{eD_a}{kT} \epsilon(d) \Delta p(0) = -\Delta p(d) S_d, \quad (4)$$

где  $S_0$ ,  $S_d$  — скорости поверхностной рекомбинации на поверхности при  $x = 0$  и на границе раздела эпитаксиальная пленка—подложка при  $x = d$ , где  $d$  — толщина полупроводника.

$$\epsilon(0) = -\frac{1}{e} \frac{dE_v}{dx} \Big|_{x=0},$$

$$\epsilon(d) = -\frac{1}{e} \frac{dE_v}{dx} \Big|_{x=d}.$$

Дифференциальное уравнение (2) имеет аналитическое решение в квадратурах только для некоторых видов функции  $E_{c,v}(x)$ .

Удобным способом математического описания широкого класса экспериментально наблюдаемых неоднородностей в полупроводниковых твердых растворах является приближение полиномами высоких степеней:

$$E_{c,v}(x) = E_g(x) = \sum_{i=1}^n b_i x^{n-i}. \quad (5)$$

Это представление позволяет провести моделирование физических процессов в варизонных структурах с практически любыми профилями состава. Распределение избыточных носителей заряда создается в результате нескольких процессов: световой генерации, диффузии, дрейфа, объемной и поверхностной рекомбинации. Очевидно, чтобы найти величину фотопроводимости, необходимо определить функцию  $\Delta p(x)$ , т. е. решить уравнение (2) с граничными условиями (3) и (4).

Использование метода МЛЭ позволяет получать эпитаксиальные слои CdHgTe (КРТ) с высокой степенью однородности и с заранее заданными профилями состава. Ниже рассмотрено влияние неоднородности по составу на эффективное время жизни. Исследовались следующие структуры: однородная по составу, неоднородная по составу с одним варизонным широкозонным слоем на поверхности и неоднородная по составу с двумя варизонными широкозонными слоями на границах раздела.

На рис. 1 схематически представлена энергетическая диаграмма эпитаксиальной структуры с двумя варизонными широкозонными слоями на границах раздела, где  $x=0$  соответствует поверхности образца и  $x=d$  — граница раздела образец—подложка. Профиль ширины запрещенной зоны данной структуры описывался с помощью (5).

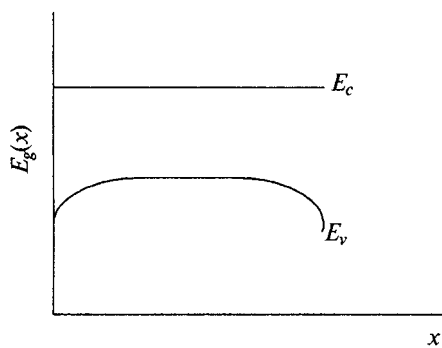
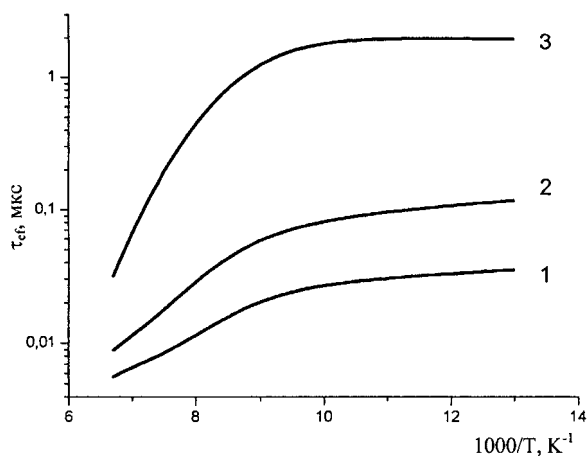


Рис. 1. Профиль ширины запрещенной зоны эпитаксиальной структуры с буферными слоями на границах раздела

На рис. 2, а представлены температурные зависимости эффективного времени жизни для однородно легированных структур с различными



а

профилями ширины запрещенной зоны. При расчете эффективного времени жизни учитывалось изменение ширины запрещенной зоны в приповерхностной области. Объемное время жизни определялось межзонным излучательным ( $\tau_R$ ) и межзонным ударным ( $\tau_A$ ) механизмами рекомбинации ( $1/\tau_V = 1/\tau_R + 1/\tau_A$ ). Показано, что наличие варизонных широкозонных буферных слоев на поверхности и на границе раздела образец—подложка уменьшает влияние поверхности на эффективное время жизни носителей заряда, что приводит к увеличению  $\tau$  до 1,9 мкс при  $T = 77$  К.

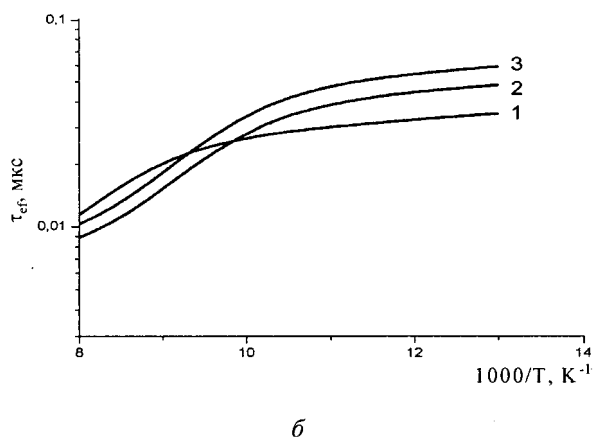
### Расчет значений эффективного времени жизни носителей заряда в КРТ МЛЭ с учетом неоднородного распределения уровня легирования

При решении задачи в случае наличия области  $n^+$ -типа совместно рассматривалось уравнение непрерывности

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \left( \frac{e\epsilon}{kT} + \frac{e\epsilon_n}{kT} \right) \frac{d\Delta p}{dx} - \left( \frac{1}{\tau_0 D_a} + \frac{e}{kT} \frac{d\epsilon}{dx} \right) \Delta p = - \frac{\beta g(x, h\nu)}{D_a},$$

с учетом внутреннего поля  $\epsilon_n$ , обусловленного наличием  $n^+$ - $n$ -перехода и уравнение Пуассона:

$$\frac{d\Phi^2}{dx^2} = \frac{e^2 n_0}{\epsilon_1 \epsilon_0}, \quad (6)$$



б

Рис. 2. Температурные зависимости эффективного времени жизни:

а — эпитаксиальных структур: 1 — однородной; 2 — с одним варизонным слоем на поверхности (градиент ширины запрещенной зоны  $a = 1,6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ); 3 — с двумя варизонными слоями (на поверхности и на границе раздела пленка—подложка,  $a = 1,6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ );

б — эпитаксиальной структуры с однородным профилем состава: 1 — однородный; 2 —  $d_2 = 8$  мкм; 3 —  $d_2 = 9$  мкм

с граничными условиями:  $\Phi(x) = \Phi_0$ , при  $x = 0$ , где  $\Phi_0$  величина потенциального барьера, возникающего при контакте  $n^+ - n$ ;  $\Phi(x) = 0$  и  $\frac{d\Phi}{dx} = 0$  при  $x = d$ . За начало отсчета энергии принято  $E_c$ . Решением уравнения (6) будет

$$\Phi(x) = \frac{e^2 n_0}{2\epsilon_1 \epsilon_0} (d - x)^2.$$

Тогда напряженность контактного поля в области объемного заряда будет иметь вид

$$\epsilon_n(x) = \frac{1}{e} \frac{d\Phi}{dx} = -\frac{en_0}{\epsilon_1 \epsilon_0} (d - x).$$

Толщина области объемного заряда при этом

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_1 \epsilon_0}{e^2 n_0}}.$$

В работе рассмотрены следующие структуры: однородная по составу и по легированию, неоднородная по составу, варизонная с неоднородным легированием (с наличием сильнолегированной  $n^+$ -области).

Контакт  $n - n^+$ -полупроводников рассчитывался из приближения контакт металл — полупроводник, поскольку концентрация легирования  $n^+$ -области считалась, что соответствует сильному вырождению для КРТ.

На рис. 2, б представлены температурные зависимости эффективного времени жизни для однородного профиля ширины запрещенной зоны со следующими параметрами эпитаксиальной структуры: толщина  $d = 12$  мкм, состав  $x = 0,21$ , скорости поверхностной рекомбинации  $S_0 = S_d = 10^5$  см<sup>-1</sup>, концентрация основных носителей заряда  $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (см. рис. 2, б, кривая 1). Параметры легированной  $n^+$ -области были следующие: толщина  $d_1 = 2$  мкм, концентрация основных носителей заряда  $n_0 = 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, концентрация легирования  $n^+$ -области  $n_1 = 1,5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, положение от поверхности на расстоянии  $d_2 = 8$  мкм (см. рис. 2, б, кривая 2),  $d_2 = 9$  мкм (см. рис. 2, б, кривая 3). Можно видеть, что наличие легированной  $n^+$ -области для образца с однородным профилем состава приводит к увеличению эффективного времени жизни  $\tau$  с  $3,5 \cdot 10^{-2}$  до  $4,8 \cdot 10^{-2}$  мкс ( $d_2 = 8$  мкм, см. рис. 2, б, кривая 2), а при  $d_2 = 9$  мкм (см. рис. 2, б, кривая 3) до  $5,9 \cdot 10^{-2}$  мкс.

На рис. 3 представлен профиль ширины запрещенной зоны эпитаксиальной структуры с буферным широкозонным слоем на поверхности и с сильнолегированной областью  $n^+$  (толщина легированной области —  $d_1$ , положение —  $d_2$ ).

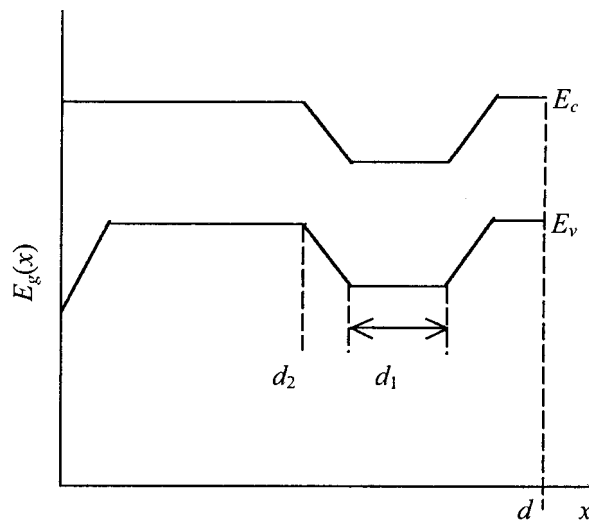


Рис. 3. Профиль ширины запрещенной зоны эпитаксиальной структуры с варизонным буферным слоем на поверхности

На рис. 4 представлены температурные зависимости эффективного времени жизни для структуры с варизонным буферным слоем на поверхности. Основные параметры структуры и параметры легирования соответствуют параметрам однородной структуры. На рис. 4 кривая 1 соответствует однородно легированному образцу; кривые 2 и 3 — положению легированной области  $d_2 = 9$  и  $d_2 = 8$  мкм, соответственно. Можно видеть, что наличие легированной  $n^+$ -области приводит к увеличению эффективного времени жизни с  $1,1 \cdot 10^{-1}$  до  $3,8$  мкс ( $d_2 = 9$  мкм, см. рис. 4, кривая 3) и при  $d_2 = 8$  мкм до  $7,2$  мкс (см. рис. 4, кривая 2).

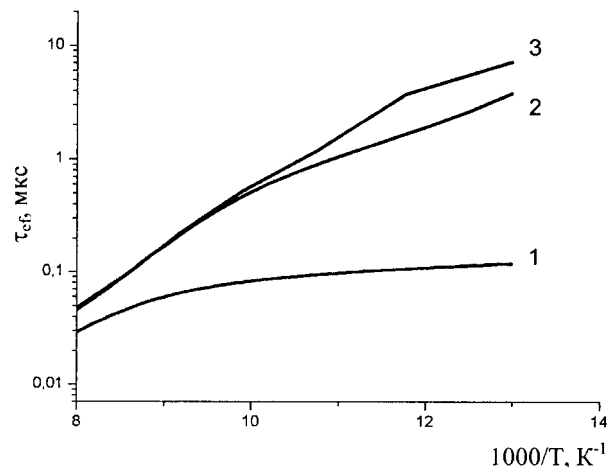


Рис. 4. Температурные зависимости эффективного времени жизни эпитаксиальной структуры с варизонным буферным слоем на поверхности: 1 — однородно легированный; 2 —  $d_2 = 9$  мкм; 3 —  $d_2 = 8$  мкм

Повышение значения эффективного времени жизни при наличии  $n^+$ -области обусловлено образованием области объемного заряда, которое приводит к появлению внутреннего электрического поля, снижающего влияние границы раз-

дела образец—подложка на эффективное время неравновесных носителей заряда. При наличии варизонного слоя на поверхности и сильнолегированной области происходит повышение значения эффективного времени жизни носителей зарядов до 4—7 мкс.

### Заключение

В работе показано, что возможно управление энергетической диаграммой эпитаксиальной структуры КРТ МЛЭ в целях повышения значения фотоэлектрических параметров при рабочих температурах. Полученные результаты позволяют объяснить обнаруженные экспериментально высокие значения эффективного времени жизни носителей заряда (порядка 5 мкс) в эпитакси-

альных структурах КРТ с включением высоколегированной области.

### Литература

1. Ильин В. И., Мусихин С. Ф., Шик А. Я. Варизонные полупроводники и гетероструктуры. — С.-Петербург: Наука, 2000. — 100 с.
2. Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники. — Киев: Наук. думка, 1984. — 253 с.
3. Осинский В. И., Малышев С. А., Рыжков М. П.// ДАН БССР. 1981. Т. 25. № 8. С. 707.
4. Константинов О. В., Царенков Г. В.// ФТП. 1976. № 4. С. 673.
5. Petersen P. E. Semiconductors and Semimetals. — New York: Academic Press. 1981. V. 18. P. 155.
6. Podgorny M., Czyzyk M. T.// Solid State Communications. 1979. V. 32. P. 413.
7. Scott M. W.// J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 10. P. 4077.

Статья поступила в редакцию 10 октября 2004 г.

## Minority carrier lifetime of the CdHgTe epitaxial layers with non-homogeneous composition and level of doping

A. V. Voitsekhovskiy, A. P. Kokhanenko, N. V. Fedorova, M. F. Filatov  
Tomsk State University, Tomsk, Russia

V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, Yu. G. Sidorov, N. N. Mikhailov  
Institute of Semiconductors Physics, Novosibirsk, Russia

*The theoretical results are represented for the non-homogeneous composition and doping influence on photoelectrical properties MBE CdHgTe epitaxial layers. The structure of homogeneous composition and fixed doping level and structure of non-homogeneous composition and changeable doping level were described. This work results explain high experimental carrier lifetime value (4—5 mcs) in MCT structures contained high-doped  $n^+$ -type layer.*

УДК 621.38

## Твердотельные структуры с неоднородностями субмикронных и наноразмеров как материалы для охладителей нового поколения

Л. П. Булат

Санкт-Петербургский государственный университет низкотемпературных и пищевых технологий,  
Санкт-Петербург, Россия

Г. Н. Логвинов

Национальный политехнический институт, Мехико, Мексика

*Дан анализ новых экспериментальных и теоретических результатов по резкому увеличению эффективности твердотельных охладителей (термоэлектрических и термоэмиссионных) для элементов фото- и микроэлектроники. В охладителях ис-*