

НАКОПЛЕНИЕ ВАКАНСИОННЫХ И МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ ДЕФЕКТОВ В ОБЛАСТЯХ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ДИОДОВ ШОТТКИ Au—*n*-Si

Болотов В. В., Стучинский В. А.

Методом DLTS изучены пространственные распределения радиационных дефектов (РД), формирующиеся при облучении быстрыми электронами диодов Шоттки Au-*n*-Si на зонном кремнии. Обнаружено, что междоузельные РД подобно вакансионным характеризуются меньшей скоростью введения в области пространственного заряда (ОПЗ), чем в квазинейтральном объеме (КО), и повышенной — на границе двух областей. Рассмотрены возможные механизмы процессов, определяющих вид распределений: 1) изменение формы зоны неустойчивости пар Френкеля (ПФ) в электрическом поле; 2) миграция РД за пределы ОПЗ; 3) зарядовая зависимость вероятности разделения ПФ и скоростей реакций вторичного дефектообразования. В качестве основного механизма, обуславливающего различие числа вводимых вакансионных РД в ОПЗ и КО, обсуждаются дрейф положительно заряженных вакансий в электрическом поле ОПЗ и зарядовая зависимость вероятности разделения ПФ. Приведены оценки количественных параметров соответствующих моделей.

Особенности накопления вторичных РД в ОПЗ кремниевых диодных структур по сравнению с КО ранее изучались преимущественно на кислородосодержащем *n*-кремнии [1-7], в котором фиксирующиеся методом DLTS ловушки для основных носителей соответствуют вакансионным РД. С целью дальнейшей детализации представлений о механизмах влияния электрического поля на накопление РД в настоящей работе приводятся результаты аналогичных экспериментов на зонном *n*-кремнии, в котором наряду с вакансионными наблюдаются и междоузельные дефекты, а также обнаруживаются новые (по сравнению с [1-7]) особенности пространственных распределений РД.

Методика эксперимента

Диоды Шоттки на зонном кремнии марки БКЭФ-1 [$N_{O_i} \leq 10^{16}$, $N_{C_s} \approx (6 \div 8) \times 10^{16}$, $N_{P_s} \approx (5.0 \div 5.5) \cdot 10^{15}$ см⁻³] создавались термовакuumным напылением золота на травленую поверхность образцов. Облучение электронами ($E_e = 3.5$ МэВ) обратно смещенных диодов производилось при 278 ÷ 288 К на импульсном ускорителе (импульсы длительностью 3 мкс с частотой ~100 Гц). В спектрах DLTS облученных диодов наблюдались пики, соответствующие глубоким уровням следующих РД (отсчет от дна зоны проводимости E_c , эВ): 0.12 (C_i), 0.18 ($C_i C_s + VO_i$), 0.23 и 0.40 (V_2), 0.30 ($C_i P_s$) и 0.44 ($P_s V$) [8]. Комплексы $C_i C_s$ и $C_i P_s$ возникали после отжига междоузельного углерода (C_i), концентрация которого сразу после облучения была примерно равна концентрации доминирующего вакансионного комплекса $-P_s V$ (E -центр) (рис. 1). Поскольку в материале с указанным примесным составом углерод и фосфор являются доминирующими ловушками для генерируемых в равных количествах собственных междоузельных атомов (Si_i) и вакансий (V) соответственно [8, 9], последнее свидетельствует о том, что за время облучения отжигается небольшая часть C_i . При выбранной величине «временного окна» установки $\tau_n^{-1} = 2$ мс пики, соответствующие уровням $E_c - 0.30$ и $E_c - 0.44$ эВ, налагались друг на друга так, что измерения фиксировали суммарную концентрацию

комплексов C_iP_s и P_sV (после надлежащего учета вклада дивакансионных уровней $E_c - 0.40$ эВ, концентрация которых принималась равной концентрации уровней $E_c - 0.23$ эВ). Для определения отдельно профилей концентрации E -центров сразу после облучения (до отжига C_i) измерялись спектры DLTS.

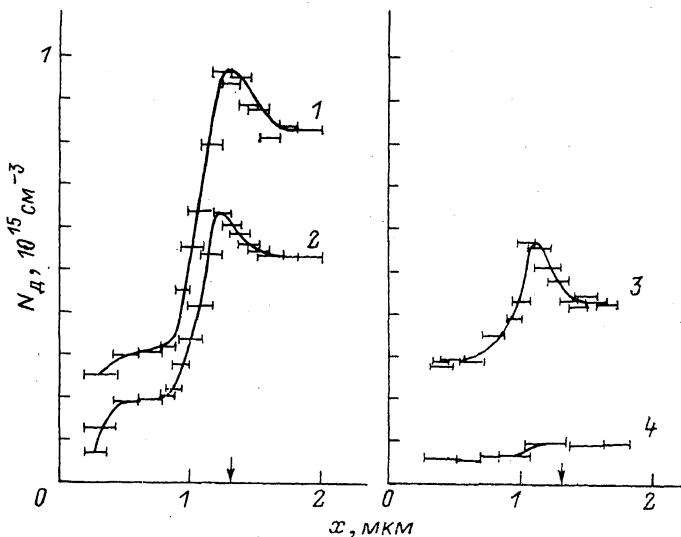


Рис. 1. Распределения междуузельных и вакансионных дефектов по глубине в базе диодов Шоттки Au-n-Si на кремнии марки БКЭФ-1.

Дефекты: 1 - $P_sV + C_iP_s$, 2 - P_sV , 3 - C_i , 4 - $C_iC_s + VO_i$. При облучении $U_{см} = 6$ В.

Экспериментальные результаты

Измеренные распределения концентраций E -центров и междуузельного углерода сразу после облучения диода с $U_{см} = -6$ В, а также суммарных концентраций комплексов P_sV , C_iP_s и VO_i , C_iC_s после отжига C_i при $U_{см} = 0$ приведены на рис. 1. Видно, что в ОПЗ E -центров и междуузельного углерода, а после его отжига и углеродсодержащих комплексов (C_iP_s , C_iC_s) вводится меньше, чем в КО. Видна также новая (по сравнению с наблюдавшимися ранее в [1-7]) особенность формирующихся распределений РД в виде пиков N_E и N_{C_i} .

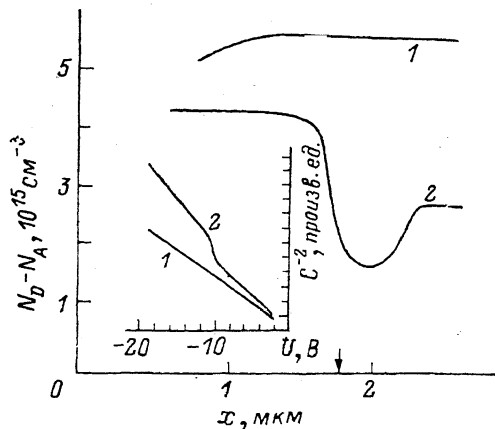


Рис. 2. Профиль величины $(N_D - N_A)$, определенный из высокочастотных (3 МГц) $C-V$ -характеристик диодов Шоттки Au-n-Si (см. вставку).

N_D , N_A - концентрации мелких доноров и глубоких акцепторов соответственно. 1 - до облучения, 2 - после облучения дозой 10^{18} см $^{-2}$.с. $U_{см} = -12$ В.

вблизи границы ОПЗ и КО ($x \approx h$). Эта особенность проявляется также и в профилях концентрации свободных электронов, определенных из высокочастотных $C-V$ -характеристик диодов после более высоких доз облучения (рис. 2).

Обсуждение результатов

Формирование пиков N_E и N_{C_i} при $x \approx h$ связано, по-видимому, с переносом V и Si_i из ОПЗ в КО. На это указывает то обстоятельство, что в кислородосодержащем кремнии, характеризующемся большей концентрацией ловушек

для вакансий и соответственно меньшей длиной диффузии V , аналогичных особенностей в распределениях A -центров не обнаружено [1-3]. Перенос вакансий из ОПЗ в КО, приводящий к формированию пика N_E при $x \approx h$, осуществляется преимущественно путем диффузии нейтральных вакансий (V^0). Вклад дрейфа отрицательно заряженных вакансий (в случае, если таковые образуются в ОПЗ при облучении), по-видимому, пренебрежимо мал. Действительно, оценка длины дрейфа V^- в поле $\sim 5 \cdot 10^4$ В/см за время эмиссии электрона с уровня $V^- E_c - 0.30$ эВ [9] $\tau_s \sim (\sigma_n b_n T^2)^{-1} \exp(0.30 \text{ эВ}/kT) \sim 3 \div 5$ мкс (принято $\sigma_n \sim 5 \cdot 10^{-17} \div 10^{-16}$ см² [3], $b_n = 6.6 \cdot 10^{21}$ см⁻² · с⁻¹ · К⁻² [10]) с учетом $\mu_V = (eD_0/kT) \exp(-0.25 \text{ эВ}/kT) \sim 1.6 \cdot 10^{-7}$ см²/В · с [9] дает $l_E = \mu_V E \tau_s \sim (2 \div 4) \times 10^{-4}$ мкм. Собрание вакансий со слоя столь малой толщины не обеспечивает формирования наблюдаемого пика N_E . Однозначное заключение о механизме переноса Si_i из ОПЗ в КО (диффузионном или дрейфовом) сделать трудно ввиду отсутствия достоверных данных об электронных уровнях и подвижности

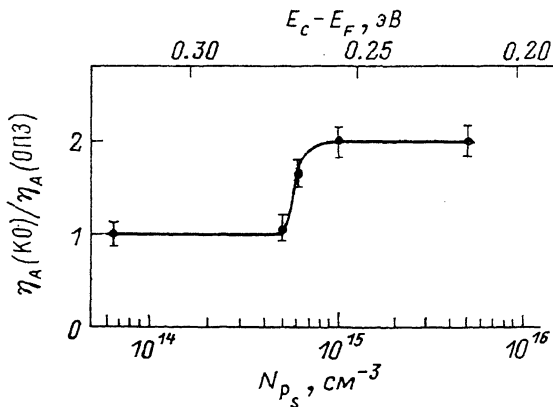


Рис. 3. Зависимость от уровня легирования отношения скоростей введения A -центров в КО и ОПЗ.

Кремний n -типа, $N_{O_2} \approx 10^{18}$ см⁻³.

этого дефекта. По спаду $N_E(x)$ и $N_{C_i}(x)$ при $x \approx h$ можно оценить длины диффузии V и Si_i в КО: они не превосходят $\sim 0.1 \div 0.2$ мкм. Слабая выраженность пиков концентраций углеродосодержащих комплексов (рис. 1) связана, по-видимому, с достаточно большой длиной диффузии C_i в бескислородном материале.

Количество E -центров в пике N_E при $x \approx h$ (рис. 1) не превышает $\sim 5-8\%$ от общего дефицита E -центров в ОПЗ. Последний в свою очередь составляет $\sim 65\%$ от концентрации комплексов в объеме. Таким образом, диффузия V^0 из ОПЗ в КО обеспечивает не более чем $\sim 5\%$ -е различие скоростей введения E -центров (η_E) в ОПЗ и КО. Это указывает на существование и других механизмов, обеспечивающих различие величин η_E в двух областях. Основную часть отличия отношения η_E в ОПЗ и КО ($\sim 1/3$) от аналогичного отношения для A -центров в γ -тигельном кремнии ($\sim 1/2$) [1-3] (см. также рис. 3) мы связываем с зависимостью скорости реакции $P_s + V \rightarrow P_s V$ от заряда вакансий. Таким образом, вклад этого механизма в суммарное различие величины η_E в ОПЗ и в КО составляет примерно 10% .

В качестве доминирующего (обуславливающего двукратное различие скоростей введения комплексов «вакансия—примесь» в ОПЗ и КО) могут быть названы следующие механизмы эффекта:

- 1) влияние дрейфа заряженных компонентов ПФ в электрическом поле на вероятность разделения или, другими словами, на изменение формы зоны неустойчивости ПФ при наложении электрического поля [3];
- 2) дрейфовый перенос V^+ за пределы ОПЗ [1-3];
- 3) различие вероятностей разделения ПФ в ОПЗ и КО, обусловленное различием зарядовых состояний дефектов в двух частях кристалла [2-6].

Рассмотрим первый из них. Если компонент пары, с помощью движения которого осуществляется ее аннигиляция (Si_i), заряжен, то при наложении

электрического поля E вероятность аннигиляции пар с выбранным расстоянием a между компонентами становится равной

$$W(E \neq 0) = W(E = 0) \sum_j f_j \exp(-qEa_j/kT),$$

где $W(E=0)$ — вероятность аннигиляции при отсутствии поля, q — заряд Si_i , вектор a_j характеризует ориентацию пар, f_j — доля пар с заданной ориентацией, суммирование по ориентации пар. При изотропной ориентации ПФ линейные по полю члены в разложении экспонент сокращаются и эффект влияния поля квадратично зависит от напряженности E . При наличии анизотропии существенным оказывается линейный по полю член, тогда важной становится ориентация E относительно направления предпочтительной ориентации ПФ (пучка быстрых электронов). С учетом сделанных замечаний аргументами против предположения о заметном вкладе механизма 3 являются обнаруженные нами независимость концентрации вводимых РД в пределах ОПЗ от напряженности поля [1] и идентичность распределений РД, формирующихся при облучении обратно смещенных диодов Шоттки Au— n -Si со стороны базы и со стороны металлического электрода [3].

Дрейфовая модель, соответствующая механизму 2, подробно рассмотрена в [1-3]. Она имеет следующие недостатки: оцениваемый коэффициент диффузии ($D_{V^+} \sim (2 \div 3) \cdot 10^{-5}$ см²/с [2]) слишком велик по сравнению с приведенными в работе [9], а времена предполагаемого дрейфа V^+ через ширину ОПЗ ($t_{др} \sim 10^{-5}$ с [2]) значительно превышают времена эмиссии дырок из состояний V^+ и V^{2+} ($t_s \sim 10^{-11}$ и $\sim 10^{-8}$ с [10]). Эти недостатки можно было бы устранить, предположив, что повышенная миграционная способность присуща вакансиям в метастабильном состоянии V^+ и обусловлена повторяющимися актами эмиссии дырки $V^+ \rightarrow V^0 + h$, каждый из которых сопровождается перескоком соседнего атома Si^+ в пустой узел вследствие увеличивающейся дисторсии решетки с вторичным захватом эмиттированной дырки. Направленность эмиссии дырки в электрическом поле может обеспечивать при этом направленное перемещение (дрейф) V^+ , энергия миграции $E_m \sim kT \ln(D_0/D) \sim 0.03 \div 0.05$ эВ определяется энергией активации перехода $V^+ \rightarrow V^0$ [11], а величина коэффициента диффузии — временем эмиссии $\tau_s \sim 10^{-11}$ с ($D_{V^+} \sim a_0^2/\tau_s \sim 10^{-5}$ см²/с, a_0 — межатомное расстояние).

Хотя при $\sim 60 \div 70$ К рассматриваемый механизм миграции V^+ , по-видимому, не реализуется (об этом свидетельствует отсутствие дрейфа V^+ в экспериментах по наблюдению методом DLTS вакансий в p -Si [11, 12]), нам неизвестны какие-либо экспериментальные данные, подтверждающие или отрицающие возможность его реализации при ~ 300 К.

Другая возможная интерпретация полученных здесь и в [1-3] экспериментальных данных заключается в предположении, что в рассматриваемых экспериментах проявляется зарядовая зависимость вероятности разделения ПФ (механизм 3). Анализ данных о зависимости эффекта различия скоростей введения А-центров (η_A) в ОПЗ и КО от уровня легирования кислородосодержащего n -Si<P> (при постоянной интенсивности облучения $j=0.05$ мкА/см²) (рис. 2) показывает, что появление различия η_A в двух областях кристалла с увеличением N_p выше $\sim 6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ в рамках сделанного предположения может быть связано с ростом вероятности разделения ПФ в КО при захвате электрона на уровень первичного дефекта (предположительно, вакансии), лежащий ниже $E_c - (0.27 \div 0.30)$ эВ. Сечение захвата определено в [3] и составляет $\sim 5 \cdot 10^{-17} \div 10^{-16}$ см². Определенное в [2] характерное время формирования неоднородных распределений $N_A(x) \sim 10^{-5}$ с следует в этом случае отождествить с временем аннигиляции ПФ.

В рамках рассматриваемой модели естественное объяснение получает одинаковый характер пространственного распределения вакансионных и междоузельных РД ($P_s V$, C_i , $C_i C_s$, $C_i P_s$) в бескислородном n -Si ($W^{ОПЗ} > W^{КО}$). По градиенту концентраций А- и Е-центров вблизи границы ОПЗ и КО (рис. 1; см. также [1-3]) можно оценить длину диффузии V и Si_i в КО. Для n -Si<P> с $\rho=1$ Ом·см (как тигельного, так и зонного) оценка дает $l_V^{КО}, l_{Si_i}^{КО} \leq 0.1 \div 0.2$ мкм.

О различии зарядовых состояний вакансий в ОПЗ и КО кремния с $\rho \sim 1$ Ом·см свидетельствует формирование описанного выше пика N_E при $x \approx h$ в зонном n -кремнии: преобладающий диффузионный поток вакансий из ОПЗ в объем (т. е. из области с пониженной генерацией вакансий в область с повышенной генерацией) возможен лишь в случае, когда время жизни вакансий (V^0) в ОПЗ превосходит время жизни вакансий (V^-) в КО, чем и обеспечивается большая концентрация свободных вакансий в ОПЗ по сравнению с КО в промежутке времени $\tau_V(\text{КО}) < t < \tau_V(\text{ОПЗ})$ после импульса облучения. Соотношение $\tau_{V^0} > \tau_{V^-}$ обусловлено, по-видимому, кулоновским притяжением V^- к P^+ .

Отметим в заключение, что в последней интерпретации данных по накоплению РД в ОПЗ диодных структур подвергается сомнению вывод авторов работ [13, 14] о том, что такие факторы, как уровень легирования и интенсивность облучения, не могут оказывать влияния на вероятность гомогенной аннигиляции ПФ в облучаемом кремнии.

Заключение. Таким образом, в настоящей работе показано, что пространственные распределения междоузельных РД, формирующиеся при облучении обратно смещенных диодов Шоттки Au— n -Si, качественно похожи на распределения вакансионных комплексов. Последнее может служить аргументом в пользу того, что основной причиной различия скоростей введения дефектов в ОПЗ и КО является зарядовая зависимость вероятности разделения ПФ. Интерпретация результатов [1-3] с этой точки зрения приводит к оценкам времени аннигиляции ПФ ($\sim 10^{-5}$ с) и длины диффузии первичных РД в тигельном и зонном n -Si<P> с $N_{P_s} \sim 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ ($l_d \leq 0.1 \div 0.2$ мкм), а также к утверждению, что один из уровней первичного РД (вероятно, вакансии) с сечением захвата электрона $\sim 5 \cdot 10^{17} \div 10^{16}$ см 2 лежит в районе $E_c - (0.27 \div 0.30)$ эВ. Зарядовая зависимость скорости реакции образования E -центров может обеспечивать $\sim 10\%$ -е различие скоростей введения E -центров в ОПЗ и КО в зонном n -Si<P>. Еще одной причиной уменьшения эффективности накопления вторичных РД в ОПЗ бескислородного кремния является перенос первичных РД из ОПЗ в КО, приводящий к формированию пика концентраций РД вблизи границы двух областей.

Список литературы

- [1] Болотов В. В., Карпов А. В., Стучинский В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 49—55.
- [2] Болотов В. В., Стучинский В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1405—1407.
- [3] Bolotov V. V., Emeksusyan V. M., Stuchinsky V. A. // Sol. St. Phenom. 1989. V. 6-7. P. 221—233.
- [4] Бобрикова О. В., Стась В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 143—145.
- [5] Бобрикова О. В., Герасименко Н. Н., Стась В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2236—2239.
- [6] Бобрикова О. В., Стась В. Ф., Герасименко Н. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1838—1843.
- [7] Берман Л. С., Витовский Н. А., Воронков В. Б., Ломасов В. Н., Ткаченко В. Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1213—1215.
- [8] Kimerling L. C., Asom M. F., Benton J. L., Drevinsky P. J. // Mater. Sci. Forum. 1989. V. 38-41. N 3. P. 141—150.
- [9] Емцев В. В., Машовец Г. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 246 с.
- [10] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [11] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Т. 2. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 304 с.
- [12] Newton J. L., Chatterjee A. P., Harris R. D., Watkins G. D. // Physica. 1983. V. 116B. В. 219—223.
- [13] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Машовец Т. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2221—2223.
- [14] Абдусаттаров А. Г. // Автореф. канд. дис. Л., 1989.