

РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ В КРЕМНИИ, ОБЛУЧЕННОМ α -ЧАСТИЦАМИ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Л. С. Берман, А. М. Иванов, М. Л. Павлова,
А. Д. Ременюк, Н. Б. Строкан

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 21 апреля 1993 г. Принята к печати 21 апреля 1993 г.)

Сравнивается образование и отжиг радиационных дефектов в *n*-кремнии ($\rho \approx 15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), облученном при 170 и 300 К α -частицами с энергией 5 МэВ, с интенсивностью $2.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, дозой $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Концентрация радиационных дефектов измерялась емкостным методом в слое 1.4–6.0 мкм от поверхности образца, где средняя энергия α -частиц равна 4 МэВ.

В интервале температур 170–300 К как для *n*-Si (Cz), так и для *n*-Si (fz) скорости введения А-центров близки и незначительно зависят от температуры; концентрация вакансий определяется не аннигиляцией пар Френкеля, а их взаимодействием с примесями и дефектами структуры. Оценивается порядок образования пары Френкеля $\sigma_{FP} \geq 0.1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

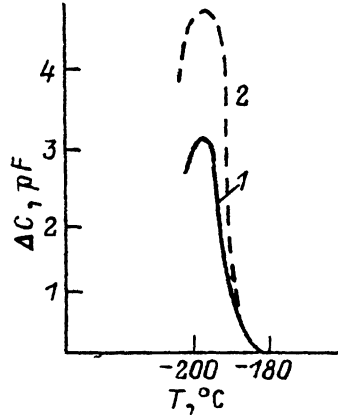
В настоящее время имеется ряд работ по исследованию радиационных дефектов (РД) в кремнии, облученном α -частицами при температурах, близких к комнатным [1–7]. Результаты этих работ позволяют сделать следующие выводы: 1) основные радиационные дефекты, образующиеся при облучении α -частицами с энергией 5–25 МэВ и электронами с энергией порядка нескольких МэВ, идентичны; 2) скорость введения дивакансий и суммарная скорость введения комплекса вакансия—кислород VO (А-центр) и комплекса узельный углерод—межузельный углерод (C_i — C_s) не зависит от концентраций кислорода N_O (при $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \leq N_O \leq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и фосфора N_P (при $10^{16} \text{ см}^{-3} \geq N_P \geq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) [4].

В настоящей работе сравниваются образование и отжиг радиационных дефектов в кремнии, облученном α -частицами с энергией 5 МэВ при $T \approx 300$ и $T \approx 170$ К.

Образцы

Образцы были изготовлены из пластин *n*-кремния. Барьер Шоттки создавался путем напыления Al в вакууме ($T \approx 100 \text{ }^\circ\text{C}$). Омический контакт с противоположной стороны пластины создавался путем напыления Al в вакууме и его вжигания ($T = 500 \text{ }^\circ\text{C}$, $t = 10$ мин). Исследования были выполнены на образцах следующих двух групп: 1-я группа — *n*-Si (fz), $N_P = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_O \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 2-я группа — *n*-Si (Cz), $N_P = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_O \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Образцы облучались со стороны барьера Шоттки неколлимированным пучком α -частиц со средней энергией 5.5 МэВ (длина пробега в кремнии ≈ 27 мкм) при температурах 300 и 170 К. Интенсивность источника $2.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, доза облучения $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Образцы 1-й и 2-й групп облучались попарно таким образом, чтобы они находились в одинаковых условиях облучения. После облучения и между всеми измерениями образцы хранились в жидком азоте.



Методика измерений

Концентрация легирующей примеси определялась по зависимости $C^{-2}(V)$. Спектр радиационных дефектов и их концентрации определялись методом DLTS [8]. Измерительная установка описана в [9]. Сигнал регистрировался после переключения обратного напряжения на образце от 0.5 до 10 В, что соответствует измерению средней концентрации радиационных дефектов в слое 1.4—6 мкм от поверхности образца.

Результаты измерений и их обсуждение

При охлаждении необлученных образцов от 300 до 80 К (при 10 В без заполняющих импульсов) их емкость уменьшилась менее, чем на 5%, что соответствует емкости запятого $p-n$ -перехода [10], а их активная проводимость уменьшилась приблизительно в 3 раза, что объясняется увеличением подвижности основных носителей заряда в базе. Эти результаты свидетельствуют о незначительном влиянии сопротивления контакта к базе в указанном интервале температур. Отметим, что указанные в [11] трудности создания омического контакта к базе были обусловлены высоким удельным сопротивлением кремния и в нашем случае отсутствовали.

До облучения концентрация остаточных глубоких центров не превышала $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. На рисунке приведен сигнал LDTS в интервале температур 70—90 К для образца 1-й группы, облученного при 170 К. Пик 1 (сплошная линия) соответствует радиационному дефекту с уровнем $E_c - 0.17$ эВ (А-центр—комплекс VO). В интервале температур 90—200 К имеется также пик, соответствующий уровню дивакансии $E_c - 0.23$ эВ, и пик, соответствующий наложению уровня дивакансии $E_c - 0.4$ эВ и уровня E-центра $E_c - 0.43$ эВ (на рисунке не показаны). Для образцов обеих групп спектры DLTS и скорости введения соответствующих радиационных дефектов (в частности А-центров) близки (см. таблицу).

Далее был произведен отжиг всех образцов. Известно, что при отжиге при 70—80 °С в течение $t > 2$ ч межзельный углерод C_i , образовавшийся в ходе облучения, полностью переходит в комплекс межзельный углерод—узельный

| Пик | $N_{PD} \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ при облучении при 170 К | | | | | |
|--------------------|---|--------------|---------------|-----------------------|--------------|---------------|
| | 1-я группа | | | 2-я группа | | |
| | Сразу после облучения | Отжиг, 79° С | Отжиг, 280° С | Сразу после облучения | Отжиг, 75° С | Отжиг, 280° С |
| Широкий пик вблизи | | | | | | |
| $E_c - 0.4$ эВ | 6 | 5.8 | 2.4 | 4.9 | 3.9 | 3 |
| $E_c - 0.23$ эВ | 5.2 | 3.3 | 3 | 4.5 | 4 | 1.5 |
| $E_c - 0.17$ эВ | 16.3 | 25.2 | 16.7 | 20 | 19.3 | 20 |
| | При облучении при 300 К той же дозой | | | | | |
| $E_c - 0.17$ эВ | 20 | 32 | 22 | 18 | 18 | 18 |

углерод C_i-C_s и в K -центр, причем в $Si(fz)$ преобладает первый процесс, а в $Si(Cz)$ — второй [12-16]; для A -центра и для C_i-C_s сигналы DLTS близки. Известно также, что при отжиге при $T=280^\circ C$ в течение 3 ч дефект C_i-C_s полностью отжигается. Исходя из этих соображений были выбраны режимы отжига: № 1 — $75^\circ C$, 2 ч; № 2 — $280^\circ C$, 3 ч.

После отжига № 1 амплитуда пика DLTS в образцах 1-й группы возросла в 1.5 раза, а в образцах 2-й группы не изменилась. Этот результат объясняется переходом C_i в C_i-C_s в образцах 1-й группы аналогично процессу, имеющему место в кремнии, облученном при комнатной температуре электронами [12-15] или α -частицами [4].

После отжига № 2 амплитуда пика DLTS в образцах 1-й группы уменьшилась до первоначальной величины, а в образцах 2-й группы не изменилась. Этот результат объясняется отжигом C_i-C_s в образцах 1-й группы.

Были выполнены контрольные измерения. Образцы обеих групп были облучены при комнатной температуре, в остальном условия облучения те же. Результаты измерений после облучения и отжигов приведены в таблице. Видно, что в образцах обеих групп скорости введения A -центров близки и незначительно зависят от температуры облучения. В образцах 1-й группы образование комплекса C_i-C_s также незначительно зависит от температуры облучения. Заметим для сравнения, что в $n-Si(Cz)$ и $n-Si(fz)$, облученных при $T \approx 300 K$ электронами ($E \sim 1$ МэВ, $I \leq 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), v_A также одного порядка [14, 17-19].

Наши результаты и упомянутые литературные данные могут быть объяснены на основе модели образования радиационных дефектов [20, 21]. Скорость изменения концентрации вакансий в нашем случае определяется из выражения

$$\frac{dV}{dt} = \sigma_{FP} J N - \gamma_{FP} V I - \sum_i \gamma_i N_i V, \quad (1)$$

где

$$\sum_i \gamma_i N_i = \gamma_O N_O + \gamma_C N_C + \gamma_P N_P + \gamma_d N_d \quad (2)$$

Здесь σ_{FP} — сечение образования пар Френкеля; J — интенсивность облучения; N — концентрация атомов полупроводника; V , I — концентрация вакансий и межузлий; γ_{FP} — константа взаимодействия вакансий и межузлий; γ_O , γ_P , γ_d — константы взаимодействия вакансий с атомарным кислородом, фосфором и дефектами, являющимися стоками для вакансий; γ_C — константа взаимодействия межузлий с узельным углеродом; N_O , N_P , N_C , N_d — концентрации атомарного кислорода, фосфора, узельного углерода и стоков для вакансий.

В стационарных условиях облучения dV/dt (1) обращается в 0.

Рассмотрим случай, когда выполняется неравенство

$$\sum_i \gamma_i N_i \leq \gamma_{FP} I, \quad (3)$$

соответствующее высокой интенсивности облучения и (или) малым N_O , N_P , N_C и N_d . Тогда из (1), принимая $V \approx I$, получаем

$$V = \sqrt{\sigma_{FP} J N / \gamma_{FP}}. \quad (4)$$

Неравенство (3) и выражение (4) означают, что концентрация вакансий определяется аннигиляцией пар Френкеля. Выражение (4) аналогично (6.45) работы [21]. Из (1) и (4) определяем скорость введения A -центров

$$v_A = N_A/Jt = \gamma_O N_O \sqrt{\sigma_{FP} N / \gamma_{FP} J} \quad (5)$$

Выражения для скоростей введения E -центров v_E и межузельного углерода v_{C_i} могут быть получены из (5) путем замены $\gamma_O N_O$ соответственно на $\gamma_P N_P$ и $\gamma_C N_C$.

Из (5) следует, что v_A пропорционально N_O и $J^{-0.5}$, однако из наших результатов следует, что при α -облучении для Si (fz) и Si (Cz) v_A близки. Следовательно, даже для Si (fz) при высокой концентрации V и I неравенство (3) не выполняется.

Рассмотрим далее случай, когда выполняется неравенство

$$\sum_i \gamma_i N_i \gg \gamma_{FP} I, \quad (6)$$

которое означает, что концентрация вакансий определяется их взаимодействием с примесями. В этом случае v_A определяется из выражения

$$v_A = \frac{\gamma_O N_O \sigma_{FP} N}{\sum_i \gamma_i N_i} \quad (7)$$

Выражения для скоростей введения E -центров v_E и межузельного углерода v_{C_i} могут быть получены из (7) путем замены $\gamma_O N_O$ соответственно на $\gamma_P N_P$ или на $\gamma_C N_C$. Рассмотрев выражение (7), можно сделать следующий вывод: если для одного из слагаемых, входящих в \sum_i , выполняется неравенство $\gamma_i N_i \ll \sum_i$, то

скорость введения комплекса вакансии с этой примесью пропорциональна концентрации примеси, однако коэффициент пропорциональности зависит от концентрации других примесей.

Из результатов данной работы и работ [4, 14, 22] следует, что в n -Si (fz), облученном α -частицами или электронами, концентрации A -центров и C_i — C_s одного порядка. Известно также, что в Si (fz) концентрации C_i (сразу после облучения) и C_i — C_s (после отжига 70—80 °C, $t > 2$ ч) одного порядка [12, 13, 16, 23—25]. Следовательно, v_A и v_{C_i} также одного порядка. Далее, из наших экспериментальных данных следует неравенство $\gamma_P N_P < \gamma_O N_O$. Таким образом, для образцов 1-й группы значения $\gamma_O N_O$ и \sum_i одного порядка, а скорость введения

A -центров v_A порядка $\sigma_{FP} N$, но меньше $\sigma_{FP} N$. С увеличением концентрации кислорода значение v_A возрастает, стремясь в пределе к $\sigma_{FP} N$. Это позволяет оценить нижний предел и порядок σ_{FP} . В слое 1.4—6.0 мкм от поверхности образца энергия α -частиц в этом эксперименте $\epsilon \approx 4$ МэВ; для образцов 2-й группы скорость введения A -центров (усредненная по площади образца) $v_A = 0.8 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹. Следовательно, для $\epsilon \approx 4$ МэВ получаем $\sigma_{FP} \approx 0.16 \cdot 10^{-24}$ см². Аналогично для кремния, облученного электронами $\epsilon \approx 1$ МэВ, используя $v_A = 0.1$ см⁻¹, получаем $\sigma_{FP} \approx 2 \cdot 10^{-24}$ см².

Выводы

При энергии α -частиц 4 МэВ и интенсивности $2.5 \cdot 10^6$ см⁻² · с⁻¹ в интервале температур 170—300 К концентрация вакансий в n -кремнии с удельным сопротивлением больше 10 Ом · см определяется не аннигиляцией пар Френкеля, а их взаимодействием с примесями и дефектами структуры. При этом константа взаимодействия вакансий с атомарным кислородом слабо зависит от температуры.

- [1] Л. С. Берман, А. Д. Ременюк, В. Б. Шуман. ФТП, 15, 1155 (1981).
- [2] Л. С. Берман, А. М. Маляренко, А. Д. Ременюк, В. Л. Суханов, М. Г. Толстобров. ФТП, 22, 844 (1988).
- [3] Н. В. Кузнецов, В. Н. Филатов, В. Г. Виноградова. ФТП, 21, 609 (1987).
- [4] В. В. Караваев, Н. В. Кузнецов, В. Н. Филатов. ФТП, 24, 1234 (1990).
- [5] Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов, Е. С. Игнатенко, Н. Б. Строкан, Й. Барани, Б. Шмидт. ФТП, 25, 852 (1991).
- [6] В. И. Губская, П. В. Кучинский, В. М. Ломако, А. П. Петрунин. ФТП, 19, 532 (1985).
- [7] H. Indusekar, V. Kermar, D. Sengupta. Phys. St. Sol. (a), 93, 645 (1986).
- [8] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [9] Л. С. Берман, А. Д. Ременюк, М. Г. Толстобров. Препринт ФТИ № 974 (1985).
- [10] Л. С. Берман. Введение в физику варикапов, 180. Л. (1968).
- [11] В. К. Еремин, А. М. Иванов, Н. Б. Строкан, Е. В. Шокина. ФТП, 23, 1613 (1989).
- [12] L. I. Murin. Phys. St. Sol. (a), 93, K147 (1986).
- [13] C. A. Londes. Japan. J. Appl. Phys., 27, 2089 (1988).
- [14] Л. С. Берман, В. А. Женко, В. Н. Ломасов, В. Н. Ткаченко. ФТП, 23, 2129 (1989).
- [15] П. В. Кучинский, В. И. Ломако, Л. Н. Шахлевич. ФТП, 22, 1213 (1988).
- [16] G. E. Jellinson. J. Appl. Phys., 53, 5715 (1982).
- [17] А. Г. Абдусаттаров, В. В. Емцев, Т. В. Машовец. ФТП, 20, 164 (1986).
- [18] А. Г. Абдусаттаров, В. В. Емцев, Т. В. Машовец. ФТП, 23, 2221 (1989).
- [19] V. A. Khrantsov, V. N. Lemasov, Ya. Ya. Pilkevich, M. P. Vlasenko, L. S. Vlasenko. Phys. St. Sol. (a), 109, 127 (1988).
- [20] Л. С. Смирнов. Физические процессы в облученных полупроводниках, 127. Новосибирск (1977).
- [21] В. В. Емцев, Т. В. Машовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках, 248. М. (1981).
- [22] S. D. Brotherton, P. Bradley. J. Appl. Phys., 53, 5720 (1982).
- [23] L. V. Song, X. D. Zhan, B. V. Benson, G. D. Watkins. Phys. Rev. Lett., 60, 460 (1988).
- [24] Y. H. Lee, L. J. Ceng, J. D. Gerson, P. M. Mocney, J. W. Corbett. Sol. St. Commun., 21, 109 (1977).
- [25] M. T. Asom, J. I. Benton, R. Sauer, L. C. Kimerling. Appl. Phys. Lett., 51, 256 (1987).

Редактор Т. А. Полянская