

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ КРЕМНИЯ ПО ПОРОГОВОЙ ЭНЕРГИИ СМЕЩЕНИЯ И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Берман Л. С., Витовский Н. А., Ломасов В. Н., Ткаченко В. Н.

Методом двойной изотермической релаксации емкости измерены энергетические зависимости скоростей введения А-центров и комплексов C_i-C_s (межузельный—узельный углерод) в кремнии при облучении электронами. Экспериментально определена зависимость вероятности смещения регулярного атома от мгновенно полученной им энергии при $T=300$ и 500 К. Установлено, что регулярные атомы характеризуются эффективной пороговой энергией смещения $E_d^{\text{эф}}=38-40$ эВ. Показано, что вероятность смещения регулярного атома из узла при получении им энергии $E \leq 30$ эВ не превышает 2 ‰.

Основные обозначения. E — энергия, переданная атому кристалла при упругом столкновении бомбардирующей частицей, E_m — максимальная энергия, которая может быть передана атому бомбардирующей частицей с энергией ϵ , E_d — пороговая энергия смещения атома из узла кристаллической решетки, E_d^z , E_d^y — пороговая энергия смещения, определяемая экспериментально при облучении соответственно электронами или γ -квантами, $\sigma_{\text{ПФ}}$, $\nu_{\text{ПФ}}$, $W_{\text{ПФ}}$ — сечение, скорость и вероятность образования пары Френкеля, $\sigma_{\text{РД}}$, $\nu_{\text{РД}}$ — сечение и скорость образования вторичных радиационных дефектов (РД), $\gamma(\epsilon, E)$ — вероятность передачи заданной энергии E атому бомбардирующей частицей с энергией ϵ , $x(E)$ — вероятность того, что регулярный атом, получивший энергию E , сместится из узла кристаллической решетки.

Введение. При расчетах сечения образования пар Френкеля $\sigma_{\text{ПФ}}$ в кристаллах обычно предполагается, что вероятность смещения атома из узла кристаллической решетки при мгновенном получении им кинетической энергии E извне (например, при рассеянии на этом атоме бомбардирующей частицы) имеет вид ступенчатой функции $W_{\text{ПФ}}=0$, если $E < E_d$, и $W_{\text{ПФ}}=1$, если $E \geq E_d$; характерная энергия E_d называется пороговой энергией смещения. В основе этого предположения лежит экспериментальный факт быстрого, носящего «пороговый» характер нарастания величины $\nu_{\text{РД}}$ от приборного нуля при увеличении энергии ϵ бомбардирующей частицы (чаще всего используются электроны), как только ϵ превысит некоторое значение ϵ_d . Энергия E_m при $\epsilon=\epsilon_d$ полагается равной E_d . По зависимости $\nu_{\text{РД}}(\epsilon)$ при облучении электронами еще в 50—60-х годах были экспериментально определены пороговые энергии смещения E_d^z для наиболее важных полупроводников. Величина E_d входит в известные формулы для расчета зависимости $\sigma_{\text{ПФ}}(\epsilon)$ при любых энергиях бомбардирующих частиц и является единственным параметром, характеризующим кристаллическую решетку облучаемого материала (масса M и атомный номер Z характеризуют отдельные атомы материала, они известны). Вскоре, однако, были установлены два важных факта, долгое время не находивших объяснения.

1. Сравнение экспериментальных $\sigma_{\text{РД}}(\epsilon)$ (при облучении электронами) и расчетных зависимостей $\sigma_{\text{ПФ}}(\epsilon)$, вычисленных с использованием величины E_d^z , показало значительное расхождение расчета и эксперимента, причем вблизи порога дефектообразования (ПД) всегда существует область энергий ϵ , в которой $\sigma_{\text{РД}}$ на много порядков величины меньше $\sigma_{\text{ПФ}}$. При $E \gg E_d$ различия между

$\sigma_{\text{рД}}$ и $\sigma_{\text{ПФ}}$ оказываются не столь большими [1, с. 134] (см. также рис. 1 настоящей работы). Эти различия не могут быть устранены подбором значения E_d^2 .

2. Экспериментальные значения $\sigma_{\text{рД}}$ при γ -облучении в интервале энергий от 0.7 до 2.8 МэВ (когда пары Френкеля создаются в объеме однородно) в десятки и сотни раз меньше расчетных значений $\sigma_{\text{ПФ}}$, вычисленных с использованием величины E_d^2 , причем расхождение тем больше, чем меньше энергия γ -фотонов $h\nu$ [2].

Анализ экспериментальных зависимостей $\nu_{\text{рД}}(\varepsilon)$ в «припороговой» области энергий электронов, проведенный в [3], показал, что оба указанных факта могут быть объяснены, если предположить, что основная масса атомов облучаемого кристалла характеризуется пороговой энергией смещения $E_d^{\text{н}}$ (соответствующей «идеальному» кристаллу), существенно большей E_d^2 , и лишь небольшая часть «слабо связанных» атомов характеризуется меньшими энергиями смещения, находящимися в интервале $E_d^2 < E_i < E_d^{\text{н}}$. При этом высокая чувствительность используемых экспериментальных методов позволяет зарегистрировать очень небольшую долю (10^{-3} — 10^{-4}) атомов, в результате чего расхождение между E_d^2 и $E_d^{\text{н}}$ может достигать нескольких раз. Поскольку при уменьшении энергии электронов (ее приближении к ε_d) толщина слоя d , в котором создаются пары Френкеля (ПФ), уменьшается и при $\varepsilon = \varepsilon_d$ обращается в нуль, предполагалось, что слабо связанными следует считать атомы, находящиеся в тонких приповерхностных, всегда сильно дефектных слоях. Данные работ [1, 4—6] дают значения E_d^2 , сильно отличающиеся друг от друга, что вполне можно объяснить различным состоянием поверхностей исследуемых образцов. Следовательно, правильно и с большой точностью экспериментально определенная величина E_d^2 не характеризует регулярных атомов кристалла и не должна использоваться в расчетах сечения образования дефектов.

В [3, 7] было предложено определять пороговую энергию смещения $E_d^{\text{н}}$, характеризующую регулярные атомы, по данным измерений $\sigma_{\text{рД}}$. Анализ данных [2], проведенный в [3, 7], показал, что сечения $\sigma_{\text{рД}}$, измеренные при облучении γ -фотонами с различными энергиями, дают для указанного материала близкие величины энергии смещения $E_d^{\text{н}}$, которые значительно превышают E_d^2 (например, для кремния $E_d^{\text{н}} = 40$ — 60 эВ [7], а $E_d^2 = 13$ — 45 эВ [1, 4—6]). Энергии $E_d^{\text{н}}$ можно полагать близкими к $E_d^{\text{н}}$ и использовать в расчетах $\sigma_{\text{ПФ}}$ для любых видов радиации, несмотря на то что точность определения $E_d^{\text{н}}$ ниже, чем E_d^2 .

Предложенное в [3, 7] объяснение различия величин E_d^2 и $E_d^{\text{н}}$ — не единственное. В [8] было показано, что отказ от ступенчатого приближения функции $W(E)$, т. е. введение представления о непрерывности функции $\kappa(E)$ в выражение $W(\varepsilon, E) = \eta(\varepsilon, E) \kappa(E)$, приводит к тому, что и для идеального кристалла эффективная энергия смещения $E_d^{\text{эф}}$, которая должна использоваться в расчетах сечения $\sigma_{\text{ПФ}}$, оказывается значительно (в 2—3 раза) большей, чем E_d^2 . Для расчетов зависимости $\kappa(E)$ в [8] вводятся три свободных параметра, что позволяет широко варьировать вид функции $\kappa(E)$ и затрудняет практическое использование результатов.

Таким образом, учет обоих факторов — идеальности реального кристалла и плавного вида функции $W(E)$ — приводит к одному и тому же качественному выводу: $E_d^{\text{н}}$ (или $E_d^{\text{эф}}$) $\neq E_d^2$.

Цель настоящей работы — определение соотношения параметров E_d^2 , $E_d^{\text{н}}$ и нахождение энергетической зависимости вероятности смещения регулярного атома в кремнии $\kappa(E)$ из экспериментальных зависимостей $\nu_{\text{рД}}(\varepsilon)$ в условиях, когда роль поверхности сведена к минимуму. Кроме того, нами исследовано влияние температуры облучения на E_d^2 , $E_d^{\text{н}}$ и $\kappa(E)$.

1. Эксперимент

Исследовались энергетические зависимости скоростей введения А-центров (комплекс вакансии—кислород) и комплексов C_i — C_s (межузельный—узельный углерод). Для уменьшения влияния поверхности зависимости $\nu_A(\varepsilon)$ и $\nu_{C_i-C_s}(\varepsilon)$ определялись по концентрации этих РД в базе $p^+ - p - n$ -диодов.

Группа 1. Исходный кремний: БЗП, бездислокационный, $\rho=500$ Ом·см. Область p^+ создавалась диффузией бора в инертной среде. Глубина залегания p^+ - n -перехода $x_j=1$ мкм. Концентрация остаточных глубоких центров (ГЦ) радиационного происхождения $N_r < 5 \cdot 10^9$ см $^{-3}$.

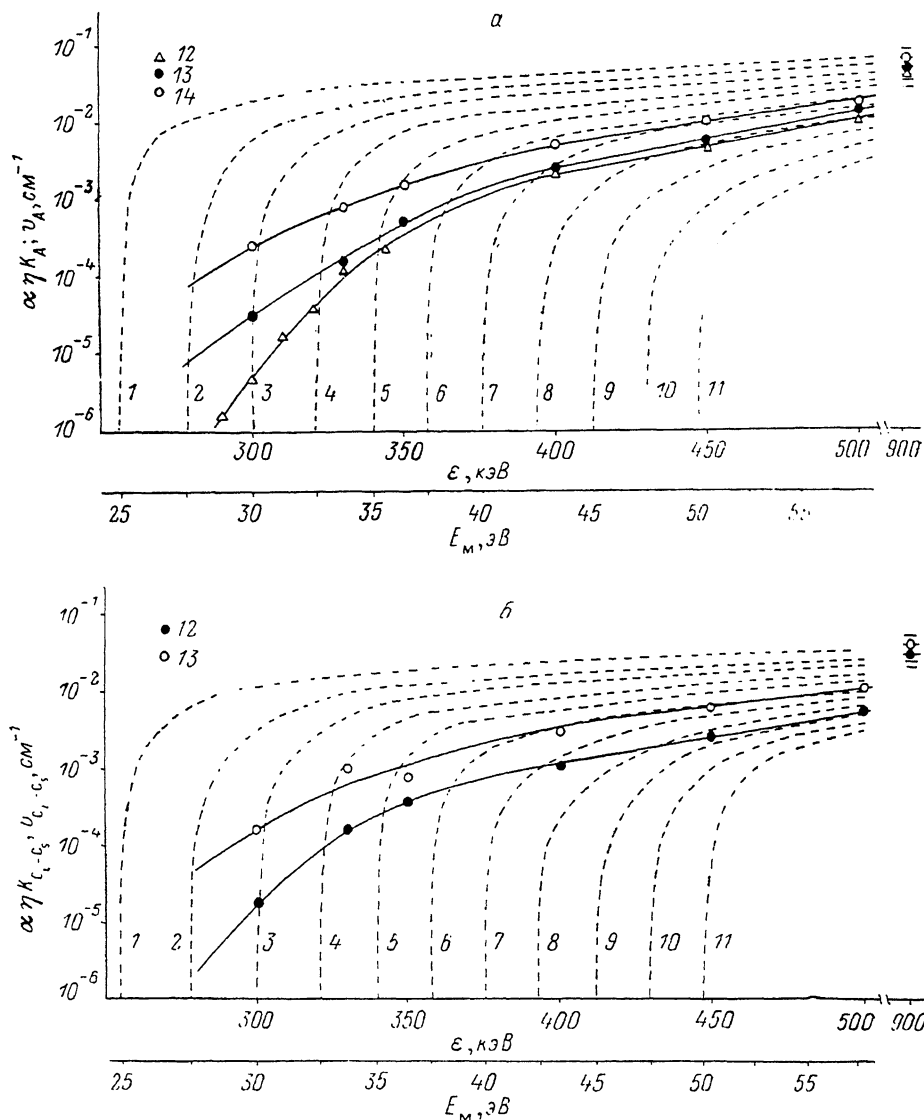


Рис. 1. Энергетическая зависимость расчетной скорости введения пар Френкеля в кремний для ступенчатой функции $v_{\text{впф}}(\epsilon) = \alpha \eta$, умноженной на коэффициент K , и экспериментальной скорости введения А-центров (а) (12—14) и центров C_i-C_s (б) (12, 13).

$E_d, \text{эВ}$: 1 — 25, 2 — 27.5, 3 — 30, 4 — 32.5, 5 — 35, 6 — 37.5, 7 — 40, 8 — 42.5, 9 — 45, 10 — 47.5, 11 — 50. $K_A=0.07$ (а). $K_{C_i-C_s}=0.05$ (б). Эксперимент: а) 12 — группа 2; 13, 14 — группа 1; Т, К: 12, 13 — 300; 14 — 500. б) группа 1; Т, К: 12 — 300; 13 — 500.

Группа 2. Исходный кремний: БЗП, бездислокационный, $\rho=700$ Ом·см. Область p^+ создавалась диффузией бора в воздухе, $x_j=10$ мкм. Энергетическая зависимость скорости введения А-центров $v_A(\epsilon)$ для образцов группы 2 была исследована нами в работе [6] и использована для расчетов в настоящей работе.

Далее приведены результаты эксперимента для образцов группы 1. Образцы облучались электронами со стороны области p^+ на импульсном ускорителе при $T=300$ и 500 К. Частота следования импульсов $f_n=500$ Гц, длительность импульсов $\Delta t=330$ мкс, плотность потока электронов в импульсе $J=1 \times$

$\times 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ поддерживалась постоянной в условиях эксперимента. Точность установки энергии $\Delta \varepsilon = \pm 5 \text{ кэВ}$. Концентрация РД измерялась в слое на расстоянии $17-26 \text{ мкм}$ от поверхности методом двойной изотермической релаксации емкости [9], использовалась автоматизированная установка [10]. При каждой энергии облучались два образца, расположенные на одной пластине; для них разница в концентрации РД не превышала 5%. Уменьшение энергии электронов в никелевом контакте к области p^+ и на расстоянии от области p^+ до исследуемого слоя $\Delta x \approx 20 \text{ мкм}$ учитывалось с помощью известных методов [11, 12]. В кремнии, облученном электронами, образуются А-центры и междузельный углерод C_i ; последний не стабилен: в БЗП кремнии он при комнатной температуре за несколько суток переходит в комплекс междузельный—узельный углерод C_i-C_s [13], который полностью отжигается при 280°C за 5 ч [14]. Для акцепторного уровня C_i-C_s и для А-центра температурные зависимости времени термоионизации $\tau(T)$ близки [14], поэтому емкостные измерения дают суммарную концентрацию этих РД $N_A + N_{C_i-C_s}$. Для определения N_A и $N_{C_i-C_s}$ каждый образец измерялся трижды: a — сразу после облучения (определялась концентрация N_A), b — после отжига 75°C , 5 ч (определялась суммарная концентрация $N_A + N_{C_i-C_s}$), v — после отжига 280°C , 5 ч (повторно определялась концентрация N_A , причем были получены те же значения N_A , что и сразу после облучения (А-центры устойчивы до $T < 350^\circ \text{C}$ [15])). На рис. 1, a, b приведены зависимости скоростей введения А-центров и C_i-C_s от энергии $v_A(\varepsilon)$ и $v_{C_i-C_s}(\varepsilon)$ при $T=300$ и 500 K . При $\varepsilon=300 \text{ кэВ}$ повышение температуры облучения от 300 до 500 K приводит к значительному увеличению v_A и $v_{C_i-C_s}$, однако по мере увеличения энергии электронов влияние нагрева уменьшается. (Заметим для сравнения, что при $\varepsilon=3.5 \text{ МэВ}$ в интервале температур облучения $300-500 \text{ K}$ имеет место слабая и немонотонная зависимость v_A от температуры облучения [16]). Во всем интервале энергий от 300 до 900 кэВ при обеих температурах выполняется соотношение $v_A/v_{C_i-C_s} = (1.5 \pm 0.1) = \text{const}$, т. е. нагрев до 500 K не приводит к уменьшению $v_{C_i-C_s}$. Энергетические зависимости v_A и $v_{C_i-C_s}$ в данных образцах при каждой из температур облучения одинаковы. При $\varepsilon < 400 \text{ кэВ}$ скорость введения А-центров в образцах группы 1 ($x_j=1 \text{ мкм}$) больше, чем в образцах группы 2 ($x_j=10 \text{ мкм}$), хотя концентрация кислорода в образцах группы 1 меньше, чем в образцах группы 2. Это можно объяснить более сильным влиянием поверхности на величину E_A^* в образцах группы 1, у которых x_j меньше.

2. Обсуждение результатов

Основная трудность, возникающая при анализе скоростей введения вторичных РД, связана с тем, что в регистрируемом процессе могут участвовать не все создаваемые при облучении междузельные атомы I и вакансии V . Если образование регистрируемых вторичных РД не является главным из процессов, в которых участвуют I и V , то энергетические зависимости $v_A(\varepsilon)$ и $v_{C_i-C_s}(\varepsilon)$ могут отличаться от зависимости $v_{\text{ИФ}}(\varepsilon)$. Поскольку пары Френкеля разделяются уже при низких температурах [17] и вакансии активно взаимодействуют с примесями, непосредственно скорость $v_{\text{ИФ}}$ измерена быть не может. Тем не менее на основании данных [18] можно считать, что при $\varepsilon=1 \text{ МэВ}$ $v_{\text{ИФ}} \sim 0.5 \div 1 \text{ см}^{-1}$. В дальнейших расчетах примем $v_{\text{ИФ}}(1 \text{ МэВ}) = (0.7 \pm 0.2) \text{ см}^{-1}$, что в модели ступенчатой функции $\kappa(E)$ соответствует величине $E_A^* = (40 \pm 6) \text{ эВ}$.

Для образцов группы 1 v_A и $v_{C_i-C_s}$ одного порядка, но много меньше $v_{\text{ИФ}}$; так, при $\varepsilon=900 \text{ кэВ}$ имеем $v_A=0.05$ и $v_{C_i-C_s}=0.03 \text{ см}^{-1}$. В образцах группы 2 междузельный углерод образует главным образом К-центр (кислородно-углеродный комплекс), причем v_A и v_K одного порядка, но много меньше $v_{\text{ИФ}}$. Такое соотношение между скоростями введения вторичных РД и пар Френкеля дает основания полагать, что доминирующим процессом является рекомбинация не связанных генетически I и V , а вторым по интенсивности — взаимодействие не прорекомбинировавших I и V с атомами примесей. Это позволяет использовать теорию квазистационарных реакций между точечными дефектами в кристаллах [19]. В соответствии с [17] можно считать, что в кремнии между I и V действуют короткодействующие силы, все генетически связанные пары Френкеля

разделяются, реакции контролируются аннигиляцией генетически не связанных I и V ; такие условия соответствуют реакциям $E-H$ [19]. Для любой из этих четырех реакций выполняется соотношение

$$\frac{v_A}{v_{\text{ПФ}}} = \left[\frac{\tau_I^p \tau_V^p}{(\tau_I^p + \tau_I^*) (\tau_V^p + \tau_V^*)} \right]^{1/2} \approx \left(\frac{\tau_I^p \tau_V^p}{\tau_I^* \tau_V^*} \right)^{1/2} \equiv K, \quad (1)$$

где τ_I^p , τ_V^p — времена жизни I и V по отношению к процессу рекомбинации, τ_I^* , τ_V^* — времена жизни I и V по отношению к реакциям V с кислородом и I с углеродом соответственно. Аналогичная зависимость справедлива и для отношения $v_{C_i-C_s}/v_{\text{ПФ}}$.

Введенный таким образом коэффициент K является индивидуальной характеристикой данного РД в данном образце и зависит от совершенства кристалла и содержания в нем примесей. Кроме того, K зависит от интенсивности облучения J через $\tau_{I,V}^p$ и $\tau_{I,V}^*$. Однако, несмотря на то что абсолютная величина коэффициента K может сильно варьировать в разных образцах и в разных условиях эксперимента, в каждом конкретном опыте, проводимом на одном образце и в условиях постоянной интенсивности облучения, коэффициент K практически не должен зависеть от энергии ϵ . Действительно, зависимость $K(\epsilon)$ может появиться, например, через зависимости $\tau_{I,V}^p$ и $\tau_{I,V}^*$ от концентрации неравновесных носителей заряда n , но сама зависимость $n(\epsilon)$ при $J = \text{const}$ в рассматриваемом диапазоне энергий весьма слабая и не может вызвать достаточно сильной зависимости $K(\epsilon)$, которая могла бы быть заметна на фоне очень сильной зависимости $\eta(\epsilon)$ в припороговой области энергий. Таким образом, поскольку было выполнено условие $J = \text{const}$, можно полагать, что во всем диапазоне энергий в условиях наших экспериментов $K = \text{const}$. С другой стороны, для идеального кристалла $v_{\text{ПФ}}$ не зависит от интенсивности излучения; при заданной температуре для заданных вида и энергии излучения она является параметром полупроводника. Экспериментально обнаруженный факт постоянства отношения $v_A(\epsilon)/v_{C_i-C_s}(\epsilon) = 1.5$ (см. раздел 1) является важным свидетельством в пользу предположения о независимости K от ϵ . Это допущение позволяет использовать результаты нашего эксперимента для вычисления зависимости $\kappa(E)$. Согласно модели работы [8], при заданной энергии ϵ с учетом зависимости $\kappa(E)$ справедливо соотношение

$$v_A = \alpha K_A \int_0^{E_m} \eta(\epsilon, E) \kappa(E) dE, \quad (2)$$

где α — известный размерный коэффициент, связывающий вероятность образования W и скорость введения v вторичного РД, η — функция ϵ и E [20]. Аналогичное соотношение справедливо и для $v_{C_i-C_s}$. Верхний предел интегрирования E_m зависит от ϵ . Дифференцирование (2) по E_m и ϵ дает

$$\kappa(E) = \frac{\frac{\partial^2 v_A}{\partial \epsilon^2} \frac{d\epsilon}{dE_m}}{\alpha K_A \frac{\partial \eta}{\partial \epsilon} \Big|_{E_m}}. \quad (3)$$

Таким же образом функция $\kappa(E)$ может быть определена по экспериментальной зависимости $v_{C_i-C_s}$. Зависимости величин $\alpha K_A \eta$ и $\alpha K_{C_i-C_s} \eta$ от ϵ для различных значений параметра E_m представлены на рис. 1, а и б соответственно штриховыми кривыми. Результаты определения описанным способом зависимости κ от E по данным рис. 1 представлены на рис. 2 (кривые 1—5).

Прежде чем перейти к рассмотрению этого результата, необходимо сделать следующее важное замечание. Поскольку коэффициент K не зависит от энергии, он определяет величины $v_{\text{РД}}$, но не их энергетические зависимости. Следовательно, определенная нами зависимость $\kappa(E)$ характеризует зависимость вероятности смещения собственных атомов кристалла от получаемой ими энергии E . Вид функции $\kappa(E)$ не должен зависеть от примесного состава образца

(естественно, при условии, что концентрация атомов примеси много меньше концентрации собственных атомов) и для идеального кристалла является характеристикой полупроводника. Зависимость $\kappa(E)$ для идеального кристалла назовем функцией В. Л. Винецкого. В реальном кристалле $\kappa(E)$ отличается от функции Винецкого наличием слабо связанных атомов. Так, зависимости $\kappa(E)$ для образцов групп 1 и 2 несколько различны, что объясняется различной дефектностью этих групп образцов.

Рассмотрев рис. 2, мы пришли к следующему заключению.

1. Как и следовало ожидать, функция $\kappa(E)$ не зависит от того, по скорости введения каких РД она определяется.

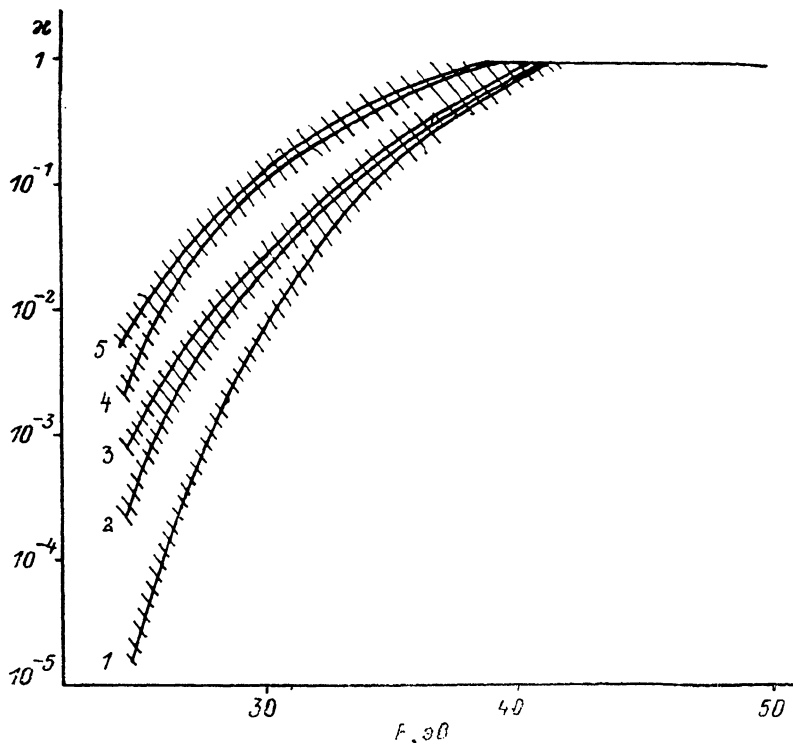


Рис. 2. Зависимость вероятности смещения атома кремния от получаемой им энергии, вычисленная из энергетической зависимости скорости введения А-центров (1, 2, 4) и центров C_4-C_5 (3, 5).

1 — группа 2; 2, 4 и 3, 5 — группа 1; Т, К: 1—3 — 300; 4, 5 — 500. Кривые 2, 3 и 4, 5 попарно совпадают в пределах погрешности, указанной штриховкой.

2. В качестве эффективной энергии смещения $E_d^{эфф}$ целесообразно принять энергию, при передаче которой регулярному атому вероятность смещения последнего близка к единице (например, 90%). Для кремния $E_d^{эфф} = (41 \pm 2)$ эВ при 300 К¹ и (38 ± 2) эВ при 500 К.

3. При 300 К и $E = 30$ эВ вероятность смещения регулярного атома не превышает 2% и резко снижается при уменьшении энергии.

4. При повышении температуры увеличивается вероятность смещения и соответственно уменьшается $E_d^{эфф}$. Это естественно связать с изменением упругих констант материала (заметим, что при температуре плавления $E_d^{эфф}$ обращается в нуль).

Таким образом, проведенный нами анализ позволяет сделать следующие выводы.

1. Существует принципиальная возможность нахождения фундаментальной (не связанной с примесным составом материала) характеристики кристалли-

¹ В [6] была сделана оценка снизу: $E_d \geq 32$ эВ для регулярных атомов.

ческой решетке полупроводника — зависимости вероятности смещения собственного атома из регулярного узла от величины мгновенно получаемой им энергии $\kappa(E)$ — по данным об энергетической зависимости скорости введения какого-либо комплексного дефекта, включающего в свой состав атомы примесей. Важным условием для реализации этой возможности в экспериментах по облучению исследуемого материала электронами является строгое постоянство плотности электронного потока при изменении его энергии.

2. Предложено новое определение понятия эффективной пороговой энергии смещения $E_a^{\text{эф}}$, используемого в расчетах сечений образования дефектов. Предлагается определять $E_a^{\text{эф}}$ как энергию, при которой вероятность $\kappa=90\%$.

3. Возможность экспериментального нахождения функции $\kappa(E)$ продемонстрирована на примере кремния. Использовались данные об энергетических зависимостях скоростей введения А-центров и комплексов C_i-C_s в глубине исследуемых образцов. Как и следовало ожидать, зависимость $\kappa(E)$, полученная из данных о скоростях $v_1(\epsilon)$ и $v_{C_i-C_s}(\epsilon)$, оказалась одной и той же. Это доказывает, что полученная зависимость $\kappa(E)$ характеризует собственные регулярные атомы.

4. Установлено, что величина $E_a^{\text{эф}}$, определенная в соответствии с п. 3, составляет (41 ± 2) эВ при 300 К и слегка уменьшается [до (38 ± 2) эВ] при повышении температуры до 500 К. Изменение величины $E_a^{\text{эф}}$ с температурой следует связать с температурной зависимостью упругих констант кристалла.

5. Вероятность смещения регулярного атома кремния, получившего энергию 30 эВ при $T=300$ К, не превышает 2%, а при $T=500$ К — 10%. Это прямо указывает на то, что известные данные о «пороговой энергии смещения» $E_a \ll 30$ эВ [4, 5] относятся не к регулярным, а к слабо связанным атомам, находящимся в приповерхностных слоях.

Авторы глубоко признательны И. И. Ясковцу за полезную дискуссию.

Список литературы

- [1] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [2] Cleland J. W., Bass R. F., Crawford J. H. // Rad. Dam. Semicond. Paris, 1985. P. 401—415.
- [3] Витовский Н. А., Мустафакулов Д. А., Чекмарева А. П. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 9. С. 1747—1753.
- [4] Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники. М., 1963. 191 с.
- [5] Физические процессы в облученных полупроводниках // Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1977. 256 с.
- [6] Берман Л. С., Витовский Н. А., Ременюк А. Д., Ткаченко В. Н., Толстобров М. Г. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 753—756.
- [7] Vitovskii N. A. // Rad. Phys. Semicond. Rel. Mater. N. Y., 1980. P. 467—471.
- [8] Винецкий В. Л., Ентинзон И. Р., Холодарь Г. А. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 5. С. 912—948.
- [9] Берман Л. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 959.
- [10] Берман Л. С., Ременюк А. Д., Толстобров М. Г. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1985. № 974.
- [11] Корбет Д., Бургуэн Ж. // Новости физики твердого тела. В. 9. Точечные дефекты в твердых телах. М., 1979. С. 9—162.
- [12] Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М.—Л., 1950. 500 с.
- [13] Murin I. I. // Phys. St. Sol. 1986. V. A93. N 1. P. K147—K149.
- [14] Jellison G. E. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 8. P. 5715—5719.
- [15] Берман Л. С., Витман Р. Ф., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 311—315.
- [16] Васильев А. В., Панов В. И., Смагулова С. А., Шаимеев С. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 573—575.
- [17] Emtsev V. V., Mashovets T. V., Mikhnovich N. A., Vitovskii N. A. // Rad. Def. Sol. / Ed. by J. P. Biersack. 1989. V. 111-112 (1-2).
- [18] Sivo L. L., Klontz E. E. // Phys. Rev. 1969. V. 178. N 3. P. 1264—1273.
- [19] Винецкий В. Л., Ясковец И. И. // ФТП. 1972. Т. 14. В. 10. С. 3046—3052.
- [20] Oen O. S., Holmes D. K. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 8. P. 1289—1294.