

- [1] Кучис Е. В. Методы исследования эффекта Холла. М., 1974. 328 с.  
 [2] Медведев С. А. Введение в технологию полупроводниковых материалов. М., 1970. 504 с.  
 [3] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.  
 [4] Добровольский В. М., Гриценко Ю. И. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 10. С. 2760—2769.

Институт радиотехники и электроники  
 АН СССР  
 Москва

Получено 2.01.1990  
 Принято к печати 14.02.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

## ТЕМПЕРАТУРНОЕ ГАШЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ, СЛАБО ЛЕГИРОВАННОМ БОРОМ

Казанский А. Г., Милчевич Е. П., Уразбаева Р. А.

Легирование аморфного гидрированного кремния ( $\alpha$ -Si:H) малыми концентрациями бора используется для создания высокоомных фоточувствительных слоев. К настоящему времени фотоэлектрические свойства данных материалов исследованы значительно меньше, чем свойства нелегированного и сильно легированного  $\alpha$ -Si:H.

В настоящей работе исследована фотопроводимость ( $\sigma_{\phi}$ ) слабо легированных бором пленок  $\alpha$ -Si:H толщиной 1 мкм, полученных разложением моносилана ( $\text{SiH}_4$ ) в ВЧ тлеющем разряде при температуре подложки 250 °С. Легирование осуществлялось добавлением в реакционную камеру диборана в соотношении  $[\text{B}_2\text{H}_6]/[\text{SiH}_4]=10^{-6}$ . Перед измерениями образцы отжигались при  $T_a=180$  °С в течение 30 мин в вакууме  $10^{-3}$  Па. Температурные зависимости фотопроводимости при энергии кванта  $h\nu=1.9$  эВ и интенсивности  $2 \cdot 10^{14}$  кв/см<sup>2</sup>·с измерялись в процессе повышения температуры со скоростью 1 град/мин. Знак термоэдс в исследованных образцах соответствовал дырочному типу проводимости, что согласуется с данными работ [1, 2] для аналогичных уровней легирования. Температурные зависимости темновой проводимости в области температур 280—480 К имели активационный характер с энергией активации 0.83 эВ.

На рис. 1 показаны температурные зависимости  $\sigma_{\phi}$  пленки  $\alpha$ -Si:H, легированной бором. Здесь же для сравнения приведены данные для нелегированного  $\alpha$ -Si:H. Как видно из рисунка, в области  $T < 250$  К легированный бором образец имеет более резкую по сравнению с нелегированным  $\alpha$ -Si:H активационную зависимость  $\sigma_{\phi}(1/T)$ . Энергия активации ( $\Delta E_p^?$ ) составляет  $(0.27 \pm 0.01)$  эВ. Согласно [3], в случае переноса носителей по делокализованным состояниям и захвата их на рекомбинационные состояния с уровней прилипания величина  $\Delta E_p^?$  соответствует положению эффективного уровня прилипания для основных носителей (в нашем случае дырок —  $E_p^?$ ) относительно края зоны (в нашем случае валентной).

Для исследованного образца в области температур 330—400 К наблюдается температурное гашение фотопроводимости (ТГФ), которое для слабо легированных бором пленок  $\alpha$ -Si:H отмечалось также в работе [2]. Измеренная нами зависимость величины ТГФ от энергии кванта показала, что ТГФ возникает при  $h\nu > 1.6$  эВ, достигает максимума при  $h\nu=(1.9-2.0)$  эВ и затем уменьшается. ТГФ наблюдалось при возбуждении образца как со стороны свободной поверхности, так и со стороны подложки. Это указывает на объемную природу эффекта.

ТГФ при  $T < 250$  К в нелегированных пленках  $\alpha$ -Si:H, в которых  $\sigma_{\phi}$  определяется электронами, хорошо известно [2, 4-7]. Различные модели [4, 6] связывают ТГФ с наличием эффективного уровня прилипания для неосновных

носителей, который пересекается при изменении температуры соответствующим ему демаркационным уровнем. Положение данного уровня можно определить из зависимостей  $\sigma_{\phi}(1/T)$ , полученных при различных интенсивностях возбуждения (рис. 1). Энергия активации  $E_{\max}$  прямой, проведенной через максимальные значения  $\sigma_{\phi}$ , в области ТГФ составляет  $(0.57 \pm 0.03)$  эВ. Если рекомбинация дырок происходит с уровней прилипания  $E_i^n$ , то положение уровня прилипания для электронов ( $\Delta E_i^n = E_c - E_i^n$ ), определяющего ТГФ в исследованном образце, дается соотношением  $\Delta E_i^n = E_{\max} - \Delta E_i^p = (0.3 \pm 0.04)$  эВ. Заметим, что как проведенные нами исследования [8], так и имеющиеся в литературе данные [9, 10] указывают на существование некоторого максимума плотности состояний, расположенного на глубине  $(0.3 - 0.35)$  эВ от зоны проводимости.

Для образца 1 мы обнаружили, что изменение  $\sigma_{\phi}$  с температурой в области ТГФ зависит от направления изменения температуры (рис. 2). Наблюдаемый

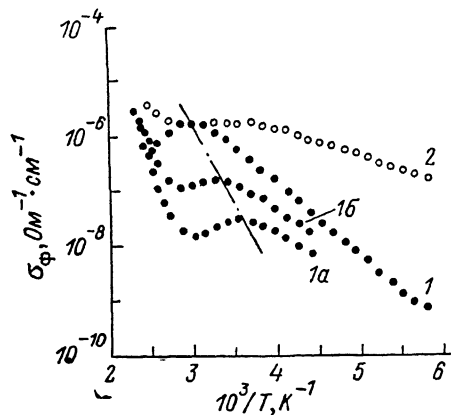


Рис. 1. Температурные зависимости фотопроводимости  $\alpha$ -Si:H, легированного бором (1) и нелегированного (2).

1а и 1б получены для легированного бором  $\alpha$ -Si:H при возбуждении светом с интенсивностью  $4 \cdot 10^{12}$  и  $10^{13}$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  соответственно.

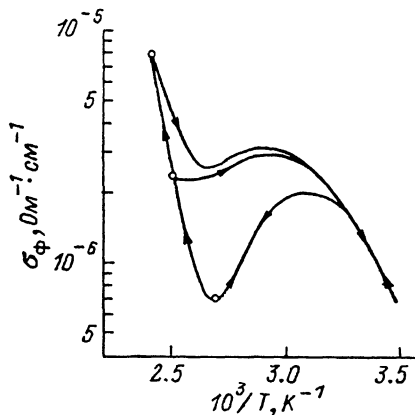


Рис. 2. Температурные зависимости фотопроводимости, измеренные при последовательных повышении (от  $T=280$  К) и понижении температуры (точки «возврата» показаны).

температурный гистерезис указывает на отсутствие термического равновесия в системе процессов, определяющих фотопроводимость образца. Измерения показали, что различие значений  $\sigma_{\phi}$  при некоторой температуре в области ТГФ возникает при подходе к данной температуре сверху или снизу лишь в условиях освещения. Это свидетельствует о том, что возможное отсутствие термодинамического равновесия в системе примесей и дефектов [11], по-видимому, не является причиной наблюдаемого эффекта. Для его возникновения необходимо наличие неравновесных носителей. По нашему мнению, причиной температурного гистерезиса может быть одно из следующих явлений.

1. *Влияние поверхности на величину измеряемой  $\sigma_{\phi}$ .* Возможность существования обогащенного дырками слоя вблизи поверхности пленки [12] может привести к различию на поверхности и в объеме относительного положения уровня прилипания для электронов и соответствующего ему демаркационного уровня. Величина и время установления равновесного для данной температуры изгиба зон в результате захвата неравновесных дырок медленными поверхностными состояниями должны зависеть от температуры. Поэтому возможность пересечения при изменении температуры демаркационным уровнем уровня прилипания зависит как от скорости, так и от направления изменения температуры. Заметим, однако, что «поверхностная» гипотеза должна предполагать близкий характер процессов на обеих поверхностях пленки, поскольку гистерезис наблюдался при освещении как со стороны свободной поверхности так и со стороны подложки.

2. *Вызванное освещением изменение плотности локализованных состояний,*

определяющих ТГФ. Если скорость и величина изменения зависят от температуры [13], то возможно возникновение гистерезиса.

Авторы признательны В. Фусу и Х. Меллу за предоставление образцов  $a$ -Si : H, легированных бором.

#### Список литературы

- [1] Vanier P. E. // Solar Cells. 1983. V. 9. N 1. P. 85—93.
- [2] Vanier P. E. // Semicond. a. Semimet. 1984. V. 21. Pt B. P. 329—358.
- [3] Vomvas A., Fritzsche H. // J. Non-Cryst. Sol. 1998. V. 97-98. P. 823—826.
- [4] Vanier P. E., Delahoy A. E., Griffith R. W. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 8. P. 5235—5242.
- [5] Dersch H., Schweitzer L. // J. Non-Cryst. Sol. 1983. V. 59-60. P. 337—340.
- [6] Fuhs W., Welsh H. M., Booth D. C. // Phys. St. Sol. (b). 1983. V. 120. N 1. P. 198—205.
- [7] Болд З., Казанский А. Г., Климашин И. В., Миличевич Е. П., Теруков Е. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2173—2176.
- [8] Буторин О. В., Казанский А. Г. // Деп. в ВИНТИ АН СССР. М., 1988. № 2764-B88.
- [9] Nitta Y., Abe K., Hattori K., Okamoto H., Hamakawa Y. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 97-98. P. 695—698.
- [10] Балагуров Л. А., Омеляновский Э. М., Пинскер Т. Н., Примбетов К. К., Уткин-Эдин Д. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 155—157.
- [11] Street R. A., Kakalious J., Hayes T. M. // Phys. Rev. 1987. V. 34. N 4. P. 3030—3033.
- [12] Aker B., Fritzsche H. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 11. P. 6628—6633.
- [13] Stutzmann M., Jackson W. B., Tsai C. C. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 1. P. 23—47.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получено 3.01.1990  
Принято к печати 14.02.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

### ИНВЕРТИРОВАННАЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРА $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ДЛЯ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА

Крещук А. М., Лаурс Е. П., Новиков С. В., Савельев И. Г.,  
Семашко Е. М., Стовповой М. А., Шик А. Я.

Твердый раствор  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , изопериодичный с  $\text{InP}$ , в настоящее время считается оптимальным материалом для канала полевого транзистора (ПТ) [1]. В связи с этим важным и перспективным объектом для создания ПТ является селективно легированная гетероструктура (СЛГС)  $\text{InP}/\text{InGaAs}$ , в которой двумерный электронный газ (2МЭГ) локализован в слое  $\text{InGaAs}$  у гетерограницы. Такая СЛГС может быть получена в двух конфигурациях: прямой (ПСЛГС), у которой верхним по отношению к 2МЭГ является широкозонный легированный слой  $\text{InP}$ , и инвертированной (ИСЛГС), у которой верхним является чистый слой  $\text{InGaAs}$ . Данная работа посвящена сопоставительному анализу этих двух конфигураций гетероструктур  $\text{InP}/\text{InGaAs}$  как основы для создания ПТ с 2МЭГ.

Для решения этой задачи рассматривается модель транзистора с затвором в виде барьера Шоттки, приведенная на рис. 1. В случае прямой структуры верхний слой 1 толщиной  $d$  — легированный  $\text{InP}$  с концентрацией доноров  $N_D$ , а слой 2 — нелегированный слой твердого раствора  $\text{InGaAs}$ . Для инвертированной структуры слой 1 —  $\text{InGaAs}$ , слой 2 —  $\text{InP}$ . В качестве параметра для сравнения выбрана удельная крутизна  $g$  короткоканального ПТ, в котором дрейфовая скорость электронов под затвором насыщается при  $v_S = 2.8 \cdot 10^7$  см/с [2]. При этом [3]

$$g = \frac{qv_S}{d \pm z(n_S) + 2L_{C3}qv_S/en_S\mu} \quad (1)$$

Здесь учтено, что последовательно с управляемой частью канала включено сопротивление проводящего канала вне затвора  $R_C = 2L_{C3}/en_S\mu$  ( $L_{C3}$  — расстояние между стоком и затвором,  $n_S$  и  $\mu$  — концентрация и подвижность 2МЭГ),