

Шумовые свойства и фотоструктурные преобразования поликристаллического n-CdSe при корпускулярно-полевым воздействием

С.В. Харитонов, В.Н. Давыдов

Введение

В настоящий момент в сфере электронного приборостроения наблюдается тенденция к улучшению свойств приборов за счет освоения новых материалов [1-3]. По этой причине, соединения $A^{II}B^{VI}$ представляют интерес ввиду их уникальных оптических свойств, технологичности и дешевизны [3,4]. Как пример, в настоящее время CdSe применяют при создании светодиодов и фоторезисторов видимого диапазона. Соединения указанных групп (CdSe, CdS, ZnS) перспективны также при разработке современных приборов нанoeлектроники где они используются в качестве материалов для изготовления квантоворазмерных объектов. [3-6].

При использовании устройств опто- и нанoeлектроники на основе указанных соединений большое влияние на их параметры оказывает фоновая засветка [7], которая может не только снизить фоточувствительность приемника [8], но и непропорционально изменить его шумы [9]. Однако, несмотря на перспективность материалов $A^{II}B^{VI}$, их свойства изучены недостаточно. Особенно это касается их динамики при допороговых воздействиях, в частности, при засветке. Показано, что соединения $A^{II}B^{VI}$ проявляют нестабильность электрофизических [7] и фотоэлектрических свойств [8] при воздействии оптического излучения [9-14]. Например, в работе [15] на зависимости спектральной плотности шума фоторезистора из n-CdSe от напряжения смещения V в определенном диапазоне значений мощности засветки имел место глубокий минимум. Таким образом, исследования фотоэлектрических и шумовых свойств полупроводников при действии оптической засветки позволяют глубже понять механизм перестройки ансамбля структурных дефектов в полупроводниках при допороговых воздействиях. Это не только позволит углубить знания о процессах в твердом теле, но и создаст условия для разработки электронных приборов и устройства на новых принципах функционирования.

Целью данной работы является выяснение физических причин изменения флуктуационных свойств фоторезисторов из поликристаллического n-CdSe при корпускулярно-полевым воздействием за счет изменения времени прилипания и дисперсии числа носителей заряда при неоднородном распределении примесно-дефектных состояний (ПДС), на поверхности поликристаллитов.

Исходные положения

Энергетический спектр ПДС в дефектных полупроводниках характеризуется немонотонным распределением плотности этих состояний по ширине запрещенной зоны. Следовательно в обеих половинах запрещенной зоны имеют место глубокие минимумы спектральной плотности центров перезарядки (рис.1, *a*). Схожее распределение ожидается и в поликристаллических полупроводниках где упругие напряжения и оседание дефектов на межкристаллических границах обеспечат экспоненциальное распределение хвостов плотности состояний и наличие генерационно-рекомбинационных (ГР) центров в середине запрещенной зоны. Тогда при изменении напряжения на полупроводнике (рис.1, *б*) в результате увеличения наклона энергетической диаграммы уровень Ферми будет последовательно сканировать распределение ПДС включая минимум их концентрации между уровнями прилипания и ГР состояниями (рис.1, *в*, *г*). Это может стать причиной появления минимума шума на его зависимости от напряжения смещения. Полученное предположение о причинах минимума шума фоторезистора из n-CdSe и влиянии на него смещения, засветки необходимо проверить детальным расчетом дисперсии. Заметим, что влияние напряжения и фоновой засветки на положение уровня Ферми относительно спектра ПДС принципиально разное. Если уровень Ферми в отсутствии засветки закреплен левым концом на шкале энергий и при увеличении напряжения приводит к последовательному

пересечению им состояний в областях I, II, III то фоновая засветка с ростом мощности понижает уровень Ферми равномерно во всем полупроводнике, при всех значениях.

Так как экспериментальная вольтамперная характеристика фоторезистора в диапазоне напряжений (0÷10) В имеет линейный вид, то можно пренебречь влиянием межкристаллических барьеров на токоперенос при рассмотрении фотоэлектрических и шумовых свойств фоторезистора в первом приближении. Это говорит о том, что при рассмотрении шумов фоторезистора можно считать его материал

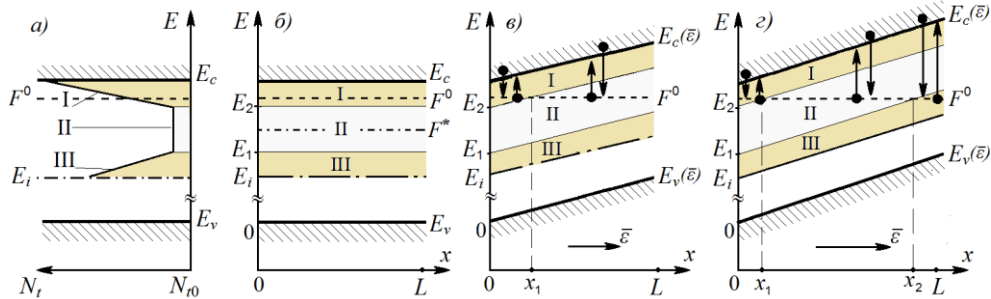


Рис. 1. Энергетическая диаграмма полупроводника в отсутствии напряжения смещения (а, б) и в присутствии (в, г)

монокристаллическим. Влияние же межкристаллических границ будет отражено характерным распределением спектральной плотности ПДС по запрещенной зоне (рис.1 а), а также численными значениями его фундаментальных параметров.

В работе [15] экспериментально установлено, что шум фоторезистора из n-CdSe $U_{ш}(V, P_{\phi})$ при совместном действии смещения V и засветки P_{ϕ} складывается из ГР, дробового и избыточного шумов. При этом доминирующим является избыточный шум, величина которого пропорциональна корню квадратному из времени жизни носителей заряда $\tau_{n,p}$ и дисперсии числа электронов $\overline{\Delta N^2}$:

$$U_{ш}(V, P_{\phi}) \approx V \sqrt{\tau_{n,p}(V, P_{\phi}) \overline{\Delta N^2}(V, P_{\phi})} \quad (1)$$

Изменение именно этих параметров при корпускулярно-полевом воздействии может объяснить снижение уровня шума в определенной области мощностей засветки и значений смещения.

Вычисление времени жизни носителей

Основными участниками флуктуаций числа носителей заряда в зонах разрешенных значений энергии являются уровни прилипания из хвостов плотностей состояний, а также ГР состояния, находящиеся вблизи середины запрещенной зоны. В приближении ван дер Зила времена жизни носителей заряда могут быть найдены по выражениям [16]

$$\tau_n = \frac{1}{r'_n - g'_n}; \tau_p = \frac{1}{r'_p - g'_p} \quad (2)$$

Стоящие в знаменателе выражения (2) слагаемые, представляют собой производные от скоростей рекомбинации и генерации носителей заряда в разрешенных зонах энергий. Согласно рис.1 выражения

для описания скоростей захвата и выброса, генерации и рекомбинации будут иметь вид:

$$r_n = c_n N \cdot N_t \cdot \exp\left(\frac{F-E}{kT}\right); \quad g_n = e_n \cdot N_t \cdot \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right); \quad (3)$$

$$r_p = c_p N \cdot N_t \cdot \exp\left(\frac{F-E}{kT}\right); \quad g_p = e_p \cdot N_t \cdot \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right). \quad (4)$$

Тогда время жизни носителей заряда, обусловленное перезарядкой уровня E , примет вид:

$$\tau_{n,p} = \frac{1}{r'_{sp} - g'_{sp}} = \frac{1}{c_n N \cdot \exp\left(\frac{F-E}{kT}\right) + c_p P \cdot \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right)}$$

Выражения (3),(4) для времен жизни носителей за

ряда на уровне, показывают, что по мере его удаления от уровня Ферми время перезарядки

экспоненциально увеличивается. Данный вывод согласуется с физическими представлениями о поведении носителей заряда на примесном уровне.

Время жизни носителей заряда на ГР уровне определяется минимальным временем пребывания носителя на данном уровне:

$$\tau_{n,p} = \frac{\tau_n \cdot \tau_p}{\tau_n + \tau_p} = \frac{\exp\left(\frac{E-F}{kT}\right)}{c_n \cdot N_t + c_p \cdot N_t}; \quad (5)$$

Будем считать что дисперсия числа электронов в зоне проводимости определяется выбросом электрона с ПДС в зону проводимости – генерация электрона, а также, захватом электрона из зоны проводимости на примесные состояния – рекомбинация электрона. Захватом дырок пренебрежем в виду рассмотрения полупроводника n-типа в котором уровень Ферми не пересекается с ловушками для дырок традиционно находящимися в хвосте состояний валентной зоны. Из этого следует, что анализу подлежат состояния из хвоста зоны проводимости – ловушки для электронов, а так же ГР состояния локализованные, вблизи середины запрещенной зоны.

Вычисление дисперсии числа носителей

Влияние засветки можно рассматривать через изменение собственной концентрации полупроводника за счет его «нагрева». В таком случае положение уровня Ферми F^* через собственную концентрацию освещенного полупроводника n_i^* :

$$F^* = E_i + \frac{3}{4} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right) + \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_d}{n_i^*}\right); \quad (6)$$

где m_n^*, m_p^* – эффективные массы электронов и дырок соответственно; N_d – концентрация основных носителей заряда. Собственная концентрация в освещенном полупроводнике, исходя из принципа детального равновесия, находится следующим образом:

$$n_i^{*2} = n^* \cdot p^* = (n_0 + \delta n)(p_0 + \delta p) = n_0 \cdot p_0 + (n_0 + p_0)\delta n, \quad (7)$$

где n_0 – темновая концентрация электронов, p_0 – темновая концентрация дырок. Рассмотрим приближение при уровне засветки, когда $n_0 \gg \delta n$, $p_0 \ll \delta p = \delta n$. В таком случае:

$$n_i^{*2} = (n_0 + \delta n)(p_0 + \delta p) = n_i \cdot \frac{\delta n}{p_0}.$$

Подстановка данного выражения в (6) приводит к выражению, связывающему положение уровня Ферми при засветке в данном приближении:

$$F^* = F^0 - \frac{kT}{2q} \cdot \ln\left[\frac{\eta \cdot (1-R) \cdot \tau_p \cdot P_\phi \cdot K_s}{S \cdot p_0 \cdot h \cdot (c/\lambda) \cdot L_p}\right] \quad (8)$$

Выражение (8) справедливо при мощностях фоновой засветки не более 10^{-5} Вт, что также не может охватить весь диапазон мощностей, использованных в эксперименте.

Следующие приближение расчета положения уровня Ферми относится к мощностям засветки, когда $\delta p \gg p_0$, а $\delta n = \delta p > n_0$. В этом случае его положение можно определить по формуле:

$$F^* = F_i + \frac{kT}{q} \cdot \left(\frac{n_0}{2 \cdot \delta n}\right), \quad (9)$$

где F_i – энергия уровня Ферми в собственном полупроводнике. Выражение (9) описывает положение уровня Ферми F^* при мощностях засветки до 10^{-2} Вт, и показывает стремление полупроводника к собственному типу при увеличении мощности фона. В итоге выражения (8), (9) позволяют рассчитать энергию уровня Ферми во всем диапазоне мощностей засветки, использованных в эксперименте.

Для простоты выкладок по расчету дисперсии разделим верхнюю половину запрещенной зоны полупроводника на три области (рис. 1, а) в пределах которых максимальные значения концентрации ПДС составляют, например, $10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ в первой и третьей областях, и $10^{10} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ во второй области. Интегрирование по энергии в каждой из

областей и по координате в пределах образца приводит к следующему выражению для дисперсии числа носителей заряда в i -той области:

$$\overline{\Delta N_i^2(V)} = \frac{N_{i0} \cdot k^2 T^2}{qV} \cdot A \cdot L \cdot \ln \left(\frac{\left(1 + \exp\left(\frac{E_{1i} - F^* + qV}{kT}\right) \right) \cdot \left(1 + \exp\left(\frac{E_{2i} - F^* + qV}{kT}\right) \right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{E_{1i} - F^*}{kT}\right) \right) \cdot \left(1 + \exp\left(\frac{E_{2i} - F^*}{kT}\right) \right)} \right), \quad (8)$$

где N_{i0} - изменение концентрации ПДС для области I: $N_{10} = \frac{10 \cdot 10^{13} \cdot E}{Eg}$, для области II: $N_{20} = 10^{10} \cdot E$, и для области III: $N_{30} = \frac{-4 \cdot 10^{13} \cdot E}{Eg}$; A - площадь поперечного сечения образца; E_{1i} ,

E_{2i} - граничные значения энергии i -той области.

Суммарная дисперсии числа носителей заряда на ПДС равна сумме трех интегралов вида (8):

$$\overline{\Delta N^2} = \overline{\Delta N_1^2} + \overline{\Delta N_2^2} + \overline{\Delta N_3^2}. \quad (9)$$

Для проведения табулирования при действии засветки на CdSe использованы численные значения, из [17]: $n_i = 7.6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $p_0 = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $R = 0.27$, $\tau_n = 10^{-2} \text{ с}$, $L = 0.56 \text{ см}$, $\lambda = 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $A = 5.6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, $K_s = 10^{-2}$, $\mu_n = 800 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_p = 50 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $T = 300 \text{ К}$. В данном случае $n_0 = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $F^0 = 1.50 \text{ эВ}$.

Результаты табулирования зависимости произведения суммы дисперсий областей I-III на время жизни носителей от напряжения при различных мощностях засветки показаны на рис. 2. Из рисунка видно, что расчетные зависимости имеют монотонный характер с насыщением в области напряжений $V > 1.5 \text{ В}$. С ростом мощности засветки наклон зависимости увеличивается, и кривая выходит на насыщение при меньших напряжениях ($< 0.5 \text{ В}$) по сравнению со случаем отсутствия засветки (кривая 3). Полученный ход зависимостей может быть объяснен с использованием (рис. 1. в, г). При этом необходимо учитывать действие двух факторов: с одной стороны, изменение концентраций перезаряжающихся ПДС в областях I-III, а с другой изменение размеров областей $(0, x_1)$, (x_1, x_2) , (x_2, L) .

Действительно, при фиксированном значении мощности засветки с ростом напряжения область $(0, x_1)$ уменьшается, а область (x_1, x_2) увеличивается что приводит к увеличению произведения дисперсии и времени жизни. Насыщение зависимостей вызвано тем, что при высоких значениях V и P_ϕ уровень Ферми прекращает движение вниз. По этой причине области (x_1, x_2) , (x_2, L) перестают увеличиваться что приводит к насыщению исследуемого произведения параметров.

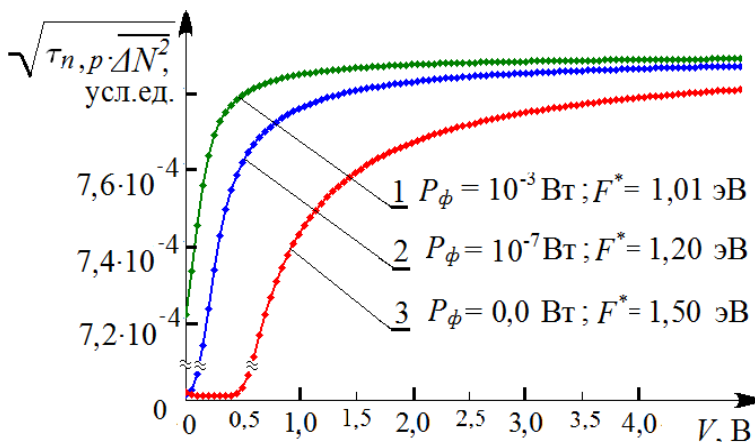


Рис. 2. Расчетные зависимости дисперсии числа носителей заряда от смещения

Обсуждение результатов

Полученные зависимости согласуются с физическими представлениями о перезарядке ПДС при изменении положения уровня Ферми, как за счет засветки, так и наклона энергетической диаграммы полупроводника при

В отсутствии засветки уровень Ферми F^0 находится в области I (рис. 1, б), что приводит к перезарядке ПДС этой области, где концентрация состояний значительно выше

концентрации перезаряжающихся состояний в областях II и III. Поэтому исходная величина дисперсии мала. При действии напряжения уровень Ферми входит в область II, а затем и в область III, вызывая перезарядку ПДС этих областей (рис. 1, в).

Из-за высокой концентрации состояний в области I число захватов-выбросов электронов значительно превосходит их количество в области II. Однако размеры области $(0, x_1)$ с ростом напряжения уменьшаются, что в итоге приводит к увеличению дисперсии и времени жизни. Следовательно, на зависимости дисперсии от напряжения ε существует область низкого значения дисперсии (область малых ε) переходящая в область больших значений дисперсии (область больших ε). Если в отсутствие напряжения уровень Ферми F^0 будет находиться в области III энергетической диаграммы $E(x)$, то с ростом ε уровень Ферми сначала, пройдя пограничный уровень E_2 , выйдет в область II, что будет сопровождаться снижением дисперсии. При дальнейшем увеличении напряжения уровень Ферми пересечет пограничный уровень E_1 и войдя в область III, вызовет рост дисперсии. Таким образом, при высокой концентрации темновых электронов на зависимости дисперсии от напряжения может иметь место минимум. Его глубина будет определяться соотношением концентраций в областях I-II и величиной ε . Как и в случае, рассмотренном на рис. 1, влияние засветки приведет к уменьшению глубины минимума и его смещению в сторону малых напряжений. Отличительной особенностью обсуждавшегося выше минимума от экспериментально наблюдавшегося, является то, что первый может существовать в отсутствие засветки, тогда как второй только при совместном действии напряжения и засветки [15].

Заключение

Предложен новый подход к рассмотрению свойств полупроводника под действием немодулированной засветки как его нагрев на температуру, определяемую мощностью засветки. Получены выражения для энергии уровня Ферми в освещенном полупроводнике, справедливые в диапазоне мощностей засветки до 10^{-2} Вт, а также аналитические выражения для оценки произведения времени жизни и дисперсии числа носителей заряда при линейной аппроксимации их спектральной плотности в запрещенной зоне полупроводника.

На основании расчета произведения времени жизни и дисперсий показано, что ее величина имеет насыщающийся характер, а рост мощности засветки уменьшает область нарастания кривых с их выходом в насыщение на зависимостях от напряжения.

Сделан вывод, что немонотонный характер зависимости спектральной плотности шума от напряжения n-CdSe не может быть объяснен с позиций классических представлений о свойствах полупроводника в электрическом поле и при засветке лишь предположением о немонотонном характере зависимости концентрации центров прилипания и ГР центров носителей по запрещенной зоне полупроводника. Данный вывод побуждает искать иные физические причины образования минимума шума при корпускулярно-полевом воздействии на полупроводники $A^{II}B^{VI}$, для которых характерны обратимые фотоструктурные преобразования его зонного спектра за счет появления новых примесно-дефектных комплексов.

Литература

1. Ч. Пул., Ф. Оуэнс. Мир материалов и технологий. Нанотехнологии. Пер. с англ. Под ред. Ю.И. Головина. Изд 3-е. М.: Техносфера. – 2007. – 375 с.
2. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // ФТП. – 1998. – Т. – 32. - № 1. – С.3-18.
3. Дж.М. Мартинес-Дуарт. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники. / Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф. Агулло-Руеда. Пер. с англ. А.В. Хачояна под ред. Е.Б. Якимова. М.: Техносфера. – 2007. – 368 с.
4. Джафаров М.А. Отрицательная фотопроводимость в пленках твердых растворов соединений АПВVI. / М.А. Джафаров, Э.Ф. Насиров, С.А. Мамедова.// ФТП. - 2014. – Т. 48. – вып.5. – С.590-596.

5. Легонович Б.Н. Влияние атмосферы отжига на характер рекристаллизации поликристаллических пленок селенида кадмия // ДАН РФ. – 2010. – т. 431. - № 1. – С.1-3.
6. Витухновский А.Г. Фото- и электролюминесценция полупроводниковых коллоидных квантовых точек в органических матрицах: QD-OLED // ФТП. – 2013. – Т.47. – вып. 12. – С.1591-1594.
7. Смирнов А.И. Двумерный ИК-фотопреобразователь для регистрации малых сигналов фотоотклика в условиях высокого фона // Изв. вузов. Электроника. – 2001. – № 3. – С. 35–58.
8. Богомолов П.А. Приемные устройства ИК-систем. Под ред. В.И. Сидорова. – М.: Радио и связь, 1987. – 208 с
9. Дьяконова Н.В. Природа объемного шума $1/f$ в GaAs и Si /Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев //ФТП/ - 1991/- Т. 25. - № 12. – С.2065-2104.
10. Георгобиани А.Н. Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ / А.Н. Георгобиани, М.К. Шейкман – М.: Наука, 1986. – 320 с.
11. Вайнштейн. С.Н. Перестройка светом шума $1/f$ в арсениде галлия / С.Н. Вайнштейн, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев // Письма в ЖТФ – 1987. – Т.13. – Вып.11. – С.645-648.
12. Давыдов В.Н. Фотоиндуцированное усиление шума в полупроводниковых структурах // Изв. вузов. Физика. – 1999. – № 5. – С. 49–58.
13. Дьяконова Н.В. Перестройка светом шума $1/f$ в арсениде галлия / Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев // ФТП. – 1988. – Т. 22, №. 6. – С. 1049-1052.
14. Левинштейн М.Е. Шум $1/f$ горячих электронов в GaAs./ М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев // ФТП. – 1985. – Т. 19, №. 9. – С.1651-1655.
15. Давыдов В.Н., Мусина И.М., Гребенников А.С., Шумовые свойства фоторезисторов на основе селенида кадмия при фоновой засветке. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Вып. 3. – Ч. 1. - С. 90-95.
16. Ван дер Зил А., Шум, источники, описание, измерение / Пер. с англ., под ред. А.К. Нарышкина. – М.: Сов. радио. – 1973. – 225 с.
17. Давыдов, В.Н., Гребенников, А.С., И.А. Егорова Дисперсия носителей заряда в примесно-дефектных полупроводниках при совместном действии засветки и электрического поля. // Доклады ТУСУР – 2011. – Вып. 2 (24). – Ч. 3. – С. 36-45.
18. Lax M., Fluctuations from the Nonequilibrium Steady State. // Reviews of Modern Physics. - 1960. – vol.32. – N 1. – P.25 – 64.
19. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах./Мотт Н., Дэвис Э. – М.: Мир, 1982,— 368 с.