

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СОБСТВЕННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ

Емцев В. В., Клиндер П. М., Машовец Т. В.

Исследовано влияние энергии и интенсивности облучения *n*-кремния быстрыми электронами на эффективность введения первичных собственных дефектов — пар Френкеля и их компонентов: вакансий и межузельных атомов, а также дивакансий. Скорость образования дивакансий зависит от энергии бомбардирующих электронов в интервале 3–7 МэВ и не зависит от интенсивности облучения, что свидетельствует о доминирующей роли процесса первичной генерации дивакансий. Эффективный «выход» первичных радиационных дефектов (доля разделившихся пар Френкеля) не увеличивается с ростом энергии бомбардирующих электронов от 1 до 7 МэВ. Это означает, что радиус аннигиляции пары Френкеля существенно превышает среднее расстояние между ее компонентами.

Обсуждаются зависимости эффективности введения первичных собственных дефектов — пар Френкеля и их компонентов: вакансий (*V*) и межузельных атомов (*I*), а также дивакансий (*V*₂) от энергии и интенсивности электронного облучения кремния.

Кремний *n*-типа, выращенный по методу Чохральского, с концентрацией фосфора $\sim 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (степень компенсации не превышала 0.1) облучался электронами с энергиями 3.0, 4.4, 5.5 и 7.0 МэВ. Облучение импульсное, длительность импульса составила 4 мкс, частота импульсов 200 Гц (для энергии 3.0 МэВ — 400 Гц). Доза облучения варьировалась от $5 \cdot 10^{14}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [1], при этом количество удаляемых электронов проводимости линейно росло с дозой. Температура облучения не превышала 50 °С. С помощью автоматизированной установки на базе ЭВМ «МЕРА-60» исследовались электрические параметры образцов до и после облучения в широком интервале температур (20—300 К). Могли быть определены концентрации дивакансий (уровень $E_c - 0.23 \text{ эВ}$) и А-центров (уровень $E_c - 0.17 \text{ эВ}$). Анализ проводился на основе уравнения электронейтральности [2].

Остановимся сначала на вопросе о зависимости скорости образования дивакансий от энергии бомбардирующих электронов и интенсивности облучения. Как известно [3], образование дивакансий может происходить в результате двух процессов: прямой генерации при облучении и взаимодействия двух свободных вакансий. Сечение образования дивакансий при прямой генерации не зависит от интенсивности облучения и определяется только энергией бомбардирующих электронов. Константа реакции соединения двух вакансий в дивакансию может, вообще говоря, зависеть от уровня ионизации в кристалле через изменение темпа перезарядки вакансий и соотношения между количествами различным образом заряженных вакансий.

В наших экспериментах скорость образования дивакансий η_V оказалась не зависящей от интенсивности облучения *J* в широком диапазоне *J* (рис. 1). Это свидетельствует о преобладающей роли прямой генерации дивакансий по сравнению с процессом соединения двух вакансий. Такое предположение представляется вполне разумным, поскольку речь идет об энергиях $E \geq 3 \text{ МэВ}$. К тому же вероятность процесса типа $V + V$ должна быть весьма малой по той причине, что в кремнии, выращенном методом Чохральского, действует мощный

сток для вакансий: концентрация атомов кислорода превышает концентрацию вакансий на несколько порядков.

В ряде работ экспериментально обнаружена зависимость $\eta_{V_2}(J)$. Так, в [4], где энергия бомбардирующих электронов составляла 900 кэВ, наблюдался рост η_{V_2} при увеличении интенсивности. В связи с этим целесообразно оценить

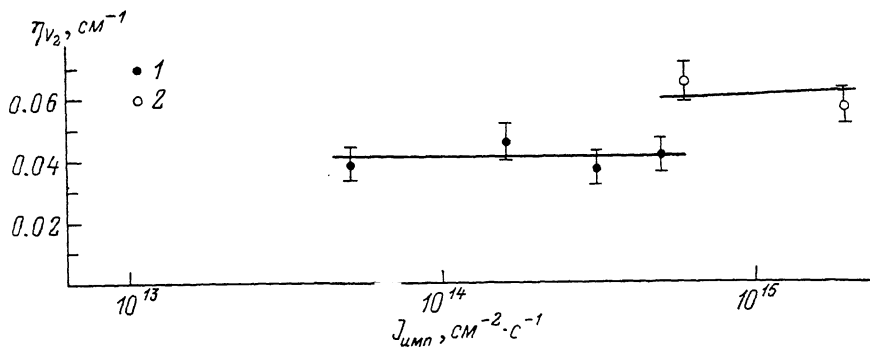


Рис. 1. Зависимость скорости образования дивакансий в n -Si от интенсивности импульсного электронного облучения.

Энергия электронов, МэВ: 1 — 3.0, 2 — 7.0.

уровень возбуждения электронной подсистемы в наших экспериментальных условиях. Концентрация неравновесных носителей заряда (ННЗ) равна [6]

$$\Delta n = \lambda \tau_R,$$

где λ — эффективность генерации электронно-дырочных пар, τ_R — время рекомбинации (типичные значения для облученного n -Si составляют $10 \div 50$ мкс). В свою очередь

$$\lambda = \frac{1}{\epsilon} \frac{dE}{dx} J_{\text{имп}},$$

где $\epsilon = 3.6 \pm 0.2$ эВ — средняя энергия образования электронно-дырочной пары в кремнии [6]; dE/dx — ионизационные потери электрона в кристалле (в интервале $E = 3 \div 7$ МэВ $dE/dx \sim 4$ МэВ/см [7]); $J_{\text{имп}}$ — плотность потока электронов в импульсе. В наихудшем случае ($\tau_R = 10$ мкс) для $J_{\text{имп}} = 5 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ будем иметь

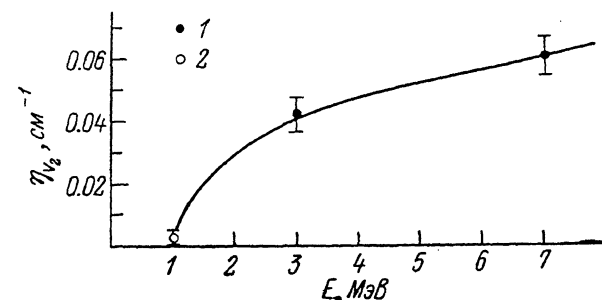


Рис. 2. Зависимость скорости образования дивакансий от энергии бомбардирующих электронов.

Данные: 1 — настоящей работы, 2 — [4].

$\Delta n = 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, т. е. $\Delta n \geq n_0$ (где $n = 4 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ — равновесная концентрация при комнатной температуре). Для всех же других значений интенсивности, использованных нами, концентрация ННЗ составляет величины в интервале $\Delta n = 5 \cdot 10^{14} \div 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, т. е. $\Delta n \geq n_0$. Это соответствует высокому уровню возбуждения [5]. В этом случае соотношение между долями заряженных и нейтральных вакансий не зависит от концентрации ННЗ и будет определяться в основном сечениями захвата носителей на нейтральную вакансию. Отсюда, в частности, следует независимость константы реакции взаимодействия вакансии с атомом кислорода от интенсивности (процесс образования А-центров). Этот факт будет учтен в дальнейшем при определении доли разделившихся пар Френкеля из величины скорости образования А-центров.

Скорость введения дивакансий увеличивается с ростом энергии быстрых электронов в диапазоне $E = 3 \div 7$ МэВ по закону, близкому к линейному (рис. 2).

Эта зависимость качественно хорошо согласуется с известными данными Уоткинса [8], причем на нее укладываются и данные других авторов (результат для $E=1$ МэВ взят из [4]). Это свидетельствует об общем характере наблюдаемых в наших экспериментах закономерностей.

Рассмотрим влияние энергии быстрых электронов на эффективный «выход» вакансий и собственных межузельных атомов. Этим термином в дальнейшем будет обозначаться доля от общего числа генерированных компонентов пар Френкеля, которую составляют V и I , участвующие в образовании вторичных дефектов. Определение этой характеристики упрощается, если эффективность образования вторичных дефектов какого-либо определенного типа доминирует. В нашем случае таким доминирующим процессом является образование A -центров, концентрация которых не менее чем в 4 раза превышает концентрацию дивакансий во всех исследованных образцах.

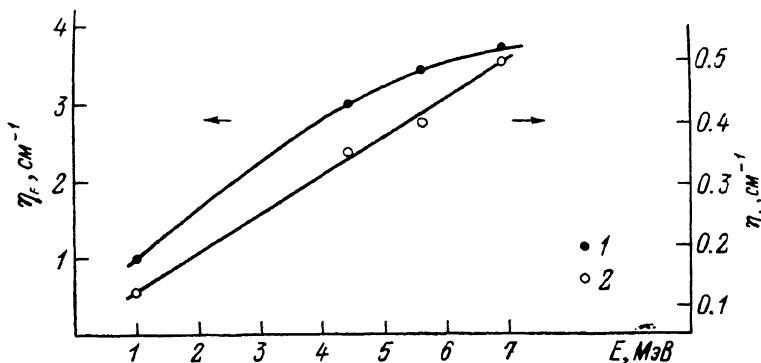


Рис. 3. Зависимость скоростей образования пар Френкеля η_F (1) и A -центров η_A (2) от энергии бомбардирующих электронов.

Как было показано в [1], зависимость скорости образования A -центров (η_A) от интенсивности имеет участок сильного уменьшения η_A (J). Поэтому для корректного определения эффективного выхода первичных дефектов мы пользовались максимальными значениями η_A . Эффективный выход первичных дефектов определится как

$$\Theta = \eta_A / \eta_F,$$

где η_F — скорость образования пар Френкеля. Зависимости величин η_A и η_F от энергии быстрых электронов E представлены на рис. 3 [значение η_A ($E=1$ МэВ) взято из [9)]. Зависимость η_F (E) взята из расчетов [10] для значения пороговой энергии дефектообразования 30 эВ. На рис. 4 представлены зависимости Q (E), рассчитанные по нашим данным, а также для сравнения — по результатам работ [8, 11]. Видно, что доля разделившихся пар Френкеля по крайней мере не увеличивается с ростом энергии быстрых электронов.

Перейдем к обсуждению этих результатов. Было показано [12], что доля разделившихся пар Френкеля определяется соотношением среднего расстояния между компонентами пары Френкеля и радиусов ее аннигиляции, обусловленных соответственно упругим (включая поляризационное) и кулоновским взаимодействиями V и I . Из оценок, проведенных в [13], следует, что кулоновское взаимодействие не влияет на вероятности аннигиляции пар Френкеля; так как время приобретения заряда V и (или) I значительно превышает время разделения пары (из-за высокой подвижности I). Таким образом, на долю разделившихся пар Френкеля влияет только радиус упругого взаимодействия, который является константой материала.

Среднее расстояние между компонентами пар Френкеля увеличивается с ростом энергии бомбардирующих электронов. Однако, по данным [14], для металлов, облучаемых электронами с энергиями $E=0.19 \div 1.40$ МэВ, оно возрастает менее чем на 20%. Даже при облучении тепловыми нейтронами, как показано в той же работе, среднее расстояние увеличивается менее чем в 2 раза.

Более того, по данным работы [15], в германии зависимость среднего расстояния от энергии быстрых электронов заметно слабее, чем наблюдавшаяся в [14]. Итак, можно считать, что и в кремнии среднее расстояние между компонентами пар Френкеля слабо зависит от энергии. Между тем концентрация пар Френкеля, генерируемых облучением, резко увеличивается с ростом E (рис. 3). Поэтому тот факт, что доля разделившихся пар не увеличивается с ростом энергии быстрых электронов, можно объяснить тем, что радиус аннигиляции пары Френкеля существенно превышает среднее расстояние между ее компонентами. На это

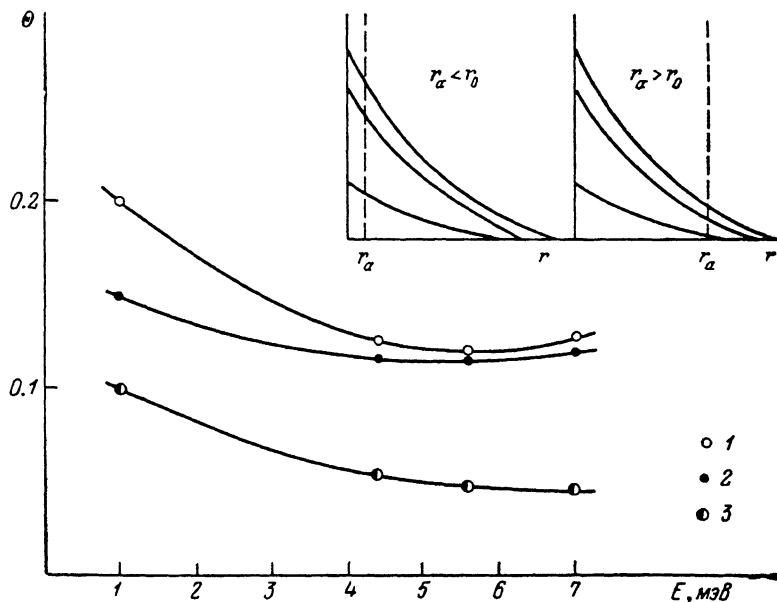


Рис. 4. Зависимость эффективного «выхода» первичных радиационных дефектов от энергии быстрых электронов.

Данные: 1 — настоящей работы, 2 — [11], 3 — [9]. На вставке — распределение пар Френкеля по расстояниям между их компонентами при различных соотношениях между средним расстоянием r_0 и радиусом аннигиляции r_α .

указывают и экспериментальные значения Θ , не превышающие 0.20 (рис. 4), что означает аннигиляцию более чем 80 % от общего количества первоначально генерированных пар Френкеля. При таком соотношении радиуса аннигиляции и среднего расстояния между компонентами почти весь прирост количества генерированных пар, вызванный увеличением энергии быстрых электронов, придется на область внутри радиуса аннигиляции. Это иллюстрируется на вставке к рис. 4.

Заметим, что значения $\Theta(E)$, рассчитанные по результатам работ [8, 11], оказались существенно меньше соответствующих величин, полученных в наших экспериментах. Это, вероятно, связано с отсутствием учета зависимости $\eta_A(J)$ в указанных работах, что могло привести к занижению значений η_A .

Список литературы

- [1] Емцев В. В., Клиггер П. М., Машовец Т. В., Миразиян К. М. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1209—1212.
- [2] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
- [3] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [4] Колесников Н. В., Ломасов В. Н., Мальханов С. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1921—1926.
- [5] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [6] Пацкевич В. М., Вавилов В. С., Смирнов Л. С. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. В. 3. С. 804—805.
- [7] Мизрухин Л. В. // Автореф. канд. дисс. ИФ АН УССР. Киев, 1984.
- [8] Corbett Y. W., Watkins G. D. // Phys. Rev. 1965. V. 138. N 2A. P. 555—560.
- [9] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Ломасов В. Н., Машовец Т. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 164—167.

- [10] Cahn J. W. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 8. P. 1310—1316.
[11] Wada T., Yasuda K., Ikuta S., Takeda M., Masuda H. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 6. P. 2145—2152.
[12] Emtsev V. V., Mashovets T. V., Mikhnovich V. V., Vitovskii N. A. // Mater. Sci. Forum. 1989. V. 38-41. P. 1151—1156.
[13] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Машовец Т. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2221—2223.
[14] Simpson H. M., Chaplin R. L. // Phys. Rev. 1969. V. 178. N 3. P. 1166—1170.
[15] Hyatt W. D., Koehler J. S. // Phys. Rev. 1971. V. B4. N 6. P. 1903—1916.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 24.07.1990
Принята к печати 17.08.1990