

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ ЗА ОБЛАСТЬЮ ТОРМОЖЕНИЯ ИОНОВ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ В КРЕМНИЙ

© И.В. Антонова, Г.А. Качурин, И.Е. Тыщенко, С.С. Шаймеев

Институт физики полупроводников

Сибирского отделения Российской академии наук

630090 Новосибирск, Россия

(Получена 11 мая 1995 г. Принята к печати 11 января 1996 г.)

Методом DLTS исследовались дефекты в кремнии, создаваемые ионной имплантацией за пределами области торможения ионов. После имплантации ионов при температуре мишени $T_i \leq 700^\circ\text{C}$ в кремнии были обнаружены дискретные уровни, заполнение которых зависело логарифмически от длительности заполняющего импульса. При имплантации с $T_i \geq 800^\circ\text{C}$ в спектре были видны полосы из нескольких уровней. Для них были характерны быстрое ($t < 10$ мкс) одновременное заполнение и корневая зависимость их концентрации от дозы ионов. При температуре мишени $T_i = 1000^\circ\text{C}$ формирования уровней не было обнаружено. Предполагается, что при $T_i \leq 700^\circ\text{C}$ за образование уровней ответственны близко расположенные точечные центры (например, внутри стержнеобразных дефектов), заполнение которых затруднено кулоновским отталкиванием. При температуре мишени между 800 и 100°C образуются дефекты, расположенные на краях дислокационных петель.

Введение

При ионной имплантации проблема проникновения подвижных точечных дефектов в подложку на большие глубины всегда была актуальной. По мере перехода ко все более сложным многослойным приборным структурам этот вопрос приобретает особую остроту. Если имплантация ведется в холодную мишень, то в области максимума упругих потерь энергии ионов на расстоянии R_d быстро накапливаются структурные нарушения кристаллической решетки, сами являющиеся стоками для подвижных точечных дефектов. В результате формируется аморфный слой, толщина которого примерно соответствует длине пробега ионов. Во многих практически важных случаях внедрение проводится в нагретые подложки, когда скорость накопления нарушений в области R_d понижена, а коэффициенты диффузии точечных дефектов велики. Это создает предпосылки для глубокого проникновения точечных дефектов за пределы области R_d . В работах [1,2] с помощью просвечивающей электронной микроскопии было

установлено, что при фиксированной температуре мишени проникновение видимых нарушений вглубь в сильной степени зависит от массы ионов. После бомбардировки легкими частицами совершенные дислокационные петли прослеживались на глубинах более 1 мкм. После тяжелых ионов все видимые нарушения были сосредоточены в слое менее 0.5 мкм. Вместе с тем при температурах имплантации $T_i > 600^\circ\text{C}$ даже при использовании достаточно тяжелых ионов ускорение диффузии наблюдалось далеко за областью R_d , что свидетельствовало о глубоком проникновении точечных дефектов [2-5]. До сих пор, однако, не была ясна окончательная судьба этих дефектов — рекомбинируют ли они полностью, образуют ли преципитаты, в том числе электрически активные, и если да, то при каких условиях. Настоящая работа посвящена исследованию процессов дефектообразования в кремнии на глубинах, существенно превышающих R_d .

Методика эксперимента

В экспериментах использовался выращенный по методу Чохральского кремний n -типа, легированный фосфором до уровня 10^{15} см^{-3} . Образцы облучались ионами Ne^+ , Ar^+ и Xe^+ при температурах $T_i = 600\div 1000^\circ\text{C}$ и плотностях тока $j = 1\text{ мкА/см}^2$. Интервал доз составлял $10^{13}\div 10^{15}\text{ см}^{-2}$. Энергии ионов были от 75 до 135 кэВ, так что расстояние R_d всегда было менее 0.2 мкм. Исследования проводились методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) с использованием барьеров Шоттки кремний-золото. DLTS-измерения проводились на частоте 1 МГц. Параметры временного окна составляли $t_1 = 1\text{ мс}$ и $t_2 = 11\text{ мс}$, что соответствовало скорости эмиссии 240 с^{-1} . Тестируемая область начиналась с глубины 1.05 мкм и при увеличении обратного смещения на барьере от 0 до 12 В могла достигать 5 мкм. Таким образом, исследовались области, расположенные далеко за местом выделения упругих потерь энергии ионов.

Результаты

Было обнаружено, что после имплантации 10^{15} см^{-2} ионов Ag^+ при температурах $T_i = 600\div 900^\circ\text{C}$ в исследуемых областях формируются электрически активные центры, спектры DLTS которых представлены на рис. 1. С ростом T_i изменяется положение и структура пиков, причем концентрация наблюдаемых центров убывает и при $T_i = 1000^\circ\text{C}$ они исчезают полностью (рис. 2). Вместо пика, характерного для дискретного уровня ($T_i = 600\div 700^\circ\text{C}$), появляется широкий спектр, который связан с наличием набора уровней в запрещенной зоне ($T_i = 800\div 900^\circ\text{C}$). Значения энергии уровней и сечения захвата электронов на них приведены в таблице. На рис. 3 показано изменение степени заполнения уровней f с увеличением длительности заполняющего импульса для образцов, облучавшихся ионами Ag^+ при разных температурах. С ростом T_i время заполнения до $f \simeq 1$ падает от 1000 мкс при 700°C до менее 10 мкс при $T_i = 900^\circ\text{C}$. При $T_i < 700^\circ\text{C}$ зависимость доли заряженных центров от длительности заполняющего импульса близка к логарифмической.

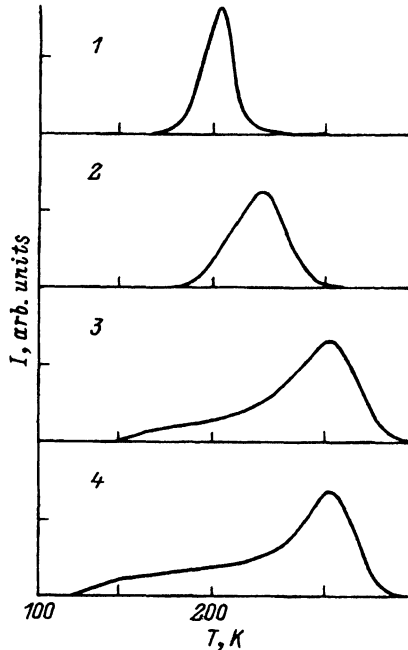


Рис. 1. Изменение спектров DLTS с ростом температуры облучения ионами Ag^+ T_i , °C: 1 — 600, 2 — 700, 3 — 800, 4 — 900.

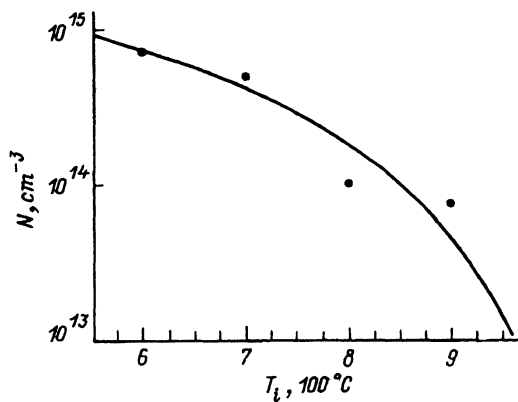


Рис. 2. Уменьшение с ростом T_i суммарной концентрации глубоких уровней N . Доза облучения $F = 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

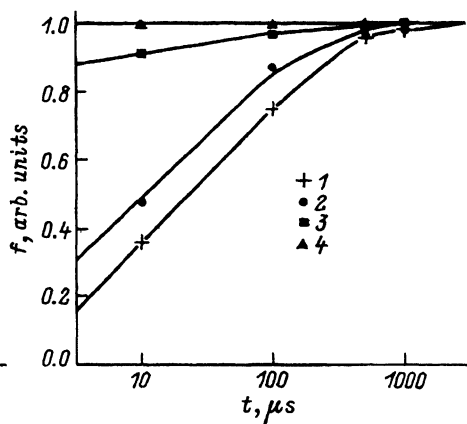


Рис. 3. Зависимость степени заполнения f глубоких уровней от длительности заполняющего импульса t после внедрения 10^{15} см^{-2} ионов Ag^+ при температуре облучения T_i , °C: 1 — 600, 2 — 700, 3 — 800, 4 — 900.

Была исследована также зависимость особенностей формирования дефектов от массы бомбардирующих ионов. С учетом энергий, затрачиваемых ионами на упругие столкновения, дозы подбирались таким образом, чтобы суммарные упругие потери у всех трех сортов ионов были близки. Выраженные в единицах: количество смещений на см^2 , они лежали в интервале $(5-10) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Результаты экспериментов

Параметры электрически активных центров для разных температур T_i облучения кристаллов кремния ионами Ne, Ar и Xe дозой 10^{15} см^{-2}

Ионы	$T_i, ^\circ\text{C}$	$E_c - E_m, \text{эВ}$	$\Delta E, \text{эВ}$	$\sigma_e, \text{см}^2$	$\sigma_c, \text{см}^2$
Ne ⁺	900	0.22	0.01	$6 \cdot 10^{-18}$	$6 \cdot 10^{-18}$
		0.31	0.02		
	600	0.58	-	10^{-11}	10^{-18}
Ar ⁺	700	0.56	-	$3 \cdot 10^{-12}$	10^{-17}
		800	0.33	0.06	$2 \cdot 10^{-14}$
		0.50	0.07		
	900	0.33	0.20	$2 \cdot 10^{-14}$	$> 10^{-16}$
		0.50	0.04		
Xe ⁺	1000	-	-	-	-
		900	0.22	-	
		0.33	0.06	$2 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-14}$
		0.51	0.01		

Примечание. $E_c - E_m$ — положение глубокого уровня или максимума в распределении плотности состояний в запрещенной зоне; ΔE — полуширина распределения плотности состояний; σ_e — сечение эмиссии электронов с уровней; σ_c — сечение захвата электронов на уровни.

представлены на рис. 4. Видно, что при близости суммарных упругих потерь имеет место усложнение энергетического спектра уровней с ростом массы ионов от Ne⁺ к Xe⁺.

Дозовая зависимость проникающих на большую глубину центров изучалась после имплантации ионов Xe⁺ при фиксированной $T_i = 900^\circ\text{C}$. Как видно из рис. 5, она оказывается сублинейной (концентрация дефектов пропорциональна дозе в степени 1/2). Для дозы Xe⁺ 10^{14} см^{-2} был снят профиль распределения электрически активных центров по глубине. Их концентрация убывала с глубиной, достигая предела обнаружительной способности методики $10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ вблизи 3 мкм (рис. 6). Было также обнаружено, что по мере продвижения в глубь кристалла размытие энергетических уровней снижается.

Обсуждение результатов

В литературе имеется пока мало данных о глубоких уровнях, сохраняющихся в кремнии *n*-типа после высокотемпературной термообработки. Простейшие комплексы при температуре $T_i > 600^\circ\text{C}$ диссоциируют и сохраняются лишь относительно крупные нарушения. Например, в работе [6] сообщалось о появлении уровней $E_c - 0.29 \text{ эВ}$ и $E_c - 0.54 \text{ эВ}$ после пластической деформации при 650°C , а после $850 \div 900^\circ\text{C}$ доминировал центр $E_c - 0.51 \text{ эВ}$, приписываемый дислокациям. По данным [7], пик вблизи $E_c - 0.51 \text{ эВ}$ состоял фактически из нескольких линий. В то же время в работе [8] с дислокациями связывали уровень $E_c - 0.40 \text{ эВ}$, остающийся в Si после отжига имплантированных слоев при 900°C . Данные о введении электрически активных центров

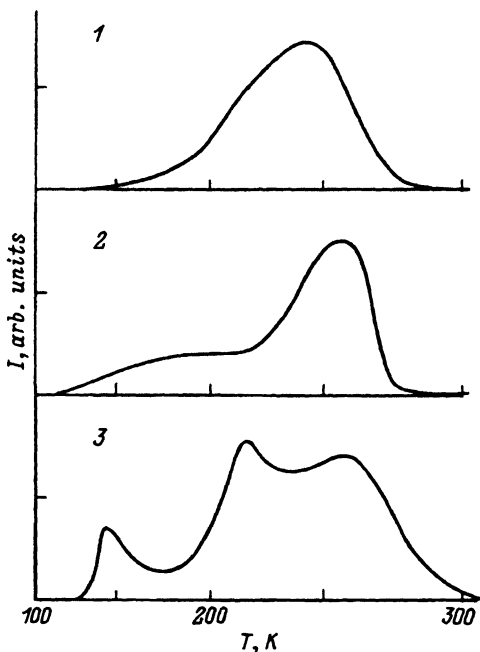


Рис. 4. Спектры DLTS после облучения ионами разной массы при фиксированной температуре мишени $T_i = 900^\circ\text{C}$: 1 — Ne^+ , 2 — Ar^+ , 3 — Xe^+ .

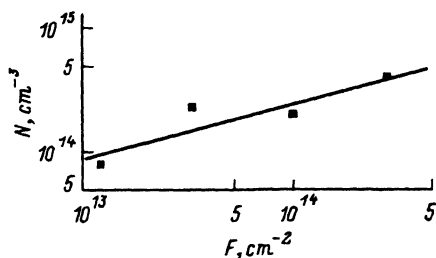


Рис. 5. Рост концентрации глубоких центров N с увеличением дозы F ионов Xe^+ при $T_i = 900^\circ\text{C}$. Сплошная линия — зависимость $N \sim F^{0.2}$.

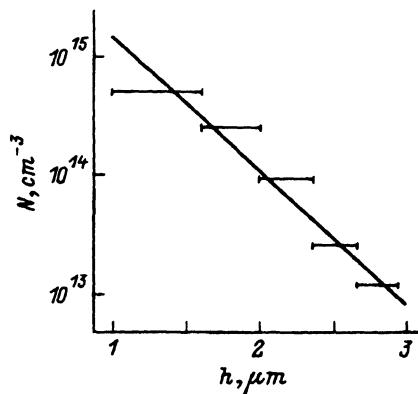


Рис. 6. Распределение концентрации электрически активных центров по глубине h после внедрения 10^{14}cm^{-2} ионов Xe^+ при $T_i = 900^\circ\text{C}$.

при высоких температурах за счет преципитации примесей отсутствуют. В свете изложенного при обсуждении результатов в первую очередь следует принимать во внимание не положение уровней, а условия их проявления, изменения или исчезновения.

Мы полагаем, что при $T_i = 600 \div 700^\circ\text{C}$ доминировавшие уровни были обусловлены плотными скоплениями однотипных точечных несовершенств. Об этом свидетельствуют дискретность уровней (рис. 1) и характер зависимости их заполнения от длительности заряжающего импульса (рис. 2). Подобную логарифмическую зависимость наблю-

в [6] и объясняли кулоновским отталкиванием электронов вследствие близкого расположения центров. Примером известного устойчивого до 700 °С структурного несовершенства в Si являются стержнеобразные дефекты. Они представляют собой тесные скопления межузельных атомов, способных при дальнейшем нагреве превращаться в дислокационные петли. Оценки линейной плотности электрически активных центров, выполненных в соответствии с [6], дают значения $(0.8 \div 1.4) \cdot 10^3 \text{ мкм}^{-1}$.

Уровни, наблюдаемые при $T_i = 800 \div 900 \text{ °С}$, принадлежат, по видимому, мелким дислокационным петлям. Одним из аргументов является то, что при столь высоких температурах иные структурные нарушения в Si не сохраняются [7-10]. Два других аргумента вытекают из наблюдавшихся нами больших скоростей заполнения центров и превращения дискретных уровней в размытые полосы (рис. 1-3). Согласно [9], после высокотемпературных прогревов дислокационным петлям присуща высокая степень реконструкции оборванных связей, так что на периметре петель электрически активными оказываются менее одного процента атомов. В такой ситуации, когда даже в пределах одной петли центры удалены друг от друга на десятки межатомных расстояний, кулоновское отталкивание не может замедлить заполнение уровней и они заряжаются независимо и быстро. Что касается размытия уровней, то оно связано скорее всего в разными размерами и кривизной петель. Соответственно, разными будут и деформации решетки вблизи центров. Ранее по данным электронной микроскопии было установлено, что возможность зарождения и роста совершенных межузельных дислокационных петель сохраняется до $T_i = 900 \text{ °С}$ и по давлению при $T_i = 1000 \text{ °С}$ [1,2]. Этот же температурный интервал зафиксирован и в настоящей работе, причем контролировались нарушения, которые еще не различимы в электронный микроскоп.

Из результатов настоящей работы, как и из данных [1,2], следует, что температура $T_i = 900 \text{ °С}$ была близка к предельной для возможности конденсации подвижных точечных дефектов. Поэтому вероятность конденсации оказалась весьма критичной к уровню пересыщения точечными дефектами. В условиях экспериментов уровень пересыщения определялся массой ионов, так как использовались равные плотности ионных токов (и сопоставимые суммарные упругие потери), а более тяжелые ионы обеспечивали более высокий темп генерации. Темп генерации пар Френкеля ионами Xe^+ был выше, чем у Ne^+ всего на порядок. Если время жизни вакансий и междоузлий определялось рекомбинацией, то избыточные концентрации различались не более чем в $\sqrt{10}$ раз. Тем не менее такое различие приводит к значительному изменению спектров DLTS (рис. 4). Вместе с тем для зарождения новых петель пересыщение должно поддерживаться достаточно длительное время. В специальном эксперименте мы облучали образцы ионами Ne^+ при $T_i = 900 \text{ °С}$. За счет увеличенной дозы суммарные упругие потери ионов Ne^+ более чем в 6 раз превосходили потери ионов Xe^+ . Энергия ионов Ne^+ была доведена до 500 кэВ, что обеспечивало генерацию смещений атомов непосредственно в зондируемом слое ($R_d = 1.6 \text{ мкм}$). Тем не менее образования электрически активных центров замечено не было, хотя мгновенная концентрация точечных дефектов в пиках смещений ионов Ne^+ достигает величины порядка $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. По-

сле ионов Xe^+ образование центров наблюдается до глубины 3 мкм (рис. 6). Из опытов по радиационно-ускоренной диффузии известно, что под ионным облучением квазистационарное пересыщение подвижными дефектами поддерживается на уровне от $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ вблизи R_d до равновесного значения (10^{10} см^{-3} для 900°C) на удалении более 2 мкм [11]. Следовательно, при создаваемых ионами Ne^+ пересыщения порядка $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ время жизни дефектов в пиках смещений оказалось мало для формирования зародышей петель критического размера. Наконец ограничения возможности образования новых петель при $T_i = 900^\circ\text{C}$ приводят к тому, что избыточные подвижные дефекты преимущественно конденсируются на уже сформировавшиеся. Периметры петель при этом должны расти как корень из дозы ионов и корневая зависимость концентрации центров от дозы (рис. 5) указывает на то, что центры формируются на периметрах дислокационных петель.

Заключение

Методом DLTS исследовано формирование в кремнии при $600 \div 1000^\circ\text{C}$ электрически активных центров на глубинах $1 \div 5$ мкм при генерации смещений в приповерхностном слое толщиной порядка 0.2 мкм при ионной имплантации. Установлено, что центры способны формироваться вплоть до температуры облучения $T_i = 900^\circ\text{C}$, причем с ростом T_i их концентрация падает и при $T_i = 1000^\circ\text{C}$ они не образуются совсем. При фиксированной T_i вероятность образования центров увеличивается с повышением темпа генерации смещений и квазистационарного пересыщения проникающими в глубь точечными дефектами. До $T_i = 700^\circ\text{C}$ доминируют центры с дискретным уровнем $E_c - 0.57 \text{ эВ}$, заполнение которых логарифмически зависит от длительности заряжающего импульса. От $T_i = 800^\circ\text{C}$ и выше преобладает образование структурных несовершенств, дающих размытый спектр DLTS и заряжающихся быстрее 10 мкс. Для этих центров характерна корневая зависимость концентрации от дозы. Предполагается, что в случае $T_i \leq 700^\circ\text{C}$ уровни принадлежат тесным скоплениям точечных дефектов (например стержнеобразных дефектов), заполнение которых замедляется из-за кулоновского отталкивания. Для $T_i \geq 800^\circ\text{C}$, по-видимому, преобладают мелкие дислокационные петли с дефектами, локализованными на периметре, растущем как корень от дозы внедренных ионов.

Авторы искренне признательны В.В.Калинину за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда Дж.Сороса (грант присужден Американским физическим обществом).

Список литературы

- [1] Г.А. Качурин, Л.И. Федина, И.Е. Тыщенко. Поверхность, 1, 72 (1990).
- [2] G.A. Kachurin, I.E. Tyschenko, L.I. Fedina. Nucl. Inctr. Meth., В 68, 323 (1992).
- [3] K. Holldack, H. Kerkow, W. Ferntrup. Phys. St. Sol. (a), 94, 357 (1986).
- [4] P. Pichler, R. Schork, T. Klauser, H. Ryssel. Appl. Phys. Lett., 60, 953 (1992).
- [5] P. Pichler, R. Schork, T. Klauser, H. Ryssel. IEICE Trans. Electron., E75-C, 128 (1992).
- [6] P. Omling, E.R. Weber, Z. Montelius, H. Alexander, J. Michel. Phys. Rev. B, 32, 6571 (1985).

- [7] Е.Р. Вебер, П. Омлинг, К. Кизеловски-Киммерих, Х. Александер. Изв. АН СССР. Физика, **51**, 644 (1987).
- [8] J.R. Ayres, S.D. Brotherton, J.M. Shannon, J. Politiek. Appl. Phys. Lett., **57**, 2214 (1990).
- [9] J.R. Ayres, S.D. Brotherton. J. Appl. Phys., **71**, 2702 (1992).
- [10] K. Seshan, J. Washburu. Rad. Eff., **37**, 147 (1978).
- [11] G.A. Kachurin, I.E. Tyshchenko, L.I. Fedina, E. Wieser, Ch. Weise. Phys. St. Sol. (a), **102** 265 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

Electrically active centers beyond the stopping ranges of ions implanted in heated silicon

I.V. Antonova, G.A. Kachurin, I.E. Tyschenko, S.S. Shaimeev

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

DLTS was used to study the ion implantation induced defects in Si beyond the stopping ranges of the ions. For the target temperatures $T_i \leq 700^\circ\text{C}$ discrete deep levels have been found, their filling time being logarithmically dependent on the charging pulse duration. For $T_i \geq 800^\circ\text{C}$ the band of several levels was seen. Fast ($t < 10 \mu\text{s}$) simultaneous filling and a square root dependence of the concentration on ion dose were peculiar to the levels. No levels were found to occur for $T_i = 1000^\circ\text{C}$. It is suggested that under $T_i = 700^\circ\text{C}$ the defects represent tight aggregates of the centers (inside the rod-like defects) thus influencing the electrical charging of each other. Between $T_i = 800^\circ\text{C}$ and 1000°C the found levels belong to perimeters of dislocation loops.
