

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ n-Ge

С.В. Лунев, А.И. Зимич, П.Ф. Назарчук
Луцкий национальный технический университет,
ул. Львовская, 75, Луцк, 43018, Украина, luniovser@mail.ru

На основе измерений эффекта Холла определены энергетические уровни радиационных дефектов ($E_c - 0,27$) эВ, ($E_c - 0,28$) эВ, ($E_V + 0,29$) эВ и ($E_V + 0,27$) эВ для монокристаллов n-Ge, облученных электронами с энергией 10 МэВ. Получены температурные зависимости холловской подвижности для различных доз облучения. На основе теоретических расчетов показано, что созданным радиационным дефектам принадлежат лишь два глубоких энергетических уровня ($E_c - 0,27$) эВ and ($E_V + 0,27$) эВ. Положения этих энергии уровней зависит от величины внутренних механических напряжений в решетке. Показано, что существенный вклад в рассеяние носителей тока в облученных монокристаллах германия вносят области упругих деформаций вокруг пар Френкеля.

Введение

Воздействие высокоэнергетических частиц и излучения на твердые тела приводит к изменению их структурно-фазового состояния и физических свойств. В основе радиационных методов обработок лежат как первичные процессы взаимодействия заряженных частиц и излучения с твердым телом, так и последующего образования в нем структурных дефектов. Эти два момента являются базисом радиационных явлений и эффектов – основных инструментов радиационных технологий XXI-го века [1]. Широкое развитие исследований радиационных дефектов в полупроводниках обусловлено большой чувствительностью их свойств к действию ядерных излучений, а также исключительно широким использованием полупроводниковых приборов в различных областях науки и техники.

Одним из перспективных полупроводниковых материалов, который используется в радиационных технологиях, является германий. Ограниченность применения метода ЭПР для германия не позволяет точно идентифицировать уровни радиационных дефектов [2]. Поэтому интересно как с теоретической, так и практической точек зрения, исследовать влияния действия облучения частицами высоких энергий на электрические свойства монокристаллов германия.

Экспериментальные результаты

В нашей работе проводились измерения эффекта Холла для облученных различными дозами электронов, энергией 10 МэВ, монокристаллов n-Ge, легированных примесью сурьмы исходной концентрацией $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для доз облучения $\Phi < 10^{16} \text{ см}^{-2}$ германий не изменял тип проводимости, а при дозах $\Phi > 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ конвертировал в p – тип. По наклону кривых зависимостей постоянной Холла $\ln(|R_X|) = f(1/T)$ были определены энергетические уровни дефектов, которые вводились при облучении n-Ge. При дозах облучения $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ возникали радиационные дефекты с глубокими уровнями ($E_c - 0,27$) эВ и ($E_c - 0,28$) эВ. Также незначительное расхождение в положении энергетических уровней в за-

прещенной зоне германия наблюдается и после n-p конверсии. При дозах облучения $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и $\Phi = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ создавались энергетические уровни ($E_V + 0,29$) эВ и ($E_V + 0,27$) эВ соответственно. Анализируя результаты работ [3, 4], можно предположить, что на самом деле при электронном облучении германия в запрещенной зоне возникают лишь два разных энергетических уровня, положение которых может незначительно изменяться в зависимости от величины внутренних напряжений в решетке, созданных межузельными атомами и вакансиями.

На рис. 1-3 представлены результаты измерений температурных зависимостей холловской подвижности $\mu_H = \mu_H(T)$ для данных доз электронного облучения n-Ge.

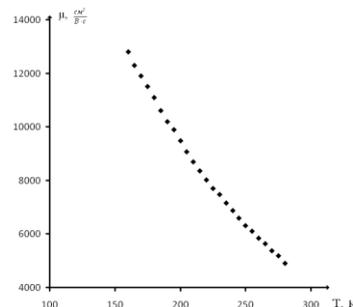


Рис. 1. Температурная зависимость холловской подвижности электронов для необлученных монокристаллов n-Ge.

Для названных условий эксперимента величина подвижности будет зависеть от относительно вклада различных механизмов рассеяния. Как было показано в работе [5], наряду с относительно хорошо изученным рассеянием электронов и дырок на акустических, оптических, междолинных фононах, ионах мелких примесей, радиационных дефектах, неоднородностях, возможен также механизм рассеяния носителей заряда на областях упругих деформаций. Для необлученного германия (рис. 1) получена температурная зависимость холловской подвижности полностью может быть объяснена, как известно, рассеянием электронов на акустических, оптических и междолинных

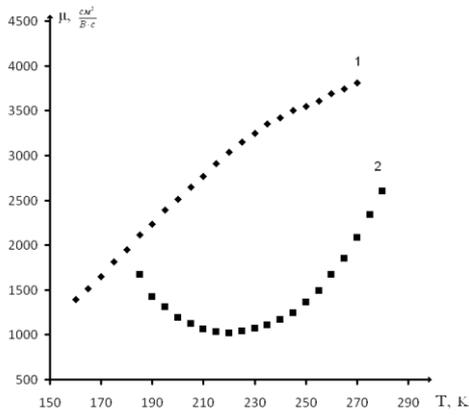


Рис. 2. Температурная зависимость холловской подвижности электронов для облученных монокристаллов n-Ge потоком электронов Φ , см^{-2} : 1 - $5 \cdot 10^{15}$; 2 - $1 \cdot 10^{16}$.

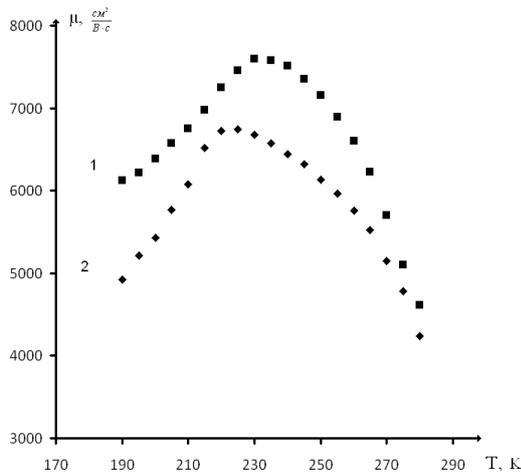


Рис. 3. Температурная зависимость холловской подвижности электронов для облученных монокристаллов n-Ge потоком электронов Φ , см^{-2} : 1 - $2 \cdot 10^{16}$; 2 - $5 \cdot 10^{16}$.

фононах [6]. Для дозы облучения $\Phi=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2, кривая 1) рост подвижности при повышении температуры можно объяснить уменьшением эффективности механизмов рассеяния электронов на заряженных дефектах и неоднородностях.

Наличие минимума на рис. 1 (кривая 2) связано с изменением при увеличении температуры эффекта экранирования и, соответственно, “мощности” рассеивающего потенциала как для мелких примесей, так и глубоких энергетических уровней радиационных дефектов [7]. Для случая, когда германий при облучении конвертирует с n-типа в p-тип, наблюдается несколько иная ситуация (рис. 3, кривые 1, 2): сначала подвижность дырок при повышении температуры возрастает, и при переходе через максимум происходит ее монотонный спад. Рост подвижности, как и в предыдущем случае, связан с уменьшением при увеличении температуры эффективности механизма рассеяния дырок на радиационных дефектах и неоднородностях. Уменьшение же подвижности при переходе через максимум может быть связано с возможным влиянием двух факторов: 1) ростом относительного вклада механизма рассеяния дырок на оптических фононах; 2) увеличением

эффективности рассеяния дырок на областях упругих деформаций вокруг дефектов, поскольку при дозах облучения $\Phi=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и $\Phi=10^{16} \text{ см}^{-2}$ концентрация дефектов может быть на порядок больше, чем при дозах $\Phi=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и $\Phi=5 \cdot 10^{16}$.

Расчет концентрации и энергетического спектра радиационных дефектов в n-Ge

Для подтверждения нашего предположения относительно наличия в запрещенной зоне облученного электронами германия лишь двух уровней и упругих полей деформаций, влияющих на рассеяние носителей тока, проведен численный расчет энергетического спектра радиационных дефектов.

Пусть в германии с концентрацией донорной примеси N_d созданы радиационные дефекты с концентрацией N и каждому дефекту принадлежит m акцепторных уровней. Будем рассматривать сначала случай, когда при облучении германий не конвертирует в p-тип. Тогда при температуре абсолютного нуля будут заполнены все уровни дефектов и часть донорных уровней. При температурах, когда мелкие доноры полностью ионизированы, а верхний энергетический уровень радиационных дефектов частично, можно записать следующее уравнение электронейтральности:

$$N(L-1) + n_a + n = N_d, \quad (1)$$

где n_a - концентрация электронов на наивысшем по шкале энергий акцепторном уровне, n - концентрация электронов в зоне проводимости. Учитывая выражения для соответствующих концентраций [8]:

$$n_a = \frac{N}{2e^{kT} + 1}, \quad n = N_c e^{\frac{F}{kT}}, \quad (2)$$

уравнение (1) можно записать так:

$$N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_a}{kT}}} + n = N_d, \quad (3)$$

В уравнение (3) входят три неизвестных параметра радиационных дефектов: N - концентрация радиационных дефектов, L - число акцепторных уровней принадлежащих каждому дефекту, E_a - энергия ионизации наивысшего по шкале энергий акцепторного уровня. Для вычисления данных параметров запишем уравнение (3) для трех разных значений концентрации электронов n . В результате получим систему уравнений:

$$\begin{cases} N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_1)}{n_1} e^{\frac{E_a}{kT_1}}} + n_1 = N_d, \\ N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_2)}{n_2} e^{\frac{E_a}{kT_2}}} + n_2 = N_d, \\ N(L-1) + \frac{N}{1 + \frac{2N_c(T_3)}{n_3} e^{\frac{E_a}{kT_3}}} + n_3 = N_d. \end{cases} \quad (4)$$

Результаты данных расчетов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры радиационных дефектов в облученном электронами n-Ge до n-p конверсии.

Доза облучения Φ , см ⁻²	N , см ⁻³	L	E_a , эВ
$5 \cdot 10^{15}$	$2,8 \cdot 10^{14}$	1,96	$E_c - 0,27$
10^{16}	$3,1 \cdot 10^{14}$	1,97	$E_c - 0,275$

Как видно из таблицы 1, параметр L очень близок к 2, что подтверждает наше предположение о существовании в запрещенной зоне лишь двух энергетических уровней дефектов. Также числовые расчеты подтверждают экспериментальные данные относительно незначительного смещения энергетических уровней при увеличении дозы облучения.

После n-p конверсии энергетический уровень ($E_c - 0,27$) эВ будет полностью свободен от электронов, а уровень ($E_v + 0,29$) эВ частично заполненным. Для данного случая уравнение электронейтральности имеет вид:

$$N_d + p = n_a, \quad (5)$$

где

$$p = N_V e^{-\frac{E_g - F}{kT}}, \quad (6)$$

Учитывая (6),

$$N_d + p = \frac{N}{1 + 2 \frac{p e^{\frac{E_g}{kT}}}{N_V} e^{-\frac{E_a}{kT}}} \quad (7)$$

Для определения концентрации радиационных дефектов N и энергии ионизации акцепторного уровня E_a запишем уравнение (7) для концентраций дырок p_1 и p_2 при температурах T_1 и T_2 соответственно.

$$\left\{ \begin{array}{l} N_d + p_1 = \frac{N}{1 + 2 \frac{p_1 e^{\frac{E_g}{kT_1}}}{N_V(T_1)} e^{-\frac{E_a}{kT_1}}}, \\ N_d + p_2 = \frac{N}{1 + 2 \frac{p_2 e^{\frac{E_g}{kT_2}}}{N_V(T_2)} e^{-\frac{E_a}{kT_2}}}. \end{array} \right. \quad (8)$$

EFFECT OF ELECTRON IRRADIATION ON THE ELECTRICAL PARAMETERS OF SINGLE CRYSTALS OF n-Ge

Sergii Luniov, Andriy Zimych, Petro Nazarchuk

Lutsk National Technical University, Lvivska st 75, Lutsk, 43018, Ukraine, luniovser@mail.ru

Based on measurements of Hall effect the energy spectrum of defects and temperature dependence of mobility for single crystals n-Ge irradiated by flow of electrons with an energy of 10 MeV are investigated. It is shown that the provisions of these levels depends on the elastic deformation of a lattice of germanium. For doses less than 10^{16} cm⁻² germanium did not change the type of conductivity, and at doses greater than $2 \cdot 10^{16}$ cm⁻² transformed into p - type. Concentration of radiation defects and their activation energy are calculated. The theoretical results of activation energy are in good agreement with the experimental. It is shown that the mobility of electrons and holes for irradiated germanium substantially depends on the effectiveness scattering on regions of elastic deformations created by of vacancies and interstitial atoms.

Результаты расчетов для облученных электронами, дозами $\Phi=2 \cdot 10^{16}$ см⁻² и $\Phi=5 \cdot 10^{16}$ см⁻², монокристаллов n-Ge представлены в таблице 2.

Таблица 2. Параметры радиационных дефектов в облученном электронами n-Ge после n-p конверсии.

Доза облучения Φ , см ⁻²	N , см ⁻³	E_a , эВ
$2 \cdot 10^{16}$	$4,2 \cdot 10^{15}$	$E_v + 0,29$
$5 \cdot 10^{16}$	$5,1 \cdot 10^{15}$	$E_v + 0,27$

Выводы

Проведены теоретические и экспериментальные исследования влияния электронного облучения на электрические свойства монокристаллах n-Ge показывают, что созданным радиационным дефектам принадлежат два глубоких энергетические уровни ($E_c - 0,27$) эВ и ($E_v + 0,29$) эВ. как в верхней, так и нижней части запрещенной зоны германия. Энергетическое положение этих уровней может изменяться в зависимости от величины внутренних механических напряжений, созданных дефектами. Также, данные области упругих деформаций вносят существенный вклад в рассеяние электронов и дырок в облученных электронами монокристаллах n-Ge.

Список литературы

1. Углов В.В. Радиационные эффекты в твердых телах. - Минск: БГУ, 2007. 167 с.
2. Mooney P.M., Poulin F., and Bourgoin J.C. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. № 6. P. 3372-3377.
3. Dolgolenko A.P., Litovchenko P.G., Varentsov M.D. et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 2006. V. 243. №. 8. P. 1842 - 1852.
4. Витовский Н.А., Емцев В.В., Машовец Т.В., Михнович В.В. // ФТП. 1989. Т. 23. № 1. С. 184 – 185.
5. Емцев В.В., Клинегер М.И., Машовец Т.В. // ЖЭТФ. 1974. Т.19. № 9. С. 575 – 579.
6. Луньов С.В., Бурбан О.В. // Журнал нано- и электронной физики. 2014. Т. 6. № 1. 5 с.
7. Луньов С.В., Назарчук П.Ф., Панасюк Л.И., Бурбан О.В. // Сенсорная электроника и микросистемные технологии. 2012. № 2. С. 69-73.
8. Киреев П.С. Физика полупроводников. Москва: Высшая школа, 1969. 590 с.