

P14-2000-104

В.С.Вариченко<sup>1</sup>, А.Ю.Дидык, Н.М.Казючиц<sup>1</sup>,  
А.Р.Челядинский<sup>1</sup>

**ОСОБЕННОСТИ  
ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРЕМНИИ,  
ОБЛУЧЕННОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ  
ИОНАМИ КРИПТОНА И КСЕНОНА**

Направлено в оргкомитет XIV Международной конференции  
по физике радиационных явлений  
и радиационному материаловедению,  
Алушта, июнь 2000 г.

---

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, Минск

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность создания заглубленных слоев и многослойных структур в полупроводниках определяет практический интерес к высокоэнергетичной ионной имплантации. С научной точки зрения интерес представляет специфика дефектообразования, пространственное распределение нарушений, их отжиг в кристаллах, облученных ионами больших энергий. В данной работе эти вопросы рассмотрены на примере кремния, имплантированного ионами  $Kr^+$  с энергией 210 МэВ и ионами  $He^+$  с энергией 5,6 ГэВ.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования выполнены методом двухкристального рентгеновского спектрометра на излучении  $CuK_{\alpha 1}$  в четвертом порядке отражения от плоскостей (111). Точность определения изменения периода решетки кремния в результате имплантации составляла  $\pm 1 \times 10^{-6}$  нм. По измеренному значению изменения периода решетки, исходя из того, что в области преобладающих дефектов смещения атомов составляют 0,01 нм, оценивалась концентрация дефектов [1]. Пространственное распределение нарушений исследовалось при послойном удалении слоев кремния с помощью шлифовки образцов микронной алмазной пастой. Точность определения толщины образцов составляла  $\pm 0,5$  мкм. Изохронный отжиг имплантированных структур проводился в вакуумированных кварцевых ампулах. Точность поддержания температуры составляла  $\pm 2$  °С. Для исключения каналирования в процессе имплантации образцы устанавливались так, что угол между нормалью к облучаемой плоскости и осью пучка составлял  $5^\circ$ .

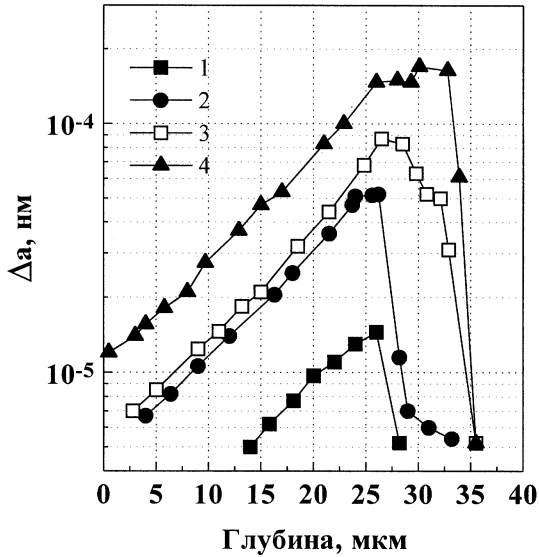


Рис.1. Пространственное распределение изменения периода решетки  $\Delta a$  в кремнии, облученном ионами Kr с энергией 210 МэВ и дозами  $8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (1),  $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (2),  $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (3),  $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (4)

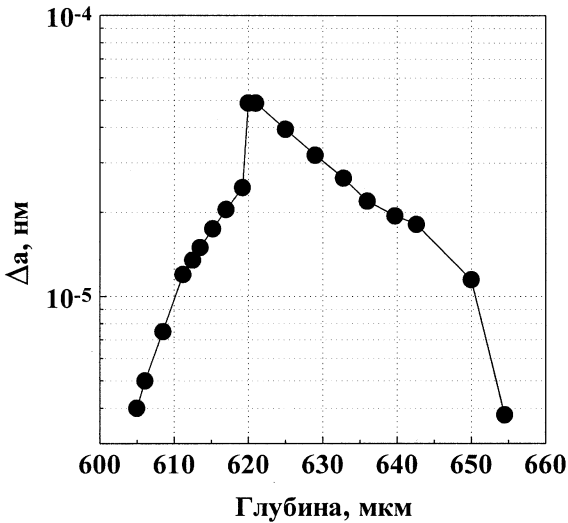


Рис.2. Пространственное распределение изменения периода решетки  $\Delta a$  в кремнии, облученном ионами Xe с энергией 5,68 ГэВ и дозой  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$

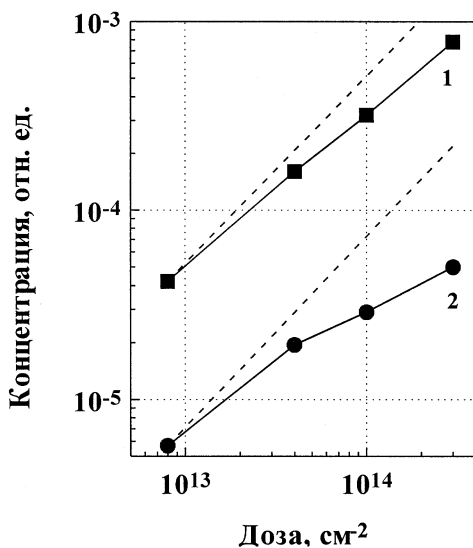


Рис.3. Дозовая зависимость концентрации радиационных дефектов в кремнии, облученном ионами Kr с энергией 210 МэВ и дозой  $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ : 1 - на поверхности образца, 2 - на глубине 15 мкм

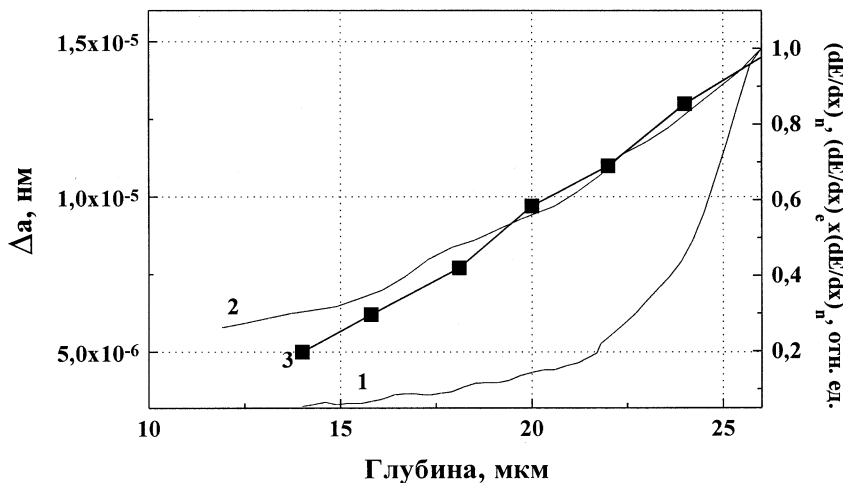


Рис.4. Пространственное распределение ядерных потерь (1), произведения ядерных и электронных потерь (2) ионов Kr с энергией 210 МэВ и экспериментально измеренной концентрации радиационных дефектов (3) в кремнии, облученном ионами Kr с энергией 210 МэВ и дозой  $8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.1 представлены профили изменения периода решетки  $\Delta a$  по глубине кремния, имплантированного различными дозами ионов  $Kr^+$  с энергией 210 МэВ. Распределение нарушений (по  $\Delta a$ ) по глубине в кремнии, облученном ионами  $He^+$  с энергией 5,6 ГэВ и дозой  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , показано на рис.2. В случае облучения ионами  $He^+$  с дозой  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  используемый метод позволяет чувствовать дефекты только с глубины около 600 мкм. Как в случае ионов  $Kr^+$ , так и  $He^+$  положения максимумов распределения нарушений достаточно хорошо совпадают с расчетными значениями, выполненными по программе TRIM-90. Более подробно на этом вопросе мы остановимся ниже. Как видно из рис.1, с ростом дозы облучения в распределении дефектов появляется заглубленный хвост (кривая 2), а при более высоких дозах появляется дополнительный максимум на глубине  $\sim 31$  мкм (кривые 3,4). При дозе ионов  $Kr^+$   $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  этот максимум становится выше основного.

На рис.3 кривой 1 показано в относительных единицах суммарное накопление радиационных дефектов (площади под кривыми 1-4 на рис.1) с ростом дозы ионов  $Kr^+$ . Кривой 2 на рис.3 показано накопление дефектов в этих же образцах на глубине 15 мкм. Отклонение от линейности в накоплении дефектов в этом случае еще более явное.

На рис.4 кривой 1 показан профиль упругих потерь энергии ионов  $Kr^+$  с энергией 210 МэВ, рассчитанный по программе TRIM-90. Кривой 2 на этом рисунке представлено произведение кривых упругих и неупругих потерь. Здесь же приведены экспериментальные значения распределения по глубине слоя внедрения для ионов  $Kr^+$  с дозой  $8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , когда заглубленный нарушенный слой еще не возникает. Хорошее совпадение экспериментальных данных с кривой 2 свидетельствует о влиянии электронных потерь на дефектообразование. Но этот же факт говорит и о том, что электронные потери не определяют самостоятельный механизм дефектообразования. Если бы

электронные потери были самостоятельным источником дефектов, то экспериментальная кривая определялась бы суммой кривых упругих и неупругих потерь энергии иона. Увеличение числа смещений обусловлено, скорее всего, снижением величины пороговой энергии смещений атомов из узлов решетки при высоком уровне ионизации атомов мишени. Действительно, для ионов  $\text{Xe}^+$  с энергией 5,6 ГэВ уровень ионизационных потерь очень высок в начале пути иона, но поскольку потери энергии иона на упругие взаимодействия здесь не велики, то концентрация дефектов настолько мала, что данным методом не фиксируется.

В силу условий эксперимента появление заглабленного максимума дефектов не может быть объяснено кристаллографическим каналированием. Возникновение второго максимума дефектов мы связываем с попаданием ионов  $\text{Kr}^+$  в созданные предыдущими ионами треки. Расчеты по программе TRIM-90 показывают, что экспериментально наблюдаемое образование второго максимума дефектов на глубине  $\sim 31$  мкм будет иметь место, если плотность вещества в треке иона или, по крайней мере, в его центральной части на  $\sim 10\%$  меньше плотности кристалла. Если на единичную поверхность  $S$  кристалла падает  $N$  ионов, то попадание в выделенную область  $s$  поверхности  $n$  ионов ( $n=1,2,3$  и т.д.) задается распределением Пуассона:

$$P(N, s, n) = \exp(-N \cdot s) \times \frac{(N \cdot s)^n}{n!}.$$

Выделенная область  $s$  - это характерный размер сечения трека с меньшей плотностью относительно матрицы. На рис.5  $P(N \cdot s)$  графически представлены для  $n=1,2,3,4,5$ . Численные значения  $P(N \cdot s)$  определяют относительные значения площадей, занимаемых неперекрытыми треками (кривая 1), дважды перекрытыми (кривая 2) и т.д. Исходя из экспериментальных данных (рис.1), можно оценить, что начало наложения треков имеет место при дозе ионов

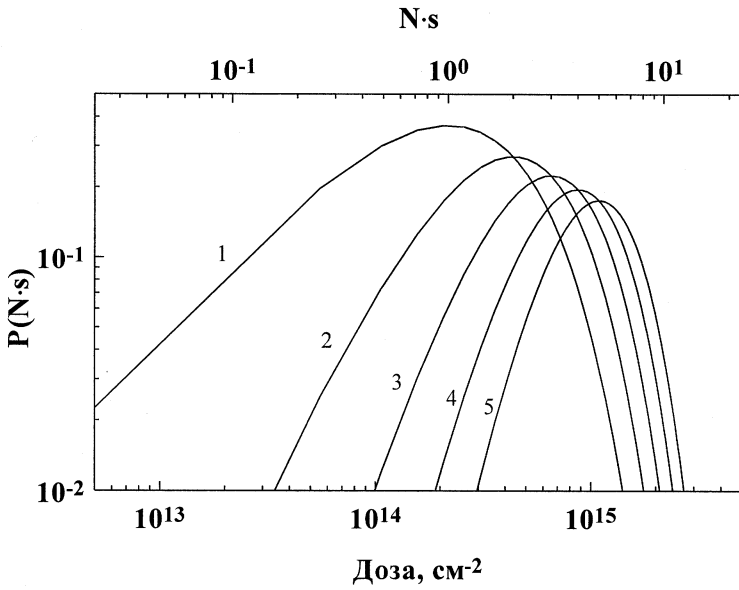


Рис.5. Распределение Пуассона для неперекрытых (1) и  $n$ -кратно перекрытых треков (2-5)

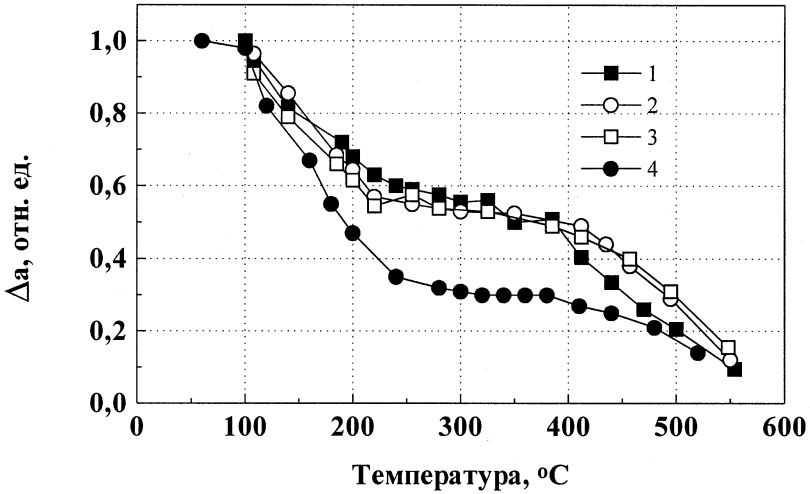


Рис.6. Восстановление периода решетки  $\Delta a$  в процессе изохронного отжига в кремнии, облученном ионами Kr с энергией 210 МэВ и дозой  $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (1 - в приповерхностном слое, 2 - на глубине 15 мкм, 3 - на глубине 25 мкм) и ионами Xe с энергией 5,68 ГэВ и дозой  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (4 - на глубине максимума распределения радиационных дефектов)

$\sim 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Теперь мы можем совместить оси абсцисс зависимостей  $\dot{P}(N \cdot s)$  и дозы ионов. Это позволяет оценить размер трека с меньшей плотностью вещества иона  $\text{Kr}^+$  с энергией 210 МэВ. Его диаметр составляет порядка 1 нм. Для более тяжелых ионов  $\text{Xe}^+$  размер трека больше, и их перекрытие имеет место при более низких дозах. Дополнительный максимум явно выражен уже при дозе ионов  $\text{Xe}^+ 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (рис.2).

Отклонение от линейности в интегральном накоплении дефектов (рис.3, кривая 1) связано с аннигиляцией вновь образующихся подвижных вакансий и междоузельных атомов Si с ранее введенными устойчивыми дефектами. Еще более выраженная сублинейность в накоплении дефектов на глубине 15 мкм (рис.3, кривая 2) обусловлена уменьшением потерь энергии ионов, движущихся по ранее созданным трекам. Эта энергия затем идет на образование заглубленного нарушенного слоя. При дозе ионов  $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  второй максимум нарушений становится выше основного. Это говорит о том, что при этой дозе число ионов, прошедших по трекам, больше числа ионов, сформировавших первичные треки. Как видно из распределений  $P(N \cdot s)$  на рис.5, при дозе ионов  $\text{Kr}^+ 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  общее число дважды, трижды и четырежды перекрытых треков больше, чем неперекрытых.

Интерес представляет то, какие дефекты вводятся на различных глубинах их распределения. В частности, образуются ли в приповерхностном слое области скопления дефектов или преимущественно изолированные точечные дефекты? Для ответа на этот вопрос целесообразно изучить отжиг дефектов. На рис.6 представлены кривые восстановления периода решетки кремния, имплантированного ионами  $\text{Kr}^+$ , в процессе изохронного отжига в приповерхностном слое (кривая 1) на глубине 15 мкм (кривая 2) и на глубине 25 мкм (кривая 3). На этом же рисунке кривой 4 представлен отжиг дефектов в кремнии, облученном ионами  $\text{Xe}^+$ , на глубине максимума их распределения.

Восстановление периода решетки происходит на двух основных стадиях: 100-280 и 380-600 °С. Такие же стадии отжига наблюдаются и в кремнии,



облученном ионами средних масс при обычных энергиях, например, ионами  $\text{Si}^+$  с энергией 200 кэВ [2]. На первой стадии отжигаются преимущественно дивакансии [3]. На второй стадии отжигаются более сложные комплексы, например, пятиякансионные (Si-Pi центры) и другие, еще не идентифицированные [4,5]. Эти сложные дефекты образуются при термообработке облученных образцов как результат структурной перестройки дефектов, сосредоточенных в ядре кластера. Дефекты на периферии области скоплений и за ее пределами отжигаются, формируя первую стадию отжига. В работах [4,5] указывалось, что образование при отжиге сложных радиационных комплексов характерно только для случаев облучения тяжелыми частицами (нейтронами, ионами), создающими каскады смещений. В случае легких ионов (включая  $\text{Li}^+$ ) с энергиями десятки, сотни кэВ вторая стадия отжига не наблюдается [3]. В температурном интервале первой стадии отжигаются также междоузельные комплексы типа Si-P6 [6] при температуре 120 °С. Междоузельные комплексы типа Si-B3 [7] отжигаются при температуре ~560 °С. В работах [3,8] установлено, что концентрации междоузельных комплексов сравнимы с концентрацией дивакансий - преобладающего устойчивого при комнатной температуре дефекта вакансионного типа в имплантированном кремнии.

Из рис.6 видно, что и у поверхности, и на глубине нарушенного слоя (кривые 1-3) наблюдаются обе стадии отжига. При этом доли дефектов, отжигающихся на стадиях 1 и 2, одинаковы на разных глубинах нарушенного слоя. Это указывает на то, что по всему распределению образуются одинаковые области скоплений дефектов. В соответствии с моделью Ченга [9] области скоплений дефектов, в идеале со сферической симметрией, состоят из дивакансионного ядра, а дефекты междоузельного типа образуют внешнюю оболочку. В случае высокоэнергетичных ионов трек имеет осевую симметрию с ядром из дивакансий и оболочкой преимущественно из дефектов междоузельного типа.

Можно было ожидать, что с ростом дозы ионов вследствие многократного перекрытия треков второй максимум дефектов должен расширяться в глубину. Однако этого не наблюдается (рис.1). Очевидно, это происходит потому, что перекрытие треков не является идеальным и происходит перемешивание в области перекрытия более плотной оболочки трека с менее плотным ядром. При идеальном наложении двух треков плотность вещества в его ядре становилась бы еще меньше, чем в первичном. Тогда третий ион, двигаясь по дважды перекрытому треку, проходил бы путь больший, чем второй. Однако идеальное наложение треков слишком маловероятно, чтобы это фиксировалось экспериментально.

В случае ионов  $Kr^+$  образование треков с плотностью в ядре, на 10% меньшей по сравнению с матрицей, обеспечивает увеличение их пробега на 10%. В то же время в случае ионов  $He^+$  второй максимум смещен в глубину приблизительно на 3-4% относительно основного. Но это не связано, видимо, с большей плотностью трека иона  $He^+$ . На начальном отрезке пути иона  $He^+$  с энергией 5,6 ГэВ с точки зрения упругих потерь кремний квазипрозрачен. Поэтому трекообразование в этом случае начинается с некоторой глубины его пробега.

Следует отметить, что в исследованиях методом ЭПР в образцах, облученных высокоэнергетичными ионами  $Kr^+$  и  $He^+$ , не наблюдалась анизотропная линия с g-фактором 2,0055 [10, 11]. Это говорит о том, что облученные слои кремния не содержат аморфных включений. Такой факт является несколько неожиданным, поскольку в конце пробега, теряя энергию до нескольких сот кэВ, они должны были бы создавать аморфные включения. Известно, что при обычных энергиях (десятки, сотни кэВ) треки тяжелых ионов  $Kr^+$  и  $He^+$  являются аморфными [12].

Рассчитанные исходя из  $\Delta a$  значения концентрации дефектов в максимуме распределения в кремнии, облученном ионами  $Kr^+$  дозой  $8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , составляют  $1,6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Число первичных смещений, определенное в соответствии с [13],

исходя из упругих потерь с пороговой энергией  $E_d = 12,6$  эВ, составляет  $1,7 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Отсюда, даже без учета изменения пороговой энергии смещения  $E_d$  следует, что эффективность введения дефектов (отношение числа устойчивых дефектов к числу смещений) составляет 1%. Для сравнения, при нейтронном облучении, при облучении кремния электронами с энергией 46 МэВ, для которых характерно каскадообразование, при имплантации кремния ионами средних масс [2, 14] эффективность введения стабильных дефектов составляет около 5%. По-видимому, с одной стороны, при высокоэнергетичной имплантации высокий уровень ионизации через уменьшение пороговой энергии смещения способствует увеличению числа смещенных атомов, и это сказывается на виде профиля дефектов. Но, с другой стороны, большое количество энергии, выделяемое неупруго в треке иона, приводит к заметному отжигу дефектов, так что результирующая эффективность их введения существенно ниже, чем при имплантации ионов средних масс обычных энергий.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при имплантации ионов  $Kr^+$  с энергией 210 МэВ и ионов  $He^+$  с энергией 5,6 ГэВ дефекты вводятся в виде областей скоплений, образующих сплошной трек с ядром, имеющим более низкую плотность по сравнению с матрицей. В кремнии, облученном ионами  $Kr^+$ , плотность в ядре трека на 10% меньше плотности матрицы. Размер этого ядра составляет около 1 нм в диаметре. С ростом дозы облучения в результате попадания ионов в ранее созданные ими треки пробеги ионов увеличиваются. Это приводит к образованию дополнительного заглубленного нарушенного слоя. Установлено, что неупругие потери энергии иона приводят к увеличению числа смещенных атомов решетки, что связывается с уменьшением пороговой энергии смещения атома из узла. Эффективность же введения стабильных дефектов при внедрении

высокоэнергетических ионов ниже, чем при имплантации ионов средних масс обычных энергий.

Данная работа частично была профинансирована в рамках проекта INTAS-94-1982.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н.Жевно, В.В.Сидорик, В.Д.Ткачев, ДАН БССР 20, 1976, с.409-411.
2. O.J. Araika, A.R.Chelyadinskii, V.A. Dravin, Yu.R.Suprun-Belevich, V.P.Tolstikh, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 73B, 1993, p.503-506.
3. N.I.Berejnov, V.F.Stelmakh, A.R.Chelyadinskii, Physica Status Solidi 78A, 1983, p.K121-K125.
4. W.Jung, G.S.Newell, Phys. Rev. 132, 1963, p.648.
5. В.А.Ботвин, Ю.В.Горелкинский, В.О.Сигле, М.А.Губисов, ФТП 6, 1972, с.1683-1986.
6. Y.H.Lee, N.N.Gerasimenko, J.W.Corbett, Phys. Rev. 14B, 1976, p.4506.
7. K.L.Brower, Phys. Rev. 14B, 1976, p.872.
8. M.Jadan, N.I.Berezhnov, A.R.Chelyadinskii, Phys. Stat. Sol. 189B, 1995, p.K1-K4.
9. L.J.Cheng, M.L.Swanson, J. Appl. Phys. 41, 1970, p.2627.
10. V.A.Martinovich, A.R.Chelyadinskii, V.S.Varichenko, N.M.Penina, E.N.Drozdova, A.M.Zaitsev, W.R.Fahrner, Abstracts of Conf. of German Phys. Soc., Regensburg, 1996, p.1547.
11. V.S.Varichenko, A.M.Zaitsev, N.M.Kazutchits, A.R.Chelyadinskii, N.M.Penina, V.A.Martinovich, Ya.I.Latushko, W.R.Fahrner, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B 107, 1996, p.268-272.
12. J.F.Gibbons, Proc. IEEE 60, 1972, p.1062.
13. P.Sigmund, Appl. Phys. Letters. 14, 1969, p.114.
14. G.D. Watkins, Lattice Defects in Semiconductors, Inst. Phys. Conf. Ser. 23, 1974, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 мая 2000 года.

Вариченко В.С. и др.

P14-2000-104

Особенности дефектообразования в кремнии,  
облученном высокоэнергетичными ионами криптона и ксенона

Представлены результаты исследования методом рентгеновской дифракции особенностей дефектообразования в кремнии, облученном ионами  $Kr^+$  ( $210 \text{ МэВ}$ ,  $8 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) и  $Xe^+$  ( $5,6 \text{ ГэВ}$ ,  $5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ). Установлено, что такое облучение приводит к образованию в объеме кремния дефектной структуры, состоящей из ионных треков, имеющих плотность меньшую по сравнению с матрицей. Особенности дефектообразования обсуждаются с учетом каналирования части ионов по ранее сформированным трекам и доминирующей роли электронных потерь высокоэнергетичных ионов. Показано, что эффективность введения стабильных дефектов при внедрении высокоэнергетичных ионов ниже, чем при имплантации ионов средних масс с энергией порядка сотен кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

### Перевод авторов

Varichenko V.S. et al.

P14-2000-104

Peculiarities of Defect Production in Silicon Irradiated  
with High Energy Krypton and Xenon Ions

Defect production in silicon irradiated with  $Kr^+$  ( $210 \text{ MeV}$ ,  $8 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) and  $Xe^+$  ( $5.6 \text{ GeV}$ ,  $5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) ions has been investigated by X-ray diffraction technique. It is shown that in a bulk of silicon the irradiation leads to formation of a defect structure consisting of ion tracks having a density about 10 % less as compared to the crystal lattice. The peculiarities of defect production are discussed taking into account channeling of part of ions through previously formed tracks and the dominant role of electron losses of high energy ions. The efficiency of stable defects production during high energy ions stopping is less than during an implantation with medium mass ions having an energy of hundreds keV.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.В.Калинникова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 13.06.2000

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,26

Тираж 290. Заказ 52073. Цена 1 р. 52 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области