

Таким образом, в случае анизотропного волнения можно, как и в изотропном случае, для аналитических расчетов величин  $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$  и  $\sigma_I / \sigma_{I_0}$  пользоваться моногармоническим приближением.

Полученные результаты качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными исследования взволнованной морской поверхности при помощи разных методов дистанционного зондирования [10, 11]. Моногармоническую модель довольно часто используют для интерпретации экспериментальных данных при малых скоростях ветра [11]. Аналитический расчет величин  $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$  и  $\sigma_I / \sigma_{I_0}$  позволит определить методику восстановления параметров модельного спектра морского ветрового волнения.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Исакович М. А. // ЖЭТФ. 1952. 23, № 3(9). С. 305. [2] Kodis R. D. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1968. AP-16, N 4. P. 449. [3] Buffon J. L., Hoge F. E., Swift R. N. // Appl. Opt. 1983. 22, N 17. P. 2603. [4] Гольдин Ю. А., Кагайн В. Э., Кельбалиханов Б. Ф., Пелевин В. Н. // Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск, 1979. С. 135. [5] Есипов Н. Б., Наугольных К. А., Носов В. Н., Пашин С. Ю. // Изв. АН СССР, ФАО. 1986. 22, № 10. С. 1115. [6] Кузьминский А. Л. Методы адаптивной оптики в локационных задачах лазерного зондирования: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1988. [7] Кузьминский А. Л., Шмальгаузен В. И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 4. С. 72. [8] Филиппс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Л., 1980. [9] Josue Alvares Borges, Marco A. Machado // Appl. Opt. 1985. 24, N 7. P. 1064. [10] Жидкий Ю. М., Калмыков А. И., Каневский М. Б. и др. // Дистанционные методы исследования океана. Горький, 1987. С. 5. [11] Ирисов В. Г., Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С. // Там же. С. 34.

Поступила в редакцию  
19.01.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

### ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОЦЕСС ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ОБОРВАННЫХ СВЯЗЕЙ В $\alpha$ -Si:H

И. П. Звягин, И. А. Курова, Н. В. Мелешко, Н. Н. Ормонт

(кафедра физики полупроводников)

Обнаружено различие закономерностей кинетики изменения фотопроводимости в процессе освещения для предварительно отожженных и освещенных при повышенных температурах нелегированных пленок  $\alpha$ -Si:H. Предложены разные механизмы фотоиндуцированного образования оборванных связей в пленках после различной их предварительной обработки.

Как известно, при длительном освещении фотопроводимость (ФП) пленок аморфного гидрированного кремния существенно меняется (эффект Стеблера—Бронского), приводя к обратной (после отжига) деградации материала. Исследование кинетики ФП позволяет получить информацию о механизме фотоиндуцированного дефектообразования, приводящего к изменению фотоэлектрических свойств  $\alpha$ -Si:H [1]. Однако найденные в различных работах зависимости изменения ФП  $\sigma_{ph}$  нелегированных пленок от времени освещения  $t$  были разными: при больших  $t$  в работе [1] наблюдалась кинетика типа  $\sigma_{ph} \sim t^{-1/\beta}$ , тогда как в работах [2, 3] — типа  $\sigma_{ph} \sim t^{-1/2}$ . Разными оказались скорость изменения  $\sigma_{ph}$  и ее температурная зависимость: в [3] в условиях, когда  $\sigma_{ph} \sim t^{-1/\beta}$ , она была слабой, а в случае  $\sigma_{ph} \sim t^{-1/2}$  носила активационный характер (энергия активации составляла 0,15 эВ при  $T < 285$  К и 0,35 эВ при более высоких температурах [2, 3]).

В настоящей работе наблюдалось изменение характера кинетики ФП и ее температурной зависимости после длительного предварительного освещения пленок при повышенных температурах. Зависимость типа  $\sigma_{ph} \sim t^{-1/(m+1)}$  при больших временах освещения получается, если принять, что реакция образования дефектов типа оборванных связей (ОС) определяется уравнением кинетики, в котором скорость генерации дефектов пропорциональна  $N^m$  ( $N$  — концентрация дефектов), а ФП связана с  $N$  соотношением

$$\sigma_{ph} = \beta/N, \quad (1)$$

где  $\beta$  — коэффициент, пропорциональный интенсивности световой генерации носителей  $G$  и слабо зависящий от  $N$ . Таким образом, предполагается, что время жизни ФП определяется рекомбинацией на глубоких уровнях (ОС), причем эффективная концентрация центров рекомбинации пропорциональна полной концентрации ОС. Нарушения справедливости (1) возможны при изменении соотношения концентраций ОС в различных зарядовых состояниях ( $N^0$ ,  $N^-$  и  $N^+$ ). Однако прямое сопоставление данных по ФП и ЭПР, приведенное в [1], показывает, что соотношение (1) для нелегированных пленок неплохо выполняется в достаточно широком интервале концентраций.

Уравнение кинетики образования дефектов можно записать в виде

$$\frac{dN}{dt} = \frac{C_m}{N^m} \frac{N_a - N}{N_a} - B - DN. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое в правой части соответствует процессу светондуцированной генерации дефектов за счет разрыва слабых связей при рекомбинации носителей или при захвате носителей в хвосты плотности состояний,  $N_a$  — число узлов в примыкающими напряженными связями, служащих потенциальными центрами образования ОС;  $B$  — скорость светондуцированного отжига, пропорциональная  $nN$  или  $pN$ , т. е. слабо зависящая от  $N$ ;  $B \sim G$ , а слагаемое  $DN$  — скорость теплового отжига дефектов.

При не слишком высоких температурах и при  $N \ll N_a$ ,  $(C_m N_a B)^{1/m}$ , когда отжиг не играет роли, из (2) находим

$$\left[ \frac{N(t)}{N(0)} \right]^{m+1} - 1 = \frac{C_m}{N(0)^{m+1}} t \quad \text{или} \quad \left[ \frac{\sigma_{ph}(0)}{\sigma_{ph}(t)} \right]^{m+1} - 1 = \frac{C_m t}{N(0)^{m+1}}, \quad (3)$$

где  $N(0)$  и  $\sigma_{ph}$  — начальные концентрации ОС и ФП. В соответствии с (3) наклон прямых на рис. 1 определяется величиной  $C_m(T)/N(0)^{m+1}$ .

На рис. 1 показаны изменения величины  $A = [\sigma_{ph}(0)/\sigma_{ph}(t)]^2 - 1$  со временем освещения для отожженной нелегированной пленки  $\alpha$ -Si:H. Пленка освещалась белым светом от лампы накаливания через ИК-фильтр, интенсивность составляла 100 мВт/см<sup>2</sup>. Видно, что для всех температур из интервала 180—350 К наблюдается линейная зависимость для начального этапа образования ОС, пока не начинает сказываться процесс их отжига. Линейная зависимость  $A$  от  $t$  соответствует мономолекулярной кинетике образования ОС, т. е.  $m=1$  в уравнениях (2), (3). Как следует из (3), наклон прямых на рис. 1 определяется величиной  $C_1(T)/N(0)^2$ . На вставке рис. 1 представлена температурная зависимость этой величины. Перед каждым измерением пленка отжигалась (при температуре 175°С в течение 1,5 ч). Поэтому можно принять, что значения  $N(0)$  одинаковы и определяются замороженной концентрацией оборванных связей. Таким образом, кривая на вставке рис. 1 отражает температурную зависимость  $C_1(T)$ , которая описывается двумя экспонентами (энергии активации  $E_1 \approx 0,15$  эВ для  $T < 285$  К и  $E_2 \approx 0,35$  эВ для  $T > 285$  К). При модификации пленки путем длительного предварительного освещения при повышенной температуре существенно изменяется характер кинетики фотоиндуцированного образования ОС. На рис. 2 представлены зависимости величины  $[\sigma_{ph}(0)/\sigma_{ph}(t)]^3 - 1$  от  $t$  для пленки, предварительно освещенной при 390 К до насыщения  $\sigma_{ph}$ . Видно, что зависимость линейна; это соответствует бимолекулярной кинетике образования метастабильных ОС, т. е.  $m=2$  в уравнении (2). Из рис. 2 также видно, что наклон прямых, определяемый величиной  $C_2(T)/N^3(0)$ , слабо зависит от температуры.

В работе [4] даны оценки энергии разрыва слабых Si—Si-связей после захвата на них электрона, дырки или обоих носителей заряда. Показано, что для реальных значений параметров нелегированного  $\alpha$ -Si:H процесс разрыва слабой связи при захвате одного носителя является активационным. Очевидно, что энергия активации зависит от энергетического положения уровня оборванной связи (конечного состояния) и энергий состояний в хвостах зон, на которые захватываются носители (начальное состояние). Последние определяются степенью напряженности слабой связи Si—Si.

Из оценок [4] следует, что при одновременном захвате электрона и дырки на состоянии в хвостах соответствующих зон, принадлежащие одной слабой связи, процесс образования метастабильных ОС — безактивационный. Это согласуется с на-

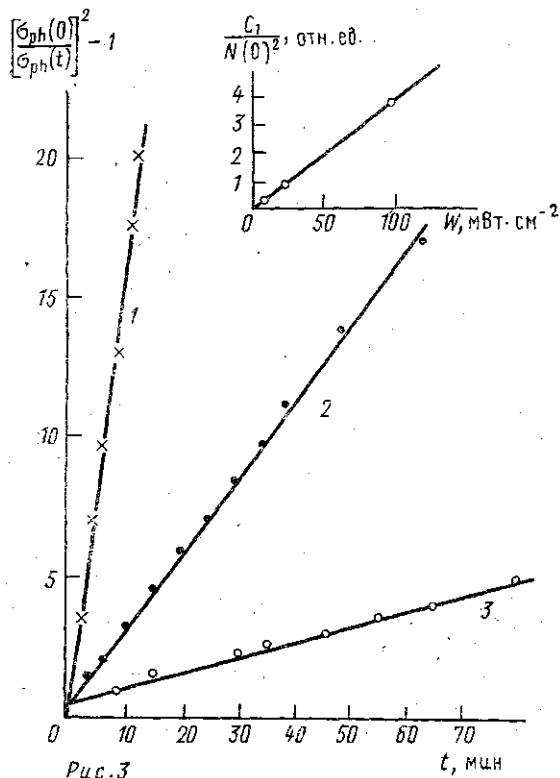
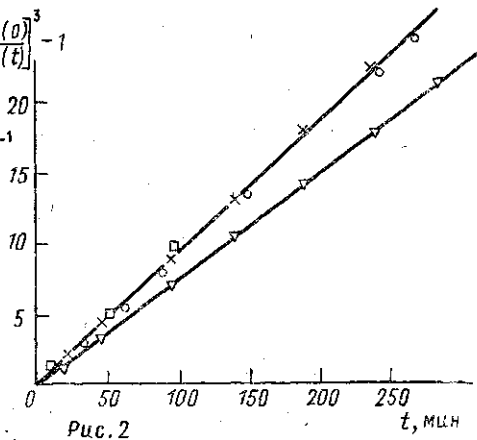
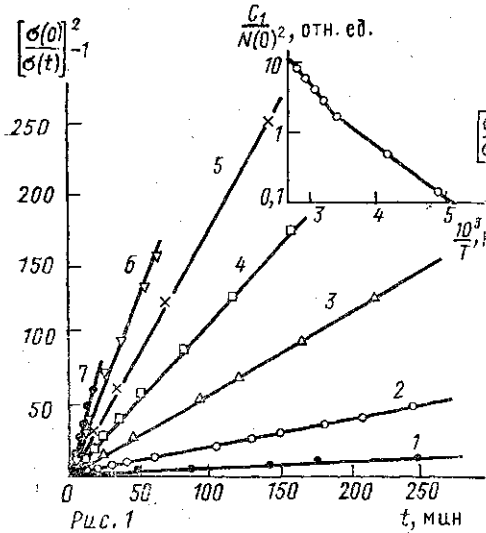


Рис. 1. Кинетика изменения фотопроводимости отожженной нелегированной пленки ( $E_g = 0,74$  эВ) при  $T = 200$  (1), 240 (2), 287 (3), 302 (4), 312 (5), 320 (6) и 336 К (7). На вставке показана зависимость величины  $C_1/N(0)^2$  от температуры, определенная из наклона прямых 1-7

Рис. 2. Кинетика изменения фотопроводимости пленки, предварительно освещенной при  $T_p = 390$  К, измеренная при  $T = 270$  (треугольники), 295 (кружки), 312 (крестики) и 358 К (квадраты)

Рис. 3. Кинетика изменения фотопроводимости при  $T = 336$  К для отожженной пленки при разных интенсивностях освещения:  $W_1:W_2:W_3$  как 18:5:1. На вставке показана зависимость наклона кривых  $C_1/N(0)^2$  от интенсивности

шими данными. С другой стороны, мономолекулярный процесс в отожженных пленках оказывается активационным. Интересная особенность мономолекулярного процесса образования метастабильных ОС в отожженных пленках состоит в том, что энергии активации в области низких и высоких температур различны. Причины изменения энергии активации процесса при  $T \approx 285$  К не вполне ясны. Одна из возможных причин может быть связана с изменением механизма образования ОС при сохранении мономолекулярного характера процесса. Например, при низких температурах гене-

рация ОС может быть связана с захватом электронов на глубокие, сильно напряженные состояния хвоста зоны проводимости, энергия активации обусловлена активационным характером переноса электронов к центрам генерации ОС. При более высоких температурах основным становится процесс генерации за счет захвата дырок, перенос которых характеризуется энергией активации порядка протяженности хвоста валентной зоны.

На рис. 3 представлены изменения фотопроводимости отожженной пленки при  $T=336$  К и при разных интенсивностях освещения (интенсивность изменялась с помощью нейтральных фильтров). Видно, что мономолекулярный характер процесса образования ОС при этой температуре сохраняется при всех интенсивностях. Это подтверждается и тем, что коэффициент  $C_1$ , определенный из наклона кривых и характеризующий скорости образования метастабильных ОС, линейно зависит от освещенности  $W$  (вставка на рис. 3).

Один из наиболее характерных результатов заключается в том, что кинетика образования ОС после предварительного освещения при повышенных температурах изменяется. Подавление мономолекулярного процесса может быть связано с исчезновением центров образования ОС — сильно напряженных связей, которые разрываются при захвате одного носителя. Исчезновение этих центров происходит вследствие релаксации решетки с образованием ОС в условиях освещения при повышенных температурах. В пленке, в которой отсутствуют сильно напряженные связи, процесс генерации определяется бимолекулярным механизмом, связанным с одновременным захватом электрона и дырки на слабую связь Si—Si.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] Stutzmann M. et al.//Phys. Rev. 1985. В32. Р. 23. [2] Eser E., Urban-ski E.//Appl. Phys. Lett. 1987. 51 (25). Р. 2124. [3] Курова И. А., Мелешко Н. В., Ормонт Н. Н.//ФТП. 1989. 23, № 11. С. 2030. [4] Stutzmann M.//Phil. Mag. 1987. В56. Р. 63.

Поступила в редакцию  
05.06.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

УДК 621.315.592

## ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ ПАРОВ ВОДЫ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БАРЬЕРА ШОТТКИ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Р. В. Прудников

(кафедра общей физики и молекулярной электроники)

Проведено исследование влияния адсорбции паров воды на вольт-амперные характеристики и частотную дисперсию емкости барьера Шоттки на основе  $a\text{-Si:H}$ . Высказано предположение, что ориентационная поляризуемость молекул воды снижает высоту барьера, а гидратация поверхности, кроме того, оказывает влияние на распределение плотностей локализованных электронных состояний за счет насыщения оборванных связей кремния гидроксильными группами.

Барьеры Шоттки на основе аморфного гидрированного кремния ( $a\text{-Si:H}$ ) находят широкое применение в солнечных батареях. Надежность работы этих приборов в значительной мере зависит от состава окружающей среды. Замечено, что при длительной эксплуатации солнечных батарей наблюдается их деградация. [1]. Поскольку наиболее активное воздействие на электрофизические свойства полупроводников оказывает адсорбция паров воды [2], то следует ожидать аналогичного воздействия и на электрофизические свойства барьеров Шоттки на основе  $a\text{-Si:H}$ . Однако этот вопрос в литературе изучен недостаточно подробно.

Данная работа посвящена исследованию влияния адсорбции паров  $\text{H}_2\text{O}$  на вольт-амперные характеристики (ВАХ) и частотную дисперсию емкости (ЧДЕ) барьеров Шоттки на основе  $a\text{-Si:H}$ .

Пленки  $a\text{-Si:H}$  и  $n$ -типа толщиной 0,8—1 мкм наносились на покрытые тонким слоем хрома подложки из ситалла при разложении моносилана в тлеющем ВЧ-разряде. Для формирования барьера сверху напылялся палладиевый электрод площадью