

©1995 г.

ТРАНСФОРМАЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И ИХ СКОПЛЕНИЕ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ В⁺ В КРЕМНИИ

И. В. Антонова, С. С. Шаймеев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения
Российской академии наук, 630090, Новосибирск, Россия
(Получена 18 апреля 1994 г. Принята к печати 21 сентября 1994 г.)

Проведено исследование кинетики накопления и трансформации радиационных дефектов при имплантации ионов В⁺ с энергией 135 кэВ в *n*-кремний в интервале доз $10^{11} \div 3 \cdot 10^{13}$ см⁻². Экспериментально обнаружены качественные изменения в DLTS-спектрах электрически активных дефектов в запрещенной зоне кремния, а именно: а) появление новых пиков — ловушек для неосновных носителей заряда с аномально большим сечением захвата, возрастающим по мере набора дозы ионов; б) увеличение расчетных значений энергии уровней радиационных дефектов (*A*-центров, *E*-центров, дивакансий) при одновременном возрастании сечения захвата носителей заряда на них; в) возникновение потенциального барьера для захвата основных носителей заряда на центры. Эти изменения связываются с процессами роста и трансформации дефектных областей. Показано, что пространственное разделение подвижных точечных дефектов играет определяющую роль в кинетике роста крупных дефектных скоплений, их формирование существенно зависит от примесного состава кристалла, причем наличие примесей, активно взаимодействующих с подвижными точечными дефектами, повышает дозу, при которой происходит качественная трансформация радиационных дефектов. В частности, в материалах Si-*CZ* (получение методом Чохральского) и Si-*FZ* (получение методом бестигельной зонной плавки) эти дозы составляют $3 \cdot 10^{12}$ и $3 \cdot 10^{11}$ см⁻² соответственно.

Известно, что имплантация ионов в кристаллы приводит к аморфизации материала, однако при облучении относительно легкими ионами средних энергий на начальных этапах набора дозы аморфные области отсутствуют, и считается, что они появляются лишь при перекрытии каскадов от отдельных ионов [^{1,2}], когда энергия, затраченная на упругие столкновения, превосходит некоторую величину [³]. В то же время при облучении кристаллов кремния быстрыми реакторными нейтронами получить аморфную фазу не удастся даже при больших дозах нейтронов, когда потери энергии на упругие столкновения на несколько порядков превосходят аналогичные потери ионов, достаточные для образования аморфной фазы.

Общим для облучения кристаллов нейтронами и ионами является скопление дефектов в так называемых разупорядоченных областях

(РО) [2,4]. Это позволяет сравнивать результаты исследований процессов дефектообразования в данных двух случаях и выявить отличительные особенности в накоплении дефектов при внедрении ионов и нейтронов.

Для исследования ионно-имплантированных слоев, как правило, применяют методы (инфракрасная спектроскопия, электронный парамагнитный резонанс, RBS — резерфордское обратное рассеяние и др.), требующие относительно больших доз облучения в силу их малой чувствительности, и имеют дело с кристаллом, содержащим многократно перекрывающиеся разупорядоченные области вплоть до появления сплошного аморфного слоя [2]. Интересные результаты получены по исследованию ионно-имплантированных слоев с помощью электронной микроскопии высокого разрешения [5] и туннельной микроскопии [6], где наблюдали аморфные области радиусом $\sim 10 \div 30 \text{ \AA}$ при имплантации Si, As и других ионов при низких температурах уже начиная с доз $\sim 10^{11} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

С другой стороны, накоплен достаточно большой экспериментальный материал по исследованию методом DLTS кристаллов кремния, облученного быстрыми реакторными нейтронами (см., например, [4,7-9]). Основные экспериментальные результаты для кристаллов кремния типов Si-CZ (получены методом Чохральского), Si-FZ и Si(Au)-FZ (получены бестигельной зонной плавкой), облученных реакторными нейтронами с интенсивностью потока от $8 \cdot 10^{14}$ до $1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в интервале доз $10^{13} \div 10^{16} \text{ см}^{-2}$ заключаются в следующем:

а) в облученном материале всех типов наблюдаются глубокие уровни, связанные с А-центрами (комплекс кислород-вакансия), дивакансиями в двух зарядовых состояниях $W^=$ и W^- и Е-центрами (кислород-фосфор) [10];

б) качественно вид DLTS-спектра не изменяется вплоть до доз 10^{16} см^{-2} , когда компенсация материала становится существенной (более 90%), что препятствует проведению дальнейших измерений [4];

в) увеличение интенсивности потока нейтронов приводит к уменьшению числа дивакансий, приходящихся на одну РО, а средний размер областей при этом сохраняется [7];

г) увеличение дозы потока нейтронов также не приводит к увеличению характерных размеров РО, более того, при максимальных интенсивностях нейтронов плотность дивакансий в одной РО уменьшается с ростом дозы нейтронов;

д) в процессе облучения быстрыми нейтронами образцы кремния сохраняют кристаллическую структуру вплоть до доз $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$ и более, а концентрации радиационных дефектов стремятся к некоторому предельному значению [11];

е) темп объемной генерации точечных дефектов при максимальной интенсивности составляет $2.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [7].

Цель данной работы — исследование методом DLTS процессов дефектообразования на начальных этапах ионного облучения кремния при имплантации B^+ и проведение сравнительного анализа полученных данных с известными данными по облучению быстрыми реакторными нейтронами.

В качестве исходного материала использовался кремний, выращенный методом Чохральского (Si-CZ), с концентрацией носителей заряда $n = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, кремний, выращенный методом бестигельной зонной плавки (Si-FZ), с такой же концентрацией носителей и концентрацией кислорода $< 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и кремний, выращенный методом бестигельной зонной плавки с дополнительным легированием золотом (Si(Au)-FZ) в концентрации $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ с $n = 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Облучение проводилось ионами V^+ с энергией 135 кэВ в интервале доз $10^{11} \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ с интенсивностью пучка $10^{-7} \text{ А/см}^{-2}$ при комнатной температуре. Средний пробег ионов R_p составлял 0.44 мкм, а ширина полосы распределения $\Delta R_p = 0.09$ мкм. При этом темп объемной генерации точечных дефектов составлял $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (по оценкам, выполненным с помощью программы TRIM). Измерения проводились методом DLTS на барьерах Шоттки. Область, тестируемая методом DLTS (при обратном смещении $U = 4 \text{ В}$), находилась в пределах $0.48 \div 1.25$ мкм для двух первых материалов и $1.15 \div 2.98$ мкм для Si(Au). Концентрации, приводимые в работе, представляют собой средние значения концентрации дефектов в измеряемой области. Изохронный отжиг образцов проводился в течение 10 мин в интервале $100\text{--}400^\circ\text{C}$ с шагом 50°C .

Оценки, полученные из вольт-фарадных измерений, позволяют сделать вывод об отсутствии компенсированного приповерхностного слоя вплоть до доз $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, когда уровень компенсации в слое ~ 0.5 мкм не превышает $\sim 30\%$.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены характерные спектры DLTS для кремния, облученного ионами V^+ . В табл. 1 приведены параметры наблюдаемых электрически активных центров, а в табл. 2 — их концентрации.

Анализ спектров DLTS показал, что при малых дозах имплантации ионов V^+ во всех образцах присутствуют глубокие уровни, связанные с А-центрами (комплекс кислород-вакансия) ($E1$), дивакансиями в двух зарядовых состояниях $W^=$ ($E2$) и W^- и Е-центрами (кислород-фосфор) ($E3$). Однако для материалов Si-FZ и Si(Au)-FZ наблюдаются некоторые отличия, заключающиеся в следующем.

а) В Si-FZ присутствует пик $E4$ (табл. 2), концентрация центров убывает при выдержке при комнатной температуре в течение нескольких месяцев, что связано, по-видимому, с перестройкой этих центров. При этом концентрация других центров практически не изменяется.

б) В Si(Au)-FZ внедрение ионов V^+ приводит только к появлению пика $E3$, тогда как центры $E1$ и $E2$ в заметных концентрациях не наблюдаются. Концентрации центров, связанных с атомами золота ($E5$, $E6$), убывают с ростом дозы облучения (см. таблицы), что связано с переходом атомов золота в электрически неактивное состояние [17].

Соотношение между концентрациями дивакансий в различных зарядовых состояниях, W^- и $W^=$, говорит о том, что в тестируемой области дефекты сосредоточены в основном в крупных дефектных скоплениях (разупорядоченных обалстях) и, следовательно, измеряемые концентрации характеризуют собой лишь часть дефектов, введенных облучением [4].

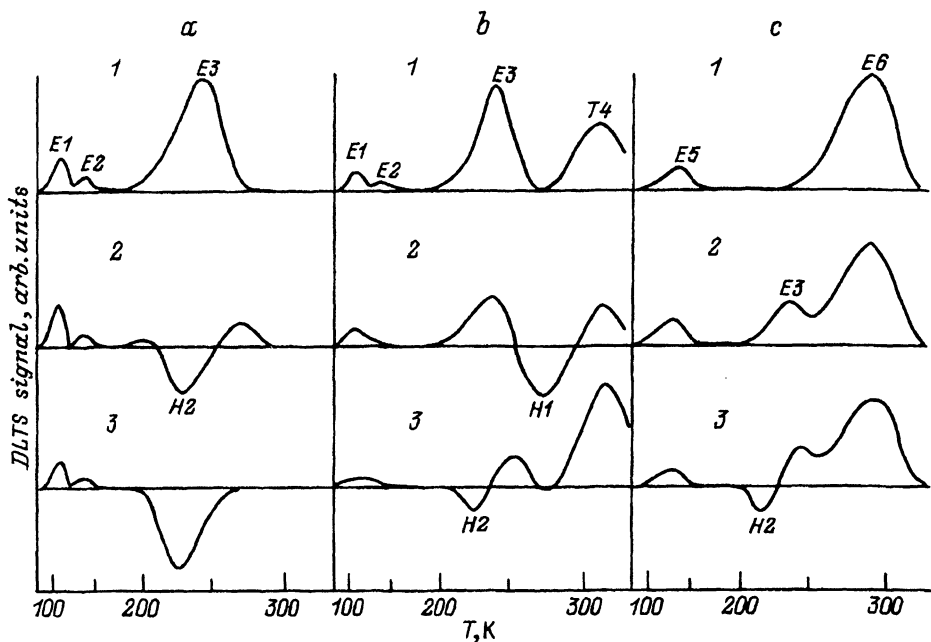


Рис. 1. Спектры DLTS для разных доз имплантации B^+ и различных типов исходного материала.

a — Si-CZ; доза, $см^{-2}$: 1 — $(10^{11} \div 10^{12})$, 2 — $3 \cdot 10^{12}$, 3 — $3 \cdot 10^{13}$. *b* — Si-FZ; доза, $см^{-2}$: 1 — 10^{11} , 2 — $(3 \cdot 10^{11} \div 10^{12})$, 3 — $3 \cdot 10^{12}$. *c* — Si(Au)-FZ, доза, $см^{-2}$: 1 — 0, 2 — $(10^{11} \div 3 \cdot 10^{11})$, 3 — 10^{13} . Временной режим измерения: $t_1 = 10^3$ мкс, $\Delta t = 10^4$ мкс.

Как следует из рис. 1, по мере набора дозы внедренных ионов происходит качественная трансформация наблюдаемых спектров DLTS. Наряду с ловушками для основных носителей, в нашем случае — электронов, появляются пики, связанные с ловушками для неосновных носителей — дырок ($H1$, $H2$), причем измерения проводились, как уже отмечалось, на барьерах Шоттки и без инъекции носителей заряда. Величина дозы, при которой появляются ловушки для неосновных носителей, зависит от типа материала и составляет $3 \cdot 10^{12} см^{-2}$ для Si-CZ, $3 \cdot 10^{11} см^{-2}$ для Si-FZ и $10^{12} см^{-2}$ Si(Au)-FZ. Расчет параметров пиков в предположении, что набор глубоких центров не изменяется, показывает, что начиная с этих доз энергии основных уровней начинают возрастать одновременно с ростом сечений захвата на них основных носителей заряда. Так, для уровня $E3$ из спектров вместо приведенных в табл. 1 получаем энергии $E_c - 0.50$, -0.52 , -0.68 эВ и сечения $\sigma \approx 10^{-14}$, 10^{-13} , $5 \cdot 10^{-10} см^2$ для доз $3 \cdot 10^{12}$, 10^{13} и $3 \cdot 10^{13} см^2$ соответственно. Кроме того, возрастает погрешность определения энергии уровня ΔE с величины $\Delta E \approx 0.02$ эВ до $\Delta E \approx 0.1 \div 0.25$ эВ при достаточно больших дозах ($\sim 10^{13} см^{-2}$). Аналогичные изменения претерпевают и параметры других уровней для неосновных носителей заряда. В табл. 3 приведено изменение энергии и сечения захвата носителей заряда на уровень $H2$ в зависимости от дозы облучения. Кроме того, для центра $E3$ наблюдается уменьшение вероятности захвата свободных носителей на уровень, хотя при этом положение уровня в запрещенной зоне и сечение захвата основных носителей заряда практически не изменяются. Дополнительные эксперименты по зависимости амплитуды пика от ве-

Таблица 1. Параметры глубоких уровней

Пик	E_c^- , эВ	E_v^+ , эВ	σ , см ²	Вид дефекта	Ссылка
E1	0.18		$3 \cdot 10^{-15}$	A-центр	[12]
E2	0.23		$1 \cdot 10^{-16}$	Дивакансия W^-	[10]
E3	0.40		$7 \cdot 10^{-17}$	W^- и E-центр	[13]
E4	0.54		$2 \cdot 10^{-16}$	-	[14]
E5	0.28		$7 \cdot 10^{-14}$	Au-F	[15]
E6	0.56		$3 \cdot 10^{-16}$	Au	[16]
H1		0.68	$2 \cdot 10^{-11}$	-	-
H2		$0.34 \div 0.74$	$3 \cdot 10^{-16} \div 10^{-10}$	-	-
H3		$0.47 \div 0.54$	$5 \cdot 10^{-13} \div 10^{-12}$	-	-
H4		0.11	10^{-20}	-	-
H5		0.21	10^{-16}	-	-

Таблица 2. Концентрации основных уровней N

Доза облучения, см ⁻²	N , см ⁻³					
	E1	E3	E4	E6	H1	H2
Si-CZ						
10^{11}	$3.3 \cdot 10^{13}$	$6.9 \cdot 10^{14}$	-	-	-	-
$3 \cdot 10^{11}$	$6.5 \cdot 10^{13}$	$8.8 \cdot 10^{14}$	-	-	-	-
10^{12}	$8.6 \cdot 10^{13}$	$9.5 \cdot 10^{14}$	-	-	-	-
$3 \cdot 10^{12}$	$3.7 \cdot 10^{13}$	*	-	-	-	$2.9 \cdot 10^{14}$
$3 \cdot 10^{13}$	$3.6 \cdot 10^{13}$	*	-	-	-	$2.1 \cdot 10^{14}$
Si-FZ						
10^{11}	$1.8 \cdot 10^{13}$	$7.7 \cdot 10^{14}$	$4.6 \cdot 10^{14}$	-	-	-
$3 \cdot 10^{11}$	$1.6 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{14}$	$5.2 \cdot 10^{14}$	-	$2.6 \cdot 10^{13}$	-
10^{12}	$9.5 \cdot 10^{12}$	$3.5 \cdot 10^{14}$	*	-	$4.5 \cdot 10^{14}$	-
$3 \cdot 10^{12}$	$5.4 \cdot 10^{12}$	*	$1.5 \cdot 10^{15}$	-	-	$1.4 \cdot 10^{14}$
10^{13}	$2.2 \cdot 10^{12}$	*	$2 \cdot 10^{15}$	-	-	$1.9 \cdot 10^{14}$
Si(Au)-FZ						
Исходный материал	-	-	-	$9.8 \cdot 10^{13}$	-	-
10^{11}	-	$3.6 \cdot 10^{13}$	-	$9.4 \cdot 10^{13}$	-	-
$3 \cdot 10^{11}$	-	$3.0 \cdot 10^{14}$	-	$8.4 \cdot 10^{13}$	-	-
10^{12}	-	*	-	$4.8 \cdot 10^{13}$	-	$1.6 \cdot 10^{14}$
$3 \cdot 10^{12}$	-	*	-	$2.5 \cdot 10^{13}$	-	$3.0 \cdot 10^{14}$
10^{13}	-	*	-	$2.3 \cdot 10^{13}$	-	$4.5 \cdot 10^{12}$

* Концентрация не приводится, так как происходит наложение пиков E3 (E4) и H1 (H2).

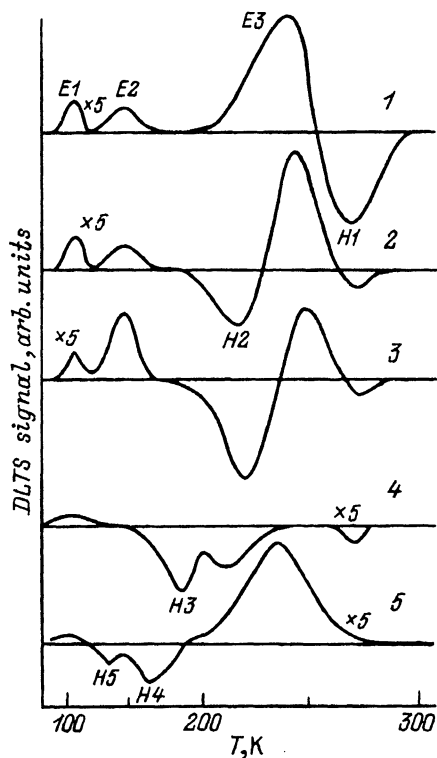


Рис. 2. Спектры DLTS для Si-FZ после облучения ионами дозой 10^{12} см^{-2} без отжига (1) и с отжигом при температурах T_a , °C: 2 — 150, 3 — 200, 4 — 300, 5 — 350. Время отжига 10 мин. Временной режим измерения: $t_1 = 10^3$ мкс, $\Delta t = 10^4$ мкс.

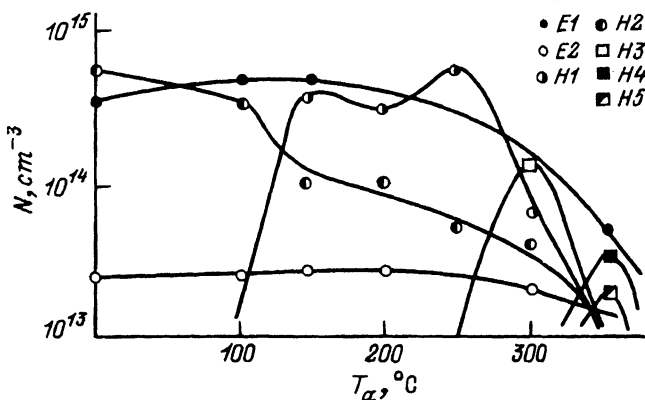


Рис. 3. Изменение концентрации глубоких центров N при изохронном отжиге Si-FZ, имплантированного ионами B^+ дозой 10^{12} см^{-2} .

Таблица 3. Зависимость параметров пика $H2$ от дозы внедренных ионов

Тип материала	Доза облучения, см ⁻²	Энергия ионизации уровня, эВ	σ , см ²
Si-FZ	$3 \cdot 10^{11}$	0.34	$3 \cdot 10^{-16}$
	10^{12}	0.44	$4 \cdot 10^{-15}$
	$3 \cdot 10^{12}$	0.63	$1 \cdot 10^{-12}$
	10^{13}	0.74	$1 \cdot 10^{-10}$
Si-CZ	$3 \cdot 10^{12}$	0.63	$5 \cdot 10^{-8}$
	10^{13}	0.78	$1 \cdot 10^{-8}$

личины заполняющего импульса позволили сделать вывод, что вблизи центра $E3$ появляется потенциальный барьер для электронов, причем величина этого барьера растет с дозой облучения и зависит от типа кристалла.

Наличие ловушек для разных типов носителей с близкими температурами максимумов пиков на спектрах DLTS приводит к сложностям в определении точного значения концентраций и энергий дефектов из-за их наложения. Поэтому в табл. 2 концентрация центров, соответствующая искаженным пикам не приводится, а в табл. 1 приведены энергии уровней для минимальных доз ионов.

На рис. 2, 3 представлены результаты изохронного отжига Si-FZ, облученного ионами дозой 10^{12} см⁻². При изохронном отжиге происходит частичный отжиг дивакансий в РО, что приводит к уменьшению энергии уровней радиационных дефектов и достижению ими своих стандартных значений. Параметры ловушек для неосновных носителей заряда также уменьшаются. При температуре отжига $T_a = 400^\circ\text{C}$ ловушек для неосновных носителей на кривых DLTS уже не наблюдается. На кривых отжига радиационных дефектов $E1$, $E3$ никаких особенностей не замечено.

Обсуждение результатов

Сравнение радиационных дефектов в кремнии при облучении нейтронами и ионами в малых дозах показывает, что в том и другом случаях наблюдаются одинаковые электрически активные дефекты, причем основными по концентрации являются дивакансии, сосредоточенные в разупорядоченных областях. Процесс развития отдельной РО по мере набора дозы определяется соотношением потоков вакансий и межузельных атомов к РО. В результате количество дивакансий, сосредоточенных в РО, может возрастать (т.е. поток вакансий больше потока межузельных атомов к РО), уменьшаться, либо выходить на некоторое стационарное значение. Как отмечалось выше, по мере увеличения дозы при нейтронном облучении характерный размер остается практически неизменным, а средняя плотность дивакансий N_w в РО падает. Следовательно, при нейтронном облучении за счет эффективных процессов аннигиляции не происходит разрастания РО. В частности, результатом аннигиляции является насыщение средней концентрации дивакансий [11] и сохранение кристаллической структуры кремния вплоть до доз $\sim 10^{20}$ см⁻² и более. При этом набор радиационных дефектов не меняется даже при дозах $\sim 10^{16}$ см⁻². Вместе с тем

при имплантации ионов B^+ с ростом дозы происходят качественные изменения в спектрах DLTS, а именно: а) появление пиков, связанных с ловушками для неосновных носителей заряда с аномально большим сечением захвата на них, которое возрастает по мере набора дозы ионов; б) возникновение потенциального барьера для захвата основных носителей заряда на центры; в) увеличение расчетных значений энергии уровней радиационных дефектов (в предположении фиксированного набора глубоких центров) при одновременном возрастании сечения захвата носителей заряда на них. Эти факты указывают на увеличение размеров дефектных скоплений и концентраций дефектов в них. В пределе это должно приводить к структурным изменениям в РО (либо в их окрестностях), так как известно, что при дозах ионов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [1] происходит полная аморфизация слоя кремния. Оценки показали, что темп объемной генерации дефектов в случае облучения ионами составлял $4.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и был того же порядка, что и при облучении нейтронами — $2.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако, как следует из полученных экспериментальных данных, концентрации введенных радиационных дефектов в имплантированном слое существенно выше (более чем на порядок) по сравнению с облучением нейтронами при равных количествах смещенных атомов на единицу длины пробега частицы.

Средний проекционный пробег R_p ионов B^+ с энергией 135 кэВ составляет ~ 0.44 мкм, а быстрых реакторных нейтронов — ~ 6.7 см. Скорее всего различие в пробегах ионов и нейтронов является определяющим фактором при накоплении радиационных дефектов. Действительно, при нейтронном облучении диффузионная длина вакансий и межузельных атомов оказывается много меньше величины пробега нейтронов [10] и, как следствие, эффективность взаимодействия с уже сформированными комплексами дефектов высока, что препятствует разрастанию РО. Толщина слоя нарушений при ионной имплантации сравнима с диффузионными длинами компонентов пар Френкеля, что приводит в силу большей подвижности межузельных атомов к их интенсивному оттоку в объем кристалла и на поверхность [10] из области $R_p + \Delta R_p$ и способствует более эффективному накоплению вакансионных дефектов в РО. При дальнейшем облучении разупорядоченные области, содержащие количество дивакансий больше некоторого значения, начинают расти за счет подхода точечных дефектов из новых каскадов смещений и усложняются. Энергетический потенциал $\Delta\varphi$, образовавшийся вокруг разрастающихся РО за счет глубоких центров, приводит к увеличению радиуса взаимодействия с точечными дефектами. Оценка в предположении равенства констант квазихимических реакций вакансий и межузельных атомов с разупорядоченными областями позволяет получить значения для концентрации дивакансий, необходимой для разрастания в процессе облучения: $\exp(\Delta\varphi/kT) > L_i/L_v$, где L_i и L_v — характерные длины диффузии межузельных атомов и вакансий соответственно. Из данных [11] $L_i/L_v \approx 10^2 \div 10^3$, тогда центрами возникновения новой фазы могут служить только каскады смещений, имеющие более $100 \div 200$ смещенных атомов. Расчеты с помощью программы TRIM показывают, что вероятность возникновения таких каскадов для ионов B^+ с энергией 135 кэВ составляет $0.1 \div 0.05$ на каждый падающий ион. Высокая концентра-

дия дивакансий приводит к прекращению волновых функций электронов на уровнях дивакансий и, как следствие, к заглуплению и расщеплению уровней ионизации E_i , а так как всегда существует некоторое распределение по размерам и концентрациям дефектов, то появляется заметный разброс в положении уровней ΔE_i . К аналогичным эффектам может приводить и перекрытие отдельных РО. Так как два уровня дивакансий являются акцепторными, то в достаточно больших областях (больше радиуса экранирования) происходит конверсия типа проводимости, что приводит к появлению в спектрах DLTS пиков, связанных с неосновными для данного материала носителями (дырками) (см. табл. 1, 2). При определенных условиях сечение захвата носителей на такие уровни будет определяться размерами и величиной потенциальной «ямы» РО, а не захватом на отдельный уровень, а к положению уровня в запрещенной зоне будет добавляться энергетический барьер между РО и матрицей. Действительно, экспериментально наблюдаемые уровни $H1$ и $H2$ имеют аномально большие сечения захвата, $\sim 10^{-10}$ см², а положение уровней — значительно более глубокое, чем донорный уровень дивакансии.

Каскады смещения практически одинаковы во всех использованных материалах, а положение уровня Ферми изменяется незначительно ($\sim 1.5kT = 0.036$ эВ). Как видно из табл. 1 и 2, для материала с различным примесным составом дозы, соответствующие изменению спектра дефектов, различны. Появление новых центров происходит раньше в кристаллах с меньшим содержанием примесей (кислорода, углерода и, особенно, золота). Эти факты, как и упомянутые выше (трансформация электронных состояний с увеличением дозы), свидетельствуют о том, что усложнение дефектного состава происходит за счет подвижных точечных дефектов.

Экспериментально наблюдаемый переход от стандартного набора радиационных дефектов к появлению новых уровней связан, по нашему мнению, со структурными изменениями в РО, предшествующими зарождению новой фазы. Процессы аморфизации связывают с накоплением как вакансий, так и межузельных атомов (см., например, [18]). Однако, так как накопление вакансий должно происходить параллельно с накоплением межузельной компоненты (в различных частях кристалла кремния), наблюдаемый в данной работе рост вакансионных скоплений дает информацию о процессах, предшествующих аморфизации, независимо от того, какого типа дефекты ответственны непосредственно за фазовый переход материала.

Таким образом, в работе обнаружено следующее.

Процесс накопления радиационных дефектов при ионной имплантации сопровождается разрастанием отдельных РО по мере набора дозы ионов, в противоположность случаю облучения нейтронами.

Начиная с некоторых доз ионов наблюдаются качественные изменения в спектре DLTS, заключающиеся: а) в заглуплении расчетных значений энергий уровней при одновременном возрастании сечения захвата носителей на них, б) появлении пиков, связанных с ловушками для неосновных носителей заряда, и в) в возникновении потенциального барьера для захвата основных носителей заряда на глубокие центры.

Начало трансформации дефектов зависит от примесного состава кристалла, причем наличие примесей, активно взаимодействующих с

подвижными точечными дефектами, приводит к возрастанию дозы ионов, при которой эта трансформация происходит. Экспериментально наблюдаемый переход от стандартного набора радиационных дефектов к появлению новых уровней связан, по нашему мнению, со структурными изменениями в РО, предшествующими зарождению новой фазы.

Авторы благодарны Н.Х. Талипову за проведение ионной имплантации образцов.

Список литературы

- [1] Ф.Ф. Комаров, А.П. Новиков, В.С. Соловьев, С.Ю. Ширяев. *Дефекты структуры в ионно-имплантированном кремнии*. (Минск, 1990).
- [2] R.J. Schreutelkamp, J.S. Custer, J.R. Liefing, W.X. Lu, F.W. Saris. *Mater. Sci. Reports*, **6**, 275 (1991).
- [3] D.A. Thompson. *Rad. Eff.*, **56**, 105 (1981).
- [4] А.В. Васильев, И.А. Копшик, С.А. Смагулова, М.А. Цвайгерт, С.С. Шаймеев. *ФТП*, **17**, 1155 (1987).
- [5] I.H. Wilson, N.J. Zheng, U. Knipping, I.S.T. Tsong. *Phys. Rev. B*, **38**, 8444 (1988).
- [6] J. Narayan, D. Fathy, O.S. Oen, O.W. Holland. *Mater. Latt.*, **2**, 211 (1984).
- [7] И.В. Антонова, А.В. Васильев, В.И. Панов, С.С. Шаймеев. *ФТП*, **23**, 1519 (1989).
- [8] И.В. Антонова, С.С. Шаймеев. *ФТП*, **24**, 1240 (1990).
- [9] И.В. Антонова, А.В. Васильев, В.И. Панов, С.С. Шаймеев. *ФТП*, **23**, 1076 (1989).
- [10] L.C. Kimerling. In: *Radiation Effects in Semiconductors*. Inst. Phys. Conf. Ser. 31 (London-Bristol, 1977), p. 221.
- [11] V.D. Akhmetov, V.V. Bolotov, L.S. Smirnov, V.A. Kharchenko. *Phys. St. Sol. (a)*, **75**, 601 (1983).
- [12] П.В. Кучинский, В.М. Ломако, Л.Н. Шахлевич. *ФТП*, **22**, 1213 (1988).
- [13] А.В. Васильев, С.А. Смагулова, С.С. Шаймеев. *ФТП*, **16**, 1983 (1982).
- [14] Л.С. Берман, В.Б. Воронков, А.Д. Ременюк, М.Р. Толстобров. *ФТП*, **21**, 140 (1987).
- [15] В.В. Болотов, В.Н. Спиридонов, В.М. Эмексузян. *Поверхность*, вып. 8, 49 (1988).
- [16] D.V. Lang, H.G. Grimmeiss, E. Jaros, E. Meijer. *Phys. Rev. B*, **22**, 3917 (1980).
- [17] И.В. Антонова, А.В. Васильев, В.И. Панов, С.С. Шаймеев. *ФТП*, **23**, 253 (1989).
- [18] J.R. Ayres, S.D. Brotherton. *J. Appl. Phys.*, **76(6)**, 2702 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Transformation of radiation defects and their clusters in B⁺ ion-implanted silicon

I.V. Antonova, S.S. Shaimееv

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090, Novosibirsk, Russia

DLTS were used in studying defect accumulation in *n*-type silicon implanted with 135 keV B⁺ ions in a dose range 10¹¹–10¹³ cm⁻² at room temperature. The analysis of DLTS spectra has shown drastic changes in them: appearance of new peaks i.e. traps for minority carriers having anomalously large cross-sections; the increase of calculated values of the energies of radiation defect levels (*A*-centers, *E*-centers, divacancies) under simultaneous growth of the charge carrier capture cross-section, appearance of a potential barrier for the capture of majority carriers at centers. These changes relate, apparently, to processes of growth and transformation of the defect areas.