

# Пространственное распределение, накопление и отжиг радиационных дефектов в кремнии, имплантированном высокоэнергетичными ионами криптона и ксенона

© А.Р. Челябинский, В.С. Вариченко, А.М. Зайцев

Белорусский государственный университет,  
220050 Минск, Белоруссия

(Поступила в Редакцию 20 февраля 1998 г.)

Представлены результаты исследования методом рентгеновской дифракции особенностей дефектообразования в кремнии, облученном ионами  $Kr^+$  ( $210 \text{ MeV}$ ,  $8 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) и  $Xe^+$  ( $5.6 \text{ GeV}$ ,  $5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ). 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 в сотни килоэлектронвольт.

Возможность создания заглубленных слоев и многослойных структур в полупроводниках определяет практический интерес к высокоэнергетичной ионной имплантации. С научной точки зрения интерес представляют 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  $210 \text{ MeV}$  и ионами  $Xe^+$  с энергией  $5.6 \text{ GeV}$ .

## 1. 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  $\pm 1 \cdot 10^{-6} \text{ nm}$ . По измеренному значению изменения периода решетки с учетом того, что в области преобладающих дефектов смещения атомов составляют  $0.01 \text{ nm}$ , 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  $\pm 0.5 \mu\text{m}$ . Изохронный отжиг имплантированных структур проводился в вакуумированных кварцевых ампулах. Точность поддержания температуры составляла  $\pm 2^\circ\text{C}$ . Для исключения каналирования в процессе имплантации образцы устанавливались так, чтобы угол между нормалью к облучаемой плоскости и осью пучка составлял  $5^\circ$ .

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены профили изменения периода решетки  $\Delta a$  по глубине кремния, имплантированного различными дозами ионов  $Kr^+$  с энергией  $210 \text{ MeV}$ . Рас-

пределение нарушений (по  $\Delta a$ ) по глубине в кремнии, облученном ионами  $Xe^+$  с энергией  $5.6 \text{ GeV}$  и дозой  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , показано на рис. 2. В случае облучения ионами  $Xe^+$  с дозой  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  используемый метод позволяет чувствовать дефекты только с глубины около  $600 \mu\text{m}$ . Как в случае ионов  $Kr^+$ , так и  $Xe^+$  положения максимумов распределения нарушений достаточно хорошо совпадают с расчетными значениями, выполненными по программе TRIM-90. Более подробно на этом вопросе мы остановимся далее. 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  $\sim 31 \mu\text{m}$  (кривые 3, 4). При дозе ионов  $Kr^+$   $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  этот максимум становится выше основного.

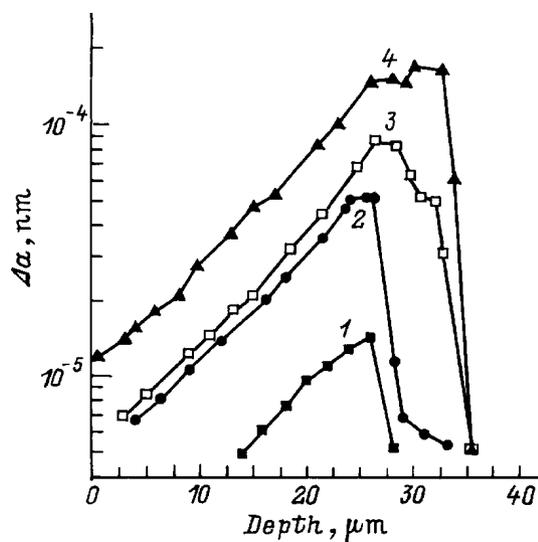
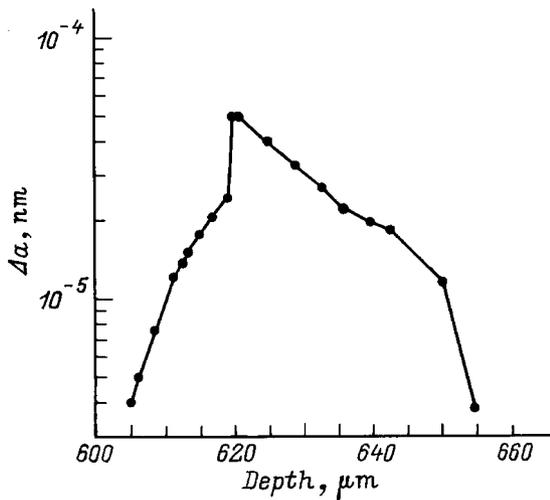


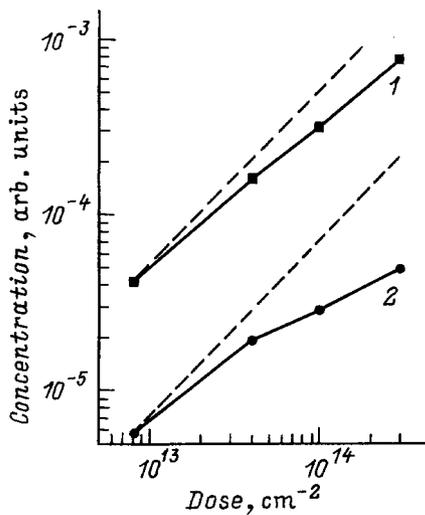
Рис. 1. Пространственное распределение изменения периода решетки  $\Delta a$  в кремнии, облученном ионами  $Kr^+$  с энергией  $210 \text{ MeV}$  и дозами  $8 \cdot 10^{12}$  (1),  $4 \cdot 10^{13}$  (2),  $1 \cdot 10^{14}$  (3) и  $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  (4).

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  $15 \mu m$ . Отклонение от линейности в накоплении дефектов в этом случае еще более явное.

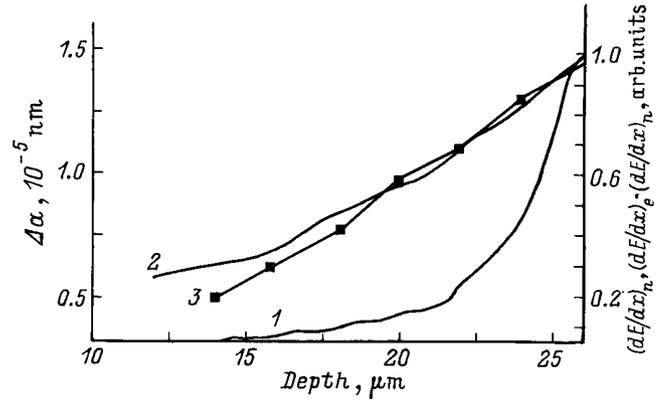
На рис. 4 кривой 1 показан профиль упругих потерь энергии ионов  $Kr^+$  с энергией 210 MeV, рассчитанный по программе TRIM-90. Кривой 2 на этом рисунке представлено произведение кривых упругих и неупругих потерь. Здесь же приведены экспериментальные значения распределения по глубине слоя внедрения для ионов  $Kr^+$  с дозой  $8 \cdot 10^{12} cm^{-2}$ , когда заглабленный нарушенный слой еще не возникает. Хорошее совпадение экспериментальных данных с кривой 2 свидетельствует



**Рис. 2.** Пространственное распределение изменения периода решетки  $\Delta a$  в кремнии, облученном ионами  $He^+$  с энергией 5.68 GeV и дозой  $5 \cdot 10^{13} cm^{-2}$ .



**Рис. 3.** Дозовая зависимость концентрации радиационных дефектов в кремнии, облученном ионами  $Kr^+$  с энергией 210 MeV. 1 — на поверхности образца, 2 — на глубине  $15 \mu m$ .



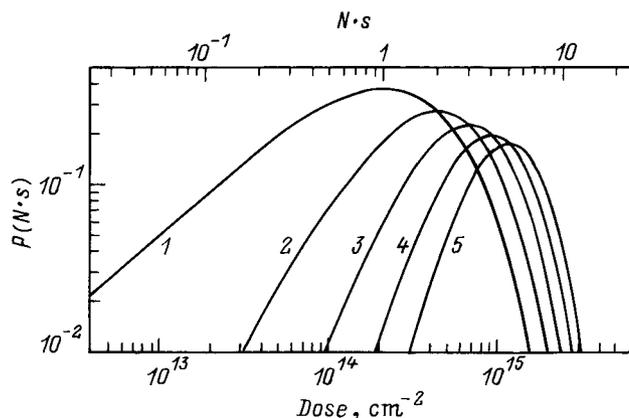
**Рис. 4.** Пространственное распределение ядерных потерь (1), произведения ядерных и электронных потерь (2) ионов  $Kr^+$  с энергией 210 MeV и экспериментально измеренной концентрации радиационных дефектов (3) в кремнии, облученном ионами  $Kr^+$  с энергией 210 MeV и дозой  $8 \cdot 10^{12} cm^{-2}$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

о влиянии электронных потерь на дефектообразование. Но этот же факт свидетельствует 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  $He^+$  с энергией 5.6 GeV уровень ионизационных потерь очень высок в начале пути иона, но, поскольку потери энергии иона на упругие взаимодействия здесь невелики, 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  $Kr^+$  в созданные предыдущими ионами треки. Расчеты по программе TRIM-90 показывают, что экспериментально наблюдаемое образование второго максимума дефектов на глубине  $\sim 31 \mu m$  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

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

Выделенная область  $s$  — это характерный размер сечения трека с меньшей плотностью относительно матрицы. На рис. 5  $P(N \cdot s)$  графически представлены для  $n = 1-5$ . Численные значения  $P(N \cdot s)$  определяют относительные



**Рис. 5.** Распределение Пуассона для неперекрываемых (1) и  $n$ -кратно перекрываемых треков (2–5).

значения площадей, занимаемых неперекрываемыми треками (кривая 1), дважды перекрываемыми (кривая 2) и т.д. Исходя из экспериментальных данных (рис. 1), можно оценить, что начало наложения треков имеет место при дозе ионов  $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Теперь мы можем совместить оси абсцисс зависимостей  $P(N \cdot s)$  и дозы ионов. Это позволяет оценить размер трека с меньшей плотностью вещества иона  $\text{Kr}^+$  с энергией 210 MeV. Его диаметр составляет порядка 1 nm. 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  $\text{Xe}^+$   $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (рис. 2).

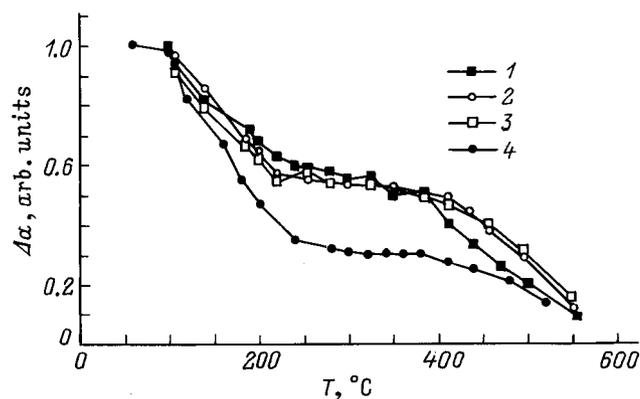
Отклонение от линейности в интегральном накоплении дефектов (кривая 1 на рис. 3) связано с аннигиляцией вновь образующихся подвижных вакансий и междоузельных атомов Si с ранее введенными устойчивыми дефектами. Еще более выраженная сублинейность в накоплении дефектов на глубине  $15 \mu\text{m}$  (кривая 2 на рис. 3) обусловлена уменьшением потерь энергии ионов, движущихся по ранее созданным трекам. Эта энергия затем идет на образование заглубленного нарушенного слоя. При дозе ионов  $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  второй максимум нарушений становится выше основного. Это свидетельствует о том, что при такой 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  $\text{Kr}^+$   $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , общее число дважды, трижды и четырежды перекрываемых треков больше, чем неперекрываемых.

Представляет интерес выяснить, 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  $15 \mu\text{m}$  (кривая 2) и на глубине  $25 \mu\text{m}$  (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:  $100\text{--}280$  и  $380\text{--}600^\circ\text{C}$ . Такие же стадии отжига наблюдаются и в кремнии, облученном ионами средних масс при обычных энергиях (например, ионами  $\text{Si}^+$  с энергией 200 keV) [2]. На первой стадии отжигаются преимущественно дивакансии [3]. На второй стадии отжигаются более сложные комплексы, например пятивакансионные (Si-P1-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 скопления 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 keV вторая стадия отжига не наблюдается [3]. В температурном интервале первой стадии отжигаются также междоузельные комплексы типа Si-P6 [6] (при температуре  $120^\circ\text{C}$ ). Междоузельные комплексы типа Si-B3 [7] отжигаются при температуре  $\sim 560^\circ\text{C}$ . 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 скопления дефектов. В соответствии с моделью Ченга [9] области скопления дефектов, в идеале со сферической симметрией, состоят



**Рис. 6.** Восстановление периода решетки  $\Delta\alpha$  в процессе изохронного отжига в кремнии, облученном ионами  $\text{Kr}^+$  с энергией 210 MeV и дозой  $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  (1 — в приповерхностном слое, 2 — на глубине  $15 \mu\text{m}$ , 3 — на глубине  $25 \mu\text{m}$ ) и ионами  $\text{Xe}^+$  с энергией 5.68 GeV и дозой  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (4 — на глубине максимума распределения радиационных дефектов).

из дивакансионного ядра, а дефекты междоузельного типа образуют внешнюю оболочку. В случае высокоэнергетических 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 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 меньшей, 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 его ядре, меньшей на 10% по сравнению с матрицей, обеспечивает их пробег на 10% больше. 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 GeV 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 высокоэнергетическими ионами  $Kr^+$  и  $He^+$ , не наблюдалась анизотропная линия с  $g$ -фактором 2.0055 [10,11]. Это свидетельствует о том, что облученные слои кремния не содержат аморфных включений. Такой факт является несколько неожиданным, поскольку в конце пробега, теряя энергию до нескольких сотен keV, они должны были бы создавать аморфные включения. Известно, что при обычных энергиях (десятки, сотни keV) треки тяжелых ионов  $Kr^+$  и  $He^+$  являются аморфными [12].

Расчитанное исходя из  $\Delta a$  значение концентрации дефектов в максимуме распределения в кремнии, облученном ионами  $Kr^+$  дозой  $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , составляет  $1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Число первичных смещений, определенное в соответствии с [13], исходя из упругих потерь с пороговой энергией  $E_d = 12.6 \text{ eV}$ , составляет  $1.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . 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 MeV, 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 высокоэнергетической 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 заметно ниже, чем при имплантации ионов средних масс обычных энергий.

Таким образом, при имплантации ионов  $Kr^+$  с энергией 210 MeV и ионов  $He^+$  с энергией 5 GeV 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 nm 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.

Авторы благодарны А.Ю. Дидыку и В.А. Скуратову за проведение высокоэнергетического облучения образцов ионами криптона, Н.М. Казючицу за плодотворное обсуждение работы.

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

## Список литературы

- [1] А.Н. Жевно, В.В. Сидорик, В.Д. Ткачев. ДАН БССР **20**, 409 (1976).
- [2] O.J. Araika, A.R. Chelyadinskii, V.A. Dravin, Yu.R. Suprun-Belevich, V.P. Tolstykh. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B73**, 503 (1993).
- [3] N.I. Berejnov, V.F. Stelmakh, A.R. Chelyadinskii. Phys. Stat. Sol. (a) **78**, K121 (1983).
- [4] W. Jung, G.S. Newell. Phys. Rev. **132**, 648 (1963).
- [5] В.А. Ботвин, Ю.В. Горелкинский, В.О. Сигле, М.А. Губи-сов. ФТП **6**, 1683 (1972).
- [6] Y.H. Lee, N.N. Gerasimenko, J.W. Corbett. Phys. Rev. **B14**, 4506 (1976).
- [7] K.L. Brower. Phys. Rev. **B14**, 872 (1976).
- [8] M. Jadan, N.I. Berezhnov, A.R. Chelyadinskii. Phys. Stat. Sol. (b) **189**, K1 (1995).
- [9] L.J. Cheng, M.L. Swanson. J. Appl. Phys. **41**, 2627 (1970).
- [10] V.A. Martinovich, A.R. Chelyadinskii, V.S. Varichenko, N.M. Penina, E.N. Drozdova, A.M. Zaitsev, W.R. Fahrner. Abstracts Conf. of German Phys. Soc. Regensburg, Germany (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. Meth. Phys. Res. **B107**, 268 (1996).
- [12] J.F. Gibbons. Proc. IEEE **60**, 1062 (1972).
- [13] P. Sigmund. Appl. Phys. Lett. **14**, 114 (1969).
- [14] G.D. Watkins. Lattice Defects in Semiconductors. Inst. of Phys., London-Bristol (1975). P. 1.