

05;06;10

## Диффузионная модель деградационной стойкости гетерогенной фотопроводящей системы

© В.Э. Бухаров, А.Г. Роках, С.В. Стецюра

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
410026 Саратов, Россия  
e-mail: semiconductor@sgu.ssu.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 14 мая 2002 г.)

Показано, что в гетерогенных полупроводниковых материалах возбуждение электронной подсистемы приводит к геттерированию (аккумуляции) дефектов в областях с малым коэффициентом их диффузии. Это связано с тем, что широкозонная (рабочая) область материала приобретает повышенный коэффициент диффузии, а в узкозонной (области стоков) он остается низким. Рассматриваемое явление приводит к повышению радиационной стойкости гетерогенного материала. Полученный результат проиллюстрирован на примере системы CdS–PbS, образующей ограниченный ряд твердых растворов.

### Введение

Как известно, деградация фотоэлектрических параметров полупроводников группы  $A^2B^6$  (типа CdS) при возбуждении приводит к относительной недолговечности приборов на их основе, например полупроводниковых лазеров с электронной накачкой, фоторезисторов при высокой интенсивности излучения. Указанная деградация в случае фотопроводимости имеет два основных проявления: во-первых, значительное уменьшение фотопроводимости и, во-вторых, значительное увеличение темновой проводимости. Первое явление объясняется увеличением числа дислокаций и точечных дефектов, играющих роль центров быстрой безызлучательной рекомбинации. Природа этих центров остается не до конца выясненной, но большинство исследователей связывает их появление с возникновением ассоциатов мелких доноров, прежде всего междоузельных атомов ( $Cd_i$ ,  $Cu_i$ ), с другими дефектами, как правило, акцепторного типа [1,2]. Обычно нагрев до температуры  $T = 450$  К и последующее охлаждение в темноте восстанавливают начальное (недеградированное) состояние материала.

Второе явление обычно связывают с увеличением концентрации мелких доноров (прежде всего  $Cd_i$ ), которое может происходить из-за распада донорно-акцепторных пар [1] либо благодаря эффекту допорогового дефектообразования [3–5].

Как было показано ранее [6], стойкость поликристаллических пленок типа  $A^2B^6$  значительно увеличивается при добавлении в исходную шихту соединений  $A^4B^6$  (PbS, PbSe и их твердых растворов). При этом из-за ограниченной взаимной растворимости компонент (CdS и PbS) образуется гетерогенный материал, условно обозначаемый CdS–PbS и состоящий из широкозонной (ШЗ) фотопроводящей матрицы ( $Pb_xCd_{1-x}S$ ) и узкозонных (УЗ) включений ( $Cd_yPb_{1-y}S$ ),  $x, y < 0.5$ . Изучение причин деградационной стойкости системы CdS–PbS и подобных ей гетерогенных систем, а также построение математической модели, объясняющей эту стойкость,

представляют в силу указанных выше причин значительный научный и практический интерес.

Построение такой модели и является целью данной работы. Модель основана на факте различной степени интенсификации диффузии дефектов радиационным воздействием в УЗ и ШЗ компонентах гетерогенной системы, в частности в CdS–PbS. Работа представляет собой обобщение и дальнейшее развитие опубликованных ранее материалов [7–10] и содержит обзорное теоретическое рассмотрение стимуляции диффузии радиационным воздействием в твердых телах, применение этого рассмотрения к гетерогенным системам с сильно различающимся коэффициентом диффузии, постановку задачи о диффузии в гетерогенной среде, а также некоторые следствия из этой задачи.

### Радиационно-стимулированная диффузия

Известно, что облучение твердых тел может приводить к существенной стимуляции диффузии дефектов в них [11–13]. Можно выделить три основных механизма радиационно-стимулированной диффузии (РСД). В [11] рассмотрена стимуляция диффузии центров рекомбинации при передаче им энергии свободных носителей заряда (СНЗ) в результате их рекомбинации. В этом случае коэффициент РСД  $D^*$  определяется как

$$D^* = D_0 \frac{n}{N_c} \exp\left(-\frac{U - \beta E_r}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $D_0$  — слабо зависящий от температуры множитель;  $n$  — концентрация свободных электронов;  $N_c$  — плотность состояний в зоне проводимости;  $U$  — энергетический барьер миграции центров;  $E_r$  — энергия электрона на уровне рекомбинации;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура;  $\beta$  — эмпирический коэффициент, определяющий долю энергии СНЗ, передаваемую центру (так как рекомбинация может проходить через проме-

жучочные уровни, центру может передаваться энергия, меньшая  $E_r$ ).

РСД по данному механизму имеет место в широкозонной фазе CdS–PbS, поскольку рекомбинация в ней идет через локальные центры и за счет широкой запрещенной зоны энергии  $\beta E_r$  может быть значительной.

В [12] рассмотрена диффузия, стимулированная процессом перезарядки центра в результате его рекомбинационной деятельности. Автор [12] предложил для  $D^*$  формулу

$$D^* = \frac{a^2 m}{c}, \quad (2)$$

где  $a$  — постоянная решетки;  $c$  — число эквивалентных положений, в которые может попасть диффундирующий атом;  $m$  — скорость перезарядки уровня в ходе его рекомбинационной деятельности

$$m = \gamma_p n \left( 1 + \frac{\gamma_p n + N_c \exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right)}{N - n + \frac{\gamma_p}{\gamma_n} N_v \exp\left(-\frac{E_g - E_r}{kT}\right)} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где  $N_v$  — плотность состояний в валентной зоне;  $N$  — концентрация центров;  $\gamma_n, \gamma_p$  — коэффициенты захвата электронов и дырок центром;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

Однако (2) верно лишь в том случае, если каждый акт перезарядки приводит к диффузионному скачку, т.е. после перезарядки центр оказывается в неустойчивом положении. Только тогда вероятность перескока центра из одного положения равновесия в соседнее в единицу времени можно считать равным  $m$ . На самом деле перезарядка, как правило, лишь уменьшает энергетический барьер  $U$  на величину  $\Delta U \approx 0.5-1$  eV [14], и с учетом этого формула (2) была уточнена нами следующим образом:

$$D^* = \frac{a^2 m}{c} \exp\left(-\frac{U - \Delta U}{kT}\right). \quad (4)$$

Третий механизм РСД, рассмотренный в [13], основан на передаче энергии диффундирующим атомам в результате упругого рассеяния на них частиц потока. В предположении, что максимальная энергия, передаваемая частицами потока дефектам, выше барьеров  $U$  для элементарных активационных процессов, но ниже пороговых энергий смещения атомов, автор [13] получил для коэффициента РСД формулу

$$D^* = D \left\{ 1 + \alpha \frac{E - U + kT}{E} \exp\left(\frac{U}{kT}\right) \right\}, \quad (5)$$

где  $D$  — коэффициент равновесной диффузии;  $E$  — максимальная энергия, передаваемая частицами радиационного потока диффундирующим атомам;  $\alpha$  — параметр неравновесности

$$\alpha = \tau_t \sigma I / (1 + \tau_t \sigma I), \quad (6)$$

где  $\tau_t$  — время термализации возбужденного атома,  $\sigma$  — сечение упругого взаимодействия потока с атомами,  $I$  — радиационный поток.

Если  $E < U$ , то для оценки  $D^*$  можно использовать формулу, аналогичную (5), но  $U$  в показателе экспоненты следует заменить на  $E$ . Тогда

$$D^* \approx D \alpha \exp\left(\frac{E}{kT}\right). \quad (7)$$

Поскольку при выводе (5), (7) на природу энергии, передаваемой диффундирующим центрам, не накладываются жестких ограничений [13], эти выражения довольно универсальны, в частности, формула (7) позволяет описать РСД по первому рассмотренному нами механизму, если заменить радиационный поток  $I$  на рекомбинационный поток  $I_r$  электронов. При этом, поскольку в соответствии с [15]

$$D = A \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (8)$$

где  $A$  — некоторый коэффициент, а энергия, передаваемая центру при рекомбинации,  $\beta E_r < U$ , из (7) с учетом сделанных замечаний получим

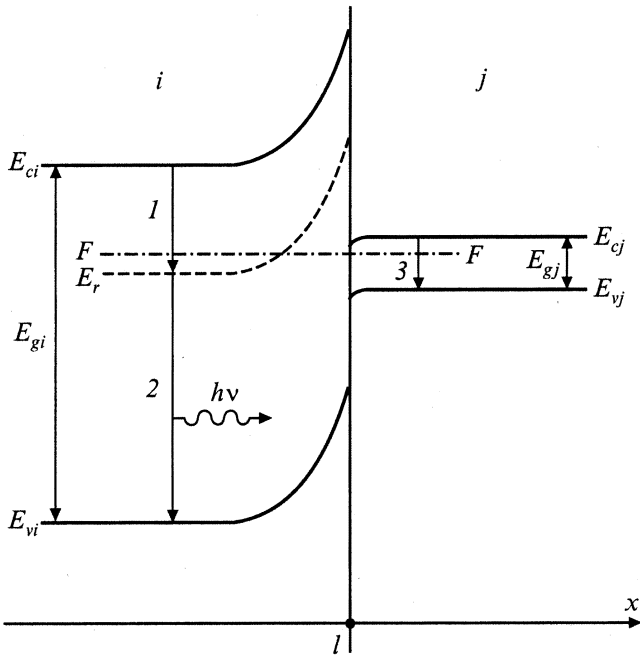
$$D^* \approx D \alpha \exp\left(\frac{\beta E_r}{kT}\right) \approx A \tau_t \sigma_r I_r \exp\left(-\frac{U - \beta E_r}{kT}\right), \quad (9)$$

где  $\sigma_r$  — сечение рассеяния СНЗ центром, а рекомбинационный поток  $I_r = vn$ ,  $v$  — тепловая скорость электронов.

Легко видеть, что (9) эквивалентно (1).

Рассматривая фотопроводник CdS–PbS в качестве модельной гетерогенной системы, мы провели оценку величины коэффициента радиационно-стимулированной диффузии (РСД) междоузельных атомов серы под действием облучения электронным потоком  $I = 10^{17} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  (плотность тока пучка  $10^{-2} \text{ A/m}^2$ , ускоряющее напряжение  $2 \cdot 10^4 \text{ V}$ ). Было установлено, что в УЗ включениях системы CdS–PbS ни один из рассмотренных механизмов не приводит к существенной стимуляции диффузии дефектов (максимальный полученный  $D^* = 10^{-29} \text{ m}^2/\text{s}$ ). В ШЗ же компоненте происходит значительное увеличение коэффициента РСД дефектов по первому из перечисленных механизмов:  $D^* = 10^{-14} \text{ m}^2/\text{s}$ . Это значение выглядит достаточно реальным, поскольку экспериментально полученный коэффициент РСД продуктов радиолиза при облучении CdS рентгеновскими лучами (мощность дозы  $250 \text{ rad/s}$ ) составлял  $D^* = 10^{-16}-10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$  [3], а в рассматриваемом нами случае мощность излучения была на три порядка выше.

Такое различие в коэффициентах РСД глубоких центров в компонентах системы CdS–PbS связано с непрямым характером рекомбинации через уровни дефектов, а также с большой шириной запрещенной зоны широкозонной компоненты ( $E_{gi} > 2 \text{ eV}$ ) и соответственно значительной глубиной залегания рекомбинационных уровней (рис. 1), тогда как в УЗ включениях ( $E_{gj} < 0.8 \text{ eV}$ ) идет прямая рекомбинация и передачи дефектам энергии



**Рис. 1.** Зонная диаграмма гетерогенной фотопроводящей системы. Индекс *i* относится к широкозонной, *j* — к узкозонной фазе.  $E_{ci}, E_{cj}$  — дно зоны проводимости;  $E_{vi}, E_{vj}$  — потолок валентной зоны;  $F$  — уровень Ферми;  $E_r$  — уровень дефекта;  $E_{gi}, E_{gj}$  — ширина запрещенной зоны. 1 — захват электрона из зоны проводимости на рекомбинационный уровень, образованный дефектом, 2 — рекомбинация захваченного электрона с испусканием фонона, передающего энергию дефекту, 3 — прямая межзонная рекомбинация.

не происходит. Таким образом, система CdS–PbS в условиях возбуждения представляет собой материал, сильно неоднородный по коэффициенту диффузии дефектов, ответственных за процесс рекомбинации свободных носителей заряда. Рассмотрим далее, к каким следствиям приводит такая неоднородность.

### Постановка задачи о движении дефектов в гетерогенном материале

Поскольку точечные дефекты в кристаллах представляют собой подвижные объекты, их концентрация  $N$  должна подчиняться уравнению непрерывности, которое можно записать в виде

$$G - R = \text{div } \mathbf{J} + \frac{\partial N}{\partial t}, \quad (10)$$

где скорости генерации  $G$  и аннигиляции (рекомбинации)  $R$  дефектов в общем случае являются функциями координаты  $\mathbf{r}$ , времени  $t$  и концентрации  $N$ , а поток

дефектов  $\mathbf{J}$  равен

$$\mathbf{J} = -D \text{grad } N + \mu \mathbf{NE}, \quad (11)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии дефектов;  $\mu$  — их подвижность под действием электрического поля  $\mathbf{E}$ , например гетероперехода.

С учетом последнего выражение (10) примет вид

$$\nabla(D\nabla N) - \nabla(\mu \mathbf{NE}) + G - R = \frac{\partial N}{\partial t}. \quad (12)$$

В случае значительного преобладания диффузионной составляющей потока над дрейфовой, что верно, например, для значительных размеров кристаллитов (как это имеет место для получаемых термическим испарением в вакууме по технологии, описанной в [16], образцов CdS–PbS) при приложении относительно слабых электрических полей, можно положить  $\mathbf{E} = 0$  и переписать (12) как

$$\nabla(D\nabla N) + G - R = \frac{\partial N}{\partial t}. \quad (13)$$

Для областей с постоянным  $D$  уравнение (13) еще более упрощается

$$D\nabla^2 N + G - R = \frac{\partial N}{\partial t}. \quad (14)$$

Уравнение (14) является основным уравнением движения дефектов в гетерогенном фотопроводнике, например типа CdS–PbS. Для его решения необходимо сформулировать начальные и граничные условия.

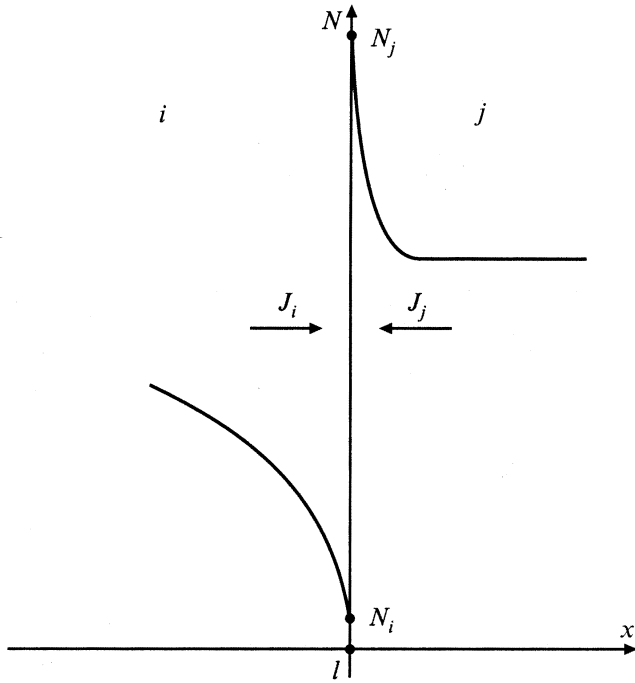
Поскольку в ходе последующего облучения концентрация дефектов увеличивается значительно по сравнению с начальной концентрацией  $N_0$  (что и вызывает деградацию), можно положить  $N_0 = 0$ , тогда начальное условие примет вид

$$N(\mathbf{r}, 0) = 0. \quad (15)$$

Для получения условий сшивания решений на границе областей направим ось  $x$  в направлении  $\text{grad } N$ , тогда от векторной формы уравнения (11) можно перейти к скалярной, заменив оператор  $\nabla$  дифференцированием по  $x$ . В этом случае диффузионная составляющая потока  $J_{\text{dif}}$  равна

$$J_{\text{dif}} = -D(\partial N / \partial x). \quad (16)$$

С другой стороны, к дефектам может быть применен подход, развитый в молекулярно-кинетической теории (МКТ) [14]. Если представить себе, что некоторая поверхность  $S_{ij}$ , скажем, плоскость  $x = l$ , разделяет дефектную область  $i$  ( $x < l$ ) и область  $j$  без дефектов ( $x > l$ ), то, используя подход МКТ, можно получить, что диффузионный поток  $J_{\text{dif}}$  дефектов на границе областей равен  $J_{\text{dif}} = N(l)v_D/6$ , где скорость перемещения дефектов по кристаллу  $v_D = a/\tau$  ( $a$  — постоянная решетки, выполняющая роль длины свободного пробега при



**Рис. 2.** Схема профиля концентрации и схема потоков дефектов в области границы раздела между широкозонной ( $i$ ) и узкозонной ( $j$ ) фазами гетерогенного фотопроводника.  $N$  — концентрация дефектов,  $x$  — координата,  $l$  — координата границы раздела,  $J_i, J_j$  — потоки дефектов на границе раздела.

рассмотрении диффузии дефектов;  $\tau$  — среднее время нахождения дефекта в одном из положений равновесия). Выражая  $v_D$  через  $D$  в виде [14]

$$v_D = 6D/a, \quad (17)$$

получим  $J = DN(l)/a$ .

Если теперь считать, что левее точки  $x = l$  (рис. 2) концентрация дефектов  $N(l-0) = N_i$ , а правее точки  $x = l$  концентрация дефектов  $N(l+0) = N_j$ , то диффузионный поток  $J_{\text{dif}}$  через плоскость  $x = l$  определится разностью

$$J_{\text{dif}} = J_i - J_j = [D(l-0)N(l-0) - D(l+0)N(l+0)]/a. \quad (18)$$

Рассматривая случай непрерывных  $D(x)$  и  $N(x)$  и учитывая, что в кристалле наименьшим расстоянием  $dx$ , имеющим физический смысл, является  $a$ , получим из (18) формулу (16). Если же хотя бы одна из указанных функций терпит разрыв в точке  $x = l$ , то из (18) можно получить условие „сшивания“ на границе. Считая функции  $D(x)$  и  $N(x)$  кусочно-непрерывными и полагая, что  $D$  и  $N$  всюду имеют производные слева и справа, в рамках предположения неразрывности потока на границе (отсутствие аннигиляции дефектов на границе)

можно записать условия сшивания как

$$\begin{aligned} -D_i \frac{\partial N_i}{\partial x} \Big|_{x=l} &= -D_j \frac{\partial N_j}{\partial x} \Big|_{x=l} \\ &= \frac{D_i}{a_i} N_i(l) - \frac{D_j}{a_j} N_j(l). \end{aligned} \quad (19)$$

Поскольку ось  $x$  ориентирована в направлении градиента  $N$ , (19) можно переписать в векторной форме

$$\begin{aligned} -D_i |\nabla N_i| \Big|_{S_{ij}} &= -D_j |\nabla N_j| \Big|_{S_{ij}} \\ &= [(D_i/a_i)N_i - (D_j/a_j)N_j] \Big|_{S_{ij}}. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь граница  $S_{ij}$  между областями  $i$  и  $j$  уже не обязательно плоскость, а может быть любой поверхностью, в том числе замкнутой.

Заметим, что если  $N_i(l) \approx N_j(l)$ ,  $a_i \approx a_j$ ,  $D_i \gg D_j$ , то правая часть (19) положительна и возникает поток дефектов из области  $i$  в область  $j$ , т.е. происходит их геттерирование областью с меньшим коэффициентом диффузии (дефекты как бы застревают в ней). Таким образом, различие в интенсивности РСД с узкозонной и широкозонной компонентах гетерогенной фотопроводящей системы (такой как CdS–PbS) приводит к геттерированию дефектов узкозонными включениями гетерогенного полупроводника.

Если области с малым коэффициентом диффузии являются ограниченными, как это имеет место в системе CdS–PbS, то рассмотренный выше поток дефектов приведет к возникновению локального минимума  $N(\mathbf{r})$  в некоторых точках внутри УЗ включений, совокупность которых мы обозначим  $\rho$  (в простейшем случае это одна точка). Поэтому граничное условие для узкозонной области в общем виде имеет вид

$$\text{grad } N \Big|_{\mathbf{r} \in \rho} = 0. \quad (21)$$

Такой же вид имеет граничное условие для широкозонной области с той лишь разницей, что экстремальные точки являются точками локальных максимумов. Поскольку эту область можно рассматривать как неограниченную (из-за значительно большего ее размера по сравнению с размером узкозонных включений),  $\rho$ , как правило, представляет собой поверхность (или совокупность поверхностей).

Подводя итог, запишем сформулированную нами задачу о движении дефектов в гетерогенном фотопроводнике CdS–PbS в общем виде целиком

$$\nabla(D_i \nabla N_i) - \nabla(\mu_i N_i \mathbf{E}_i) + G_i - R_i = \partial N_i / \partial t, \quad (22)$$

$$\nabla(D_j \nabla N_j) - \nabla(\mu_j N_j \mathbf{E}_j) + G_j - R_j = \partial N_j / \partial t, \quad (23)$$

$$N_i(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad (24)$$

$$N_j(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad (25)$$

$$\text{grad } N_i \Big|_{\mathbf{r} \in \rho_i} = 0, \quad (26)$$

$$\text{grad } N_j|_{r \in \rho_j} = 0, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} -D_i |\nabla N_i|_{S_{ij}} &= -D_j |\nabla N_j|_{S_{ij}} \\ &= [(D_i/a_i)N_i - (D_j/a_j)N_j]_{S_{ij}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь индекс  $i$  относится к широкозонным, а  $j$  — к узкозонным областям. Последнее выражение, представляющее собой условия „сшивания“ решений на границе раздела, относится к граничащим областям, разделенным поверхностями  $S_{ij}$ .

Поскольку единственным свойством гетерогенной системы CdS–PbS, используемым нами при постановке данной задачи, была значительная неоднородность по коэффициенту диффузии, данная задача имеет более широкое применение, чем только к системе CdS–PbS, а именно она применима к любым гетерогенным твердотельным системам со значительной неоднородностью по коэффициенту диффузии.

Далее будут введены некоторые понятия и рассмотрены некоторые результаты, вытекающие из краевой задачи (22)–(28).

### Средние концентрации и скорость генерации дефектов в гетерогенной среде

Для каждой из областей гетерогенного фотопроводника по аналогии с однородным можно ввести величину  $G_{\text{eff}}$ , имеющую смысл эффективной средней скорости дефектообразования, в виде

$$G_{\text{eff}} = \langle \partial N / \partial t + R \rangle, \quad (29)$$

где угловые скобки обозначают среднее по объему.

Будем рассматривать только диффузионное движение дефектов как ответственное за все рассматриваемые эффекты, т. е. за основное уравнение примем (13). С учетом его (29) переписывается в виде

$$G_{\text{eff}} = \frac{1}{V} \int_V [\nabla(D \nabla N) + G] dV = \langle G \rangle + \frac{1}{V} \oint_S D \text{grad } N dS. \quad (30)$$

Здесь  $V$  — объем соответствующей области,  $S$  — ограничивающая его поверхность. В (30) нами была использована теорема Остроградского–Гаусса. Поскольку, как было показано выше, поток дефектов через  $S$  направлен из широкозонной фазы в узкозонную, интеграл  $\oint_S \text{grad } N dS$  положителен для узкозонной и отрицателен для широкозонной фазы. Следовательно, эффективная скорость генерации дефектов в широкозонной фазе ниже, а в узкозонной выше, чем в соответствующем однородном материале, где она равна  $\langle G \rangle$ . Другими словами, введение узкозонной компоненты с малым по сравнению с широкозонной компонентой стимулированием диффузии дефектов радиационным воздействием

приводит к снижению эффективной скорости дефектообразования в широкозонной компоненте гетерогенного полупроводника.

Введем средние концентрации дефектов  $\bar{N}_i$  в широкозонной и  $\bar{N}_j$  в узкозонной компонентах как ( $\omega = i, j$ )

$$\bar{N}_\omega = \langle N_\omega \rangle = \frac{1}{V_\omega} \int_{V_\omega} N_\omega dV, \quad (31)$$

где  $V_\omega$  — объем соответствующей области.

Записав рекомбинационный член в виде  $R = \kappa N^2$  (где  $\kappa$  — коэффициент рекомбинации), что верно для прямой рекомбинации дефектов Френкеля, и проинтегрировав (13) по объему  $V_i$  широкозонной области, получим для  $\bar{N}_i$  уравнение

$$V_i \frac{d\bar{N}_i}{dt} = V_i \langle G_i \rangle - \kappa \int_{V_i} N_i^2 dV + \oint_{S_i} D_i \nabla N_i dS, \quad (32)$$

где  $S_i$  — поверхность, ограничивающая широкозонную область.

Поскольку дисперсия  $\langle (N - \bar{N})^2 \rangle = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$  неотрицательна, то

$$V_i \langle N_i^2 \rangle = \int_{V_i} N_i^2 dV \geq \frac{1}{V_i} \left( \int_{V_i} N dV \right)^2 = V_i \bar{N}_i^2. \quad (33)$$

Следовательно, с учетом (32), (33) можно записать, что

$$\frac{d\bar{N}_i}{dt} \leq \langle G_i \rangle - \kappa \bar{N}_i^2 + \frac{1}{V_i} \oint_S D_i \nabla N_i dS, \quad (34)$$

и  $\bar{N}_i$ , подчиняющееся уравнению

$$\frac{d\bar{N}_i}{dt} = \langle G_i \rangle - \kappa \bar{N}_i^2 + \frac{1}{V_i} \oint_S D_i \nabla N_i dS, \quad (35)$$

ограничивает  $\bar{N}_i$  сверху, т. е.  $\bar{N}_i \leq \tilde{N}_i$ . Поскольку два последних члена в (35) представляют собой не что иное, как  $G_{\text{eff}}$ , которая в широкозонной области меньше средней скорости генерации дефектов  $\langle G \rangle$ , очевидно, что  $\bar{N}_i < \tilde{N}_i < N_0$ , где  $N_0$  — концентрация дефектов в однородной системе при таком же уровне генерации дефектов  $G$ . Что означает, что в широкозонной фазе гетерогенного полупроводника при радиационном воздействии концентрация дефектов в любой момент времени меньше, чем в аналогичной по составу однородной системе, а это и подразумевает повышенную по сравнению с однородным веществом радиационную стойкость.

Наличие электрического поля может существенно изменить распределение дефектов, даже привести к соотношению  $\bar{N}_i > N_0$ , однако и в этом случае  $\bar{N}_i$  будет меньше, чем та же концентрация в условиях равенства коэффициента диффузии дефектов в различных областях материала.

При практическом использовании рассмотренного механизма радиационной стойкости следует учитывать, что для его эффективности одной только разницы в  $D$  недостаточно, необходимо, чтобы коэффициент диффузии в рабочей (в случае системы CdS–PbS — в широкозонной) области был достаточно высоким, позволяющим дефектам добраться до геттерирующей области за время повышенной диффузии (за время облучения). Как показывают наши расчеты, приведенные в данной работе, и эксперименты, выполненные с CdS [3,6,8], такая ситуация реализуется в гетерогенном фотопроводнике CdS–PbS в условиях облучения.

## Заключение

Основные результаты, полученные в данной работе, состоят в следующем.

1. Установлено, что различная степень стимулирования диффузии дефектов в широкозонной и узкозонной фазах гетерогенного фотопроводника приводит к повышению его радиационной стойкости по сравнению с однородным фотопроводником в случае достаточной эффективности диффузии в рабочей области гетерогенной системы.

2. Показано, что при облучении в гетерогенных системах из-за значительного различия в коэффициенте радиационно-стимулированной диффузии дефектов происходит геттерирование радиационных и технологических дефектов областями с меньшим коэффициентом диффузии, что приводит к уменьшению средней концентрации дефектов и значительному снижению средней эффективной скорости их образования, определяемой формулой (29), в областях с высоким коэффициентом радиационно-стимулированной диффузии.

3. Установлено, что рассмотренные процессы могут определять экспериментально наблюдаемое увеличение радиационной стойкости гетерогенного фотопроводника CdS при добавлении PbS.

## Список литературы

- [1] *Korsunshaya N.E., Markevich I.V., Dzhumaev B.R. et al // Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. 1999. Vol. 2. N 1. P. 42–46.*
- [2] *Заманов Э.Н., Джафаров М.А. // ФТП. 1995. Т. 29. Вып. 8. С. 1411–1415.*
- [3] *Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981. 351 с.*
- [4] *Юнусов М.С., Абдурахманова С.Н., Зайцовская М.А. и др. Подпороговые радиационные эффекты в полупроводниках. Ташкент: Фан, 1989. 222 с.*
- [5] *Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1969. 188 с.*
- [6] *Роках А.Г., Стецюра С.В., Трофимова Н.Б. и др. // Неорганич. материалы. 1999. Т. 35. № 5. С. 552–555.*
- [7] *Роках А.Г. // ПЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 13. С. 820–823.*
- [8] *Бухаров В.Э., Роках А.Г., Стецюра С.В. // ПЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 3. С. 66–72.*
- [9] *Бухаров В.Э., Роках А.Г. // ПЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 24. С. 55–60.*
- [10] *Роках А.Г., Трофимова Н.Б. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 140–142.*
- [11] *Винецкий В.Л., Чайка Г.Е. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 7. С. 2170–2176.*
- [12] *Мак В.Т. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 3. С. 173–176.*
- [13] *Степанов В.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 8. С. 67–72.*
- [14] *Болтакс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л.: Наука, 1972. 384 с.*
- [15] *Вудбери Х.Х. // Физика и химия соединений A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>. Пер. с англ. / Под ред. С.А. Медведева. М.: Мир, 1970. С. 178–208.*
- [16] *Роках А.Г., Кумаков А.В., Елагина Н.В. Состав для изготовления пленочных фоторезисторов. Патент РФ. № 845685. 1993. Б.И. 1993. № 25.*