

Механизмы формирования фототока в гетеропереходах $\text{In}_2\text{O}_3\text{—InSe}$

© В.П. Махний, А.И. Янчук

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 16 декабря 2002 г. Принята к печати 27 января 2003 г.)

Исследованы спектральные и интегральные характеристики гетеропереходов $\text{In}_2\text{O}_3\text{—InSe}$, полученных окислением подложек моноселенида индия. Установлено, что фототок определяется генерацией носителей в области пространственного заряда структуры через единичные глубокие уровни.

Интерес к исследованиям диодов на основе слоистых полупроводников вызван в первую очередь возможностью их использования в качестве фотоэлектрических анализаторов поляризации излучения [1]. Перспективными в этом плане могут оказаться гетеропереходы (ГП), широкозонным компонентом которых является проводящий окисел, например In_2O_3 , с шириной запрещенной зоны $E_g \approx 3.6$ эВ [2]. На моноселениде индия (InSe) его достаточно просто создать путем термического окисления пластины, причем происходит окисление одновременно на всех гранях; лишние участки окисного покрытия удаляются при изготовлении ГП [3]. Такие структуры обладают достаточно высоким коэффициентом естественного фотоплетохроизма ($\sim 90\%$), который наблюдается при освещении подложки перпендикулярно кристаллографической оси c . При наклонном падении линейно поляризованного излучения на фронтальную плоскость выпрямляющей структуры возникает другой тип фотоплетохроизма — наведенный [4]. Особенность заключается в том, что его возможно наблюдать на диодах из любых полупроводников, независимо от их структурного и фазового состояния. Вместе с тем для слоистых материалов при таких условиях освещения следует ожидать наложения естественного и наведенного фотоплетохроизма, что может привести к расширению функциональных возможностей спектрополяриметрических приборов на их основе. Однако изучение физических свойств гетероструктур оксид—моноселенид индия, необходимых для прогнозированного управления рабочими параметрами приборов подобного типа, ограничено небольшим числом публикаций [5,6]. В данной работе проводится анализ механизмов, определяющих наблюдаемые интегральные и спектральные характеристики гетеропереходов $\text{In}_2\text{O}_3\text{—InSe}$.

Монокристаллы InSe были выращены методом Бриджмена и легированы Cd в процессе синтеза для получения дырочной проводимости. Технология создания гетеропереходов аналогична описанной в [3], а для исследования выбраны структуры, у которых слой окисла параллелен плоскости скола. Электрические и фотоэлектрические характеристики измерялись с использованием общеизвестных методик, а освещение ГП проводилось со стороны In_2O_3 . Изменение уровня освещения L в пределах 4 порядков осуществлялось с помощью набора калиброванных светофильтров. При этом спектральный состав излучения оставался одинаковым при любом

значении L . Структуры обладали ярко выраженными диодными характеристиками с коэффициентом выпрямления не менее 10^4 при 300 К и напряжении $V = 0.5$ В. При прямых смещениях больше 1.5 В темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) описываются линейной зависимостью вида

$$V = V_i + R_0 I, \quad (1)$$

где I — ток, V_i — токовое напряжение отсечки. В первом приближении V_i соответствует высоте потенциального барьера, $\varphi_0 \approx eV_i$, и для исследуемых структур составляет величину 0.8–0.9 В. Остаточное сопротивление R_0 при температуре $T = 300$ К находится в пределах $10^4\text{—}10^5$ Ом, а зависимость $R_0(T)$ аппроксимируется прямой в координатах $\ln R_0 - 10^3/T$ с энергетическим наклоном ~ 0.45 эВ. Эта величина коррелирует с глубиной залегания акцепторных уровней в кристаллах $\text{InSe}\langle\text{Cd}\rangle$ [7]. Кроме того, экспериментальное значение R_0 неплохо согласуется с величиной сопротивления базы ГП, рассчитанного с учетом ее геометрических размеров и удельной электропроводности. Приведенные результаты свидетельствуют об отсутствии на границе раздела промежуточного высокоомного слоя, который может возникнуть при изготовлении гетероструктуры. Отметим также тот факт, что граница перехода расположена в глубине подложки, поскольку синтез In_2O_3 происходит за счет окисления атомов In базового кристалла. Это должно приводить к уменьшению влияния поверхностных уровней на фотоэлектрические характеристики ГП и в первую очередь на спектральное распределение чувствительности S_ω .

Как видно из рис. 1, экспериментальный спектр фоточувствительности ГП удовлетворительно согласуется с известным распределением для идеального фотодиода [2]

$$S_\omega = \text{const} \cdot \eta / \hbar\omega, \quad (2)$$

где η — квантовый выход фотоэффекта, $\hbar\omega$ — энергия фотона. Обратим внимание на отличие энергии максимума кривой I от ширины запрещенной зоны InSe, которая при 300 К составляет $E_g \approx 1.2$ эВ [8]. Подобный сдвиг наблюдается также для гетеропереходов $p\text{-GaSe—}n\text{-InSe}$, а причины его возникновения детально рассматриваются в работе [9]. Основная из них — зависимость η и скорости поверхностной рекомбинации от $\hbar\omega$, что не учитывается формулой (2). Отсутствие чувствительности при $\hbar\omega \gtrsim 3.5$ эВ указывает на то, что фотоносители

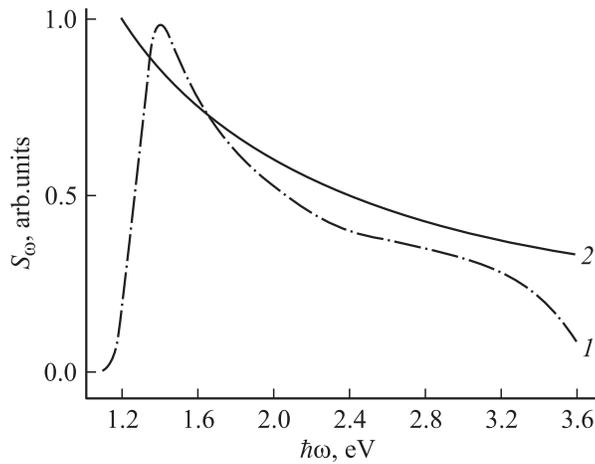


Рис. 1. Нормированные на максимум спектры фоточувствительности гетероперехода $\text{In}_2\text{O}_3\text{--InSe}$: 1 — эксперимент, 2 — расчет согласно (2).

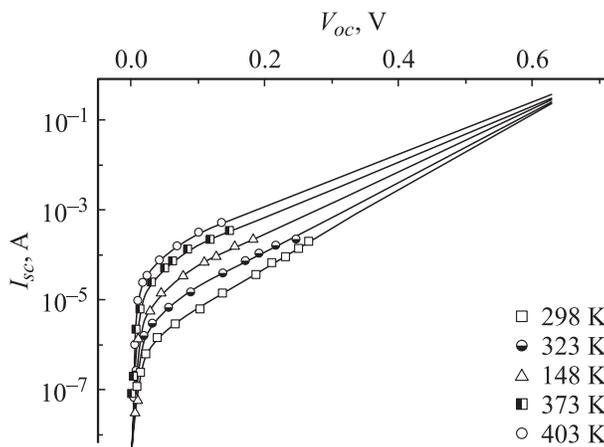


Рис. 2. Световые ВАХ гетероперехода $\text{In}_2\text{O}_3\text{--InSe}$ при разных температурах. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет по формулам (3) и (4) при $A = 3 \cdot 10^{-6}$ А.

рождаются преимущественно в узкозонном компоненте ГП, а окисел только играет роль широкозонного окна. Вместе с тем исследования спектров не дают ответа на вопрос о доминирующем механизме генерации фотоносителей. Ответ на него можно, в частности, получить из анализа зависимостей тока короткого замыкания I_{sc} от напряжения холостого хода V_{oc} .

Световая ВАХ диода описывается выражением [10]

$$I = I_0 [\exp(eV/nkT) - 1] - I_L, \quad (3)$$

где I_0 — ток насыщения, I_L — ток, обусловленный освещением, n — коэффициент идеальности ВАХ, который определяется механизмом прохождения тока, k — постоянная Больцмана. Из уравнения (3) следует, что при разомкнутой внешней цепи, когда $I = 0$, $V = V_{oc}$, а

$$I_L = I_{sc} = I_0 [\exp(eV_{oc}/2kT) - 1]. \quad (4)$$

Как видно из рис. 2, экспериментальные зависимости $I_{sc}(V_{oc})$ при $eV \geq 3kT$ в логарифмическом масштабе неплохо ложатся на прямые, наклон которых составляет $e/2kT$. Это свидетельствует в пользу генерации фотоносителей в области пространственного заряда через единичные глубокие уровни.

Температурная зависимость I_0 определяется шириной запрещенной зоны материала, в котором локализован объемный заряд, т. е.

$$I_0 = A \exp(-E_g/2kT), \quad (5)$$

где A — параметр, который слабо по сравнению с экспонентой зависит от температуры. Величину A можно определить при 300 К из выражения (3) после подстановки известных значений E_g [7] и I_0 (эксперимент). Найденная величина параметра $A \approx 3 \cdot 10^{-6}$ А позволяет рассчитать по соответствующим формулам ток отсечки и ВАХ при любой температуре из исследуемого диапазона с учетом температурного коэффициента изменения E_g , который для моноселенида индия равен $\sim 3.7 \cdot 10^{-4}$ эВ/К [8].

Неплохое согласие экспериментальных и расчетных световых вольт-амперных характеристик убедительно свидетельствует о том, что фототок исследуемых гетероструктур является следствием генерации носителей в области пространственного заряда через единичные уровни. В роли последних могут выступать упомянутые акцепторные уровни, глубина залегания которых близка к середине запрещенной зоны InSe . Это, согласно теории Саа–Нойса–Шокли, должно обеспечивать скорость генерации, близкую к максимальной. Вместе с тем окончательное выяснение природы глубоких центров требует отдельных исследований, выходящих за рамки данной работы.

Список литературы

- [1] Ю.В. Рудь. Изв. вузов СССР. Физика, № 8, 68 (1986).
- [2] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 2.
- [3] В.Н. Катеринчук, М.З. Ковалюк. Письма ЖТФ, **18**, 70 (1992).
- [4] Ф.П. Кесаманлы, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **33**, 513 (1999).
- [5] В.Н. Катеринчук, М.З. Ковалюк. Письма ЖФТ, **23**, 1 (1997).
- [6] Z.D. Kovalyuk, V.N. Katerinchuk, T.V. Betsa. Opt. Mater., **17**, 297 (2001).
- [7] S. Shigetomi, H. Ohkubo, T. Ikari. J. Phys. Chem. Sol., **51** (1), 91 (1990).
- [8] I. Cammasel, P. Merle, H. Mathieu, A. Chevy. Phys. Rev. B, **17**, 4718 (1978).
- [9] З.Д. Ковалюк, В.П. Махний, О.И. Янчук. Вісник Львівського університету, **34**, 218 (2001).
- [10] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы: Теория и эксперимент* (М., Энергоатомиздат, 1987).

Редактор Л.В. Шаронова

The formation mechanisms of photocurrent in $\text{In}_2\text{O}_3\text{--InSe}$ heterojunctions

V.P. Makhniy, O.I. Yanchuk

Chernovtsy National University by Yuriy Fedkovich,
58012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract Spectral and integrated characteristics of $\text{In}_2\text{O}_3\text{--InSe}$ heterojunctions, obtained by the oxidizing of indium monoselenide substrates are investigated. It is established that the photocurrent is determined by generation of carriers in a spatial charge area of structure through simple deep levels.