

06

Особенности фотодиэлектрического эффекта в слоях α -As₂Se₃

© Н.И. Анисимова, В.А. Бордовский, Г.И. Грабко, Р.А. Кастро

Российский государственный педагогический университет
им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург
E-mail: recastro@fromru.com

Поступило в Редакцию 8 июня 2012 г.

Представлены результаты исследования фотодиэлектрического эффекта в слабопеременных электрических полях в аморфных слоях триселенида мышьяка. В инфранизкочастотном диапазоне при понижении частоты выявлено совпадение экспериментальной и теоретической функций относительного изменения проводимости. Установлено наличие минимума на частотной зависимости коэффициента рекомбинации.

Перспективность использования халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) в качестве базовых элементов различных оптоэлектронных устройств обусловлена большим удельным сопротивлением, высокой светочувствительностью в ближнем инфракрасном диапазоне, а также уникальными свойствами, связанными с особенностями внутренней структуры данных систем (наличие координационных дефектов с отрицательной корреляционной энергией, создающих квазинепрерывный спектр локализованных состояний в запрещенной зоне [1]).

Освещение такого вещества фотонами с энергией порядка полуширины запрещенной зоны приводит к перераспределению носителей заряда (НЗ) по дискретным уровням, поляризуемости отдельных центров, изменению плотности состояний. Это, в свою очередь, вызывает

изменение диэлектрической проницаемости вещества ϵ , т.е. фотодиэлектрический эффект (ФДЭ).

В переменных электрических полях ФДЭ в ХСП характеризуется целым рядом дополнительных особенностей, так как существование сложного спектра локализованных состояний данных полупроводников обуславливает вклад в поляризационные процессы различных энергетических уровней в зависимости от значений частоты прикладываемого электрического поля и освещенности. В связи с этим особый интерес представляет анализ функций $\Delta C/C_0 = f(\omega)$ и $\Delta G/G_0 = f(\omega)$, где $\Delta C = C - C_0$, $\Delta G = G - G_0$; C_0 и G_0 — емкость и проводимость, измеряемые в темновом режиме соответственно, а ω — круговая частота.

Так, в частности, в [2] предложена модель фотодиэлектрического эффекта, построенная на расчете импеданса полупроводниковой высокоомной пластины, освещаемой с одной стороны светом, который поглощается в геометрически одномерном, тонком слое фотодиэлектрика, содержащего как мелкие, так и глубокие ловушки. В результате вычислений авторами работ [2] были получены следующие теоретические зависимости:

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \left(\frac{\lambda_0}{d(1 + n_i/n_0)^{1/2}} \right) \ln \left(1 + \frac{2SJ_0}{\nu\sigma_0(1 + n_i/n_0)} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \left(\frac{\nu}{2} \right) \ln \left(1 + \frac{2SJ_0}{\nu\sigma_0(1 + n_i/n_0)} \right), \quad (2)$$

где $\nu = 1 + (\epsilon\omega/\sigma_0)^2$, $\lambda_0 = (\epsilon kT/2en_0)^{1/2}$, $S = e\mu_n\eta\alpha/2\gamma n_0$, σ_0 — темновая проводимость при $\omega \rightarrow 0$, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, n_0 — равновесная термическая концентрация НЗ, n_i — концентрация НЗ на ловушках, μ_n — подвижность НЗ, η — квантовый выход, α — коэффициент поглощения, γ — коэффициент рекомбинации, d — толщина фотодиэлектрического слоя, J_0 — интенсивность засветки.

Сравнение расчетных данных с экспериментальными кривыми может позволить сделать выводы о механизмах, определяющих проявление фотодиэлектрического эффекта в исследуемых структурах. К сожалению, многие параметры теоретических уравнений для конкретных условий ФДЭ обычно неизвестны. Более того, как было сказано выше, существование сложного энергетического спектра в неупорядоченных

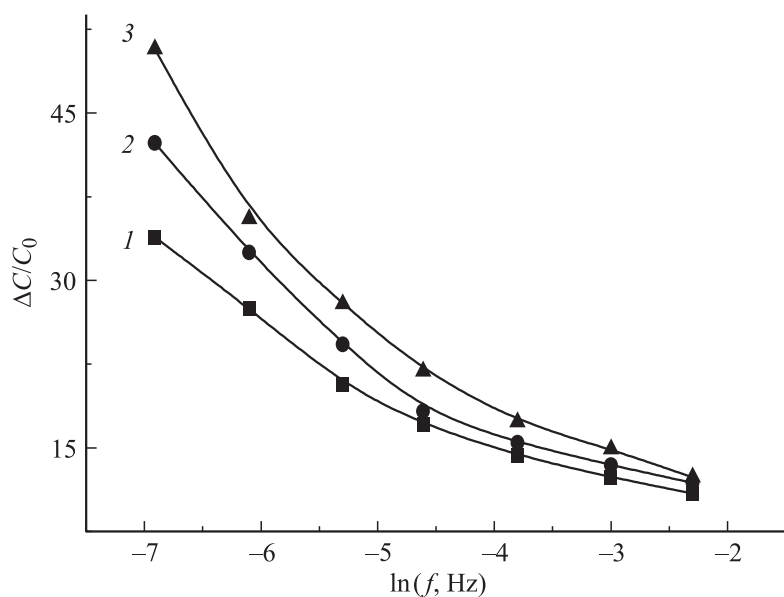


Рис. 1. Частотная зависимость $\Delta C/C_0$ в образцах As_2Se_3 при освещении белым светом (экспериментальные кривые). 1 — $J_0 = 132.0 \text{ lx}$, 2 — $J_0 = 220.0$, 3 — $J_0 = 352.0 \text{ lx}$.

полупроводниках, обусловленного наличием дислокаций, неоднородностей, примесей, дефектов определяет вклад на разных этапах поляризационного процесса (в зависимости от значений приложенного электрического поля и освещенности) тех или других групп релаксаторов.

В связи с этим представляется актуальной необходимость дальнейшего развития и совершенствования методов изучения особенностей взаимодействия излучения с веществом в высокоомных полупроводниках со сложным спектром ловушек в запрещенной зоне. Цель данной работы — исследование ФДЭ в сэндвич-структурах на основе аморфных слоев $\gamma\text{-As}_2\text{Se}_3$.

При проведении эксперимента использовался метод динамических вольт-амперных характеристик (ДВАХ). ДВАХ регистрировались при помощи электрометрического вольтметра В7-30, двухкоординатного потенциометра ПДП4-002 с использованием генератора сигналов специальной формы Г6-15. Во время измерений образцы облучались

светом лампы накаливания ГКМ-75, излучение которой фокусировалось линзой, а интенсивность света и спектральный диапазон изменялись с помощью светофильтров из набора цветных оптических стекол (ГОСТ9411-66). Нейтральные фильтры были проградуированы по величине оптической плотности с помощью люксметра. Экспериментальные образцы толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$ изготавливались способом ионно-плазменного высокочастотного распыления [3]. Площадь перекрытия электродов составляла 14.0 mm^2 .

Экспериментальные зависимости $\Delta C/C_0$ от частоты прикладываемого поля и мощности излучения представлены на рис. 1. С уменьшением f и ростом J_0 увеличивается относительное изменение емкости, что хорошо согласуется с теоретической моделью [2]. Данные закономерности могут быть связаны с тем, что под действием приложенного электрического поля (при $\omega \rightarrow 0$) свободные НЗ дрейфуют по направлению к электродам, увеличивая плотность пространственного заряда. Освобождающиеся в зону проводимости под действием света НЗ с уровней ловушек также направляются к электродам, давая вклад в слой пространственного заряда.

Для дальнейшего анализа исследуемого процесса преобразуем уравнение (2). Так как выполняется условие $2SJ_0/[v\sigma_0(1+n_i/n_0)] \ll 1$, то (2) можно упростить с помощью разложения в ряд

$$\ln \left[1 + \frac{2SJ_0}{v\sigma_0(1+n_i/n_0)} \right]. \quad (3)$$

Полученное выражение имеет вид

$$\frac{\Delta G}{G_0} = R \left[1 - \frac{R\sigma_0^2}{\varepsilon^2\omega^2} + \frac{4R^2\sigma_0^4}{3\varepsilon^4\omega^4} - \frac{2R^3\sigma_0^6}{\varepsilon^6\omega^6} + \dots \right], \quad (4)$$

где $R = SJ_0/[\sigma_0(1+n_i/n_0)]$.

Ввиду малого значения темновой проводимости многих неупорядоченных материалов и учитывая результаты проведенных расчетов, можно полагать, что уже член с $1/\omega^4$ не оказывает существенного влияния на анализ протекающих процессов.

Сравнение экспериментальной и теоретической (4) функций относительного изменения проводимости $\Delta G/G_0$ (с учетом сделанных замечаний) представлено на рис. 2. В отличие от инфранизких частот ($f \leq 10^{-2} \text{ Hz}$), где наблюдается хорошее совпадение эксперимента и

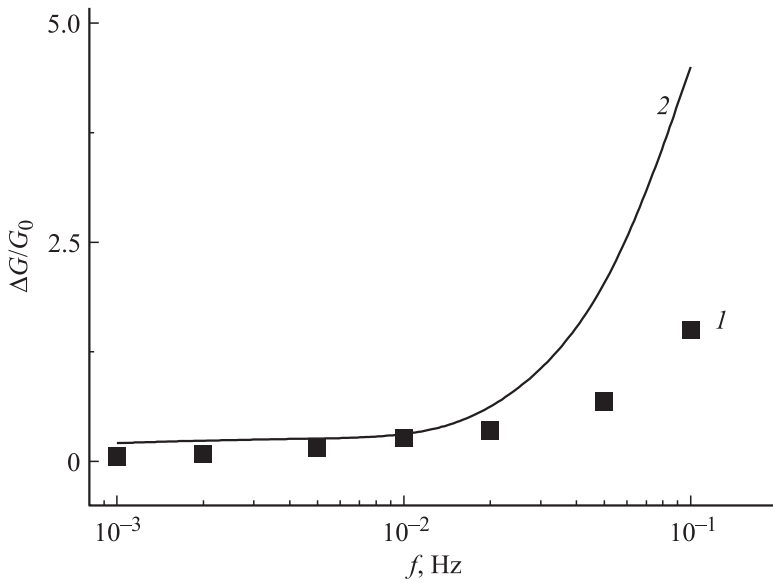


Рис. 2. Частотная зависимость $\Delta G/G_0$ в слоях As_2Se_3 . $\lambda = 700 \text{ nm}$, $J_0 = 7.5 \text{ lx}$. 1 — эксперимент, 2 — теория.

теории, при $f \geq 10^{-2} \text{ Hz}$ теоретическое значение данной зависимости может превышать экспериментальное в несколько раз.

Данное обстоятельство, по-видимому, связано с тем, что в модели [2] не учитывалось существование барьера на границе ХСП с металлом электродов, которое приводит к менее значительному изменению проводимости на эксперименте по сравнению с теоретическими расчетами. Влияние барьерных эффектов предполагает большее изменение емкости и меньшее изменение проводимости в области инфранизких частот, чем в области высоких частот.

При $f \rightarrow 0$ ФДЭ максимален; $\Delta G/G_0 \rightarrow 0$ уже при $f \sim 10^{-3} \text{ Hz}$ и выражение (4) можно записать в виде

$$\frac{\Delta G}{G_0} = R \left[1 - \frac{R\sigma_0^2}{\varepsilon^2\omega^2} \right] = 0, \quad (5)$$

что позволяет, в свою очередь, определить частотную зависимость коэффициента рекомбинации γ .

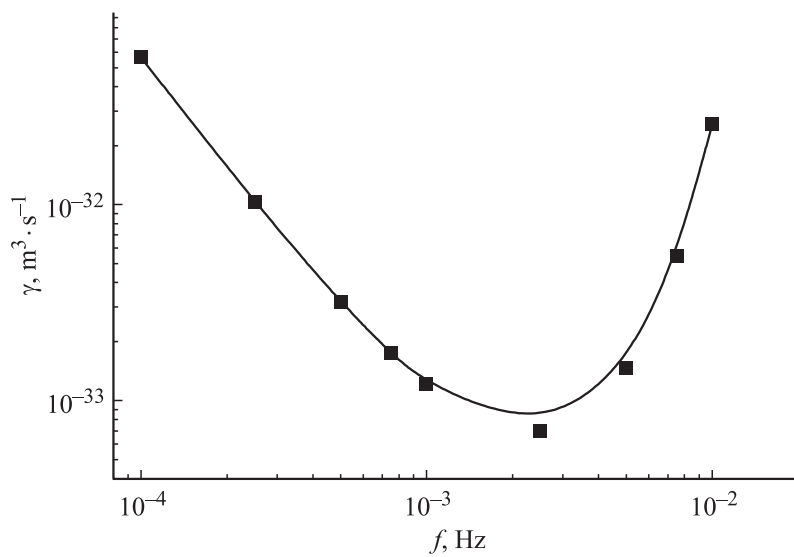


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента рекомбинации. $\lambda = 700 \text{ nm}$, $J_0 = 12.5 \text{ kx}$.

Как видно из рис. 3, на кривых $\gamma = \gamma(f)$ имеется минимум. Существование данного минимума подтверждает сложный характер поляризационных процессов в слоях ХСП, определяемых наличием локализованных состояний, ответственных за электронные свойства данного класса материалов. Можно предположить, что обнаруженные закономерности являются структурно-чувствительными, и их изучение при варьировании других факторов внешнего воздействия, таких как температура, величина прикладываемого электрического поля, спектр падающего излучения, позволит обнаружить новые свойства этих полупроводников.

Список литературы

- [1] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 662 с.
- [2] Pillai P.K.C., Nath R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. V. 37. N 2. P. 491.
- [3] Кастро Р.А., Бордовский В.А., Грабко Г.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 17. С. 9.