

05;06;10

Влияние диффузии дефектов на радиационную стойкость гетерогенного фотопроводника CdS–PbS

© В.Э. Бухаров, А.Г. Роках

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию 16 февраля 1999 г.

Показано, что известный факт значительного увеличения радиационной стойкости CdS при добавлении к нему PbS [1], сопровождаемом образованием гетерогенного фотопроводника CdS–PbS, может быть объяснен геттерированием радиационных дефектов включениями узкозонной фазы. Это геттерирование возникает из-за значительно более выраженной стимуляции диффузии радиационным воздействием в широкозонной компоненте CdS–PbS по сравнению с узкозонной. Предлагается модель, объясняющая радиационную стойкость системы CdS–PbS, и на ее основе определяется профиль стационарных концентраций дефектов.

Как известно, деградация фотоэлектрических и люминесцентных свойств A^2B^6 связана с возникновением в них дефектов, приводящих к дополнительному легированию образца [2] и/или к возникновению новых эффективных каналов рекомбинации [3]. Ранее было показано, что стойкость CdS к излучению может быть значительно повышена добавлением к фотопроводнику солей свинца, в частности PbS [1]. При этом из-за ограниченной взаимной растворимости CdS и PbS образуется гетерогенный материал, условно обозначаемый CdS–PbS, который состоит из широкозонной матрицы, представляющей собой твердый раствор PbS в CdS ($Pb_xCd_{1-x}S$), и узкозонных низкоомных включений $Cd_yPb_{1-y}S$. О наличии последних свидетельствует анализ плазменного резонанса в системе CdS–PbS.¹ При этом, поскольку узкозонные включения имеют низкое удельное сопротивление, рабочей с точки зрения фотопроводимости является широкозонная матрица, последовательно включенная с узкозонной фазой.

¹ Авторы благодарны Н.Б. Трофимовой за предоставленные данные.

Предположение о причинах радиационной стойкости системы CdS–PbS было сделано ранее с использованием идеи отвлечения рекомбинационной активности из широкозонной фазы в узкозонную [4]. Данная работа ставит целью построение модели стойкости системы CdS–PbS с несколько иной точки зрения, а именно, основываясь на предположении о различной степени интенсификации диффузии радиационных дефектов излучением в узкозонной и широкозонной компонентах.

Основные механизмы радиационно-стимулированной диффузии (РСД) рассмотрены в [5–7]. Применяя результаты этих работ к CdS–PbS, следует учитывать особенности материала и диффузантов.

В [7] рассмотрена диффузия, стимулированная рекомбинационной перезарядкой центров. Однако предложенная автором формула (2) справедлива лишь, если каждый акт перезарядки приводит к диффузионному скачку, т.е. после перезарядки центр оказывается в неустойчивом положении. На самом же деле перезарядка, как правило, лишь уменьшает энергетический барьер U миграции дефекта на величину $\Delta U \approx 0.5 \div 1 \text{ eV}$ [8], поэтому в формулу (2) работы [7] нами был введен фактор $\exp[-U - \Delta U/kT]$, где k — постоянная Больцмана, T — температура.

В [5] рассмотрен механизм РСД, основанный на передаче энергии диффундирующим атомам в результате рассеяния на них частиц радиационного потока. Поскольку мы рассматриваем диффузию не атомов основного вещества, а центров рекомбинации, в формулу (17) работы [5] нами был введен фактор P вероятности того, что центр примет участие в диффузионном скачке, которую можно выразить [8] как $P = N/N_a$, где N — концентрация центров, N_a — концентрация атомов.

В [6] рассмотрена стимуляция диффузии центров рекомбинации при передаче им энергии свободных носителей заряда (СНЗ) в результате их рекомбинации. Численный расчет на основе собственных экспериментальных данных и данных, приведенных в [8–12], показал, что именно последний механизм РСД играет преобладающую роль в широкозонной фазе CdS–PbS и коэффициент РСД, вычисленный в соответствии с ним, составляет при облучении электронным потоком $10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (плотность тока 10^{-6} A/cm^2 , мощность дозы 10^6 rad/s) $D^* = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$. Это значение выглядит достаточно реальным, поскольку экспериментально полученный коэффициент РСД продуктов

радиолиза при облучении CdS рентгеновскими лучами при мощности дозы 250 rad/s составлял $D^* = 10^{-12} - 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{s}$ [13], а у нас мощность излучения была на три порядка выше.

В узкозонной фазе CdS–PbS ни один из перечисленных механизмов не дает существенной стимуляции диффузии. Так, рекомбинационный механизм здесь неэффективен из-за малости энергии рекомбинации, которая не может превышать ширину запрещенной зоны. Это позволяет рассматривать поле коэффициента диффузии $D(r)$ в CdS–PbS как испытывающее скачок на границе раздела фаз.

В качестве модельной нами рассматривалась задача о генерации, аннигиляции (рекомбинации) и одномерной диффузии дефектов в бесконечной области, в которой D изменяется периодически по закону

$$D = \begin{cases} D_1, & -l + (2l + 2r)k < x < l + (2l + 2r), \\ D_2, & l + (2l + 2r) < x < r + 2l + (2l + 2r), \end{cases} \quad (1)$$

где k — целое число, а $2l$ и $2r$ — толщины областей 1 и 2 с коэффициентами диффузии D_1 и D_2 ($D_1 > D_2$). Это соответствует периодической сверхрешетке $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}-\text{Pb}_y\text{Cd}_{1-y}\text{S}$ при воздействии радиации. Хотя строгая периодичность не всегда выполняется в эксперименте, она значительно упрощает рассмотрение, поскольку в силу симметрии достаточно рассмотреть лишь область $0 \leq x \leq l + r$, и упрощаются граничные условия.

Рассматривалось уравнение непрерывности для дефектов

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - R + G, \quad (2)$$

где N — концентрация дефектов, G и R — скорости их генерации и аннигиляции, которые были выражены [11] как

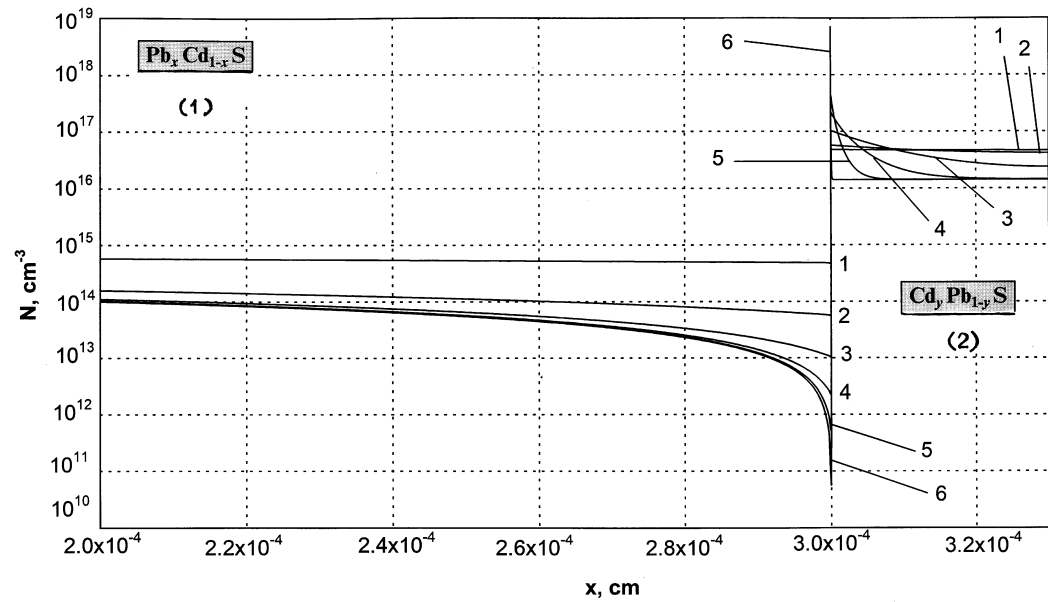
$$G = \eta n, \quad R = \kappa N^2, \quad (3)$$

где η и κ — коэффициенты пропорциональности, n — концентрация свободных электронов. Последнее выражение в (3) подразумевает равенство концентраций вакансий и междоузельных атомов.

Симметрия $D(x)$ приводит к граничным условиям вида

$$\left. \frac{\partial N_1}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial N_2}{\partial x} \right|_{x=l+r} = 0, \quad (4)$$

где индексы 1 и 2 относятся к соответствующим областям.



Расчет профиля стационарной концентрации N дефектов в гетерогенном фотопроводнике CdS–PbS при различной интенсивности диффузии в узкозонной фазе: $G = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, $\kappa = 2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $l = 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, $r = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, $D_1 = 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$. 1 — $D_2 = 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{s}$; 2 — $D_2 = 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{s}$; 3 — $D_2 = 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$; 4 — $D_2 = 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$; 5 — $D_2 = 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{s}$; 6 — $D_2 = 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{s}$.

Для получения условий "сшивания" решений на границе областей рассмотрим потоки дефектов J_1 и J_2 , исходящие из соответствующих областей. По аналогии с кинетической теорией газов можно получить $J_i = N_i(l)v_i/6$, где скорости перемещения дефектов по кристаллу $v_i = a_i/\tau_i$ (a_i — постоянная решетки, τ_i — среднее время нахождения дефекта в одном из положений равновесия). Выражая v_i через D_i (см. формулу (III, 6) работы [8]), получим $J_i = D_i N_i(l)/a_i$. Результирующий поток $-D_1(\partial N_1/\partial x)|_{x=l}$, проходящий через границу областей, определяется разностью J_1 и J_2 :

$$-D_1 \frac{\partial N_1}{\partial x} \Big|_{x=l} = D_2 \frac{\partial N_2}{\partial x} \Big|_{x=l} = \frac{D_1}{a_1} N_1(l) - \frac{D_2}{a_2} N_2(l). \quad (5)$$

Если $N_1(l) \approx N_2(l)$, $a_1 \approx a_2$, $D_1 \gg D_2$, то правая часть (5) положительна, и возникает поток дефектов из области 1 в область 2, т.е. происходит их геттерирование узкозонным включением. Для более точного анализа необходимо учитывать поверхностную аннигиляцию дефектов, что приводит к модификации условия (5).

На рисунке представлены зависимости $N(x)$ (N_1 и N_2), полученные численным решением задачи (2)–(5) при различных значениях D_2 . Видно, что концентрация дефектов в рабочей области (области 1) на 1.5–2.5 порядка меньше, чем в геттерирующей, причем чем больше отношение D_1/D_2 , тем меньше стационарные концентрации дефектов в рабочей области, т.е. тем эффективнее происходит геттерирование.

Таким образом, радиационная стойкость гетерогенного фотопроводника CdS–PbS может быть объяснена геттерированием возникающих радиационных дефектов, играющих роль центров быстрой рекомбинации, узкозонными низкоомными включениями. Указанное геттерирование происходит из-за различной степени интенсификации диффузии дефектов радиационным воздействием в узкозонной и широкозонной фазах CdS–PbS.

Список литературы

- [1] Роках А.Г., Елагина Е.В., Матасова Л.П., Новикова Н.А. Состав для изготовления пленочных фоторезисторов. А.с. СССР № 1110351. Заявл. 17.03.83.
[2] Мак В.Т. // ФТП. 1997. Т. 31. С. 292–295.

- [3] Давидюк Г.Е., Богданюк Н.С., Шаварова А.П., Федюнок А.А. // ФТП. 1997. Т. 31. С. 1013–1016.
- [4] Роках А.Г. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 820–823.
- [5] Степанов В.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. С. 67–72.
- [6] Винецкий В.Л., Чайка Г.Е. // ФТТ. 1982. Т. 24. С. 2170–2176.
- [7] Мак В.Т. // ЖТФ. 1993. Т. 63. С. 173–176.
- [8] Болтакс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л.: Наука, 1972. 384 с.
- [9] Холстед Р.Е. // Физика и химия соединений $A^{IV}B^{VI}$. Пер. с англ. под ред. С.А. Медведева. М.: Мир, 1970. С. 296–333.
- [10] Климов Б.Н., Цукерман Н.М. Гетеропереходы в полупроводниках. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1976. 180 с.
- [11] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1969. 188 с.
- [12] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966. 192 с.
- [13] Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязов О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981. 384 с.