

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ГАШЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В АМОРФНОМ ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОМ КРЕМНИИ

Болд З., Казанский А. Г., Климашин И. В., Мяличевич Е. П.,
Теруков Е. И.

Исследовано влияние энергии возбуждения в области энергий квантов $1.0 \div 2.5$ эВ на температурное гашение фотопроводимости в гидрогенизированном аморфном кремнии ($a\text{-Si} : \text{H}$). Измерения проведены на пленках нелегированного $a\text{-Si} : \text{H}$, полученного методом разложения моносилана в ВЧ тлеющем разряде.

Измерения показали, что отношение максимальной к минимальной величине фотопроводимости ($\sigma_{\text{ф}}^{\text{max}} / \sigma_{\text{ф}}^{\text{min}}$) в области температурного гашения уменьшается при уменьшении энергии кванта до $h\nu \approx 1.6$ эВ. При дальнейшем уменьшении $h\nu$ величина $\sigma_{\text{ф}}^{\text{max}} / \sigma_{\text{ф}}^{\text{min}}$ изменяется слабо и спадает при $h\nu < 1.3$ эВ. Для $h\nu < 1.1$ эВ температурного гашения фотопроводимости не наблюдается.

Анализ зависимостей величины $\sigma_{\text{ф}}^{\text{max}}$ и температуры наблюдения $\sigma_{\text{ф}}^{\text{max}}$ от интенсивности возбуждения указывает на возможность существования двух типов состояний, определяющих температурное гашение в $a\text{-Si} : \text{H}$. Данные состояния расположены на расстоянии ~ 0.35 и $0.65 \div 0.75$ эВ от валентной зоны.

Исследование влияния энергии возбуждения на температурные зависимости фотопроводимости в аморфном гидрогенизированном кремнии ($a\text{-Si} : \text{H}$) позволяет лучше понять процессы рекомбинации и транспорта неравновесных носителей [1, 2]. Температурное гашение фотопроводимости (ТГФ), наблюдаемое в $a\text{-Si} : \text{H}$, представляет собой один из эффектов, который связывают с температурным изменением процессов рекомбинации. В большинстве работ, посвященных исследованию ТГФ в $a\text{-Si} : \text{H}$ [3-5], данный эффект объясняется на основе модели Роуза [6], предполагающей существование двух типов центров захвата носителей: 1) центров, для которых сечения захвата электронов (s_n) и дырок (s_p) близки по величине; 2) центров, расположенных ближе к валентной зоне, для которых $s_n \ll s_p$. Согласно [6], ТГФ определяется сменой каналов рекомбинации. Авторы [7] объясняют ТГФ увеличением скорости рекомбинации носителей через состояния болтающихся связей (D -центров) вследствие роста термической генерации дырок из состояний хвоста валентной зоны в валентную зону при повышении температуры.

Исследуя влияние энергии возбуждения в области энергий квантов $h\nu = 1.6 \div 2.5$ эВ на отношение максимальной к минимальной фотопроводимости в области ТГФ, автор [8] наблюдал исчезновение ТГФ в области энергий квантов, соответствующих объемному возбуждению. Это позволило ему сделать вывод о том, что ТГФ в $a\text{-Si} : \text{H}$ определяется поверхностью. В то же время в работе [9] ТГФ наблюдалось также при $h\nu = 1.4$ эВ. Таким образом, представляло интерес исследовать ТГФ в $a\text{-Si} : \text{H}$ при возбуждении носителей квантами с энергией, как большей, так и существенно меньшей оптической ширины щели для подвижности (E_0). В настоящей работе измерения проведены в области $h\nu = 1.0 \div 2.5$ эВ.

В работе исследовались образцы нелегированного $a\text{-Si} : \text{H}$, полученные разложением смеси газов 10 % $\text{SiH}_4 + 90$ % H_2 в ВЧ тлеющем разряде. Пленки толщиной $0.6 \div 0.7$ мкм осаждались на подложки из кварцевого стекла при раз-

личных температурах подложки $T_s = 270 \div 550$ °С. На поверхности пленок формировались контакты из нихрома. Измерения проводились при напряженности поля в образце 12 В/см. Перед измерениями образцы отжигались в вакууме при температуре 180 °С в течение 20 мин.

Температурные зависимости темновой проводимости образцов в области 300 ÷ 400 К имели активационный характер с энергией активации E_a . Величина E_a немонотонно зависела от T_s и для разных образцов составляла 0.48 ÷ 0.82 эВ. Образцы с $E_a > 0.6$ эВ имели заметный эффект ТГФ. Зависимость ТГФ от $h\nu$ исследовалась на образцах, полученных при $T_s = 270$ °С (образец 1) и при $T_s = 500$ °С (образец 2). Величина E_0 , определенная из спектров пропускания в соответствии с [10], и величина E_a для образца 1 имели значения $E_a \approx 0.82$ и $E_0 \approx 1.83$ эВ. Соответственно для образца 2 было получено $E_a \approx 0.72$ и $E_0 \approx 1.72$ эВ.

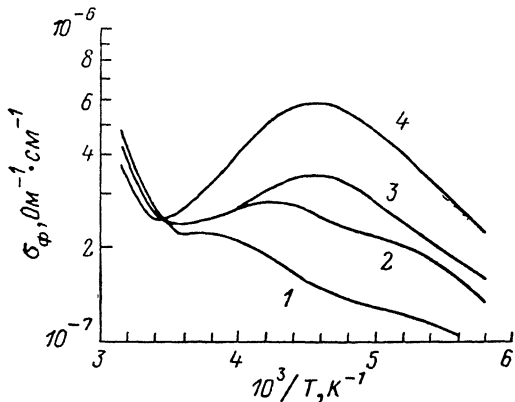


Рис. 1. Температурные зависимости фотопроводимости (σ_ϕ) образца 2 при различных энергиях кванта возбуждения.

$h\nu$, эВ: 1 — 0.9, 2 — 1.18, 3 — 1.53, 4 — 1.79.

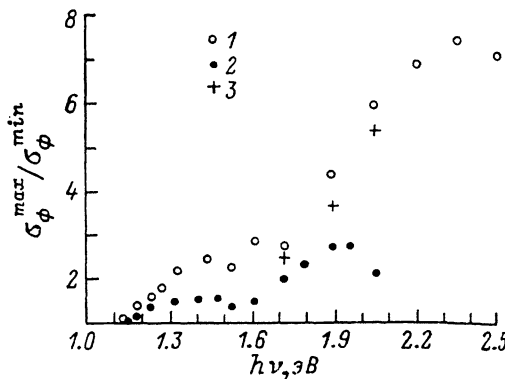


Рис. 2. Зависимости величины температурного гашения фотопроводимости ($\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$) от энергии кванта возбуждения ($h\nu$).

Образцы: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 1 (освещен со стороны подложки).

На рис. 1 показаны температурные зависимости фотопроводимости (σ_ϕ), полученные для некоторых энергий возбуждения образца 2. Измерения для разных $h\nu$ проведены при интенсивностях света, обеспечивающих одинаковое значение σ_ϕ для различных $h\nu$ при комнатной температуре. Согласно [11], в этом случае время жизни носителей при комнатной температуре практически не зависит от $h\nu$ в области $h\nu = 1.0 \div 1.8$ эВ. Из рисунка видно, что величина ТГФ и положение максимума фотопроводимости (T_{\max}) в области ТГФ существенно зависят от $h\nu$. T_{\max} возростала с уменьшением $h\nu$ в области $h\nu < 1.3$ эВ. В качестве параметра, характеризующего величину эффекта ТГФ, мы использовали отношение $\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$. Полученные из температурных кривых зависимости ($\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$) ($h\nu$) показаны на рис. 2. При уменьшении $h\nu$ до $1.6 \div 1.7$ эВ отношение $\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$ уменьшается (заметим, что данное отношение практически не зависело от интенсивности возбуждения). При дальнейшем уменьшении $h\nu$ наблюдались слабое изменение $\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$, а затем спад при $h\nu < 1.3$ эВ. В области $h\nu < 1.1$ эВ ТГФ в исследованных образцах не наблюдалось. При $h\nu > 2.2$ эВ для образца 1 и $h\nu > 1.9$ эВ для образца 2 величина $\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$ проходит через максимум.

По мнению автора [8], наблюдаемое при $h\nu > E_0$ увеличение $\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$ свидетельствует о том, что уровнями, определяющими ТГФ, являются состояния, образующиеся на естественно окисленной поверхности a -Si : Н. Для проверки этого предположения мы провели измерения зависимости $\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$ от $h\nu$ в области $h\nu > E_0$ при возбуждении носителей со стороны подложки. Полученные данные для образца 1 приведены на рис. 2. Как видно, в этом случае также наблюдается увеличение $\sigma_\phi^{\max}/\sigma_\phi^{\min}$ с ростом $h\nu$. По нашему мнению, это говорит о том, что возможные состояния на поверхности пленки a -Si : Н не являются причиной возникновения ТГФ.

Мы провели также исследование влияния интенсивности возбуждения на величину $\sigma_{\text{Ф}}^{\text{max}}$ и положение T_{max} . Данные измерения показали, что зависимость $\sigma_{\text{Ф}}^{\text{max}}$ от T_{max} близка к экспоненциальной $\sigma_{\text{Ф}}^{\text{max}} \sim \exp(-E_d/kT_{\text{max}})$ с некоторой энергией активации E_d . Значение E_d зависело от энергии падающего кванта. Результаты, полученные для образца 1, приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, при $h\nu > E_0$ величина $E_d \approx 0.5$ эВ. При уменьшении $h\nu$ значение E_d возрастает и составляет $0.8 \div 0.9$ эВ при $h\nu < 1.5$ эВ.¹ Аналогичные результаты были получены для образца 2.

Полученные при $h\nu > E_0$ результаты можно объяснить на основе модели рекомбинации в нелегированном *a*-Si : H, развитой в работе [12]. При высоких температурах рекомбинация носителей происходит из делокализованных состояний через состояния *D*-центров. Согласно [12], в области температур, в которой наблюдается ТГФ, электроны быстро захватываются на нейтрально заряженные оборванные связи (*D*⁰-центры), которые становятся отрицательно заряженными (*D*⁻-центры) и на которые затем захватываются дырки, т. е. скорость рекомбинации определяется скоростью захвата дырок. При понижении

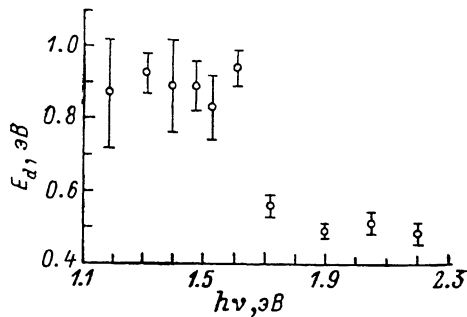


Рис. 3. Зависимость энергии активации (E_d) образца 1 от энергии кванта возбуждения ($h\nu$).

температуры в области ТГФ уменьшается относительная концентрация дырок выше порога их протекания, поскольку большая их часть захватывается на глубокие состояния хвоста валентной зоны. Это приводит к уменьшению потока дырок на *D*⁻-центры и соответственно к уменьшению концентрации *D*⁰-центров, которые являются центрами рекомбинации электронов. Это, в свою очередь, должно увеличивать $\sigma_{\text{Ф}}$. Наконец, при $T < T_{\text{max}}$, по нашему мнению, рекомбинация идет из состояний хвоста зоны проводимости на состояния хвоста валентной зоны. Данный процесс может происходить как через состояния *D*-центров, так и (по-видимому, с меньшей вероятностью) непосредственно. Поскольку обмен носителей между локализованными состояниями при низкой температуре имеет туннельную природу, то он слабо зависит от температуры. В этом случае фотопроводимость определяется термической генерацией электронов в зону из состояний хвоста зоны проводимости и уменьшается при уменьшении температуры [13].

В соответствии с [6] при включении в рекомбинационный процесс состояний, эффективно захватывающих дырки и слабо захватывающих электроны, должно выполняться соотношение $\sigma_{\text{Ф}}^{\text{max}} \sim \exp(-E_d/kT_{\text{max}})$. В случае рекомбинации электронов из состояний хвоста зоны проводимости, расположенных при энергии E_i^n , имеем $E_d = (E_c - E_i^n) + (E_i^n - E_v)$ [7]. Здесь E_c и E_v — соответственно край зоны проводимости и валентной зоны, а E_i^n — уровень эффективных ловушек дырок вблизи валентной зоны. Как видно из рис. 3, для $h\nu > 1.7$ эВ $E_d \approx 0.5$ эВ. Предполагая, что $(E_c - E_i^n) \approx 0.15$ эВ [14], получим $(E_i^n - E_v) \approx 0.35$ эВ. Данная величина совпадает со значением энергии, характеризующей протяженность хвоста валентной зоны [14]. Таким образом, для $h\nu > E_0$ ТГФ может определяться захватом дырок на глубокие состояния хвоста валентной зоны. Увеличение $\sigma_{\text{Ф}}^{\text{max}}/\sigma_{\text{Ф}}^{\text{in}}$ с ростом $h\nu$ при $h\nu > E_0$ можно объяснить, если принять во внимание различие между значением E_0 и термической шириной щели для подвижности, которая, согласно [15], составляет ~ 2 эВ. В этом случае возрастание $h\nu$ в области $h\nu > E_0$ должно приводить к росту концентрации дырок, возбужденных выше порога протекания в валентной зоне, и соответственно к увеличению относительного их изменения при понижении температуры. Это, в свою очередь,

¹ Ошибки в определении E_d указаны на рис. 3. Большие их значения при $h\nu < E_0$ связаны с неточностью определения T_{max} из-за слабого изменения $\sigma_{\text{Ф}}$ в области максимума.

должно усиливать эффект ТГФ. В области $h\nu > 2.2$ эВ для образца 1 и $h\nu > 1.9$ эВ для образца 2 возрастает роль поверхностной рекомбинации, которая приводит к уменьшению ТГФ.

Как видно из рис. 3, при $h\nu < E_0$ $E_d = 0.8 \div 0.9$ эВ. Согласно [16], при $h\nu < E_0$ возбуждение неравновесных электронов происходит из локализованных состояний щели для подвижности в зону проводимости. Предполагая, что при низких температурах рекомбинация электронов идет из состояний хвоста зоны проводимости, получим $(E_i^p - E_v) = 0.65 \div 0.75$ эВ, т. е. при $h\nu < E_0$ ТГФ можно объяснить наличием некоторого максимума плотности состояний (являющихся эффективными ловушками дырок), расположенного на расстоянии $0.65 \div 0.75$ эВ от края валентной зоны. Уменьшение скорости термической генерации дырок с указанных состояний в валентную зону при уменьшении температуры может привести к уменьшению скорости рекомбинации носителей. Данная интерпретация объясняет также уменьшение ТГФ при $h\nu < 1.3$ эВ и его исчезновение при $h\nu < 1.1$ эВ. Действительно, в этом случае энергия кванта возбуждения оказывается недостаточной для генерации дырок на состояниях, расположенных на расстоянии $0.65 \div 0.75$ эВ от порога протекания для дырок и определяющих ТГФ в *a*-Si : H при $h\nu < E_0$.

Таким образом, полученные результаты указывают на возможность существования двух классов состояний, расположенных на расстояниях ~ 0.35 и $0.65 \div 0.75$ эВ от порога протекания для дырок и определяющих ТГФ в *a*-Si : H соответственно при $h\nu > E_0$ и $h\nu < E_0$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Adler D., Silver M., Madan D., Czubyty W. — J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 12, p. 6429—6431.
- [2] Казанский А. Г., Миличевич Е. П. — ФТП, 1984, т. 16, в. 10, с. 1819—1821.
- [3] Vanier P. E., Delahoy A. D., Griffith R. W. — J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 8, p. 5235—5242.
- [4] Persans P. D., Fritzsche H. — J. Phys., 1981, v. C4, p. 597—600.
- [5] Gu B., Han D., Li C., Zhao S. — Phil. Mag. B, 1986, v. 53, N 4, p. 321—337.
- [6] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М., 1966. 192 с.
- [7] Fuhs W., Welsch H. M., Booth D. C. — Phys. St. Sol. B, 1983, v. 120, N 1, p. 197—205.
- [8] Yamaguchi M. — Sol. St. Commun., 1987, v. 61, N 1, p. 9—12.
- [9] Курова И. А., Ормонт Н. Н., Подругина В. Д., Читая К. В. — Вестн. МГУ, сер. 3, Физика, астрономия, 1985, т. 26, в. 3, с. 96—98.
- [10] Tauc J., Grigorovici R., Vancu A. — Phys. St. Sol., 1966, v. 15, N 2, p. 627—637.
- [11] Гордеев С. Н., Зарифьянц Ю. А., Казанский А. Г. — ФТП, 1982, т. 16, в. 1, с. 182—184.
- [12] Dersch H., Schweitzer L., Stuke J. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 8, p. 4678—4684.
- [13] Vomvas A., Fritzsche H. — Proc. 12 Int. Conf. Am. Liquid Semicond. Prague, 1987, p. 823—826.
- [14] Moor A. R. — Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, N 9, p. 762—764.
- [15] Lang D. V., Cohen J. D., Harbison J. P. — Phys. Rev. B, 1982, v. 25, N 8, p. 5285—5320.
- [16] Amer N. M., Jackson W. B. — J. Appl. Phys., 1983, v. 66, N 1, p. 163—174.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получена 16.12.1987
Принята к печати 26.07.1988