

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ОБЛАСТЯХ Ge И Si, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ

Пустовойт А. К., Коноплева Р. Ф., Купчишин А. И.,
Мукашев К. М.

С помощью метода углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) исследованы образование и отжиг радиационных дефектов в Ge и Si, облученных реакторными нейтронами, в зависимости от типа проводимости и уровня легирования. Характер отжига свидетельствует об аннигиляции позитронов на многовакансионных комплексах, находящихся внутри разупорядоченных областей (РО). Для *n*-Ge обнаружен сдвиг дозовых зависимостей радиационной компоненты УРАФ с изменением уровня легирования. Характер сдвига и его величина могут быть объяснены затягиванием позитрона внутрь РО полем контактной разности потенциалов с учетом диффузии и рекомбинации в матрице. Определены макроскопические сечения образования РО: $3.4 \cdot 10^{-2}$, $4.2 \cdot 10^{-2}$ и $7 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-2}$ для *n*-Ge, *p*-Ge и Si соответственно, а также параметры РО в Ge и Si. Предполагается, что различия в сечениях образования и параметрах РО связаны с разными условиями «застывания» РО в Ge и Si.

В данной работе для исследования РО в Ge и Si использовался метод электронно-позитронной аннигиляции (ЭПА). В отличие от других работ по изучению этим методом дефектов в полупроводниках основное внимание уделялось выявлению специфики, вносимой РО как включением другой фазы.

Согласно модели, предложенной Госсиком [1] и развитой в ряде работ [2, 3], РО представляет собой включение, аналогичное по своим свойствам предельному состоянию материала при больших дозах облучения: в Ge — это близкий к вырождению *p*-тип, в Si — материал, по проводимости близкий к собственному.

Можно было предполагать, что затягивание позитрона внутрь РО полем контактной разности потенциалов приведет к большим сечениям захвата позитрона в *n*-материале по сравнению с материалом *p*-типа. Такой эффект мог бы служить подтверждением модели РО и помог бы связать динамику ЭПА с параметрами РО.

Методика и результаты эксперимента. Использовалась методика углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) [4]. В качестве источника позитронов использовалась ^{22}Na активностью ~ 8 мкюри. Измерительная установка обеспечивала угловое разрешение ~ 1 мрад и отношение скоростей счета сигнал/фон в области максимума углового распределения 200 [5]. Образцы Ge и Si (Ge — тянутый, Si — как тянутый, так и зонный) *n*- и *p*-типа с различными удельными сопротивлениями представляли собой шайбы диаметром 20 мм и толщиной 1 мм, вырезанные в плоскости $\langle 111 \rangle$. Облучение быстрыми нейтронами осуществлялось в реакторе ВВР-М в интервале доз $\Phi = 10^{14} \div 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Отжиг проводился в самой измерительной установке в атмосфере Ar с шагом 30 °C для Ge и 50–100 °C для Si. Длительность интервала составляла 15 мин.

В материале, содержащем дефекты, в спектре УРАФ, как известно, [4] появляется узкая компонента (УК), связанная с аннигиляцией позитронов, локализованных на дефектах вакансионного типа. В нормированном спектре УРАФ это приводит к увеличению амплитуды параболической части спектра *I*

на величину $\Delta I = I - I_0$ (I_0 — амплитуда для бездефектного материала), связанную со скоростью захвата позитронов дефектами $k = \gamma N$ [6]:

$$\frac{\Delta I}{\Delta I_\infty} = \frac{k\tau}{1 + k\tau}, \quad (1)$$

где ΔI_∞ — асимптотическое значение ΔI при $k \rightarrow \infty$, τ — время жизни позитрона в бездефектном материале, γ — коэффициент захвата, N — концентрация дефектов.

Измеренные нами спектры УРАФ в исходных и облученных образцах обрабатывались на ЭВМ для выделения параболической части и определения ΔI и ΔI_∞ . Зависимость УК от флюенса быстрых нейтронов при разной степени легирования дана на рис. 1, а (для Ge) и 1, б (для Si).

В случае *n*-Ge при уменьшении концентрации легирующей примеси N_2 кривые сдвигаются в область меньших доз, что соответствует, согласно (1), увеличению γ . Учитывая, что в *n*-Ge РО должны представлять собой ловушки для позитронов, а сечение захвата будет определяться внешними размерами об-

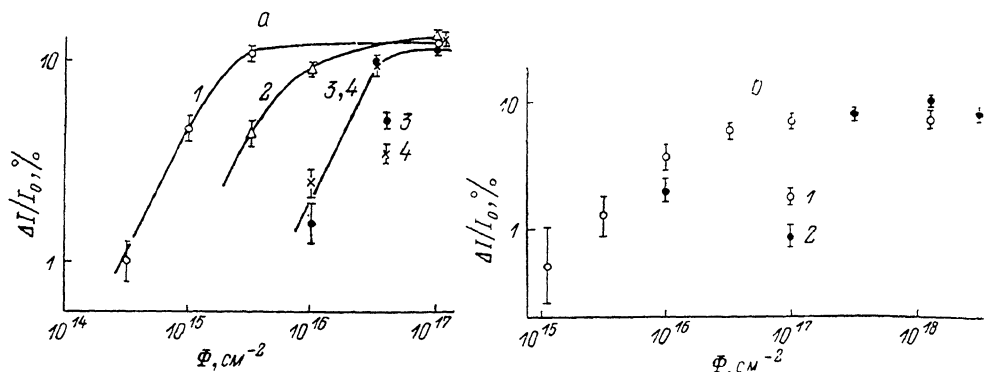


Рис. 1. Дозовые зависимости радиационной компоненты УРАФ.

а — Ge; легирующая примесь: 1—3 — Sb, 4 — Ga; удельное сопротивление, Ом·см: 1 — 1, 2 — 0.1, 3 — 0.005, 4 — 0.01; б — Si; 1 — *n*-тип (5÷400 Ом·см), 2 — *p*-тип (4÷16 кОм·см).

ласти пространственного заряда (ОПЗ) вокруг РО, наблюдаемый сдвиг можно объяснить увеличением размера ОПЗ с уменьшением N_2 .

В случае Si с разными уровнями и типами легирования не наблюдается существенного сдвига дозовых зависимостей УК (рис. 1, б). Это связано, по-видимому, с тем, что электрическое поле РО сильно ослаблено вследствие низкой величины барьера между матрицей и ядром РО [2]. Причиной понижения барьера может быть полное обеднение ядра РО, когда длина экранирования превышает радиус ядра. В следующем разделе будет показано, что для РО в Si действительно реализуются такие условия.

Подтверждение того, что УК УРАФ связана с дефектами в РО, а не в матрице, а также определенные сведения о природе позитроночувствительных дефектов в Ge и Si дает изучение отжига УК. Результаты изотермического отжига УК в Ge и Si представлены на рис. 2, а и б соответственно. Как видно из рисунка, температура отжига УК (300÷400 °C для Ge и 600÷700 °C для Si) существенно превышает температуры отжига всех известных изолированных точечных дефектов (ТД) [3, 7, 8]. Согласно электронно-микроскопическим исследованиям, в Si в области 600÷700 °C отжигаются РО вакансионного типа, но остаются РО межузельного типа [9]. Это дает основание полагать, что УК УРАФ связана с аннигиляцией в РО вакансионного типа. Что касается типа ТД внутри РО, ответственных за УК, то в соответствии с высокой температурой отжига следует заключить, что это — многовакансионные комплексы V_n ($n > 4$).

Из рис. 2 видно также, что полному отжигу УК предшествует «отрицательный отжиг» при $T = 100 \div 200$ °C для Ge и $100 \div 300$ °C для Si. Такой сложный характер и высокая температура полного отжига характерны для материала, содержащего повреждение типа РО [2]. Отрицательный отжиг УК УРАФ свя-

зан с образованием поливакансионных комплексов, в результате чего происходит сужение спектра УРАФ и соответственно увеличение ΔI при его нормировке.

Из кривых, приведенных на рис. 2, видно, что увеличение УК при отжиге выражено сильнее в материале n -типа при достаточно высоком уровне легирования ($N_2 \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Такая закономерность указывает на то, что при образовании поливакансионных комплексов, по-видимому, существенную роль играют донорные примеси V группы. Поскольку $N_2 \ll N_1$ (N_1 — концентрация электрически активных дефектов в ядре РО), примесь V группы может играть роль не составной части стабильных комплексов, образующихся при этих температурах ($100 \div 250^\circ \text{C}$), а катализатора, участвующего в промежуточной стадии реакций комплексообразования.

Это согласуется с результатами исследований ТД при γ -облучении, которые показывают, что в Ge образуются вакансионно-примесные комплексы с участием донора V группы, которые устойчивы до 150°C ,¹ тогда как комплексы с участием акцептора III группы устойчивы лишь до 100 K [8].

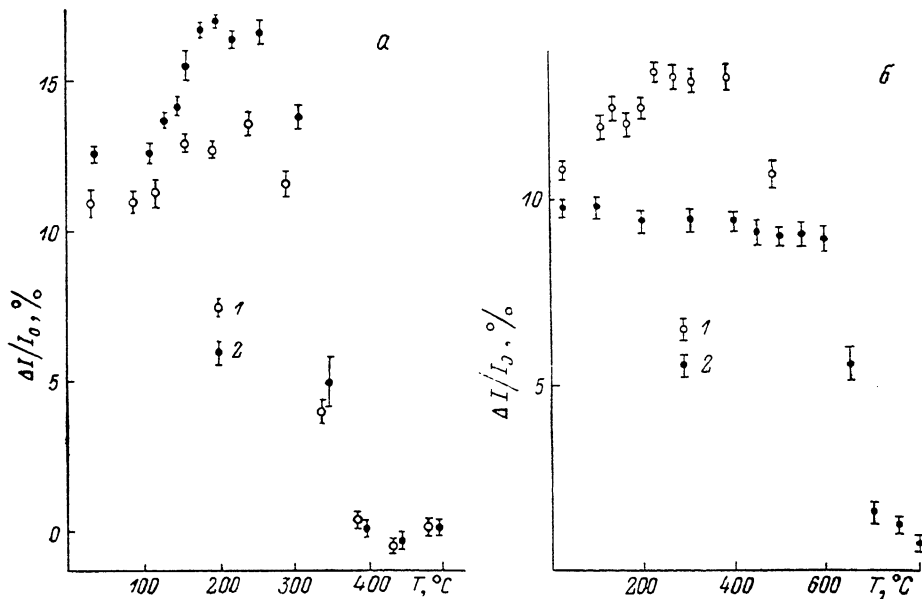


Рис. 2. Изотермический отжиг радиационной компоненты УРАФ.

а — Ge; $\Phi = 10^{17} \text{ см}^{-2}$; 1 — p -тип (0.01 Ом·см), 2 — n -тип (0.1 Ом·см); б — Si; 1 — n -тип (5 Ом·см), $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$; 2 — p -тип (4 нОм·см), $\Phi = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Анализ результатов. Дозовые зависимости УК, как видно из выражения (1), могут быть использованы для определения k , а следовательно, и одной из характеристик центров захвата (γ или N),² если другая известна. В зависимости от соотношения между длиной пробега позитрона $l = \langle v\tau \rangle \approx \bar{v}m_+/e\mu$ или длиной диффузии $l_D = \sqrt{D\tau}$, с одной стороны, и радиусом захвата R — с другой возможны три режима захвата позитрона, приводящих к разным выражениям для γ и к разному виду дозовой зависимости УК. Два из них — пролетный и диффузионный режимы — рассмотрены в [6]: при $l \gg R$

$$\gamma = \pi R^2 \bar{v}, \quad (2)$$

при $l \ll R < l_D$

$$\gamma = 4\pi R D, \quad (3)$$

где $\bar{v} = (2k_B T / m_+)^{1/2} \approx 10^7 \text{ см/с}$ — тепловая (наиболее вероятная) скорость позитрона, $D = \mu k_B T / e$ — коэффициент диффузии, μ — подвижность, τ — время жизни, $m_+ \approx m_e$ [10] — эффективная масса.

¹ В данном случае легирующей примесью в Ge была Sb.

² Концентрация дефектов связана, в свою очередь, со скоростью введения их $dN/d\Phi$. При достаточно малых дозах эта связь линейна: $N = \Phi dN/d\Phi$.

Третий — режим неподвижного позитрона — осуществляется при $l_D \ll R$. В этом случае вероятность захвата определяется долей объема, занятого областями захвата, f . Нетрудно показать, что

$$df = V(1-f)dN, \quad (4)$$

где $V = 4\pi R^3/3$ — объем одной области захвата. Решая (4) и учитывая, что $\Delta I/\Delta I_\infty = f$, получим

$$\Delta I/\Delta I_\infty = 1 - \exp(-VN). \quad (5)$$

Рассмотрим применимость каждого из этих трех режимов. Подставляя значения параметров $\mu = 40$ [11] и $6.4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [12] для Ge и Si соответственно, $\tau = 2.4 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ [12] в выражения для l и l_D , получаем $l \approx 10^{-7}$, $l_D \approx 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Для точечных дефектов $R \approx 10^{-8} \text{ см}$, так что выполняется условие пролетного режима; для разупорядоченных областей, если пренебречь влиянием ОПЗ и использовать в качестве R размер ядра PO $R_1 \approx 10^{-6} \text{ см}$ [2], выполняется условие диффузионного режима.

В том случае, когда влияние ОПЗ существенно (например, в n -Ge), необходимо рассмотреть дрейф и аннигиляцию позитронов в ОПЗ. Поскольку $N_2 \ll N_1$, то внешний радиус ОПЗ $R_2 \gg R_1$, поэтому можно рассматривать ОПЗ как сферически симметричную и получить достаточно простое выражение для электрического поля [1]. Проведенные нами вычисления показали, что при $N_1/N_2 \gg 1$ и $0.1 < l_0 < 1$ с точностью $\sim 5\%$ для R_2 можно использовать выражение

$$R_2 (\text{см}) \approx 250 \left(\frac{\varepsilon \psi_0 (B) R_1 (\text{см})}{N_2 (\text{см}^{-3})} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где $l_0 = (\varepsilon \varepsilon_0 \psi_0 / 2\pi e N_1 R_1^2)^{1/2}$ — параметр экранирования, а $\psi_0 = E_c - k_B T \times \ln(N_c/N_2)$ — контактная разность потенциалов между n -матрицей и p -ядром PO (E_c — ширина запрещенной зоны, k_B — постоянная Больцмана, N_c — плотность состояний в зоне проводимости).

Аннигиляцию в ОПЗ можно учесть введением эффективного радиуса захвата $R^* = \alpha R_2$, где α определяется из условия

$$\frac{4}{3} \pi (\alpha^3 R_2^3 - R_1^3) = \int_{R_1}^{R_2} \exp\left(-\frac{t_{\text{xp}}}{\tau}\right) 4\pi R^2 dR. \quad (7)$$

Вычисляя $t_{\text{xp}} = \int_{R_1}^R \frac{dr}{\mu E(r)}$ и учитывая, что $R_1/R_2 \ll 1$, получим

$$\alpha \approx \left(1 + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e N_2 \mu \tau} \right)^{-1/3}. \quad (8)$$

Сравнивая R^* с l_D , можно видеть, что для слабо легированного n -Ge режим захвата является промежуточным между диффузионным и режимом неподвижного позитрона. В этом случае дозовую зависимость можно описать уравнением (5), модифицируя выражение для объема области захвата,

$$V = 4\pi (R^* + L^*)^3/3. \quad (9)$$

Здесь L^* — эффективная длина диффузионного собирания, определяемая из условия³

$$\frac{4}{3} \pi [(R^* + L^*)^3 - R^{*3}] = \sqrt{\frac{\pi}{D}} \int_0^{R_2 - R^*} x (R^* + x)^2 \int_0^\infty t^{-3/2} \exp\left(-\frac{t}{\tau} - \frac{x^2}{4Dt}\right) dt dx, \quad (10)$$

³ Для вычисления вероятности попадания в ОПЗ позитрона, находящегося на расстоянии x от границы ОПЗ, использовались результаты [13].

где $R_3 = (3/4\pi N_3)^{1/3}$ — половина расстояния между РО, N_3 — концентрация РО. Воспользуемся результатами приведенного анализа для определения параметров РО.

1. *n*-Германий. Для слабо легированного материала (рис. 1, а, кривые 1, 2), используя (5) и (10) на начальном участке дозовой зависимости и учитывая, что $N_3 = \Sigma_r \Phi$, получим макроскопическое сечение образования РО

$$\Sigma_r = \left[\frac{4\pi}{3} (\alpha R_2 + L^*)^3 \Phi \right]^{-1} \frac{\Delta I}{\Delta I_\infty}. \quad (11)$$

Для сильно легированного материала (кривая 3) применимо диффузионное приближение. Определяя k из (1), а γ из (3), получим

$$\Sigma_r = (4\pi D \cdot R_2 \Phi)^{-1} \frac{\Delta I}{\Delta I_\infty - \Delta I}, \quad (12)$$

где R_2 определяется из (6).

Учитывая разную зависимость $\Sigma_r(R_1)$ в приведенных выражениях [$R_1^{1/3}$ в (12) и близкую к R_1^{-1} в (11)], можно достаточно точно определить как Σ_r , так и R_1 :

$$\Sigma_r = 3.7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}, \quad R_1 = 4.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}. \quad (13)$$

Используя эти величины, можно определить и другие параметры РО. Нетрудно видеть, что заряд РО (в единицах заряда электрона e) $Z = (dn/d\Phi)/\Sigma_r$, где $dn/d\Phi$ — скорость удаления носителей,⁴ а концентрация электрически активных дефектов в ядре РО (в предположении, что они однозарядны) $N_1 = 3Z/4\pi (R_1^3 - R_0^3)$, где R_0 — радиус нейтральной части ядра РО. N_1 ограничено двумя условиями: с одной стороны, N_1 не должно превышать плотность смещений ($\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$), с другой — должно быть достаточно высоким, чтобы экранировать поле контактной разности потенциалов ($l_0 < 1$).⁵

При $dn/d\Phi = 3.3 \text{ см}^{-1}$ [2] удается согласовать (13) с неравенствами $N_1 < 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [3] и $l_0 < 1$ лишь при условии, что доля РО в компенсации *n*-Ge при нейтронном облучении составляет $0.2 \div 0.25$:

$$(dn/d\Phi)_{\text{РО}} = (0.2 \div 0.25) dn/d\Phi. \quad (14)$$

При этом условии значения параметров, характеризующих РО в *n*-Ge, следующие:

$$\Sigma_r^n = (3.5 \div 3.3) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}, \quad Z = 200 \div 160, \quad N_1 = (4.5 \div 2.6) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}, \\ R_1 = (5 \div 6) \cdot 10^{-7} \text{ см}, \quad R_0/R_1 = 0.5 \div 0.1. \quad (15)$$

Условие (14) согласуется с малым сечением образования РО в *n*-Ge $\Sigma_r^n \ll \Sigma_{\text{упр}}$. Последнее означает, что основная часть РО «разбегается» (используя терминологию [14]), тогда как (14) означает, что разбежавшиеся РО образуют в матрице (согласно [8]) донорно-вакансионные комплексы, что и является основной причиной компенсации *n*-Ge при нейтронном облучении.⁶ Сравним отношение доли «застывших» РО $\Sigma_r^n/\Sigma_{\text{упр}} \approx 0.014$ с долей электрически активных дефектов в этих РО $\left(\frac{dn}{d\Phi}\right)_{\text{РО}}/\frac{dn}{d\Phi} \approx 0.2$, можно сделать вывод, что лишь $\sim 7\%$ дефектов из разбегающихся областей образуют комплексы с донорами, основная же часть их аннигилирует или уходит на стоки.⁷

2. *p*-Германий. Как видно из рис. 1, а, кривые для сильно легированного *n*- и *p*-Ge (кривые 3 и 4) почти совпадают, что кажется неожиданным. Действительно, в сильно легированном *p*-Ge уровень Ферми в матрице и ядре

⁴ При этом предполагается, что компенсация *n*-материала при облучении почти полностью связана с РО.

⁵ В противном случае происходит уменьшение ϕ_0 в результате полного обеднения ядра РО, как это имеет место для Si.

⁶ Такая трактовка подтверждается результатами детального исследования УРАФ в нейтронно-облученном Ge при малых дозах [15].

⁷ Оценка доли дефектов, образующих комплексы в оболочке РО, зависит от числа вакансий, входящих в такой комплекс и в электрически активный дефект в ядре РО, а потому является лишь ориентировочной.

РО имеет одно значение ($\phi_0 \approx 0$), а потому отсутствует ОПЗ. Из этого следует, что радиус захвата в p -Ge $R \approx R_1$, тогда как в n -Ge при $N_2 = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $R \approx R_2 \approx 7R_1$. Совпадение дозовых зависимостей для сильно легированных n - и p -Ge означает в соответствии с (1), что $\Sigma_p^n \ll \Sigma_p^p$.

Учитывая, что скорость образования первичных РО (каскадов смещений) одинакова в n - и p -Ge и равна $\Sigma_{\text{гпр}}$, а застывшие РО, согласно результатам отжига и спектрам УРАФ, однотипны в том и другом материалах; причину указанного различия в скорости образования стабильных РО следует искать в разных условиях разбегания РО в n - и p -Ge. В монографии [14] проанализирована эволюция РО, связанная с тепловым движением дефектов и получено условие застывания РО $D_V/R_1^2 \leq \gamma_V N_V$, где D_V — коэффициент диффузии вакансий, N_V — их исходная концентрация, $\gamma = 4\pi D_V r$ — коэффициент захвата при образовании дивакансии, r — радиус захвата.

В случае n -Ge необходимо учитывать не только диффузию, как это сделано в [14], но и дрейф заряженных дефектов в электрическом поле ОПЗ. Сравним характерные времена дрейфового ($\tau_{\text{др}} = R_1/\mu_V E$) и диффузионного ($\tau_{\text{диф}} = R_1^2/D_V$) разбегания. Определяя E из [1], получим $\tau_{\text{др}}/\tau_{\text{диф}} \approx 3\epsilon_0 k_B T / e^2 N_1 R_1^2 = 6 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, в n -Ge дрейфовое разбегание значительно эффективнее диффузионного, что объясняет приведенное выше неравенство $\Sigma_p^n \ll \Sigma_p^p$ (в p -Ge механизм разбегания диффузионный).

Подставляя в (2) k из (1), а γ из (3) и учитывая, что $N = N_3 = \Sigma_p \Phi$, а $R \approx R_1$, получим для Σ_p^p

$$\Sigma_p^p = (4\pi D_V R_1 \Phi)^{-1} \frac{\Delta I}{\Delta I_\infty - \Delta I} \cdot \quad (16)$$

Используя определенный электронно-микроскопическим методом размер РО в p -Ge при облучении реакторными нейтронами $R_1 \approx 30 \text{ \AA}$ [2], находим $\Sigma_p^p = 4.2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

3. К р е м н и й. Используя вычисленную в [16] концентрацию электрически активных дефектов внутри РО в Si, облученном нейтронами, $N_1 \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$, можно определить размеры РО из условия $4/3 \pi R_1^3 N_1 = (dn/d\Phi)/\Sigma_p$. Находя $\Sigma_p R_1$ из (16) и используя значение $dn/d\Phi \approx 2$ [3], получим $R_1 \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ см}$. Это значение R_1 попадает в интервал размеров РО в Si, определенный электронно-микроскопическим методом $R_1 = 10 \div 250 \text{ \AA}$ [2].

Подставляя полученное значение R_1 в (16), находим $\Sigma_p^n \approx \Sigma_p^p \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. При этом заряд РО в Si $Z = (dn/d\Phi)/\Sigma_p \approx 30$, что близко к результату [16]: 40 дивакансий в одном кластере.

Причиной слабого электрического поля, создаваемого РО в Si, как предполагалось выше, служит уменьшение барьера между матрицей и ядром РО в результате обеднения последнего. В этом случае $\phi_0 = e R_1^2 N_1 / 2\epsilon_0$ [2], что при подстановке приведенных значений R_1 и N_1 дает $\phi_0 \approx 0.1 \text{ В}$. Это близко к результатам, полученным другими методами: $\phi_0 = 0.05 \div 0.07 \text{ В}$.

Выводы. Сравнивая полученные значения параметров РО, можно видеть, что процесс образования стабильных РО идет по-разному в Ge и Si.

1. В Ge лишь небольшая часть каскадов смещений застывает, образуя стабильные РО (17 % для p -Ge и 1.4 % для n -Ge), тогда как в Si застывает около половины каскадов смещений. Различие условий застывания РО в Ge и Si может быть вызвано более эффективным связыванием дефектов в комплексы (в частности, вакансионные V_n) в Si по сравнению с Ge.

2. Размеры РО в Ge и Si близки (20 и 30 \AA в n - и p -Ge соответственно, 40 \AA в Si), тогда как расчетные размеры каскада смещений в Ge в 3 раза меньше, чем в Si [2, 14], что определяется увеличением размеров РО в Ge за счет диффузии дефектов, образующих ядро РО.

3. Число дефектов вакансионного типа и их плотность в РО для Ge выше, чем для Si (200 и $4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для Ge, 30 и $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для Si). Высокая плотность вакансионных дефектов внутри РО в Ge при высокой их подвижности (см. п. 1) означает, что аннигиляция их с межузельными дефектами затруднена. Возможно, это связано с вытеснением последних из области каскада смещений при формировании РО в Ge.

Л и т е р а т у р а

- [1] Gossik B. R. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 8. P. 1214—1218.
- [2] Коноплева Р. Ф., Литвинов В. Л., Ухин Н. А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. М., 1971. 176 с.
- [3] Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1980. 292 с.
- [4] Triftschauer W. // Top. Curr. Phys. 1986. N 40. P. 249—295.
- [5] Купчишин А. И. и др. // Физика атомного ядра и космических лучей. Алма-Ата, 1977. С. 109—117.
- [6] Brandt W. // Appl. Phys. 1974. V. 5. N 1. P. 1—23.
- [7] Корбетт Дж., Бургуэн Ж. // Точечные дефекты в твердых телах. М., 1979. С. 9—162.
- [8] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [9] Pankratz J. M. et al. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 1. P. 101—106.
- [10] Shulman M. A. et al. // Appl. Phys. 1975. V. 5. N 2. P. 367—371.
- [11] Mills A. P., Pfeiffer L. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. N 23. P. 1389—1393.
- [12] Cheng L. J. et al. // Phys. Rev. 1973. V. B8. N 6. P. 2880—2886.
- [13] Пустовойт А. К. и др. // Преприят ЛИЯФ АН СССР. Л., 1982. № 738.
- [14] Винецкий В. Л., Холодарь Г. А. Радиационная физика полупроводников. Киев, 1979. 335 с.
- [15] Арутюнов Н. Ю. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 552—555.
- [16] Cheng L. J., Lory J. // Phys. Rev. 1968. V. 171. N 3. P. 856—862.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова
АН СССР

Получена 18.07.1988
Принята к печати 19.09.1988