

02;06.2

©1993

## К ВОПРОСУ ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ВАКАНСИОННЫХ ЦЕНТРОВ В $n$ -Si ПРИ ОБЛУЧЕНИИ $\alpha$ -ЧАСТИЦАМИ

*Л.С.Берман, А.М.Иванов, Н.Б.Строкан*

Ранее в работе [1] нами изучалось распределение по глубине радиационных дефектов вакансионной природы в Si при облучении  $\alpha$ -частицами. Использовался  $n$ -Si, выращенный бестигельной зонной плавкой с удельным сопротивлением 200 Ом·см. Профили дефектов определялись для конечной стадии пробега  $\alpha$ -частиц методом емкостной спектроскопии по двум основным наблюдавшимся радиационным дефектам: А-центра и дивакансии.

Полученные после дозы  $9 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup> (энергия  $E_\alpha = 4$  Мэв, интенсивность источника  $5 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>) результаты приведены на рис. 1, а, заимствованном из [1].

В настоящем сообщении будет проведена оценка эффективности введения вакансионных центров, исходя из кинематики образования дефектов при  $\alpha$ -облучении. Будем следовать идеологии программы TRIM [2] и определим число вакансий, возникающих в треке  $\alpha$ -частицы  $E_\alpha = 4$  Мэв, задавшись порогом дефектообразования 40 эВ согласно последним данным [3]. Алгоритм программы анализирует торможение в Si каждой  $\alpha$ -частицы индивидуально, что соответствует интенсивности и дозе облучения в работе [1].

При торможении  $\alpha$ -частицы основная часть ее энергии передается электронам. В результате возникает каскадный процесс ионизаций с рождением пар электрон-дырка. Вакансии образуются в результате упругого рассеяния частиц на атомах Si. Эти акты немногочисленны ( $\approx 35$  на частицу) и, хотя в силу соотношения масс атому Si в акте может быть передано до  $0.44 E_\alpha$ , в среднем каскаде сообщается всего  $\approx 9$  кэВ, то есть 0.2% первоначальной энергии  $\alpha$ -частицы. Эта энергия также расходуется на образование вакансий в последующих столкновениях Si-Si, давая в общее число вакансий вклад, сопоставимый с образованными непосредственно  $\alpha$ -частицами.

Далее течение рассеяния зависит от  $E_\alpha$  как  $E_\alpha^{-2}$ , что обуславливает генерацию пар Френкеля преимущественно в конце пробега. На рис.1,б представлено распределение числа образуемых вакансий в конечной стадии пробега

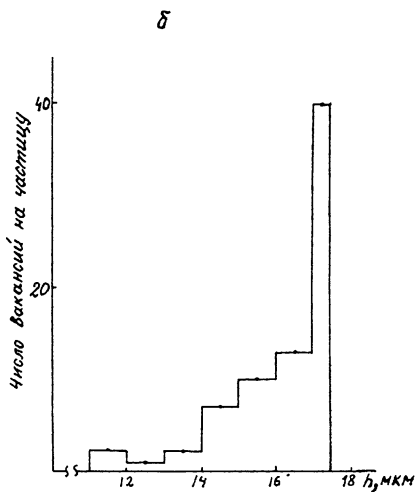
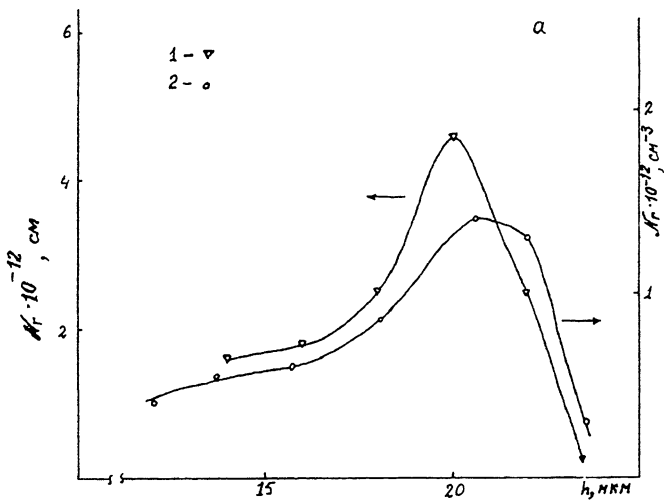


Рис. 1. а — профиль концентрации радиационных дефектов: 1 — А-центра, 2 — дивакансии; б — распределение по глубине первичных вакансий в конце пробега  $\alpha$ -частицы.

$\alpha$ -частицы с  $E_\alpha = 4$  МэВ. Наблюдаются резкий подъем концентрации и локализация первоначально созданных вакансий на длине  $\sim 1.5$  мкм. Согласно установившимся представлениям компоненты созданных "близких" пар Френкеля рекомбинируют, а в случае "далеко" разнесенных пар мигрируют по кристаллу, подвергаясь рекомбинации либо захвату с образованием комплексов. Последние дают в запрещенной зоне характерные уровни, формируемые в эксперименте.

В нашем случае наблюдаемое на рис. 1,а распределение центров отличается от расчетного (рис.1,б) размытием на  $\simeq 4$  мкм и наличием слева "плеча" с амплитудой 0.4 max. Мы склонны видеть причину размытия в проявлении страгглинга-разброса пробегов  $\alpha$ -частиц, который усугублялся условиями облучения, которое производилось на воздухе, и расстояние между источником и образцом составляло 0.7 см, что нарушало монохроматичность источника. Если учесть это обстоятельство, то различие форм рис.1,а и б не будет существенным (по крайней мере в качественной трактовке).

Сопоставим теперь количество вакансий, созданных первично и проявившихся в образовании А-центров. Из рис. 1 находим, что площадь под максимумом соответствует  $2 \cdot 10^9$  центров/см<sup>2</sup>. Из рис. 1, б следует, что на последних 4.5 мкм в каскаде столкновений создается 70 вакансий, и для дозы  $9 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup> приводит к числу  $6.3 \cdot 10^{11}$  вак/см<sup>2</sup>, что в 315 раз превышает количество А-центров.

Очевидно, что причина расхождения связана с рекомбинацией пар Френкеля. Известно [4,5], что в рекомбинации следует различать случаи, когда созданные вакансии ( $V$ ) и межузельный атом ( $I$ ) нейтральны либо претерпели перезарядку. Соответственно критическое расстояние между парами  $\rho_{кр}$  (меньше которого рекомбинация неизбежна) составляет  $\sim 10$  и  $35 \text{ \AA}$ . Примем во внимание, что при торможении  $\alpha$ -частицы в Si образование  $V$  и  $I$  происходит в окружении интенсивной ионизации, идущей одновременно. Это создает предпосылки перезадядки  $V$  и  $I$ , что позволяет взять в рассмотрение значение  $\rho_{кр} = 35 \text{ \AA}$ .

Для удаления (пробега) выбитого атома Si от вакансии его энергия должна быть более 1 кэВ, и весьма важно проследить за распределением атомов отдачи по энергии. Из теории рассеяния известно, что форма распределения соответствует преимущественной передаче малых энергий. На рис. 2 приведено полученное в ходе машинного моделирования распределение числа актов от переданной  $\alpha$ -частицей атомам Si энергии в столкновениях, приведших к образованиям вакансий.

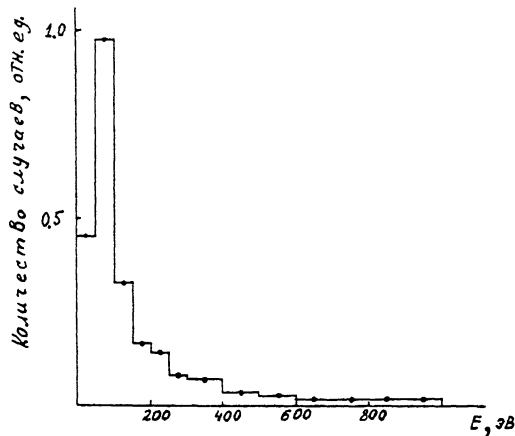


Рис. 2. Гистограмма передачи энергии  $\alpha$ -частицей атомам Si в упругих столкновениях (случаи с передачей энергии  $> 1$  кэВ описаны в тексте).

Распределение содержит лишь небольшую долю событий с передачей энергии более 1 кэВ (а именно в 2.1% от общего числа столкновений передается от 1 до 2 кэВ, в 1.5%—2–3 кэВ, в 0.4% — более 3 кэВ). Таким образом, из общего числа актов рассеяния  $\alpha$ -частицы только 4% продуктивны для образования пар Френкеля, разделенных более чем на  $35 \text{ \AA}$ .

Возникает также вопрос, сколько таких пар будет образовано при торможении первично выбитых атомов (ПВА) Si. Создать более одной “выживающей” пары  $V-I$  могут атомы отдачи с энергией  $> 2$  кэВ, что соответствует примерно половине от числа “продуктивных” атомов. Оказывается, что и картина торможения атомов отдачи подобна приведенной на рис. 2, т.е. лишь малая доля от общего числа столкновений приводит к передаче более 1 кэВ. Так, при энергии атомов кремния 10 кэВ (что моделирует случай передачи  $\alpha$ -частицей в одном акте рассеяния значения средней энергии, передаваемой во всех 35 столкновениях) эта доля составляет 12%. В итоге основное число пар  $V-I$ , разделенных на  $\rho > 35 \text{ \AA}$ , создается в актах рассеяния  $\alpha$ -частиц, а вклад ПВА Si оказывается сугубо меньшим, хотя по общему числу порожденных вакансий роли атомов Si и непосредственно  $\alpha$ -частиц соотносятся как 1.5 : 1.

Результатом приведенной выше оценки явилось установление доли нерекombинировавших пар  $V-I$   $K \approx 1.6 \cdot 10^{-2}$ , что приводит к расхождению между количеством созданных “свободных”  $V$  и  $A$ -центров до  $\approx 5$  раз. Если учесть, что

часть вакансий образует дивакансии (количественные данные представлены на рис. 1, а), то рассчитанная величина образовавшихся вакансий будет превосходить измеренное DLTS методом количество вакансионных дефектов в 3 раза.<sup>1</sup>

Заметим, что подобная оценка для рекомбинации “близких” пар  $VI$  при отсутствии перезарядки ( $\rho_{кр} \simeq 10 \text{ \AA}$ ) привела бы к значению  $K \simeq 1.8 \cdot 10^{-1}$ , т.е. на порядок большей величине.

Полученный в работе результат позволяет, исходя из кинематики образования пар Френкеля, заключить, что большая часть их рекомбинирует путем возвращения выбитых атомов Si в “свои” узлы. При этом механизм захвата согласуется с моделью кулоновского взаимодействия компонент пары и с численным значением критического радиуса  $\simeq 30 \text{ \AA}$ .

### Список литературы

- [1] Берман Л.С., Маляренко А.М., Ременюк А.Д., Суханов В.Л., Толстобров М.Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 844–848.
- [2] Ion implantation. Science and Technology / Ed. J.F. Ziegler. Acad. Press Inc., 1984. P. 635.
- [3] Берман Л.С., Витовский Н.А., Ломасов В.Н., Ткаченко В.Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1816–1822.
- [4] Абдусаттаров А.Г., Емцов В.В., Машовец Т.В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12, С. 2221–2223.
- [5] Емцов В.В., Машовец Т.В., Магнович В.В. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 1. С. 22–24.

Физико-технический  
институт им.А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
21 июля 1993 г.

---

<sup>1</sup> В принципе это значение следует корректировать с учетом возможного стока пар Френкеля на дефекты структуры, а также образования электрически неактивных центров.