

## ЭФФЕКТ СТЕБЛЕРА—ВРОНСКОГО В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ ФОСФОРОМ

Казанский А. Г.<sup>1</sup>

Исследовано влияние легирования фосфором аморфного гидрированного кремния ( $a\text{-Si} : \text{H}$ ) на изменение его темновой и фотопроводимости под действием длительного освещения (эффект Стеблера—Вронского). Измерения при комнатной температуре проводились на пленках, полученных разложением в ВЧ тлеющем разряде смеси газов моносилана и фосфина.

Получены зависимости положения уровня Ферми от времени освещения пленок  $a\text{-Si} : \text{H}$  с различным уровнем легирования, а также корреляция изменения фотопроводимости и положения уровня Ферми в процессе оптической деградации. Результаты объясняются влиянием легирования на изменение плотности состояний в щели подвижности  $a\text{-Si} : \text{H}$  при освещении и сменой механизмов рекомбинации неравновесных носителей.

Как известно, длительное освещение аморфного гидрированного кремния ( $a\text{-Si} : \text{H}$ ) приводит к изменению его темновой и фотопроводимости (эффект Стеблера—Вронского) [1]. В большинстве работ, посвященных эффекту Стеблера—Вронского, исследовались нелегированные пленки  $a\text{-Si} : \text{H}$  (см., например, [2]). Легированные донорами пленки  $a\text{-Si} : \text{H}$  изучены в значительно меньшей степени [3].

В настоящей работе исследовалось влияние длительного освещения на темновую проводимость ( $\sigma_t$ ) и фотопроводимость ( $\sigma_\phi$ )  $a\text{-Si} : \text{H}$ , легированного фосфором. Пленки толщиной  $\sim 1$  мкм были получены разложением в ВЧ тлеющем разряде смеси газов моносилана ( $\text{SiH}_4$ ) и фосфина ( $\text{PH}_3$ ) при температуре подложки  $250^\circ\text{C}$ . Относительная объемная концентрация газов в реакционной камере ( $[\text{PH}_3]/[\text{SiH}_4]$ ) составляла 0 (образец 1),  $10^{-7}$  (образец 2),  $10^{-8}$  (образец 3) и  $10^{-5}$  (образец 4). Измерения при комнатной температуре проводились в вакууме  $10^{-3}$  Па после предварительного отжига образцов при температуре  $180^\circ\text{C}$  в течение 30 мин. Оптическая деградация осуществлялась освещением образцов светом лампы накаливания через тепловой фильтр с интенсивностью  $50 \text{ мВт/см}^2$ . Фотопроводимость измерялась при собственном возбуждении с энергией кванта  $2 \text{ эВ}$  в области интенсивностей  $I = 10^{13} - 10^{15} \text{ кв/см}^2 \cdot \text{с}$ .

Во всех исследованных легированных образцах  $\sigma_t$  уменьшалась в результате освещения. Отжиг при температуре  $180^\circ\text{C}$  восстанавливал исходные параметры пленок. На рис. 1 представлены зависимости от времени освещения положения уровня Ферми относительно края зоны проводимости ( $E_c - E_f$ ) для легированных образцов. На этом же рисунке показаны аналогичные зависимости, полученные для нелегированных образцов (нелегированный образец 1а был получен при большей мощности ВЧ разряда в реакционной камере). Положение уровня Ферми при комнатной температуре определялось из измеренной величины  $\sigma_t$  и выражения  $(E_c - E_f) = kT \ln(\sigma_x/\sigma_t)$  в предположении  $\sigma_x = 150 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  [4]. Как видно из рисунка, длительное освещение приводит к смещению положения  $E_f$  в легированных образцах к середине щели подвижности. Для нелегированных образцов величина  $(E_c - E_f)$  после длительного осве-

<sup>1</sup> Работа выполнена в Марбургском университете.

дения стремится к значению  $\sim 0.75$  эВ. Подобное поведение  $E_f$  в нелегированных образцах связывают с ростом концентрации оборванных связей ( $D$ -центров) с положительной энергией корреляции ( $U$ ) и «стабилизацией» уровня Ферми при энергии, соответствующей середине энергетического интервала между состояниями нейтрально ( $D^0$ ) и отрицательно ( $D^-$ ) заряженных  $D$ -центров [6]. В нашем случае, если  $U \approx 0.3$  эВ [6], для энергетического положения состояний  $D^0$ - и  $D^-$ -центров относительно зоны проводимости получим соответственно 0.9 и 0.6 эВ. Как видно из рис. 1, в легированных фосфором образцах также наблюдается стабилизация положения  $E_f$  при больших временах освещения. При этом с ростом легирования «пределное» положение  $E_f$  смещается к зоне про-

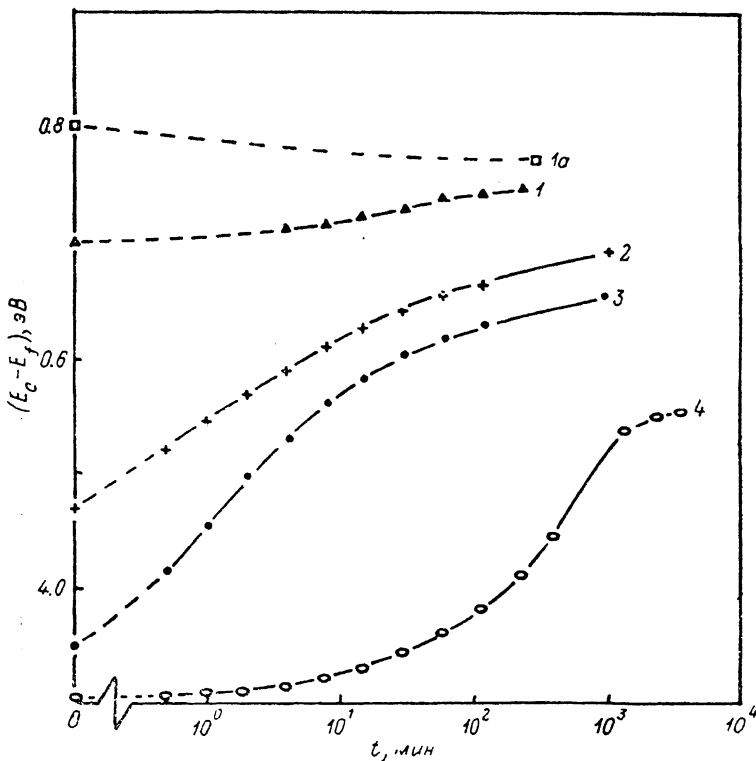


Рис. 1. Зависимость положения уровня Ферми относительно края зоны проводимости от времени освещения.

Номера кривых соответствуют номерам образцов.

водимости. Использованных нами интенсивности и длительности освещения, по-видимому, недостаточно для насыщения процессов, определяющих деградацию пленок [7]. Поэтому наблюдаемое изменение  $(E_c - E_f)$  в области больших времен может быть связано либо с большей (в области смещения  $E_f$ ) плотностью состояний (которая возрастает к середине щели подвижности) в легированных образцах, либо с влиянием легирования на изменение плотности состояний в  $\alpha$ -Si : H при освещении, в частности на положение в щели подвижности состояний образующихся дефектов. В первом случае большая плотность состояний в легированном  $\alpha$ -Si : H должна препятствовать смещению  $E_f$  при увеличении в результате освещения концентрации дефектов, энергетические положения состояний которых даны выше. Во втором случае смещение к  $E_c$  в легированных образцах «центра тяжести» состояний образующихся при освещении дефектов должно стабилизировать положение  $E_f$  при энергиях, расположенных ближе к зоне проводимости. Этому же может способствовать возможное увеличение в результате освещения концентрации электрически активных доноров [8]. Авторы [9] отмечали увеличение плотности состояний в верхней половине щели

подвижности в результате освещения легированных фосфором пленок  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Заметим также, что в работе [10] развита модель «резервуара дефектов», согласно которой в легированном  $a\text{-Si} : \text{H}$  как концентрация дефектов, так и положение в щели подвижности их энергетических состояний должны зависеть от положения уровня Ферми.

На рис. 2 показаны зависимости фотопроводимости исследованных пленок от положения уровня Ферми, которое изменялось в результате освещения  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Как видно, смещение  $E_f$  к середине щели подвижности сопровождается уменьшением  $\sigma_\phi$ . Интерпретация полученных результатов зависит от характера

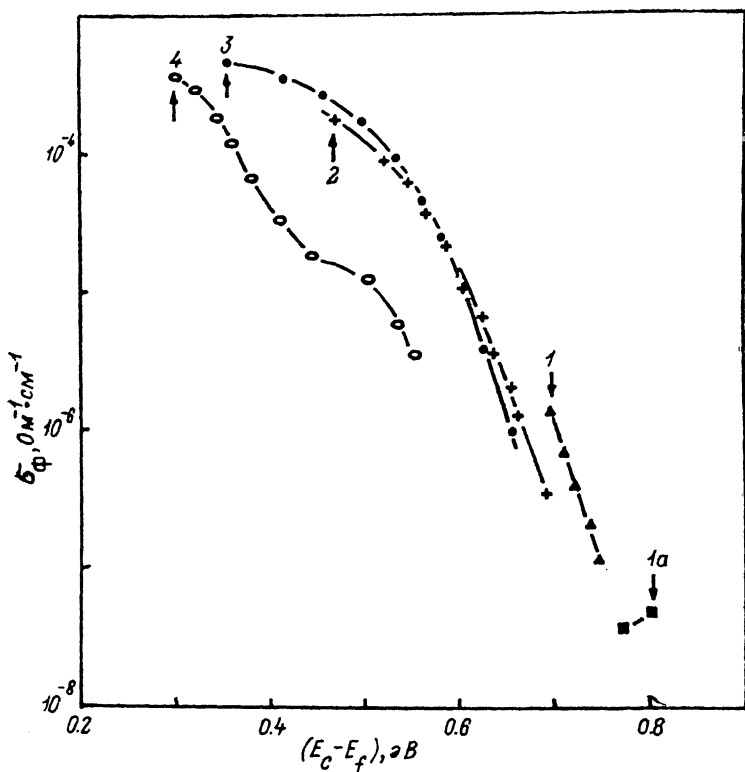


Рис. 2. Зависимость фотопроводимости от положения уровня Ферми относительно края зоны проводимости.

$I = 10^{14}$  кв/см<sup>2</sup>·с. Номера кривых соответствуют номерам образцов. Стрелками указаны данные для отожженного состояния.

рекомбинационных процессов, определяющих фотопроводимость исследованных образцов на различных стадиях оптической деградации. Информацию об этом можно получить из исследования зависимости фотопроводимости от интенсивности падающего света ( $\sigma_\phi \sim I$ ). В процессах рекомбинации неравновесных носителей в  $a\text{-Si} : \text{H}$  принимают участие два типа состояний в щели подвижности — состояния дефектов и состояния хвостов зон. Значения  $\gamma$ , близкие к 1, в большинстве работ, посвященных фотопроводимости  $a\text{-Si} : \text{H}$ , связывают с рекомбинацией неравновесных носителей через состояния дефектов. В то же время рекомбинация, определяемая состояниями хвостов зон, характеризуется значением  $\gamma$ , меньшим 1 [11, 12]. Полученные для исследованных образцов результаты представлены на рис. 3, а. Как видно из рисунка, для нелегированного образца величина  $\gamma = 0.8 - 0.9$ . В этом случае рекомбинация определяется  $D$ -центрами, энергетические положения состояний которых приведены выше. Уменьшение фотопроводимости в основном связано как с увеличением их полной концентрации в результате освещения, так и с ростом в результате смещения  $E_f$  относительной концентрации  $D^0$ -центров [13]. Для легированных образцов в не-

отожженном состоянии величина  $\gamma$  существенно меньше 1, что свидетельствует о рекомбинации через состояния хвостов зон [11, 12]. В частности, численные расчеты, проведенные в работе [12], показали, что в легированном  $\alpha$ -Si : H в этом случае возможны значения  $\gamma < 0.5$ .<sup>2</sup> Как видно из рис. 3, а, происходящее в результате освещения смещение  $E_f$  к середине щели подвижности сопро-

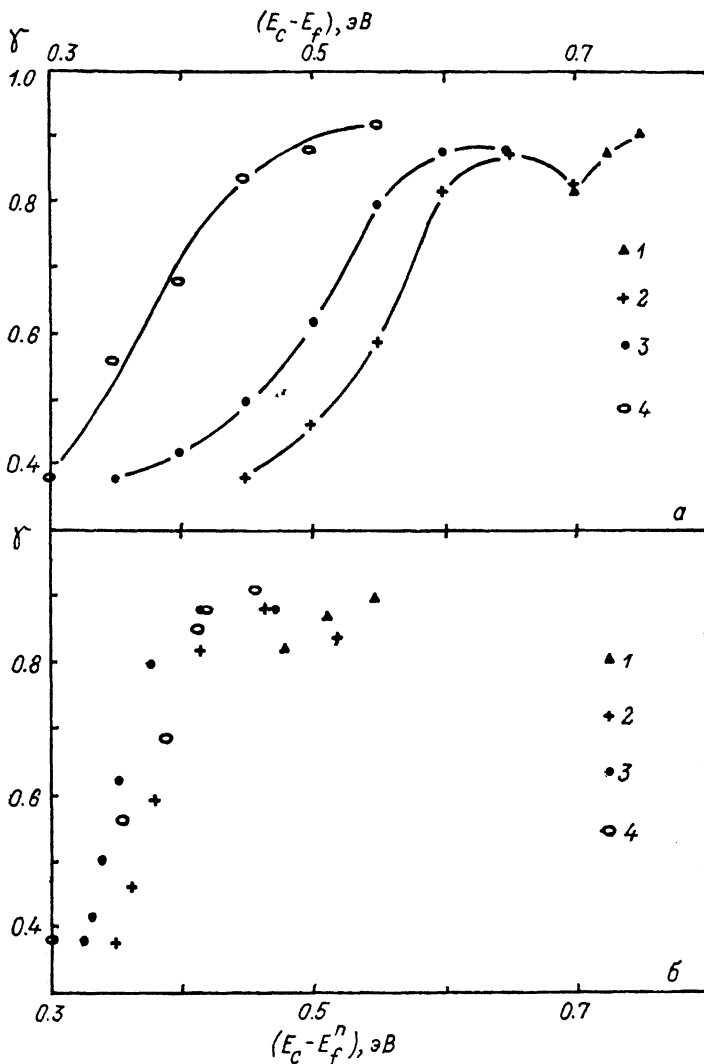


Рис. 3. Зависимость показателя  $\gamma$  от положения уровня Ферми (а) и положения квазиуровня Ферми для электронов при  $I=10^{14}$  кв/см<sup>2</sup>·с (б).

1—4 соответствуют номерам образцов.

вождается увеличением  $\gamma$ . По-видимому, это свидетельствует о смене механизма рекомбинации и увеличении вклада в процессы рекомбинации состояний дефектов. Причем с ростом степени легирования данный переход наблюдается при более близких к зоне проводимости положениях  $E_f$ . Увеличение вклада дефектных состояний в рекомбинацию неравновесных носителей приводит к уменьшению  $\sigma_\phi$ .

Об участии глубоких состояний хвостов зон в процессах рекомбинации, при которых величина  $\gamma$  существенно меньше 1, свидетельствует представленная на рис. 3, б зависимость величины  $\gamma$  от положения квазиуровня Ферми для

<sup>2</sup> Заметим, что значения  $\gamma < 0.5$  авторы [14] связывают с наличием обогащенного носителями слоя на поверхности пленок  $\alpha$ -Si : H.

электронов ( $E_f^n$ ), полученного из величины  $\sigma_\phi$  при  $I=10^{14}$  кв/см<sup>2</sup>·с с использованием соотношения  $(E_c - E_f^n) = kT \ln(\sigma_m/\sigma_\phi)$ . Как видно, резкое уменьшение  $\gamma$  наблюдается при  $(E_c - E_f^n) < 0.4 - 0.45$  эВ. Согласно [15], при  $(E_c - E) \approx 0.4 - 0.45$  эВ плотность состояний в щели подвижности  $\alpha$ -Si : H имеет минимум. Поэтому наблюдаемое уменьшение  $\gamma$  в области  $(E_c - E_f^n) < 0.4$  эВ согласуется с известной моделью Роуза [11] о рекомбинации носителей через состояния хвостов зон.

Таким образом, полученные результаты указывают на возможность влияния легирования на изменение плотности состояний в щели подвижности  $\alpha$ -Si : H в результате длительного освещения, в частности на положение состояний возникающих дефектов.

Автор выражает искреннюю признательность В. Фусу и Х. Меллу за предоставление образцов для исследований.

#### Список литературы

- [1] Staebler D. L., Wronski C. R. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. N 4. P. 292--294.
- [2] Stutzmann M., Jackson W. B., Tsai C. C. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 1. P. 23--47.
- [3] Irsigler P., Wagner D., Dunstan D. J. // J. Non-Cryst. Sol. 1985. V. 69. N 1. P. 207--211.
- [4] Stuke J. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 97-98. P. 1--14.
- [5] Schauer F., Kocka J. // Phil. Mag. B. 1985. V. 52. N 1. P. L25--L30.
- [6] Jousse D. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 21. P. 1438--1440.
- [7] Ohagi H., Nakata J., Miyanishi A., Imao S., Jeong M., Shirafuji J., Fujibayashi K., Inuishi Y. // Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. N 12. P. L2245--L2247.
- [8] Stutzmann M. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 18. P. 9735--9743.
- [9] Benerjee R., Furui T., Okushi H., Tanaka K. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 19. P. 1829--1831.
- [10] Smith Z. E., Wagner S. // Amorphous Silicon and Related Materials. World Sci. Publ. Company, 1988. P. 409--460.
- [11] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М., 1966. 192 с.
- [12] Hack M., Guha S., Shur M. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 12. P. 6991--6999.
- [13] LeComber P. G., Spear W. E. // Phil. Mag. Lett. 1986. V. 53. N 1. P. L1--L7.
- [14] Smith G. B., McKenzie D. R. // Phil. Mag. B. 1986. V. 54. N 4. P. 255--273.
- [15] Lang D. V., Cohen J. D., Harbison J. P. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 8. P. 5285--5320.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получена 12.02.1990  
Принята к печати 18.04.1990