

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ДЕФЕКТЫ В ПСЕВДОЛЕГИРОВАННОМ α -Si:H

О. А. Голикова, Р. Г. Икрамов, М. М. Казанин, М. М. Мездрогина

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 2.04.1992. Принята к печати 28.09.1992)

Проведены исследования свойств псевдолегированных образцов α -Si:H до и после длительного облучения светом. Первоначально положение уровня Ферми относительно края зоны проводимости в ряду исследованных образцов было: $(\epsilon_c - \epsilon_F)_{300\text{ K}} = 0.44\text{--}0.92$ эВ. Определены закономерности увеличения концентрации оборванных связей, сдвигов ϵ_F и изменений фотопроводимости после засветки в зависимости от первоначального положения ϵ_F . Показано, что «собственный» α -Si:H, полученный методом псевдолегирования, имеет повышенную стабильность.

Проблема стабильности электрических и фотоэлектрических свойств аморфного гидрированного кремния (α -Si:H) продолжает оставаться одной из важнейших для физики и технических приложений этого материала. В данной работе определялось влияние фотоиндуцированных дефектов на положение уровня Ферми (ϵ_F) в щели подвижности (E_g) и на величину произведения подвижности на время жизни электронов, $(\mu\tau)_n$, псевдолегированных образцов α -Si:H, полученных в триодной системе ВЧ разложения при вариациях положительного смещения на сетке и импеданса цепи сетки [1].

Темновая проводимость (σ) при $T = 300$ К в ряду исследованных образцов изменялась от $6.8 \cdot 10^{-14}$ до $2 \cdot 10^{-6}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$, а ее энергия активации [$\Delta E = (\epsilon_c - \epsilon_F)_{T=0\text{ K}}$] соответственно от 1.10 до 0.49 эВ (ϵ_c — край зоны проводимости). В данной работе, однако, следуя [2], рассматривается величина зазора $\epsilon_c - \epsilon_F$ при $T = 300$ К, определяемая следующим образом:

$$\epsilon_c - \epsilon_F = kT \ln(\sigma_0/\sigma),$$

где $T = 300$ К, $\sigma_0 = 150$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$. Эта величина для исследованных образцов изменялась в интервале 0.92—0.44 эВ. Таким образом, в отсутствие легирования осуществлялось варьирование положения ϵ_F в области шириной ~ 0.5 эВ. Концентрация дефектов (N_D) определялась из дефектного поглощения, измеряемого методом постоянного фототока [3], как и ранее [1]. Величина $(\mu\tau)_n$ определялась из стационарной фотопроводимости. Для каждого из исследованных образцов $\epsilon_c - \epsilon_F$, N_D и $(\mu\tau)_n$ находили до и после засветки. Условия засветки были следующие: белый свет от вольфрамовой лампы, поток 140 мВт/см 2 , время экспозиции 5 ч. По данным оптических исследований, величина E_g при $T = 300$ К от образца к образцу изменялась в пределах 1.80 ± 0.05 эВ, а характеристическая энергия Урбаха (E_U) от 50 до 90 мэВ, возрастающая при удалении ϵ_F от $E_g/2$.

Согласно современным представлениям (см., например, [4]), фотоиндуцированные дефекты в α -Si:H — это оборванные связи Si—Si в состоянии D^0 , образующиеся в результате разрыва слабых связей Si—Si. Следует подчеркнуть, что поскольку в настоящей работе идет речь о псевдо-

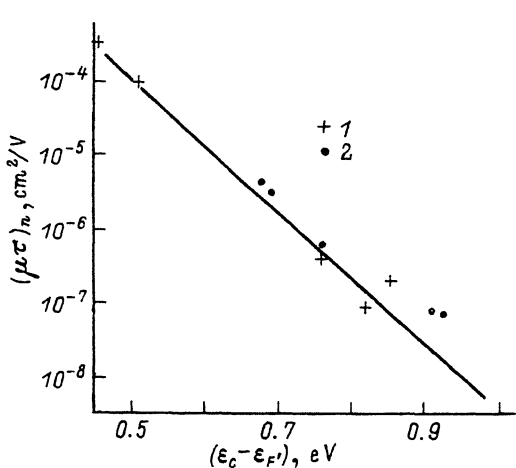
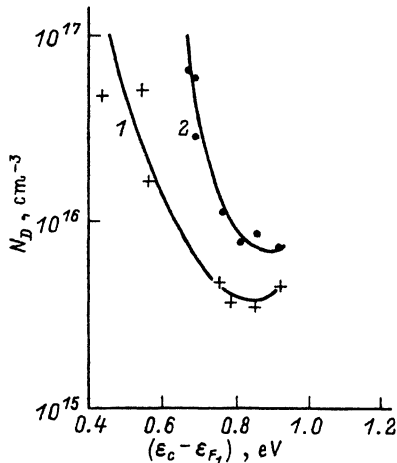


Рис. 1. Зависимость концентрации дефектов от положения уровня Ферми до засветки (1), после засветки (2) (при определении величин N_D «собственных» образцов учитывались равные вклады в фототок электронов и дырок).

Рис. 2. Зависимость $(\mu\tau)_n$ от положения уровня Ферми псевдолегированных образцов до засветки (1), после засветки (2). Сплошная кривая — данные [1] и [5]. σ_{ph} везде измерена при $\lambda = 625$ нм, $\Phi = 10^{15}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$.

легированном α -Si:H, возможные фотоиндуцированные взаимодействия примесь—дефект исключаются. Таким образом, результаты настоящего исследования можно более однозначно, чем результаты исследований легированного α -Si:H, отнести именно за счет изменения статуса оборванных связей (их концентрации и зарядового состояния).

На рис. 1 представлены зависимости N_D от положения ϵ_F до и после засветки (заметных изменений величины E_U при засветке не наблюдается). Видно, вопервых, что величина N_D в обоих случаях падает, когда $\epsilon_F \rightarrow E_g/2$ со стороны ϵ_c . Во-вторых, относительное изменение N_D в результате засветки при этом сильно уменьшается. В то же время точки для всех образцов как до, так и после засветки, ложатся на кривую $(\mu\tau)_n = f(\epsilon_c - \epsilon_F)$, представленную на рис. 2. Отметим, что эта кривая была получена ранее при сравнительных исследованиях псевдолегированных образцов, приготовленных различными методами [1], и что на нее ложатся также и точки для α -Si:H(P) [5]. Поэтому зависимость $(\mu\tau)_n$ от положения ϵ_F можно рассматривать как достаточно общую и отражающую в первую очередь изменения зарядового состояния оборванных связей $D^- \rightarrow D^0$ при $\epsilon_F \rightarrow E_g/2$. Действительно, $(\mu\tau)_n$ сильно падает (рис. 2) несмотря на одновременное уменьшение N_D (рис. 1), очевидно, за счет увеличения эффективного сечения захвата D центров при их перезарядке. Исходя из этого, понятно, почему на кривую рис. 2 ложатся точки для образцов как до, так и после их засветки: $(\mu\tau)_n$ зависит главным образом от положения ϵ_F . В то же время существование этой общей кривой подтверждает, что результатом засветки действительно является изменение статуса оборванных связей.

Рассмотрим, как уровень Ферми сдвигается после засветки в зависимости от первоначального его положения в E_g . На рис. 3 представлена $\Delta\epsilon_F = \epsilon_{F2} - \epsilon_{F1}$ как функция $\epsilon_c - \epsilon_{F1}$, где ϵ_{F1} и ϵ_{F2} — уровень Ферми до и после засветки соответственно. Видно, что с ростом величины зазора $\epsilon_c - \epsilon_{F1}$ $\Delta\epsilon_F$ падает, при $\epsilon_c - \epsilon_{F1} = 0.80 \pm 0.05$ эВ она равна нулю, а затем становится отрицательной.

Местоположение уровня Ферми, при котором отсутствует его сдвиг после засветки отвечает величине $\Delta E = 0.95$ эВ, при которой ранее [1] наблюдали

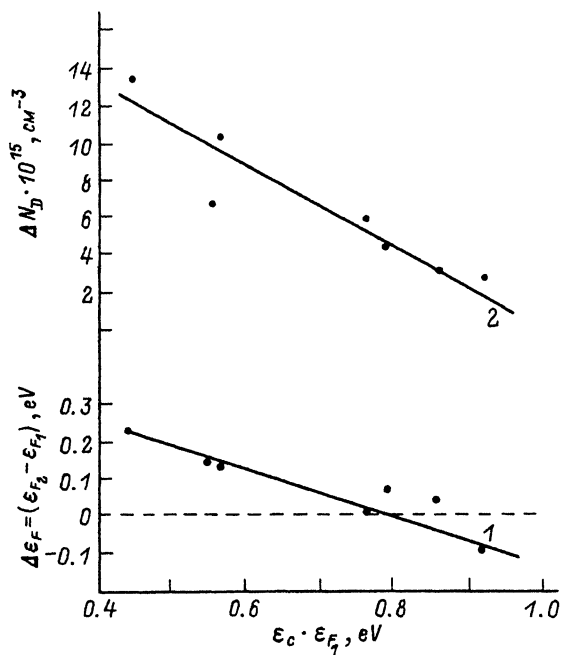


Рис. 3. Зависимости величины сдвига уровня Ферми (1) и изменения концентрации оборванных связей (2) после засветки от первоначального положения уровня Ферми.

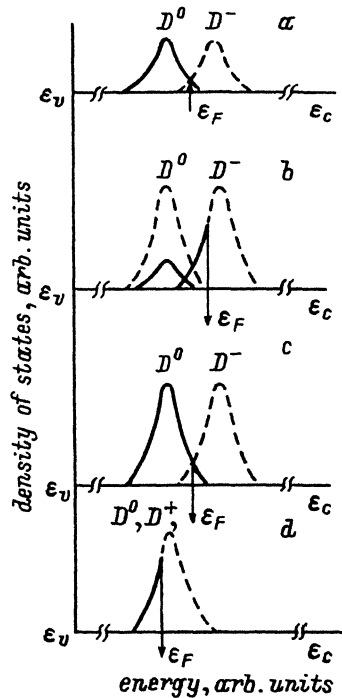


Рис. 4. Модель плотности состояний полос оборванных связей $a\text{-Si:H}$: H до засветки (a), (b) и, в предельном случае, после засветки (c). Сплошные и пунктирные линии показывают области занятых и пустых состояний соответственно. Сдвиги полос D^- и D^+ в $n\text{-a-Si:H}$ и $p\text{-a-Si:H}$ [3] не учитываются.

минимум N_D и равенство величин μt электронов и дырок: этот материал считался собственным, т. е. $\epsilon_c - \epsilon_F \approx E_g/2$.

Полосы D^0 и D^- для собственного $a\text{-Si:H}$ схематически представлены на рис. 4, a. Уровень Ферми в этом случае находится между D^0 и D^- , и его положение после засветки не изменяется, поскольку засветка приводит к появлению дополнительных оборванных связей именно в состоянии D^0 . Полосы D^0 и D^- собственного $a\text{-Si:H}$ после засветки схематически показаны на рис. 4, b. Плотность состояний на уровне Ферми возросла по сравнению с показанной на рис. 4, a.

Если $\epsilon_c - \epsilon_F \leq 0.8$ эВ, то основным состоянием оборванных связей является D^- и, согласно данным, представленным на рис. 1, N_D увеличивается по сравнению с N_D собственного $a\text{-Si:H}$, рис. 4, b. Положение ϵ_F , показанное на рис. 4, b, при засветке изменяется: за счет появления достаточного числа оборванных связей в состоянии D^0 $\epsilon_F \rightarrow E_g/2$, т. е. в пределе схема трансформируется в представленную на рис. 4, c.

В рамках рассматриваемой модели объясняются отсутствие сдвига ϵ_F после засветки собственного $a\text{-Si:H}$, прямой эффект Стаблера—Вронского при $\epsilon_c - \epsilon_F \leq 0.8$ эВ и наблюдаемый нами обратный эффект при $\epsilon_c - \epsilon_F \geq 0.8$ эВ, рис. 3. Схематически последний случай представлен на рис. 4, d: уровень ϵ_F находится ниже, чем ϵ_F собственного материала, и большинство оборванных связей находится в состоянии D^+ , поскольку D^0 и D^+ по энергии совпадают,

здесь D^+ — незаполненные состояния D^0 . После засветки, когда образуются достаточно много центров D^0 , ε_F сдвигается в сторону $E_g/2$ (в пределе — схема представлена на рис. 4, с), но зазор $\varepsilon_c - \varepsilon_F$ при этом уменьшается.

Отметим, что в отличие от наблюдаемого нами отрицательный эффект Стаблера—Вронского, недавно обнаруженный в [6] для компенсированного $\alpha\text{-Si}:\text{H}$, по-видимому, имеет другую природу, связанную с присутствием в образцах примесей фосфора и бора. В частности в [6] его наблюдали и при $\varepsilon_c - \varepsilon_F < 0.5$ эВ.

Модель, представленная на рис. 4, объясняет также и известное ранее отсутствие эффекта Стаблера—Вронского у сильно легированного $\alpha\text{-Si}:\text{H}$, когда концентрация заряженных оборванных связей столь велика, что образовавшихся после засветки D^0 «не хватает», чтобы оказать влияние на положение ε_F . Методом псевдолегирования, однако, этот случай реализовать не удастся.

Следует отметить, что помимо начального статуса оборванных связей, существует и другой фактор, влияющий на проявление эффекта Стаблера—Вронского. Как видно из рис. 3, концентрация образующихся в результате засветки центров D^0 (ΔN_D) является функцией первоначального положения уровня Ферми, т. е. зазора $\varepsilon_c - \varepsilon_{F_1}$. Видно, что ΔN_D при $\varepsilon_{F_1} - \varepsilon_{F_2}$ растет, что сдвигает границу наблюдения эффекта Стаблера—Вронского в стороны меньших $\varepsilon_c - \varepsilon_{F_1}$.

Характер изменения ΔN_D в зависимости от первоначального положения уровня Ферми (рис. 3) отражает свойства структурной сетки $\alpha\text{-Si}:\text{H}$, поскольку условия засветки всех образцов были одинаковыми. Поэтому можно заключить, что когда уровень Ферми находится вблизи середины E_g , минимальны как число оборванных связей Si—Si (рис. 1), так и число разорванных слабых связей Si—Si.

Таким образом, метод псевдолегирования позволяет получить собственный $\alpha\text{-Si}:\text{H}$, структурная сетка которого достаточно совершенна для обеспечения высокой стабильности его электрических и фотоэлектрических параметров. Действительно, с одной стороны, засветка не влияет на положение ε_F (рис. 4, а), т. е. не изменяется величина темновой проводимости σ . С другой стороны, число образующихся оборванных связей в состоянии D^0 сравнительно не велико и соответственно не велико изменение фотопроводимости (рис. 2).

Авторы выражают глубокую благодарность профессору В. Фусу и доктору Х. Меллу за предоставленную возможность обсуждения проблем псевдолегирования $\alpha\text{-Si}:\text{H}$ в Филиппс Университете (Марбург, ФРГ) и интерес к данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] О. А. Голикова. ФТП, 25, 1517 (1991).
- [2] K. Pierz, W. Fuhs, H. Mell. Phil. Mag. B, 63, 123 (1991).
- [3] Й. Кочка, М. Ванечек, А. Триска. Аморфный кремний и родственные материалы, 187. М. (1991).
- [4] W. B. Jackson. Phys. Rev. B, 41, 1059 (1990).
- [5] W. Fuhs, H. Mell (private communication).
- [6] J. K. Rath, B. Hakenbucher, W. Fuhs, H. Mell. Int. Meeting on Stability of $\alpha\text{-Si}:\text{H}$ Mater. a. Sol. Cel. Feb. 20—22, 1991. Colorado.

Редактор В. В. Чалдышев