

сравнению с неискаженной электронной конфигурацией. Отметим, что концентрация хрома, определенная из МВ, на ~30 % меньше, чем найденная путем химического анализа. Это свидетельствует о том, что часть хрома в GaAs находится в немагнитном состоянии.

Как известно, одним из возможных состояний хрома в GaAs является  $\text{Cr}^{2+}$ . Если предположить, что  $\text{Cr}^{2+}$  находится в октаэдрическом окружении, то в чисто кубическом поле его основным состоянием будет дублет  $\Gamma_3$ , который вследствие эффекта Яна—Теллера расщепляется на два орбитальных синглета. Таким образом, основное состояние иона оказывается немагнитным.

В результате выполненной работы можно сделать вывод, что хром в GaAs находится в виде одиночных атомов, обменное взаимодействие между центрами при указанных выше концентрациях отсутствует. Изменение наклона на зависимости  $\chi_{\text{Cr}^{1+}} = f(T)$ , по-видимому, связано с перезарядкой состояний Cr вследствие эффекта Яна—Теллера. Наличие подобного эффекта, согласно литературным данным, оказывает влияние на положение энергетических состояний легированного полупроводника и на характер неравновесных процессов в электронной системе.

Отметим, что в тех же кристаллах GaAs(Cr) в интервале температур, соответствующем излому на кривой  $\chi_{\text{Cr}^{1+}} = f(T)$ , наблюдается переход от линейного характера рекомбинации к квадратичному [8]. При низких температурах ( $T < 100$  K) кинетика спада фототока описывается гиперболой первой степени. При  $T \geq 200$  K наблюдается экспоненциальный спад фототока с постоянной времени  $\tau \sim 5 \cdot 10^{-6}$  с. Такой переход может иметь место в случае перезарядки и увеличения концентрации примесных центров, ответственных за рекомбинацию фотодырок.

#### Список литературы

- [1] Lashkarev G. V., Migley D. F., Shevchenko A. D., Tovstyuk K. D. // Phys. St. Sol. (b). 1974. V. 63. N 2. P. 663—668.
- [2] Look D. C., Chaudhuri S., Eaves L. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 23. P. 1728—1739.
- [3] Морозова В. А., Остробородова В. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 8. С. 1628—1631.
- [4] Салаев Э. Ю., Аскеров И. М., Каджар Ч. О., Мамедбегли И. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1664—1669.
- [5] Васильев А. Э., Ильин Н. П., Мастеров В. Ф. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 804—808.
- [6] Krebs J. J., Stauss G. H. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 1. P. 17—22.
- [7] Krebs J. J., Stauss G. H. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 3. P. 971—973.
- [8] Бродовой В. А., Мирец Л. З., Пека Г. П. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 7. С. 1335—1338.

Институт проблем материаловедения АН УССР  
Киев

Получено 5.02.1990  
Принято к печати 14.05.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

## НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ИНДУЦИРОВАННЫХ КИСЛОРОДОМ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ В ТЕРМООБРАБОТАННОМ КРЕМНИИ

Гляничук К. Д., Литовченко Н. М., Птицын В. Ю.

**Введение.** Известно, что в прогретых при 450 °С содержащих кислород кристаллах *n*- и *p*-кремния наблюдается электронная  $\delta n_r$  [в *n*-Si(O)] и дырочная  $\delta p_r$  [в *p*-Si(O)] длинновременная фотопроводимость (ДФП), обусловленная достаточно большими временами жизни избыточных электронов  $\tau_{nr}$  [в *n*-Si(O)] и дырок  $\tau_{pr}$  [в *p*-Si(O)] [1]. Появление ДФП связано с тем, что при прогреве кристаллов Si(O) вследствие миграции и последующего группирования у атомов кислорода на зародышах различной природы создаются отличающиеся от кислородных термодоноров  $\text{SiO}_x$  ( $x=3\div 5$ ) различные индуцированные

кислородом рекомбинационные центры (КРЦ)  $DO_y$ ,  $DO_y$  (D, Д — дефекты), одни из которых являются медленным каналом рекомбинации для избыточных электронов и быстрым — для избыточных дырок, а иные, наоборот, являются медленным каналом рекомбинации для избыточных дырок и быстрым — для избыточных электронов [1]. В настоящем сообщении будут приведены данные о структуре различных КРЦ (о числе атомов кислорода  $y$ , входящих в их состав) и об иных их свойствах.

## 1. Методика

Исходными являлись легированные атомами фосфора либо бора бездислокационные кристаллы  $n$ - и  $p$ -кремния (концентрации основных носителей тока — электронов  $n_0 = 1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ , дырок  $p_0 = 2 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ , время жизни неосновных

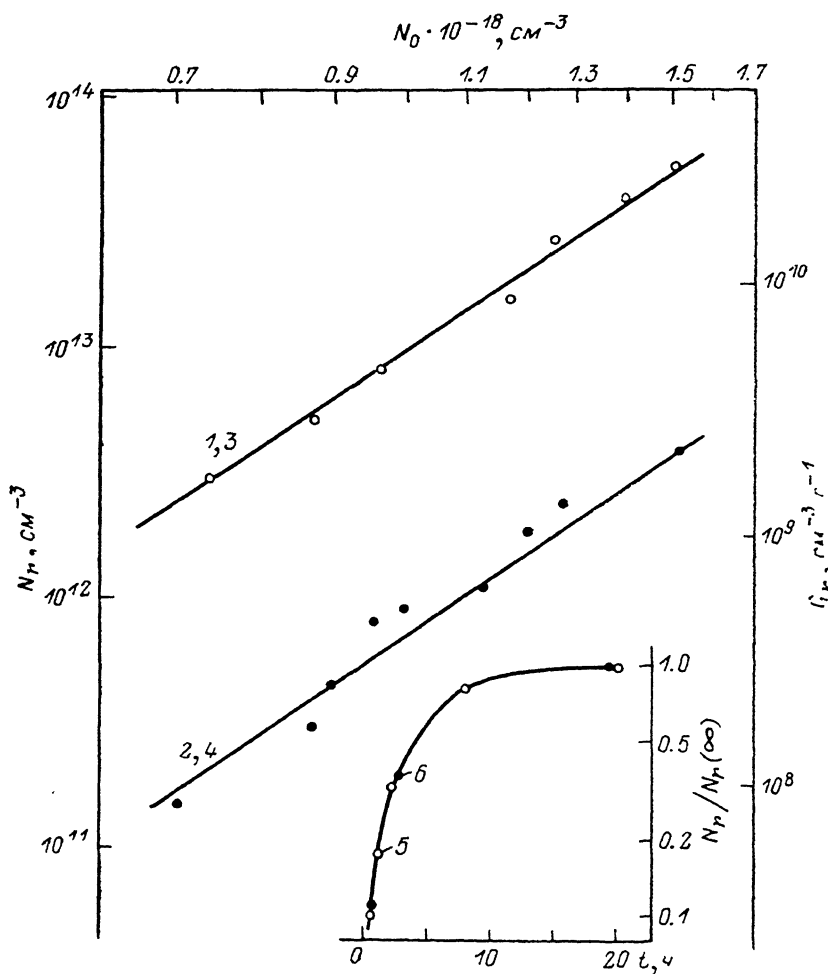


Рис. 1. Зависимости концентрации КРЦ (1, 2) и скорости генерации КРЦ (3, 4) от содержания атомов кислорода, а также концентрации КРЦ от времени прогрева (5, 6) в кристаллах  $n$ - (1, 3, 5) и  $p$ -кремния (2, 4, 6), термообработанных при 450 °С 0.5 (1—4) и 0—20 ч (5, 6).

$N_O \cdot 10^{-18}$ , см $^{-3}$ : 5 — 1.4, 6 — 0.9.  $N_r(\infty) \cdot 10^{-12}$ , см $^{-3}$ : 5 — 40, 6 — 0.43.

избыточных носителей тока  $\tau \approx 100$  мкс), концентрация изолированных атомов кислорода в которых  $N_O$  изменялась от  $7 \cdot 10^{17}$  до  $1.5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . КРЦ [их концентрация  $N_r$ , скорость генерации в единице объема  $G_r = (dN_r/dt)|_{t=0}$ , среднее время существования  $\tau_r$ , скорость аннигиляции в единице объема  $N_r/\tau_r$ ] создавались прогревом кристаллов  $n$ - и  $p$ -Si(O) при 450 °С в течение времени  $t = 0.5$  ч. При используемых малых временах прогрева  $t$  ( $t \ll \tau_r \approx 5$  ч) кон-

центрация КРЦ линейно возрастала с ростом  $t$  ( $N_r = G_r t$ ), т. е. в основном имели место процессы генерации КРЦ [их скорость легко определялась при малых  $t$  из соотношения  $G_r \approx (dN_r/dt)|_{t \ll \tau_r} \approx N_r/t$ ] и не происходили процессы их диссоциации ( $G_r \gg N_r/\tau_r$  при  $t \ll \tau_r$ ) (рис. 1).<sup>1</sup> Прогревы практически не изменяли

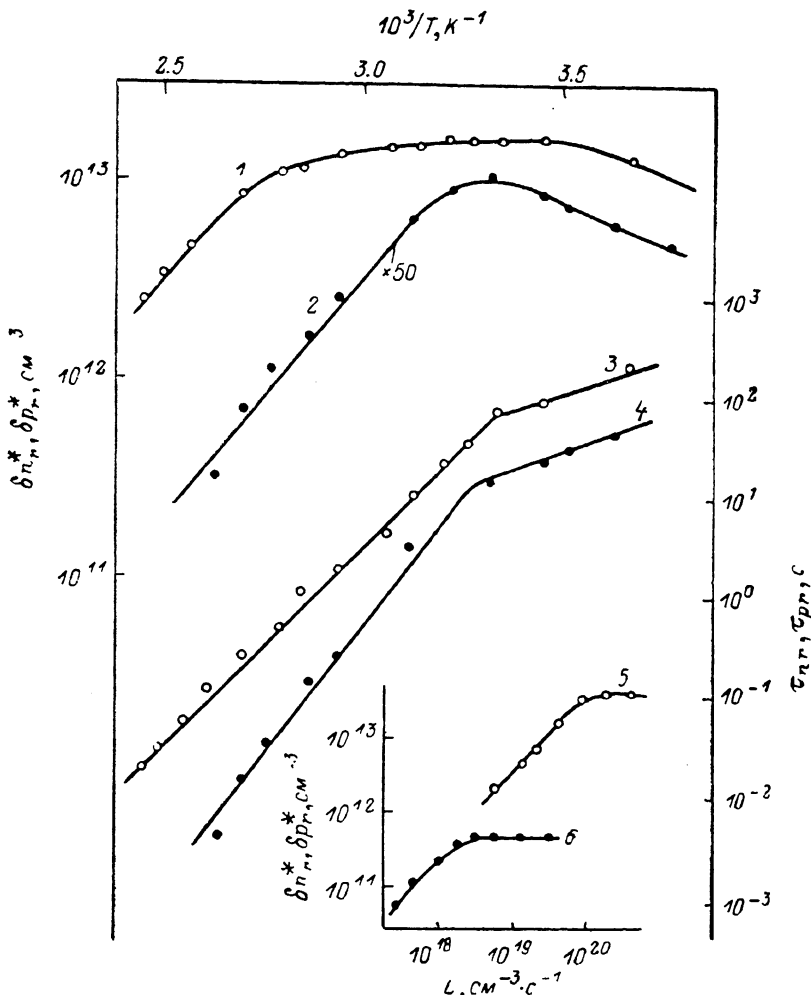


Рис. 2. Зависимости  $\delta n_r^*$  (1),  $\delta p_r^*$  (2),  $\tau_{nr}$  (3),  $\tau_{pr}$  (4) от температуры и  $\delta n_r^*$  (5),  $\delta p_r^*$  (6) от интенсивности возбуждения в кристаллах  $n$ - (1, 3, 5) и  $p$ -кремния (2, 4, 6), термообработанных при  $450^\circ\text{C}$  0.5 ч.

$N_0 \cdot 10^{-18}$ ,  $\text{см}^{-3}$ : 1, 3, 5 — 1.4; 2, 4, 6 — 0.9.  $L \cdot 10^{-18}$ ,  $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ : 1, 3 — 4; 2, 4 — 0.1.  $T$ , К: 5, 6 — 300. 1—4 измерены в области линейности ДФП.

проводимость кремния (концентрации кислородных термодоноров и КРЦ были значительно ниже концентрации атомов фосфора, бора) и содержание изолированных атомов кислорода в нем (лишь небольшое число последних выпадало из твердого раствора), а также величину  $\tau$ .

ДФП [амплитуды  $\delta n_r^*$  ( $\delta p_r^*$ ), времена затухания  $\tau_{nr}$  ( $\tau_{pr}$ ), очевидно,  $\tau_{nr}, \tau_{pr} \gg \tau$ ] возбуждалась равномерно поглощаемым излучением импульсной лампы [интенсивность возбуждения электронно-дырочных пар в единице объема

<sup>1</sup> В кристаллах  $n$ - и  $p$ -Si с различным содержанием кислорода концентрация КРЦ  $N_r$  увеличивалась с ростом  $t$  по закону  $N_r(t) = N_r(\infty) [1 - \exp(-t/\tau_r)]$ , где  $N_r = N_r(\infty)$  при  $t \gg \tau_r$ , а  $\tau_r = 5$  ч и не зависит от  $N_r$  (рис. 1). Из наблюдаемой на опыте зависимости  $N_r(t)$  следует, что в  $n$ - и  $p$ -Si(O) изменение концентрации КРЦ в единицу времени  $dN_r/dt$  определяется соотношением  $dN_r/dt = G_r - (N_r/\tau_r)$ , скорость генерации КРЦ  $G_r \neq \varphi(N_r, t)$ , а максимальная (достигаемая при  $t \gg \tau_r$ ) концентрация КРЦ  $N_r(\infty) = G_r \tau_r$ .

$L \leq 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , а длительность возбуждения  $t_i = 5 \text{ мкс} \ll \tau$ , очевидно, концентрации генерируемых электронов, дырок  $\delta n^* = \delta p^* = L t_i$ . Концентрации КРЦ  $N_r$  определялись из наблюдаемого в области «низких» температур [при указанных температурах КРЦ в  $n$ -Si(O) полностью заполнены электронами, в  $p$ -Si(O) — дырками, а амплитуды обусловленной ими линейной ДФП достигают максимального значения] при достаточно высоких интенсивностях возбуждения  $L$  насыщения амплитуд ДФП  $\delta n_r^*$  и  $\delta p_r^*$  (рис. 2) [1].

Данные о числе атомов кислорода, входящих в состав КРЦ, определялись из анализа зависимости  $N_r = \varphi(N_O)$ . Идентичность КРЦ в кристаллах кремния с различным содержанием атомов кислорода  $N_O$  устанавливалась на основе детального анализа (аналогично описанному в [1]) при различных температурах кривых затухания линейной [ $\delta n_r^*$ ,  $\delta p_r^* \sim L$ , а  $\tau_{nr}$ ,  $\tau_{pr} \neq \varphi(L)$ ] ДФП [амплитуд  $\delta n_r^*$  в  $n$ -Si(O) и  $\delta p_r^*$  в  $p$ -Si(O), времен затухания  $\tau_{nr}$  в  $n$ -Si(O) и  $\tau_{pr}$  в  $p$ -Si(O)] (рис. 2).

При используемых интенсивностях возбуждения наблюдалось слабое отклонение проводимости Si от равновесной, т. е.  $\delta n^* \approx \delta p^* \ll n_0 + p_0$  (указанные величины  $\delta n^*$ ,  $\delta p^*$  были достаточны для насыщения амплитуд ДФП, так как  $N_r \ll n_0 + p_0$ ; рис. 2).

## 2. Результаты и обсуждение

Основные данные, характеризующие структуру и рекомбинационные свойства КРЦ, приведены на рис. 1 и 2. В них обращает на себя внимание следующее.

а) Как в  $n$ -, так и в  $p$ -Si(O) концентрация созданных кратковременным ( $t \ll \tau_r$ ) прогревом КРЦ  $N_r$ , а также скорость генерации КРЦ  $G_r$  увеличиваются пропорционально концентрации изолированных атомов кислорода в четвертой степени ( $N_r, G_r \sim N_O^4$ ); из этого следует, что созданные прогревом при 450 °C проявляющиеся в  $n$ - и  $p$ -Si(O) КРЦ содержат (включают в свой состав) четыре атома кислорода (рис. 1).

б) КРЦ, содержащие четыре атома кислорода, обуславливают появление электронной ДФП в  $n$ -кремнии [ее релаксационная кривая спада  $\delta n_r = \delta n_r^* \times \exp(-t/\tau_{nr})$ , амплитуда  $\delta n_r^*$ , а время затухания  $\tau_{nr}$ ] и дырочной ДФП в  $p$ -кремнии [ее релаксационная кривая спада  $\delta p_r = \delta p_r^* \exp(-t/\tau_{pr})$ , амплитуда  $\delta p_r^*$ , а время затухания  $\tau_{pr}$ ]: из этого следует, что ДФП в  $n$ - и  $p$ -кремнии обусловлены различными КРЦ, КРЦ-1 и КРЦ-2 соответственно (рис. 2).<sup>2</sup>

в) Скорость генерации КРЦ-1  $G_{r1}$  значительно (более чем на порядок) превышает скорость генерации КРЦ-2  $G_{r2}$  (рис. 1).

Следовательно, наблюдаемая в прогретых при 450 °C кристаллах  $n$ - и  $p$ -Si(O) ДФП обусловлена двумя типами термически созданных КРЦ, содержащих одинаковое число (четыре) атомов кислорода, характеризующимися, однако, сильно (диаметрально) различающимися вероятностями рекомбинации на них избыточных электронов  $\omega_n$ , дырок  $\omega_p$ , а именно через один тип КРЦ (КРЦ-1) быстро рекомбинируют избыточные дырки и весьма медленно — избыточные электроны ( $\omega_n \ll \omega_p$ ), через иной тип КРЦ (КРЦ-2), наоборот, быстро рекомбинируют избыточные электроны и весьма медленно — избыточные дырки ( $\omega_p \ll \omega_n$ ). Следовательно, прогрев Si(O) создает по крайней мере два типа КРЦ с одинаковым числом входящих в их состав атомов кислорода и диаметрально противоположными рекомбинационными характеристиками. Из указанного вытекает, что число атомов кислорода, входящих в состав КРЦ, играет второстепенную роль в определении результирующих рекомбинационных характеристик КРЦ. По-видимому, решающими факторами в определении ре-

<sup>2</sup> Очевидно, в полупроводниках, содержащих спектр локальных центров, доля избыточных носителей, рекомбинирующих через каждый из них,  $g_r$  (по сути парциальные амплитуды неравновесной проводимости  $\delta n_r^* \approx g_r \delta n^*$  и  $\delta p_r^* \approx g_r \delta p^*$ ) определяется вероятностью захвата ими неосновных носителей тока [1]; тогда КРЦ-1 в  $p$ -Si(O) и КРЦ-2 в  $n$ -Si(O) не могут являться эффективными центрами рекомбинации избыточных электронов, дырок и поэтому не могут приводить к появлению дырочной и электронной ДФП соответственно.

комбинационных свойств КРЦ являются центры зарождения КРЦ (в частности, их природа), примесная атмосфера вокруг них и вторичные дефекты вблизи них (последние эффективно генерируются в кремнии из-за относительно больших размеров КРЦ), а также тип входящих в состав КРЦ дефектов D и Д.

Значительное различие в скоростях генерации КРЦ-1 и КРЦ-2 ( $G_{r1} \gg G_{r2}$ ), вероятнее всего, обусловлено соответствующим существенным различием в концентрациях центров зарождения КРЦ-1  $N_{r1}$  и КРЦ-2  $N_{r2}$  ( $N_{r1} \gg N_{r2}$ ).

**Заключение.** Приведенные данные о структуре и рекомбинационных свойствах термически индуцированных КРЦ различных типов важны для понимания широко изучающихся в настоящее время обусловленных кислородом эффектов в термообработанном кремнии (см., например, [2, 3]).

#### Список литературы

- [1] Глянчук К. Д., Ильчишин В. А., Лиговченко Н. М. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 10. С. 1927—1931.
- [2] Витман Р. Ф., Гусева Н. Б., Лебедев А. А., Таптыгов Э. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 919—921.
- [3] Лебедев А. А., Абдурахманов К. П., Витман Р. Ф., Гусева Н. Б., Далиев Х. С., Утамурадова Ш. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2227—2229.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев]

Получено 7.03.1990  
Принято к печати 14.05.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

### ГЛУБОКИЕ УРОВНИ ДЕФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ В СТРУКТУРАХ $\text{Si}-\text{Pt}_2\text{Si}_5$ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ФОТОННОЙ ОБРАБОТКИ

Глебов С. С., Егоров В. В., Капустин Ю. А.,  
Колокольников Б. М., Свешников А. А.

Структуры  $\text{Si}-\text{Pt}_2\text{Si}_5$ , получаемые в результате напыления платины на поверхность кремния с последующими термообработками, нашли широкое применение в технологии создания диодов Шоттки. Известно [1], что характеристики таких диодов в значительной степени зависят от дефектов с глубокими уровнями (ГУ).

В последнее время для создания диодов Шоттки  $\text{Si}-\text{Pt}_2\text{Si}_5$ , все чаще применяется импульсная фотонная обработка (ИФО) некогерентным светом большой мощности. В [2, 3] нами исследованы свойства дефектов и возможность введения золота в кремний при ИФО ксеноновыми лампами при относительно низких температурах. Цель настоящей работы — исследование ГУ, связанных с дефектами структуры кремния, возникающими при создании структур  $\text{Si}-\text{Pt}_2\text{Si}_5$ , с помощью ИФО некогерентным светом ксеноновых ламп и исследование влияния этих дефектов на ВАХ полученных диодов.

Нами использовались пластины кремния КЭФ-0.2 толщиной  $\approx 400$  мкм, выращенного по методу Чохральского. Поверхность пластины подвергалась химико-механической обработке. Затем проводилось окисление пластины при  $T=1060$  °С в течение 20 мин в атмосфере паров воды. После этого в  $\text{SiO}_2$  создавались окна диаметром  $\approx 200$  мкм и производилось ионно-плазменное напыление платины толщиной  $\approx 20$  нм. Полученные структуры подвергались ИФО ксеноновыми лампами. Плотность потока излучения, рассчитанная по методике [4], составляла  $\sim 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>. Длительности импульса излучения и паузы между импульсами ФО имели отношение 1 : 4. Суммарное время обработки