

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В КРЕМНИИ, ОБЛУЧЕННОМ ЧАСТИЦАМИ С МАССОЙ ~ 100 а. е. м. И ЭНЕРГИЕЙ ДО 100 МэВ. СПЕКТРОСКОПИЯ ДЕФЕКТОВ

Баранов И. А., Кучинский П. В., Ломако В. М.,
Петрунин А. П., Цепелевич С. О., Шахлевич Л. Н.

С использованием емкостных методов изучено дефектообразование в кремнии и на границе раздела Si—SiO₂ при облучении осколками деления ²⁵²Cf. Показано, что по глубине образца наблюдаются два пика в распределении дефектов, соответствующих пробегам легких и тяжелых осколков. Изучена кинетика введения и определены параметры основных радиационных дефектов в *n*- и *p*-кремнии. Показано, что спектр основных радиационных дефектов при облучении осколками деления практически не отличается от спектра дефектов, вводимых при других видах облучения. Изучена термическая стабильность образующихся дефектов. Установлено, что закономерности изменения электрофизических свойств кремния, облученного осколками деления, могут быть описаны только с учетом локализации дефектов в областях скоплений. Анализ экспериментальных данных позволил оценить параметры областей скоплений: размер ядра области $\sim 1300 \div 1400$ Å, число дефектов в ней $\sim 10^4 \div 10^5$, эффективность введения областей $\sim 10^3 \div 10^4$ см⁻¹. Показано, что облучение осколками деления вплоть до потоков, приводящих к компенсации объема ~ 20 %, не приводит к увеличению плотности состояний на границе Si—SiO₂ и величины заряда в диэлектрике.

К настоящему времени процессы радиационного дефектообразования в кремнии достаточно хорошо изучены при облучении γ -квантами, электронами, протонами и нейтронами. Дефектообразование при облучении полупроводников заряженными тяжелыми частицами с массой, много большей массы мишени ($m \gg M$), и энергией порядка $10 \div 100$ МэВ практически не изучено. Торможение таких частиц в кремнии сопровождается большими удельными потерями энергии на ионизацию ($\sim 10^3$ эВ/Å) и упругие столкновения ($\sim 10^2$ эВ/Å). Этот фактор может привести к особенностям в радиационном дефектообразовании. Оценки показывают, что в отличие от облучения кремния нейтронами и легкими ионами (протонами, α -частицами) облучение тяжелыми частицами может приводить к образованию в отдельных каскадах аморфных областей. С учетом того, что в каскаде образуется $\sim 10^5$ смещений [1], атомная концентрация смещений в пике может достигать ≈ 0.1 %, что близко к величине, необходимой для аморфизации [2].

На основании вышеизложенного в работе исследовано изменение электрофизических свойств *n*- и *p*-кремния при облучении коллимированным пучком осколков деления (ОД) ²⁵²Cf. В связи с тем что использовали достаточно «толстые» источники ²⁵²Cf, в энергетическом спектре ОД различие легкой и тяжелой групп осколков было неполным. Энергия ОД ядер ²⁵²Cf составляла для легкой группы ($M_r \approx 80$ а. е. м.) ≈ 80 МэВ, а для тяжелой группы ($M_r \approx 130$ а. е. м.) ≈ 60 МэВ. Интенсивность потока частиц была $\sim 5 \cdot 10^8$ см⁻²·с⁻¹ при угле коллимации $\pm 4^\circ$.

Измерения проводились на *p-n*- и МОП структурах на основе *n*- и *p*-кремния с удельным сопротивлением $2.0 \div 20$ Ом·см. Образцы облучались с планарной стороны при 300 К. Изучение энергетического спектра и эффективности образования электрически активных радиационных дефектов (РД), их распределения по глубине образца проводились методом нестационарной спектроскопии глу-

боких уровней (НСГУ) и методом второй гармоники. Процессы дефектообразования в области преимущественно ионизационных потерь энергии ($x \approx 1 \div 2$ мкм) исследовались с использованием МОП структур. В этом случае определялись эффективность введения дефектов, изменение плотности поверхностных состояний и заряда в диэлектрике, которые чувствительны к ионизационным потерям энергии.

Изучение распределения дефектов по глубине (рис. 1) показало, что наблюдаются два перекрывающихся пика повреждений с максимумами на глубинах 7.3 и 9.3 мкм, что связано с торможением тяжелых и легких осколков соответственно. Видно, что в области $x \approx 1 \div 2$ мкм введение дефектов практически однородно, а их концентрация на порядок меньше, чем в области $x \approx 6 \div 11$ мкм. Основными пиками в НСГУ спектре для *n*-кремния являются $E_c - 0.18$ (E1), $E_c - 0.23$ (E2), $E_c - 0.37$ (E3), $E_c - 0.43$ эВ (E4); в *p*-кремнии — дефекты $E_v + 0.35$

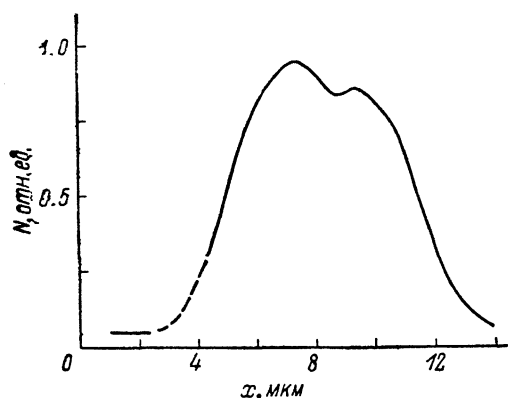


Рис. 1. Распределение дефектов в *n*-кремнии по длине пробега осколков деления ^{252}Cf .

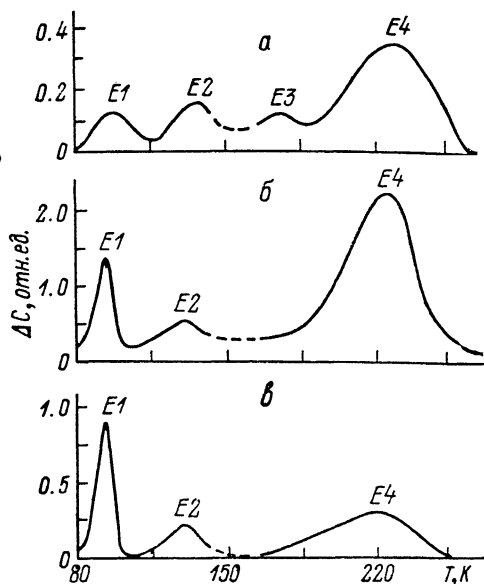


Рис. 2. Энергетические спектры дефектов в облученном *n*-кремнии на разных глубинах.

x , мкм: а — 14, б — 7.7, в — 5.5.

(H1), $E_v + 0.21$ (H2). На рис. 2 показаны изменения в спектре дефектов и эффективности их образования по длине пробега частиц. Как видно из рисунка, на длине пробега наблюдаются не только изменение соотношения концентраций различных центров, но и изменение спектра РД. Так, в конце пробега частиц в области преимущественно упругих потерь энергии (спектра а) происходит более эффективное введение комплексов с уровнями у середины запрещенной зоны, которые являются, по-видимому, собственными сложными структурными нарушениями. В то же время на начале пробега (спектр в) с большей эффективностью вводятся РД с уровнями $E_c - 0.18$ эВ, которые относятся к примесным комплексам. Форма спектральных полос имеет сложный характер, что может свидетельствовать о наличии нескольких центров с близкими энергиями активации эмиссии носителей. На рис. 2 в спектрах, записанных на участках в начале пробега и в конце, видно смещение пика E4 в область более высоких температур и соответственно больших энергий активации эмиссии.

Наблюдается линейная зависимость концентрации указанных центров от потока частиц. Максимальная скорость их введения достигает $2.6 \cdot 10^5$ см $^{-1}$ (при $n_0, p_0 \approx 10^{14} \div 10^{15}$ см $^{-3}$). С учетом того, что облучение ОД приводит к генерации каскадов смещений, представляет интерес провести оценку соотношения между эффективным выходом стабильных РД, регистрируемых экспериментально, и полным числом смещений. Простое аналитическое выражение для оценки эффективности введения смещений δN_d при облучении ОД отсутствует. Однако можно воспользоваться зависимостью, дающей нижний предел для эффективности смещений [1]:

$$\delta N_d = \frac{2\pi a_0^2 E_R^2 N_0 M_1 Z_1^2 Z_2^2}{M_2 E_1 E_d} \ln \frac{\Delta E_1}{E_d}, \quad (1)$$

где M_1, E_1, Z_1 — масса, энергия и заряд налетающей частицы, M_2, Z_2 — масса и заряд мишени, E_d — пороговая энергия смещения, a_0 — радиус Бора, E_R — постоянная Ридберга, N_0 — число атомов в единице объема кремния, $\Delta = 4M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2$. Оценки дают, что при $M_1 \approx 100$, $E_1 = 75$ МэВ, $E_d = 15$ эВ $\delta N_d \approx 2.4 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$.

С учетом принятого приближения получены результаты, которые позволяют заключить, что эффективный выход стабильных РД в кремнии в нашем случае составляет $\sim 10^{-2}$. Сравнение с данными, полученными в [3], показывает, что доля аннигилировавших первичных РД при облучении ОД близка к значениям этой величины для других видов облучения. Однако с учетом того, что (1) дает заниженное значение для эффективности смещений, вполне вероятно, что при

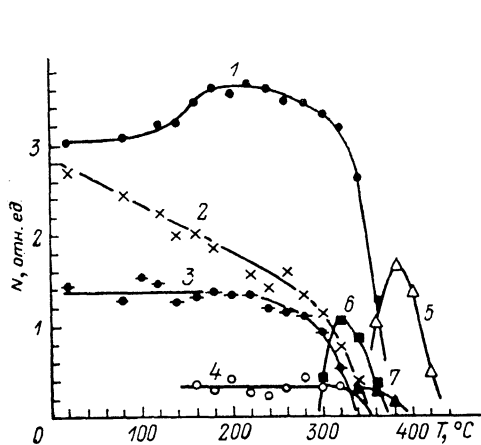


Рис. 3. Изохронный отжиг дефектов ($\Delta t = 30$ мин) в n -кремнии ($n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

1 — $E_c = 0.18$, 2 — $E_c = 0.43$, 3 — $E_c = 0.23$, 4 — $E_c = 0.37$, 5 — $E_c = 0.15$, 6 — $E_c = 0.40$, 7 — $E_c = 0.35$ эВ.

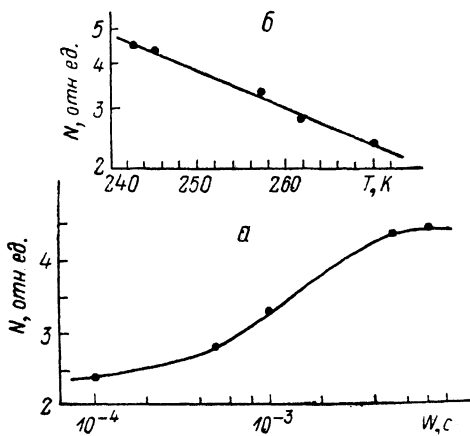


Рис. 4. Зависимость регистрируемой концентрации дефектов с уровнем $E_c = 0.23$ эВ от величины временного окна (а) и от температуры пика (б).

облучении ОД доля аннигилировавших первичных РД $> 99\%$. Это заключение согласуется с гипотезой о том, что чем больше в ограниченном объеме содержится дефектов, тем выше доля дефектов, испытывающих аннигиляцию [1].

С целью идентификации РД изучен их изохронный отжиг (в области пробега $2 \div 5$ мкм) (рис. 3). Как видно из рисунка, отжиг центра $E_c = 0.18$ эВ наблюдается в области $300 \div 400$ °С, что согласуется с известными литературными данными и позволяет отнести его к А-центру, в области $100 \div 300$ °С с ростом температуры — почти линейное уменьшение концентрации дефектов с уровнем $E_c = 0.43$ эВ. При $T > 300$ °С концентрации РД с уровнями $E_c = 0.23$ и $E_c = 0.43$ эВ близки по значению и ход кривых отжига указанных дефектов одинаков. Эти факты в совокупности с литературными данными позволяют отнести указанные уровни к дивакансиям в различных зарядовых состояниях [4]. Широкий интервал температур отжига для дивакансии в зарядовом состоянии W^- ($E_c = 0.43$ эВ) в работе [4] связывается с тем, что дивакансии в изолированном состоянии в матрице и в ядре области скопления дефектов (ОСД) имеют различные энергии активации отжига — 1.47 и 1.10 эВ соответственно. Как видно из рис. 3, концентрация дивакансий, регистрируемых в зарядовом состоянии W^- ($E_c = 0.23$ эВ), меньше, чем их концентрация в состоянии W^- . Это может быть объяснено тем, что уровень $E_c = 0.23$ эВ в ОСД имеет практически нулевое заполнение, а концентрация дивакансий в матрице существенно ниже, чем в ОСД. Следует подчеркнуть, что указанный результат аналогичен случаю нейтронного облучения.

В рамках модели, предложенной в [5], нами сделана попытка проанализировать неоднородное распределение дефектов при облучении осколками деления — размер ОСД и плотность дефектов в них. На рис. 4, а представлена зависимость регистрируемой концентрации дефектов с уровнем $E_c = 0.43$ эВ от величины временного окна. При изменении величины окна происходит смещение положения пика по температуре. Приведенные зависимости концентрации дефектов от температуры пика достаточно хорошо описываются выражением

$$\ln N = A - BT,$$

где A , B — коэффициенты, определяемые экспериментально и зависящие от радиуса ядра ОСД r , числа дефектов в области скопления M_r , концентрации ОСД $N_{\text{осд}}$, концентрации легирующей примеси N_d ,

$$A = \ln \left[\frac{2M_r N_{\text{осд}}}{\sqrt{\pi}} P(Z) \right],$$

$$B = \frac{\epsilon \epsilon_0 k \ln \left(\frac{3M_r}{4\pi r^3 N_d} - 1 \right)}{2\pi e N_d r^2}. \quad (2)$$

Из температурной зависимости концентрации дивакансий с уровнем $E_c = 0.43$ эВ (рис. 4, б) получены $A = 37.1$, $B = 2.33 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$. Однако, как видно из (2), число неизвестных больше числа уравнений, и для однозначного определения параметров ОСД необходимы дополнительные данные. Можно предположить, что плотность дивакансий в ядре ОСД при облучении осколками деления сравнима с указанной величиной для случая облучения нейтронами и составляет $10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Такое предположение обосновано идентичными закономерностями поведения хода кривых отжига дивакансий, восстановления времени жизни носителей заряда, зависимостей коэффициентов радиационного изменения времени жизни от уровня легирования при облучении ОД и нейтронами. В этом случае получены следующие значения для величин, характеризующих области скопления дефектов: $r \approx 1300 \div 1400 \text{ \AA}$, $M_r \approx 10^4 \div 10^5$ и эффективность введения ОСД $\sim 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-1}$.

Как указывалось выше, особенностью отжига центров в ОСД является наличие широкой области температур, где их концентрация уменьшается практически линейно с ростом температуры. Логично интерпретировать широкий интервал температур отжига центров $E_c = 0.43$ эВ с учетом того, что отжиг части дефектов приводит к изменению функции заполнения центров в ОСД и соответственно к увеличению эффективной концентрации регистрируемых дефектов. Однако учет изменения заполнения центров в рамках модели, предложенной в [5], не позволяет описать экспериментальные результаты по отжигу дивакансий ни при уходе их на стоки, ни при аннигиляции с междоузельными атомами.

Интересно отметить, что практически для всех наблюдаемых РД их отжиг при $T \geq 300 \text{ }^\circ\text{C}$ сопровождается появлением новых дефектов в соизмеримых концентрациях (рис. 3). Так, отжиг дивакансий и А-центров сопровождается появлением дефектов с уровнями $E_c = 0.40$ и $E_c = 0.15$ эВ соответственно. Исчезновение дефекта с уровнем $E_c = 0.37$ эВ, природа которого не установлена, приводит к появлению дефекта $E_c = 0.35$ эВ.

Несмотря на большие удельные ионизационные потери энергии при облучении осколками деления, не наблюдается увеличения плотности поверхностных состояний на границе раздела Si—SiO₂ и величины заряда в диэлектрике вплоть до потоков 10^9 см^{-2} (когда компенсация в объеме достигает $\sim 20 \%$). Этот факт может свидетельствовать о том, что определяющую роль в генерации поверхностных состояний и фиксированного заряда играет поглощенная доза облучения [6]. Характерной особенностью облучения ОД является большая величина отношения скорости введения объемных дефектов к эффективности генерации поверхностных состояний в диэлектрике. Таким образом, изменение электрофизических характеристик МОП структур при облучении осколками деления связано с деструкцией ее приповерхностной области.

Список литературы

- [1] Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., 1971. 367 с.
- [2] Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1977. 254 с.
- [3] Kuchinskii P. V., Lomako V. M. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 102. N 1. P. 653—658.
- [4] Васильев А. В., Смагулова С. Н., Смирнов С. Л. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 561—564.
- [5] Антонова И. В., Васильев А. В., Попов В. И., Шаймеев С. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 998—1003.
- [6] Першенков В. С., Попов В. Д., Шальнов А. В. Поверхностные радиационные эффекты в ИМС. М., 1988. 256 с.

Научно-исследовательский институт прикладных
физических проблем при БГУ
им. В. И. Ленина
Минск

Получена 9.03.1989
Принята к печати 15.12.1989
