

УДК 621.315.592.2: 535.343.2

Моделирование диффузии собственных дефектов в гетерогенных кристаллах $Hg_{1-x}Cd_xTe$

В. В. Богобояцкий, С. А. Герасименко, В. В. Емец

Кременчугский государственный политехнический университет, г. Кременчуг, Украина

И. И. Ижнин

НИИ материалов НПП "Карат", г. Львов, Украина

Предложена модель диффузии Hg в гетерогенных кристаллах $Hg_{1-x}Cd_xTe$, учитывающая как макроскопическую диффузию и дрейф заряженных точечных дефектов, так и локальные процессы их взаимодействия между собой и с включениями Te. Выполнены аналитические оценки основных характеристик распределения вакансий Hg. Показано, что в области границы раздела гомогенной и гетерогенной частей $Hg_{1-x}Cd_xTe$ локальное равновесие точечных дефектов и преципитатов нарушается на глубину ~10 мкм, поэтому расчет распределения дефектов в тонких слоях требует явного учета соответствующих реакций.

Хорошо известно, что объемные монокристаллы и эпитаксиальные пленки узкощелевого $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ), выращенные при достаточно высоких температурах, содержат преципитаты теллура и обладают значительной проводимостью дырочного типа из-за присутствия двухзарядных собственных акцепторов — вакансий ртути. По этой причине для получения фоточувствительного материала применяют длительный низкотемпературный отжиг КРТ в парах Hg [1]. Диффузионная природа наблюдающейся при этом *p-n*-конверсии гетерогенного КРТ впервые была обоснована экспериментально в [2]; там же был предложен междуузельный механизм диффузии Hg в КРТ. Позже модель диффузии Hg в гетерогенном КРТ была усовершенствована в работах [1, 3—6]. Было показано, что ртуть мигрирует главным образом по междуузлиям при низкой концентрации вакансий Hg и по вакансиям — при их высокой концентрации. При этом, если температура отжига превышает ~600 К, заметную роль может играть дрейф заряженных собственных дефектов в электрическом поле, возникающем в градиенте их концентрации [6].

Несмотря на довольно успешное объяснение ряда основных особенностей диффузии Hg в объемных кристаллах КРТ, модели [1—6] имеют один общий недостаток, а именно в [1—6] считается, что гомогенная и гетерогенная части кристалла разделены резкой границей, непосредственно на которой локализовано взаимодействие диффундирующей ртути и преципитатов Te; сам же механизм такого взаимодействия не рассматривается. Нетрудно заметить, что такое предположение ограничивает область применения моделей [3—6] случаем объемных кристаллов КРТ и достаточно длительных отжигов, когда глубина проникновения Hg в КРТ оказывается большой по сравнению с характерным расстоянием между преципитатами. В случае тонких эпитаксиальных слоев КРТ типичная длительность процес-

са мала, поэтому механизм и кинетика взаимодействия собственных дефектов и преципитатов Te могут оказывать существенное влияние на распределение собственных дефектов и должны непременно учитываться в явном виде при моделировании диффузии Hg.

Такого рода процессы были частично рассмотрены в работе [7], где изучалась кинетика коагуляции вакансий Hg в пересыщенных ими макрооднородных кристаллах узкощелевого КРТ. Было показано, что экспериментальные особенности этого процесса могут быть полностью объяснены, если предположить, что коагуляция вакансий Hg осуществляется в два этапа. На первом этапе в результате присоединения вакансии нейтральным преципитатом Te образуется заряженный комплекс, состоящий из адсорбированной вакансии ртути и собственно преципитата. После присоединения еще одной вакансии происходит перестройка структуры такого комплекса, и он вновь становится нейтральным преципитатом Te. Ясно, однако, что такой тип взаимодействия может преобладать только в пересыщенных вакансиями кристаллах КРТ, где доминирует вакансионный механизм миграции ртути. Если концентрация вакансий мала, необходимо учесть аналогичное взаимодействие преципитатов с междуузельными атомами ртути.

Цель работы — усовершенствовать модель диффузии Hg в гетерогенных кристаллах КРТ, учтя в ней в явном виде локальные процессы взаимодействия заряженных собственных дефектов с включениями Te, и оценить на этой основе ширину переходной области, разделяющей гомогенную и гетерогенную части отжигаемого КРТ.

Модель

Предлагаемая модель представляет собой систему стационарных уравнений диффузии неконсервативных

дефектов в среде, содержащей непрерывно распределенные источники и стоки. В модели учтены свободные электроны (e') и дырки (h'), подвижные простые (точечные) дефекты — дважды заряженные вакансии ртути (V_{Hg}'') и ее междоузельные атомы (Hg_i''), а также неподвижные сложные дефекты — преципитаты Те, рассматриваемые как источники (стоки) для V_{Hg}'' и Hg_i'' . Как и в [7], считается, что преципитаты представляют собой комплексы вакансий ртути двух видов — нейтральные включения (Te_p^\times), с одной стороны, и их заряженные комплексы с адсорбированной вакансией ртути (V_S'') — с другой.

Основные типы квазихимических реакций между дефектами, учитываемые в данной модели, и отвечающие им законы действующих масс представлены в табл. 1. Следуя [7], нейтральные преципитаты Те и их комплексы с V_{Hg}'' рассмотрены в квазихимическом приближении, т. е. подобно точечным дефектам; их основное отличие от атомных дефектов заключается в том, что в результате реакции изменяются лишь тип и радиус R преципитата, тогда как суммарная концентрация включений остается неизменной: $[Te_p^\times] + [V_S''] = N_p$. Кроме того, учтено, что при

В табл. 1 посредством $E_{A2,1}$ и $E_{A2,2}$ обозначены уровни энергии вакансии Hg; E_V и E_C — экстремумы валентной зоны и зоны проводимости; P_{Hg}° — давление насыщенных паров Hg; индексы V и L в круглых скобках указывают, соответственно, на паровую и жидкую фазу. Полагалось, что при высоких температурах из-за сильного экранирования энергия полной ионизации вакансии мала: $E_{A2,1} + E_{A2,2} \approx 0,02$ эВ [8].

Особо отметим, что все константы равновесия, которые входят в табл. 1, определены экспериментально (см., например, [6—10]); часть из них приведена в табл. 2. Посредством $P_{Hg}^{(Te)}$ в табл. 2 обозначено равновесное давление паров Hg над КРТ, обогащенным Те; там же приведена интерполяционная формула для $P_{Hg}^{(Te)}$, обеспечивающая наилучшую подгонку экспериментальных данных, полученных автором для таких условий (см. [8]). В совокупности перечисленные константы равновесия полностью определяют равновесную концентрацию

основных точечных дефектов, учтенных в модели. В частности, концентрация вакансий ртути в насыщенных Hg и насыщенных Те кристаллах КРТ равна, соответственно,

$$[V_{Hg}']_{eq,Hg} = K_{Hg}(n_i/p)^2; [V_{Hg}']_{eq,Te} = K_{Te}(n_i/p)^2,$$

где $K_{Hg} = (1/6)(N_V/n_i)^2 K_{VL} \exp[-(E_{A2,1} + E_{A2,2})/k_B T]$;

$$K_{Te} = (1/6)(N_V/n_i)^2 (P_{Hg}^\circ/P_{Hg}^{(Te)}) K_{Te} \exp[-(E_{A2,1} + E_{A2,2})/k_B T];$$

Реакции образования и трансформации основных дефектов и соответствующие им законы действующих масс в узкощелевом $Hg_{1-x}Cd_xTe$

высоких температурах $\ll [V_{Hg}']$ (см. [8]); здесь прямые скобки означают концентрацию соответствующих дефектов.

n_i — концентрация собственных носителей заряда.

№	Реакция	Закон действующих масс	Таблица 1
I	$Te_p^\times + V_{Hg}'' \rightarrow V_S''$	$[V_{Hg}''] [Te_p^\times] = K_1 [V_S'']$	
II	$V_S'' + V_{Hg}'' \rightarrow Te_p^\times + 4e'$	$[V_{Hg}''] [V_S''] = K_2 (n_i/p)^4 [Te_p^\times]$	
III	$V_S'' + Hg_i'' \rightarrow Te_p^\times$	$K_F'' [Te_p^\times] = K_1 [V_S''] [Hg_i'']$	
IV	$Te_p^\times + Hg_i'' \rightarrow V_S'' + 4h'$	$K_F'' [V_S''] (p/n_i)^4 = K_2 [Te_p^\times] [Hg_i'']$	
V	$Hg_i'' + V_{Hg}'' \rightarrow Hg_{Hg}$	$[V_{Hg}''] [Hg_i''] = K_F''$	
VI	$Hg(L) \rightarrow Hg_i'' + 2e'$	$[Hg_i''] = K_{iL} \exp[2(E_C - F)/k_B T]$	
VII	$Hg(L) + V_{Hg}^\times \rightarrow Hg_{Hg}^\times$	$[V_{Hg}^\times] = K_{VL}$	
VIII	$Hg(g) + V_{Hg}^\times \rightarrow Hg_{Hg}^\times$	$[V_{Hg}^\times] = K_{VL} P_{Hg}^\circ / P_{Hg}$	
IX	$V_{Hg}^\times \rightarrow V_{Hg}'' + 2h'$	$[V_{Hg}''] = (1/6) [V_{Hg}^\times] \exp[(2F - 2E_V - E_{A2,1} - E_{A2,2})/k_B T]$	
X	$e' + h' \leftrightarrow 0$	$F_n = -F_p = F$	

Значения N_V и n_i при высоких температурах можно с достаточной точностью вычислить по данным работы [11]. Используя константы K_1 и K_{Te} , можно вычислить также константу равновесия K_2 , которая в табл. 2 не приведена: $K_2 = K_{Te}^2 / K_1$.

В рамках представленной в табл. 1 модели дефектной структуры система уравнений, описывающих нестационарную диффузию и дрейф заряженных точечных дефектов и их взаимодействие с преципитатами Те в гетерогенном КРТ, приобретает такой вид:

$$\frac{\partial C_V}{\partial t} - D_V \operatorname{div} [(\operatorname{grad} C_V - 2 C_V \operatorname{grad} (e\phi/k_B T))] + L_F + L_1 + L_2; \quad (1)$$

$$\frac{\partial C_I}{\partial t} - D_I \operatorname{div} [(\operatorname{grad} C_I + 2 C_I \operatorname{grad} (e\phi/k_B T))] + L_F - L_3 - L_4; \quad (2)$$

$$\frac{\partial C_S}{\partial t} = L_1 + L_2 - L_3 + L_4; \quad (3)$$

$$C_S + C_P = N_P; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Delta_{Te}(S)}{\partial t} = -L_1 - L_2 - L_3 - L_4, \quad (5)$$

где $C_I = [Hg_i^{..}]; C_V = [V_{Hg}^{..}]; C_S = [V_S^{..}];$
 $C_P = [Te_p^x]$ – концентрации дефектов;
 D_V, D_I – коэффициенты диффузии $V_{Hg}^{..}$ и $Hg_i^{..}$, соответст-
 венно;

φ – потенциал внутреннего электрического поля;
 L_F, L_1, L_2, L_3, L_4 – функции источников и стоков;
 $\Delta_{Te}(S) = (4\pi/3)R^3 N_P / v_{Te}$ – суммарный избыток теллура,
 сосредоточенный в преципитатах; здесь v_{Te}
 $\sim 7 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$ – удельный объем на один атом в
 преципитате Te.

Уравнение (5) отражает условие сохранения сум-
 марного избытка Te в объеме кристалла при локальных
 реакциях между дефектами.

Функции источников и стоков $L_F, L_1, L_2,$
 L_3, L_4 в приближении невырожденных дырок (что прак-
 тически всегда реализуется в эксперименте) имеют вид

$$L_F = \kappa_F (K_F'' - C_V C_I); \quad (6)$$

$$L_1 = \kappa_1 (K_1 C_S - C_V C_P) \cdot \theta(R); \quad (7)$$

$$L_2 = \kappa_2 [K_2 (n_i/p)^4 C_P - C_V C_S] \cdot \theta(R); \quad (8)$$

$$L_3 = \kappa_3 [C_I C_S - (K_F''/K_1) C_P] \cdot \theta(R); \quad (9)$$

$$L_4 = \kappa_4 [C_I C_P - (K_F''/K_2)(p/n_i)^4 C_S] \cdot \theta(R), \quad (10)$$

где R – средний радиус преципитатов;
 $\theta(R)$ – единичная функция Хевисайда: $\theta(R) = 0$ при
 $R \leq 0$ и $\theta(R) = 1$ при $R > 0$.

С помощью множителя $\theta(R)$ учитывается, что $L_1 =$
 $L_2 = L_3 = L_4 \equiv 0$ в гомогенной части кристалла (соответ-
 ствующая модель подробно рассмотрена в работах [4,
 9]). Условие гомогенности в виде $R=0$ удобно тем, что
 в таком случае суммарную концентрацию N_P сложных
 дефектов можно полагать неизменной, и тогда уравне-
 ние (5) преобразуется в уравнение для среднего радиуса
 преципитатов

$$\frac{\partial R}{\partial t} = - [v_{Te} / (4\pi R^2 N_P)] \cdot (L_1 + L_2 + L_3 + L_4). \quad (11)$$

Коэффициенты $\kappa_F, \kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4$ в соотношениях
 (6)–(10) представляют собой константы скорости ре-
 акций. Согласно теории квазихимической кинетики
 [12], для бимолекулярных реакций вида $A + B \rightarrow C$, к
 которым относятся реакции (I)–(V) в табл. 1, констан-
 та скорости равна: $\kappa_{AB} = 4\pi (D_A + D_B) r_{tr} w_{AB}$, где D_A, D_B
 – коэффициенты диффузии реагентов; r_{tr} – радиус
 захвата; w_{AB} – вероятность захвата.

Таблица 2

Константы равновесия и коэффициенты диффузии дефектов в $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$

Параметр	Закон Аррениуса	Примечания	Литература
$K_{VL}, \text{ см}^{-3}$	$2,16 \cdot 10^{23} \exp(-1,49 \text{ эВ} / k_B T)$		[8]
$K_{IL}, \text{ см}^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{20} \exp(-0,92 \text{ эВ} / k_B T)$		[8]
$K_F'', \text{ см}^{-6}$	$6,6 \cdot 10^{46} \exp(-2,27 \text{ эВ} / k_B T)$		[8]
$K_1, \text{ см}^{-3}$	$K_{10} \exp(-0,34 \text{ эВ} / k_B T)$	$K_{10} \approx \square N_0 = 1,48 \cdot 10^{22}$	[6–7]
$D_V, \text{ см}^2/\text{с}$	$0,0063 \exp(-0,85 \text{ эВ} / k_B T)$		[6]
$D_I, \text{ см}^2/\text{с}$	$0,00235 \exp(-0,15 \text{ эВ} / k_B T)$		[9]
$P_{Hg}^{\circ}, \text{ атм}$	$7,78 \cdot 10^4 \exp(-0,61 \text{ эВ} / k_B T)$	$606 \text{ К} < T < 930 \text{ К}$	[10]
$P_{Hg}^{(Te)}, \text{ атм}$	$6,6 \cdot 10^6 \exp(-1,196 \text{ эВ} / k_B T)$	$470 \text{ К} < T < 720 \text{ К}$	

В отсутствие дальнедействующего кулоновского
 взаимодействия дефектов радиус захвата равен мини-
 мальному расстоянию r_{\min} между
 их центрами. Для разноименно заряженных
 центров с зарядами, соответственно, q_1 и q_2
 радиус захвата r_{tr} равен $q_1 q_2 / (\epsilon k_B T)$; если же
 дефекты заряжены одноименно, то $r_{tr} = r_{\min} \exp \times$
 $\times [-q_1 q_2 / (\epsilon k_B T r_{\min})]$. В итоге для реакций (I)–(V) полу-
 чаем

$$\kappa_F = 4\pi (D_I + D_V) r_0 w_F; \quad (12)$$

$$\kappa_1 = 4\pi D_V R w_1; \quad (13)$$

$$\kappa_2 = 4\pi D_V R w_2 \exp(-r_0/R); \quad (14)$$

$$\kappa_3 = 4\pi D_I r_0 w_3; \quad (15)$$

$$\kappa_4 = 4\pi D_I R w_4, \quad (16)$$

где $r_0 = 4e^2 / (\epsilon k_B T)$; R – радиус преципитата.

К соотношениям (1)–(16) необходимо присоеди-
 нить уравнения, определяющие электрическое поле и
 концентрации свободных носителей заряда. Учитывая,
 что в узкощелевом КРТ радиус экранирования не пре-
 вышает 10^{-6} см , в то время как реальный интерес пред-
 ставляет моделирование диффузии Hg на глубину 10^{-4}
 см и более, здесь можно ограничиться приближением
 слабого квазиравновесного поля

$$n - p + 2(C_V + C_S - C_I) = 0; \quad (17)$$

$$\text{grad} [e\varphi/(k_B T)] = -(1/p) \text{grad } p. \quad (18)$$

Завершает систему условие взаимосвязи энергий Ферми электронов и дырок: $F_n = -F_p = F$, которое в целях упрощения модели, считая электронно-дырочный газ невырожденным, можно приближенно заменить законом действующих масс

$$np = n_i^2. \quad (19)$$

Отметим, что основные параметры и константы, используемые в модели, за исключением вероятностей захвата, хорошо известны из эксперимента (см. табл. 2).

Результаты и обсуждение

Уравнения (1)—(19) полностью описывают диффузию ртути в КРТ в рамках рассмотренной модели дефектной структуры в условиях, когда применимо континуальное приближение. Согласно этим уравнениям, в случае достаточно протяженных неоднородностей распределения дефектов, когда диффузионные и дрейфовые члены в правой части уравнений (1), (2) сравнительно малы, кинетика изменения концентрации дефектов определяется реакциями (I)—(V), в результате которых наступает локальное равновесие между дефектами, определяемое соответствующими законами действующих масс (см. табл. 1). В области достаточно резких неоднородностей такое равновесие нарушается, и в правой части уравнений (1), (2) доминируют диффузионно-дрейфовые слагаемые. По этой причине характерная протяженность переходной области, разделяющей, например, гомогенную и негомогенную части кристалла, будет определяться условием равенства диффузионно-дрейфовых и локальных членов в (1), (2).

В частности, характерный масштаб неоднородности, нарушающей локальное равновесие между V_{Hg}'' и Hg_I'' , равен величине: $l_F = (4\pi r_0 w_F C_V)^{-1/2}$. Учитывая, что при типичных температурах отжига (выше 550 К) $C_V > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [8] найдем, что в этих условиях $l_F < 10^{-4} \text{ см}$. Из этого следует, что для большинства задач моделирования диффузии Hg в КРТ нарушением равновесия между V_{Hg}'' и Hg_I'' можно пренебречь, что подтверждают результаты прямого численного моделирования, выполненного в [9]. Это позволяет упростить модель путем применения метода последовательных приближений, для чего надо заменить уравнение (1) его разностью с уравнением (2), а в уравнении (2) положить $L_F \approx 0$, что соответствует локальному равновесию V_{Hg}'' и Hg_I'' . Тогда вместо уравнений (1), (2) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (C_V - C_I) = \text{div} [\text{grad} (D_V C_V - D_I C_I) + \\ + 2 (D_V C_V + D_I C_I) p^{-1} \text{grad } p] + \\ + (L_1 + L_2 + L_3 + L_4); \end{aligned} \quad (20)$$

$$C_V C_I = K_F''. \quad (21)$$

Исключив C_p из (7)—(10) с помощью уравнения (4) и используя затем закон действующих масс (21), найдем, что $L_1 \propto L_3$ и $L_2 \propto L_4$, так что

$$L_1 + L_3 = [\kappa_1 + \kappa_3 (C_I/K_1)] \cdot [(K_1 + C_V) C_S - C_V N_p] \cdot \theta(R); \quad (22)$$

$$L_2 + L_4 = [\kappa_2 + \kappa_4 (C_I/K_2) (p/n_i)^4] \times \\ \times \{K_2 (n_i/p)^4 N_p - [C_V + K_2 (n_i/p)^4] C_S\} \cdot \theta(R). \quad (23)$$

Отсюда следует, что нарушение равновесия точечных дефектов и включений в макронеоднородном гетерогенном КРТ определяют два характерных масштаба:

$$l_{13} = \frac{(D_V C_V + D_I C_I)^{1/2}}{[2C_V N_p (\kappa_1 + \kappa_3 C_I/K_1)]^{1/2}};$$

$$l_{24} = \frac{(D_V C_V + D_I C_I)^{1/2}}{[2N_p (\kappa_2 K_2 + \kappa_4 C_I)]^{1/2}}.$$

На рис. 1 приведены результаты расчета l_{13} и l_{24} в гетерогенном $Hg_{0,79}Cd_{0,21}Te$ для двух температур (543 и 693 К) в зависимости от концентрации вакансий Hg. Расчет производился при условии, что все вероятности захвата равны 1, $R = 15 \text{ нм}$ и $N_p = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что соответствует типичным значениям этих параметров в реальных монокристаллах узкощелевого КРТ, определенным в [6]. Видно, что даже без учета вероятности захвата значения l_{13} и l_{24} при $[V_{Hg}''] \sim [V_{Hg}''']_{\text{eq.Te}}$, определяющие ширину переходной области между гомогенной и гетерогенной частями кристалла, составляют 1—10 мкм, что по порядку величины близко к типичной толщине эпитаксиального слоя.

На рис. 2 приведены результаты численного решения уравнений (3)—(23), выполненного для тех же условий при $T = 693 \text{ К}$, $P_{Hg} = P_{Hg}^0$ и длительности процесса 10 с. Этот расчет также подтверждает полученные выше выводы относительно характерной ширины переходной области.

Таким образом, наличие хвоста распределения вакансий Hg, обнаруженное экспериментально в работе [3] при температуре 543 К и связанное авторами [3] с влиянием диффузии по вакансиям, на самом деле может быть вызвано влиянием взаимодействия ртути с преципитатами Te. Это может быть причиной завышенного значения D_V , определенного в [3].

Выводы

Предложена модель диффузии Hg в гетерогенных кристаллах узкощелевого КРТ с избытком Te, учитывающая в явном виде дрейф заряженных дефектов и их локальное квазихимическое взаимодействие. Выполне-

ны аналитические оценки характерного масштаба неоднородности, нарушающей локальное равновесие дефектов, и произведен численный расчет распределения вакансий для случая диффузии ртути в гетерогенный кристалл. Показано, что локальное равновесие точечных дефектов и преципитатов в области границы раз-

дела гомогенной и гетерогенной части кристалла заметно нарушается (на глубину 1—10 мкм), поэтому предложенная модель может быть полезной при моделировании диффузии Hg в тонких эпитаксиальных слоях узкощелевого КРТ.

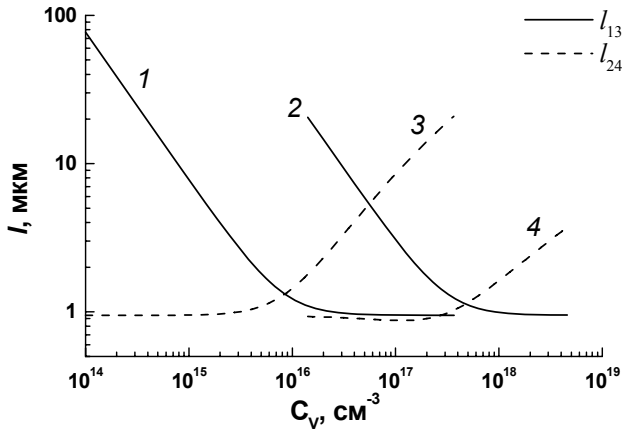
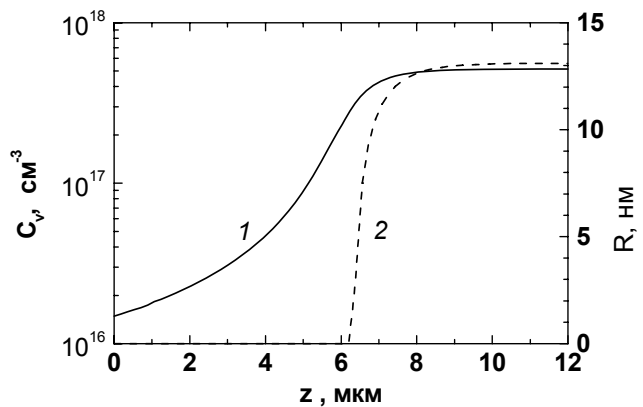


Рис. 1. Результаты расчета l_{13} и l_{24} (3, 4) — характеристических длин в зависимости от концентрации вакансий Hg при температуре 543 K (1, 3) и 693 K (2, 4)

Рис. 2. Результаты расчета распределения вакансий Hg (1) и размеров преципитатов Te (2) в гетерогенном кристалле $Hg_{0.79}Cd_{0.21}Te$ после отжига в насыщенных парах Hg при температуре 693 K в течение $t=10$ с



Л и т е р а т у р а

1. Shaw D., Capper P.// J. Mater. Sci.: Materials in Electro-nics. 2000. V. 11. P. 169.
2. Jones C. L., Quelch M. J. T., Capper P. et al.// J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 9080.
3. Schaake H. F., Tregilgas J. H., Beck J. D. et al.// J. Vac. Sci. Technol. B. 1985. V. A3. P. 143.
4. Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Богобоящий В. В., Петренко В. Р., Петряков В. А.// ФТП. 1985. Т. 19. С. 819.
5. Bogoboyashchy V. V.// Functional materials. 2001. V. 8. № 4. P. 609.
6. Bogoboyashchy V. V., Elizarov A. I., Kurbanov K. R.// Semicond. Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2003. V. 6. № 1. P. 47.
7. Bogoboyashchy V. V.// Functional materials. 2001. V. 8. № 2. P. 280.
8. Bogoboyashchy V. V., Kurbanov K. R.// J. of Alloys and Compounds. 2004. V. 371. № 1—2. P. 97.
9. Holander-Gleixner S., Robinson H. G., Helms C. R.// J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 3. P. 1299.
10. Brebrick F., Strauss A. J.// J. Phys. Chem. Soc. 1965. V. 26. № 6. P. 989.
11. Bogoboyashchy V. V.// Semicond. Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2001. V. 4. № 4. P. 273.
12. Креггер Ф. Химия несовершенных кристаллов. — М.: Мир, 1969.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2004 г.

Modeling of native defects diffusion in heterogeneous $Hg_{1-x}Cd_xTe$ crystals

V. V. Bogoboyashchiy, S. A. Gerasymenko, V. V. Yemetz
Kremenchug State Polytechnical University, Kremenchug, Ukraine

I. I. Izhnin

R&D Institute for Materials SRC "Carat", Lviv, Ukraine

The model for Hg diffusion in heterogeneous $Hg_{1-x}Cd_xTe$ crystals is offered, taking into account both macroscopic diffusion and drift of the charged point defects, and local processes of their interaction among themselves and with Te precipitates. The analytical estimations of the basic characteristics of mercury vacancy distribution are executed. It is shown, that the local equilibrium of the point defects and the precipitates is broken on depth ~ 10 microns near the interface of homogeneous and heterogeneous part of $Hg_{1-x}Cd_xTe$, therefore calculation of distribution of the defects in thin layers requires the obvious account of the appropriate reactions.

УДК 537.312.5:621.383.52

Исследование влияния геометрически структурированных электрического и магнитного полей на параметры кремниевых фотодиодов

Ю. Г. Добровольский, В. Д. Фотий
КТБ "Фотон", г. Черновцы, Украина

Исследована эффективность использования геометрически структурированных электрического и магнитного полей для уменьшения темнового тока $p-i-n$ -фотодиодов, а также темнового тока и напряжения шума лавинных фотодиодов, изготовленных на основе кремния. Показано, что указанные параметры у отдельных приборов уменьшаются в несколько раз. При этом наблюдается нерегулярность эффекта.

Существующие технологии полупроводникового приборостроения позволяют реализовать конструкции фотоприемников, параметры которых, например, темновой ток, шумы, в большинстве случаев далеки от теоретически достижимых пределов. Это обусловлено использованием высокотемпературных технологических процессов, которые способствуют увеличению дефектности полупроводниковых кристаллов и уменьшению времени жизни носителей заряда. Обычно эта актуальная проблема — минимизация уменьшения времени жизни неосновных носителей заряда в полупроводниковом приборе — решается путем оптимизации технологических процессов полупроводникового производства, а в конечном итоге — отбраковкой ненадежных изделий [1, 2]. Однако существует возможность ее решения путем бесконтактного воздействия на полупроводниковые приборы, по крайней мере на фотодиоды, внешним геометрически структурированным статическим электрическим и магнитным полями (ГСЭМП), которое осуществляется при комнатной температуре [3].

Ранее проведенные исследования показали [4, 5], что подобное воздействие способно улучшать параметры $p-n$ -фотодиодов на основе кремния, германия, сурьмянистого индия (при 70 К), а также улучшать характеристики таких полупроводниковых материалов, как $Hg_{1-x}Mn_xSe$, $Hg_{1-x}Mg_xTe$, $In_2Hg_3Te_6$, поликристаллический германий, легированный ртутью и сурьмой, а также монокристаллический германий [6].

Анализ полученных результатов показал [7], что при такой обработке улучшается время жизни неосновных носителей заряда.

Эксперимент

Цель исследования — изучение влияния ГСЭМП на два класса фотоприемников на основе кремния:

лавинные фотодиоды на основе кремния типа ФД-311Л в количестве 25 шт.;

$p-i-n$ -фотодиоды на основе высокоомного кремния p -типа проводимости ФДК-142-01 в количестве 15 шт. Особенность этого типа $p-i-n$ -фотодиода заключается в том, что область пространственного заряда в нем с помощью внешнего смещения растянута на всю толщину кристалла фотодиода.

Источник ГСЭМП в нашем случае был несколько изменен. Он состоит из нескольких ферромагнитных колец, соединенных между собой поверхностями с разноименными полюсами, а в цилиндрическое отверстие, образованное ферромагнитными кольцами, помещен источник электрического поля. Вся конструкция стыкуется с конической поверхностью, через которую осуществляется воздействие устройства на исследуемый объект. Конструкция источника электрического поля