



<http://dx.doi.org/10.35596/1729-7648-2022-20-6-5-13>

Оригинальная статья / Original paper

УДК 5.38.971:538.951

КОНТИНУАЛЬНЫЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

Н.Т. КВАСОВ, В.И. ЯРМОЛИК, Е.Р. ПАВЛОВСКАЯ

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
(г. Минск, Республика Беларусь)*

Поступила в редакцию 20 апреля 2022

© Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 2022

Аннотация. В настоящей работе основные радиационные процессы впервые рассмотрены в рамках континуальной физики, когда движение заряженных частиц происходит в сплошной среде с сопротивлением. При этом вводятся новые характеристики взаимодействия ионов с веществом. В предлагаемом формализме также используются некоторые результаты современной корпускулярной теории. Это позволило использовать физически ясное пространственно-временное описание рассматриваемых процессов и явлений. С высокой степенью точности произведены оценки пробегов ионов в различных материалах, построены профили потерь энергии, рассчитаны длины и времена свободного пробега заряженных частиц в веществе, предложен формализм анализа радиационного изменения физических свойств твердых тел. Впервые детально исследована физическая природа главной характеристики радиационной стойкости материалов – пороговой энергии смещения и получена формула для ее определения.

Ключевые слова: пробег ионов в веществе, радиационный дефект, радиационная модификация твердых тел, пороговая энергия смещения.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Для цитирования. Квасов Н.Т., Ярмолик В.И., Павловская Е.Р. Континуальный подход в теории взаимодействия заряженных частиц с твердым телом. Доклады БГУИР. 2022; 20(6): 5-13.

CONTINUOUS APPROACH IN THE THEORY OF INTERACTION OF CHARGED PARTICLES WITH SOLIDS

NIKOLAY T. KVASOV, VALERI I. YARMOLIK, EVGENIA R. PAVLOVSKAYA

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Minsk, Republic of Belarus)

Submitted 20 April 2022

© Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 2022

Abstract. In this paper, the main radiative processes, for the first time, are considered within the framework of continuum physics, where the motion of charged particles occurs in a continuous resisting medium.

Within the analysis, new characteristics of the interaction of ions with matter are introduced. The proposed formalism also uses some results of modern corpuscular theory. It allows giving a physically clear space-time description of the processes and phenomena analyzed in this paper. Further in this paper, the authors have estimated, with a high degree of accuracy, the ranges of ions in various materials; constructed their energy loss profiles; determined the mean free path and mean free time of the charged particles in matter, and proposed the formalism for analyzing the radiative change in the physical properties of solids. For the first time, the physical nature of the main characteristic of the radiation resistance of materials, i.e., the threshold displacement energy, has been studied in detail, and the formula for its calculation has been derived by the authors.

Keywords: range of ions in matter, radiation defect, radiation modification of solids, threshold displacement energy.

Conflict of interests. The authors declare no conflict of interests.

For citation. Kvasov N.T., Yarmolik V.I., Pavlovskaya E.R. Continuous Approach in the Theory of Interaction of Charged Particles with Solids. Doklady BGUIR. 2022; 20(6): 5-13.

Введение

Физические процессы, сопровождающие внедрение заряженных частиц в материалы, являются предметом интенсивных исследований в научных центрах как Республики Беларусь, так и стран ближнего и дальнего зарубежья на протяжении более чем семидесяти лет (Г. Бете, Г.И. Блох, Ф.Ф. Комаров, О.Б. Фирсов, J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schiott и ряд других крупных ученых). Однако созданные к настоящему времени физико-математические конструкции, претендующие на статус теорий в радиационной физике, не обеспечивают глубокого понимания как самих процессов и явлений, так и не дают физически ясной интерпретации огромного объема экспериментальных данных. Нет соответствующего теоретического аппарата для разработки радиационных технологий в некоторых отраслях промышленности. Это касается также и широко применяемых сегодня методов компьютерного моделирования. Наиболее остро данные проблемы стали проявляться в настоящее время, когда стремительное развитие нанотехнологий настоятельно потребовало, в частности, детального рассмотрения поведения даже отдельных ионов, внедряемых в материалы, и их влияния на физические свойства наноразмерных областей.

С учетом результатов анализа причин такой ситуации в теоретической радиационной физике в настоящей работе предпринята попытка рассмотреть некоторые радиационные процессы с позиций континуальной физики [1] с привлечением базовых наработок существующей теории, основанной на корпускулярном подходе. При этом в основу формализма описания предлагается положить «принцип простоты», играющий, как известно, фундаментальную роль в научных исследованиях. «Критерий простоты в науке – это единственный способ выбрать правильный теоретический подход из множества различных, но вполне допустимых вариантов описания того или иного физического процесса или явления» [2].

О пространственном распределении энергии, теряемой ионом при движении

В рамках рассматриваемого подхода оказывается возможным простое решение задачи определения профиля потерь энергии иона в веществе, что позволяет оценить распределение дефектов вдоль траектории его движения и, как следствие, исследовать изменение физических свойств материала.

Элементарный импульс $d\vec{p}$, передаваемый решетке ионом массы m_1 на участке $d\vec{x}$, может быть определен как $m_1(\vec{\nabla}\vec{v})d\vec{x}$. При этом величина силы сопротивления движению иона со стороны среды $\vec{F}(t)$ будет равна $m_1\xi\vec{v}(t)$ (где $\xi = (\vec{\nabla}\vec{v})$). Параметр ξ отражает «расходимость» скорости \vec{v} иона на элементарном участке пути, характеризуя степень этого сопротивления. Прямое непосредственное вычисление ξ возможно в рамках известного формализма, позволяющего определить изменение импульса налетающего иона при его рассеянии

на силовом центре – атоме вещества. Однако в этом случае появляются значительные погрешности, вытекающие из самих принципов данного формализма. Общая и наиболее достоверная оценка ξ может быть получена из закона сохранения энергии для иона, движущегося в материале.

Потери энергии иона dW за время dt можно представить как

$$dW = F(t)v(t)dt, \quad (1)$$

а закон сохранения энергии запишется в следующем виде:

$$E_0 - \frac{m_1 v^2(t)}{2} = W(t), \quad (2)$$

где E_0 – энергия налетающего иона.

Тогда из (1) и (2) следуют формулы для энергии $W(t)$, теряемой ионом при движении, и закон самого движения $x(t)$:

$$W(t) = m_1 \xi \int_0^t v^2(t') dt', \quad (3)$$

$$x(t) = v_0 t - \mu_0 \frac{t^2}{2},$$

где $\xi = \frac{E_0}{m_1 \int_0^\tau v^2(t) dt}$; $\xi \sim \left(\frac{N(x) \cdot S_r(x)}{m_1 \cdot L_m} \right)^{1/2}$; $\mu_0(x) = \frac{N(x) \cdot S_r(x)}{m_1}$; $v_0 = \left(\frac{2E_0}{m_1} \right)^{1/2}$; $t = 0 \div \tau$, $\tau \sim \frac{v_0}{\mu_0}$;

$S_r(x)$ – сечение торможения, определяемое ядерной S_n и электронной S_e компонентами; τ – время движения иона в среде; $\mu_0(x)$ – ускорение движения; $N(x)$ – концентрация атомов матрицы; L_m – пробег иона в материале. Зависимость $N(x)$ и $S_r(x)$ от координаты x имеет место в случае неоднородности материала (различная плотность и (или) элементный состав). Точное значение времени движения иона в материале τ можно получить из уравнения

$$y(\tau) = \frac{v_0}{2} x(\tau), \text{ где } y(\tau) = \int_0^\tau v^2(t) dt.$$

Расчет пробегов ионов в материалах

Из закона движения ионов в твердом теле $x(t)$ непосредственно следует формула для величины пробега L_m :

$$L_m = v_0 \tau - \mu_0 \frac{\tau^2}{2}, \quad (4)$$

$$L_m \sim v_0^2 / 2\mu_0.$$

В данной работе аналитические выражения для S_n и S_e взяты из работ [3–5].

$$S_n = \frac{\pi e^2 a_1 z_1 z_2 m_1}{2,7(m_1 + m_2)(z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{1/2} 4\pi \epsilon_0}, \quad S_e = \frac{8\pi e^2 a_1 z_1 z_2 \eta v_0}{4\pi \epsilon_0 (z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{3/2} v_1},$$

где a_1, v_1 – радиус и скорость электрона на первой бордовской орбите; z_1, z_2 – порядковые номера налетающего иона и атома матрицы; m_2 – масса атома матрицы; ϵ_0 – электрическая постоянная; e – заряд электрона; $\eta = z_1^{1/6}$.

Эти формулы, полученные в середине прошлого столетия, позволяют тем не менее обеспечивать достаточно высокий уровень соответствующих теоретических исследований в определенном интервале скоростей v_0 ионов. Однако очевидно, что аналитические выражения для S_n и S_e ,

учитывающие различные законы их зависимости от скорости v_0 , а также отражающие зарядовые осцилляции, перезарядку иона при его движении в веществе, анизотропию материала, его возможный сложный состав и другие факторы, позволят существенно повысить точность выполняемых расчетов.

Для случая ионной имплантации можно ввести также величины L_p и ΔL_p как аналоги проективного пробега ионов R_p и страгглинга ΔR_p (страгглинг – среднеквадратичное отклонение пробегов ионов от среднего значения величины пробега (момент второго порядка в распределении Пирсона)), («У каждого иона своя судьба», Ф.Ф. Комаров).

$$L_p = L_m \left(1 + \frac{m_2}{3m_1} \right)^{-1} \quad [6], \quad \Delta L_p = L_m - L_p. \quad (5)$$

Согласно полученным формулам оценивались значения величин L_m , L_p и ΔL_p для ряда ионов (В, С, N, Р) в различных материалах (Si, Fe, W, Ni). Для расчетов использовали пять выборочных значений E_0 в интервале $10^3 \div 10^6$ эВ. Проведено сравнение полученных значений с результатами эксперимента, а также с данными таблиц параметров пространственного распределения ионноимплантированных примесей [7] и показано их удовлетворительное соответствие в пределах $\pm 7\%$.

Длину свободного пробега ℓ иона в материале можно определить, сравнивая величину $m_1 \xi v_0 \cdot \ell$ с выражением для энергии ε_1 , передаваемой решетке при единичном столкновении. В рамках конкретной модели процесса взаимодействия иона с атомами вещества (см., например, [5]) величина ε_1 равна $2(m_1 m_2 E_0 E_d)^{1/2} / (m_1 + m_2)$. Тогда минимальное значение ℓ можно рассчитать по следующей формуле:

$$\ell_{\min} = \frac{2(m_1 m_2 E_0 E_d)^{1/2}}{(m_1 + m_2) m_1 \xi v_0}, \quad (6)$$

где E_d – пороговая энергия смещения.

Очевидно, что время свободного пробега имеет порядок ℓ/v_0 . При этом число столкновений n на участке $0 \div L_m$ определяется как $E_0 / (m_1 \xi v_0 \ell)$, а $L_m \sim n \cdot \ell$.

Приведенные выше рассуждения не являются в строгом смысле теорией торможения заряженных частиц в твердом теле, однако они показывают, что достоверные результаты расчетов ряда важнейших радиационных процессов могут быть получены более простым и физически ясным способом, используя традиционный пространственно-временной формализм.

О пороговой энергии смещения в твердом теле

Пороговая энергия смещения E_d является основной характеристикой радиационной стойкости материалов. Аналитическое выражение для нее удалось получить в результате детального анализа динамики подпорогового движения междоузельного атома (i), когда он, не покидая зоны неустойчивости R_0 (зона неустойчивости – это область материала, в пределах которой выбитый из узла решетки атом, достигнув ее границы радиуса R_0 , еще может вернуться в свою вакансию. R_0 соответствует пороговой энергии смещения E_d), безактивационно аннигилирует с собственной вакансией (v). Этот новый тип радиационных дефектов (динамических) был открыт в исследованиях В. Л. Инденбома, В. М. Кошкина, Ю. П. Забродского и В. М. Эккермана (см., например, [8]).

Закон сохранения энергии для динамической пары ($i - v$) можно записать в следующем виде:

$$E_a - \frac{mv_i^2(t)}{2} = A_1(\vec{r}) + A_2(\vec{r}) + A_3 + u_{\text{св}}, \quad (7)$$

где E_a – энергия, полученная атомом решетки ($E_a \leq E_d$); $v_i(t)$ – скорость движения междоузельного атома; $A_1(\vec{r})$, $A_2(\vec{r})$ – работы сил электростатического и упругого взаимодействий (i) и (v) соответственно (здесь \vec{r} зависит от времени); A_3 – потери энергии на упругие столкновения в области зоны неустойчивости; $u_{св}$ – энергия связи атома в решетке. Используя явные выражения для всех слагаемых в правой части (7), получено аналитическое выражение для E_d :

$$E_d = \gamma(u_1 + u_2 + u_3), \quad (8)$$

где $\gamma = (1 - \sigma_d NR)^{-1}$; $u_1 = \frac{\mu e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{R}{R_0 \cdot \ell_0} \right)$; $u_2 = G\Delta V_i \Delta V_v \left(\frac{R_0^3 - \ell_0^3}{R_0^3 \cdot \ell_0^3} \right)$; $u_3 \equiv u_{св}$; $R = R_0 - \ell_0$;

$\sigma_d = 0,15\pi R_a^2$ [9]; R_a – радиус атома; $\mu = \frac{\nu}{\epsilon_s}$ – для металлов; $\mu = \frac{\nu^2}{\epsilon}$ – для полупроводников

и диэлектриков; $\ell_0 = 1,4a_0$; a_0 – постоянная решетки; $R_0 = \left[\frac{\beta_0}{2} + \left(\frac{\beta_0^2}{4} + \eta_0 \right)^{1/2} \right]^{1/2}$; $\beta_0 = \frac{\mu e^2 a_0}{8\pi\epsilon_0 u_m}$;

$\eta_0 = \frac{3G\Delta V_i \Delta V_v a_0}{2u_m}$; $\epsilon_s = 1 + \frac{3n_0 e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 E_F} \left(\frac{4\pi}{9N} \right)^{2/3}$; n_0 – концентрация электронов; E_F – энергия Ферми;

ϵ – диэлектрическая проницаемость материала; ΔV_i , ΔV_v – объемы дилатации междоузельного атома и вакансии (объем дилатации – разность объемов области деформированной дефектом и объема атома), соответственно; u_m – энергия миграции междоузельного атома; ν – валентность; G – модуль сдвига (коэффициент пропорциональности между сдвиговыми упругими напряжениями и относительной угловой деформацией). Как видно из вышеизложенного, формула для E_d «впитала» в себя практически всю физику твердого тела. В табл. 1 приведены расчетные данные по определению E_d для некоторых материалов.

Таблица 1. Расчетные значения E_d для некоторых поликристаллических материалов

Table 1. Reference numbers for E_d in relation to several polycrystalline materials

Материал Material	Al	Ti	α -Fe	Co	Ni	Cu	Mo	W	Au	Si
E_d , эВ										
Расчет по формуле (8) Formula calculation (8)	17,0	24,0	24,7	25,0	27,0	20,3	40,3	57,3	36,4	14,3
Эксперимент, [4], [10] Experiment, [4], [10]	16,0 32,0 15,0	19,2 29,0 21,8	17,0 24,0 22,2	22,0 25,4	23,0 24,0	19,0 22,0 18,9	34,0 37,0 45,4	50,5 40,0 55,1	40,0 33,9	13,0 21,6
Американский стандарт American standard	25,0	30,0	40,0	40,0	30,0	30,0	60,0	90,0	60,0	–

В стандарте (Standard Practice for Neutron Radiation Damage Simulation by Charged – Particle Irradiation. West Conchohocren: ASTM International. 1996. ASTM E 52196 DOI:10.1520/E0521–96RO9E01.) приведены максимально возможные значения E_d , но нет сведений о структуре материалов (моно-, поли-).

О радиационном изменении физических свойств материалов

Взяв за основу потенциальную энергию парного взаимодействия атомов в твердом теле $u(\vec{r})$, можно получить формулы для качественной оценки упругих и теплофизических характеристик материалов (модуль упругости Юнга E , коэффициент температурного расширения α_T , температура плавления T_m и др.).

Первую формулу для $u(\vec{r})$ в ионных кристаллах в 1907 году предложил Г. Ми. С тех пор для различных материалов различными авторами получен ряд соответствующих аналитических выражений для $u(\vec{r})$, носящих имена своих создателей. Это, в частности, потенциальные энергии Борна, Морса, Морзе, Борна – Майера – Бора, Борна – Майера – Хуччины, Терсофа, Стиллинджера – Вебера, Циглера, Киттинга, Кара – Паринелло, Бисваса – Хаммана, Хора – Дассарма, Пирсона – Такаи – Галазиогла – Тиллера, Хейне – Абаренкова – Анималу. Для алмазаподобных структур формулу для $u(\vec{r})$ предложил Б.В. Климович.

В настоящей работе использована хорошо зарекомендовавшая себя в физике металлов формула Леннард – Джонса $u(\vec{r}) = A(Be^{-12} - r^{-6})$.

В результате проведения соответствующих расчетов получены следующие выражения для E , α_T и T_m :

$$E \sim \frac{42u_{св}N^{2/3}}{a_0m_k}, \quad (9)$$

где m_k – координационное число;

$$\alpha_T \sim \frac{7,5 \cdot 10^{-2} k_B m_k}{u_{св}}, \quad (10)$$

где k_B – постоянная Больцмана;

$$T_m \sim \frac{u_{св} \cdot \overline{\Delta r_k}}{m_k k_B a_0}, \quad (11)$$

где $\overline{\Delta r_k}$ – критическое значение квазистатического отклонения атома от положения равновесия при нагреве. Величина $\overline{\Delta r_k}$ находится из соотношения $\frac{d^3 u(\vec{r})}{dr^3} = 0$ (для различных металлов $\overline{\Delta r_k} \sim (0,28 \div 0,38)a_0$). Для металлов между E и α_T имеется определенная взаимосвязь:

$$E \sim \frac{3,15 k_B N^{2/3}}{a_0 \alpha_T}. \quad (12)$$

Деформационные явления в материалах при радиационном воздействии, определяемые, в частности, концентрациями точечных дефектов C_i и C_v , полями упругих напряжений дислокаций, разностью ковалентных радиусов атомов примеси и матрицы, будут приводить к изменению величины постоянной решетки, энергии связи, и в конечном итоге будет иметь место изменение значений E , α_T и T_m . Для металлов аналитическое выражение, определяющее $u_{св}$, может быть получено на основании формулы для полной энергии кристалла в расчете на один атом [11]. Эта формула включает в себя энергию остовов, обменную энергию, энергию электростатического взаимодействия и кинетическую энергию электронов.

$$u_{св} = b_1 a^{-3} + b_2 a^{-2} - b_3 a^{-1} - b_4, \quad (13)$$

где $b_1 = \alpha_1 \beta^3$; $b_2 = \alpha_2 \beta^3$; $b_3 = \alpha_3 \beta$; $b_4 = \alpha_4$; $\beta = 2\pi \left(\frac{3\nu a_0^3}{8\pi V_0} \right)^{1/3}$; V_0 – объем элементарной ячейки;

$$\alpha_1 = \frac{2v\lambda_1}{3\pi} \frac{e^2 r_c^2}{4\pi\epsilon_0}; \quad \alpha_2 = \left(1 + \frac{5r_d^3}{\pi R_a^3}\right) \frac{2v\hbar^2 \lambda_2}{10m_e}; \quad \alpha_3 = \frac{ve^2 \lambda_3}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{3}{4\pi} + \frac{v\gamma_0}{(18\pi v)^{1/3}}\right); \quad \alpha_4 = \frac{\hbar^2 k_d^2 \lambda_4}{m_e} \left(1 + \frac{5r_d^3}{\pi R_a^3}\right);$$

r_c – ионный радиус; $\gamma_0 = 1,79$; r_d – радиус d -состояния; m_e – масса электрона; $\hbar = h/2\pi$; h – постоянная Планка; λ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) – параметры теории; k_d – величина волнового вектора d -состояния.

С учетом этого радиационные изменения значений E , α_T и T_m можно оценить из следующих выражений:

$$\Delta E \sim \frac{42N^{2/3}}{m_k} f_0(a_0) \cdot e_d, \quad (14)$$

где $f_0(a_0) = 4b_1 a_0^{-4} + 3b_2 a_0^{-3} - 2b_3 a_0^{-2} + b_4 a_0^{-1}$; $e_d = \Delta a/a_0$.

$$\Delta \alpha_T \sim \frac{7,5 \cdot 10^{-2} k_B m_k}{[u_{ce}(a_0)]^2} f_1(a_0) \cdot e_d, \quad (15)$$

где $f_1(a_0) = 3b_1 a_0^{-3} + 2b_2 a_0^{-2} - b_3 a_0^{-1}$.

$$\Delta T_m \sim -\frac{\overline{\Delta r_k}}{k_B m_k} f_0(a_0) \cdot e_d. \quad (16)$$

В простейшем случае деформацию e_d в облучаемом материале в рамках принципа суперпозиции можно представить следующим образом:

$$e_d \approx \frac{k_B T}{E(a_0) a_0^3} \left(\frac{C_\nu^r}{C_\nu} - \frac{C_i}{C_i^r}\right) + \frac{N_n}{3(1-\nu)N} \left[1 - \left(\frac{r_n}{r_M}\right)^3\right] + b_d N_S^{1/2}, \quad (17)$$

где C^r – равновесные концентрации (i) и (ν); N_n – концентрация атомов примеси; r_n, r_M – атомные радиусы атомов примеси и матрицы; b_d – величина вектора Бюргерса; N_S – плотность дислокаций.

Расчеты согласно формул (14) – (17) показывают, что при уровне деформации решетки порядка 10^{-3} изменения E , α_T и T_m составляют 10–15 %.

Заключение

Континуальный подход при построении модели процесса торможения заряженных частиц в веществе, не претендуя на статус новой теории, тем не менее позволил предельно упростить как сам формализм описания движения ионов, так и облегчить понимание сопутствующих ему радиационных явлений.

Основные результаты работы сводятся к следующим положениям:

– перемещение иона в твердом теле можно рассматривать как движение в среде с сопротивлением. Впервые вводится коэффициент ξ , отражающий степень этого сопротивления и характеризующий взаимодействие иона с атомами матрицы. Не представляет вычислительных сложностей определение длины свободного пробега, количества актов передачи энергии твердому телу и глубины проникновения заряженных частиц в материал;

– пространственно-временная картина торможения ускоренного иона в веществе дает возможность построить профили потерь энергии и, как следствие, определить распределение дефектов вдоль траектории движения. Это позволяет в конечном итоге оценить изменение физических свойств, связанное с деформацией материала радиационными дефектами;

– полученная формула для пороговой энергии смещения E_d , кроме установления физической сущности ее сложной природы, позволяет прогнозировать пути повышения радиационной стойкости материалов.

Список литературы

1. Суханов А.Д. *Фундаментальный курс физики*: в 4-х томах. Москва: Ангар; 1996.
2. Пуанкаре А. *О науке*. Пер. с фр. «Наука и метод». М.: Наука; 1990;3.
3. Ахизер А.И., Давыдов Л.Н. *Введение в теоретическую радиационную физику металлов и сплавов*. Киев: Наукова думка; 1985.
4. Комаров Ф.Ф., Комаров А.Ф. *Физические процессы при ионной имплантации в твердые тела*. Минск: Технопринт; 2001.
5. Комаров Ф.Ф., Новиков А.П., Соловьев В.С., Ширяев С.Ю. *Дефекты структуры в ионноимплантированном кремнии*. Минск: Издательство «Университетское»; 1990.
6. Вас Г. *Основы радиационного материаловедения. Металлы и сплавы*. Москва: Техносфера; 2014.
7. Буренков А.Ф., Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Темкин М.М. *Таблицы параметров пространственного распределения ионноимплантированных примесей*. Минск: Издательство БГУ им. В.И. Ленина; 1980.
8. Кошкин В.М., Забродский Ю.П. Неустойчивые пары – новый тип точечных дефектов в твердых телах. *ДАН СССР*. 1979;227(5):1321-1326.
9. Ланина Н.А., Оксенгендлер Б.А., Тураева Н.Н., Юнусов М.С. Хаусдорфова размерность процесса радиационного дефектообразования в твердых телах. *Доклады Академии наук Республики Узбекистан*. 1992;10-11:39-49.
10. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Черняева Т.П. *Радиационные дефекты и распухание металлов*. Киев: Наукова думка; 1988.
11. Харрисон У. *Физика химической связи*. Т. 2: *Электронная структура и свойства твердых тел*. Москва: Мир; 1983.

References

1. Sukhanov A.D. [*Fundamental Course of Physics, in four volumes*]. Moscow: Angar; 1996. (In Russ.)
2. Poincaré A. *On Science*. Tr. from Fr. : [Science and Method]. Moscow: Nauka; 1990;3. (In Russ.)
3. Ahiezer A.I., Davydov L.N. [*Introduction into Theoretical Radiation Physics of Metals and Alloys*]. Kyiv: Naukova dumka; 1985. (In Russ.)
4. Komarov F.F., Komarov A.F. [*Physical Processes at Ion Implantation into Solids*]. Minsk: Technoprint; 2001. (In Russ.)
5. Komarov F.F., Novikov A.P., Soloviev V.S., Shiryaev S.U. [*Defects of Structure in Ion-implanted Silicon*]. Minsk: “Univesitetskoe”; 1990. (In Russ.)
6. Was G. [*Fundamentals of Radiation Materials Science. Metals and Alloys*]. Moscow: Technosfera; 2014. (In Russ.)
7. Burenkov A.F., Komarov F.F., Kumakhov M.A., Temkin M.M. [*Tables of Parameters of Spatial Distribution of Ion-implanted Impurities*]. Minsk: Publishing office of the BSU named after V.I. Lenin; 1980. (In Russ.)
8. Koshkin V.M., Zabrodskiy U.P. [Unstable pairs – New types of Point Defects in Solids]. *The Proceedings of the USSR Academy of Sciences*. 1979;227(5):1321-1326. (In Russ.)
9. Lanina N.A., Oksengendler B.A., Turaeva N.N., Yunusov M.S. [Hausdorff Dimension of the Process of Radiation Defect Formation in Solids]. *The Proceedings of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan*. 1992;10-11:39-49. (In Russ.)
10. Zelensky V.F., Nekludov I.M., Chernyaeva T.P. [*Radiation Defects and Swelling of Metals*]. Kyiv: Naukova dumka; 1988. (In Russ.)
11. Harrison W. [*The Physics of the Chemical Bond*]. Т. 2: [*Electronic Structure and the Properties of Solids*]. Moscow: Mir; 1983. (In Russ.)

Вклад авторов

Квасов Н.Т. осуществил постановку задачи, предложил новый подход к ее решению и курировал ход исследований.

Ярмолик В.И. провел теоретические расчеты и оценил достоверность полученных результатов.

Павловская Е.Р. осуществила компьютерное моделирование рассматриваемых процессов, подготовила рукопись статьи.

Authors' contribution

Kvasov N.T. set the research task, suggested a new approach to solution of the research problem and supervised the research.

Yarmolik V.I. carried out theoretical calculations and assessment of the reliability of the results obtained.

Pavlovskaya E.R. carried out computer modeling of the analyzed processes, drafted the text of the article.

Сведения об авторах

Квасов Н.Т., д.ф.-м.н., профессор.

Ярмолик В.И., ассистент кафедры информационных технологий автоматизированных систем Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Павловская Е.Р., заведующая лабораторией кафедры информационных технологий автоматизированных систем Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Information about the authors

Kvasov N.T., Dr. of Sci. (Phys. and Math.), Professor.

Yarmolik V.I., Assistant at the Department of Information Technologies of Automated Systems of the Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics.

Pavlovskaya E.R., Head of the Laboratory at the Department of Information Technologies of Automated Systems of the Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics.

Адрес для корреспонденции

220013, Республика Беларусь,
г. Минск, ул. П. Бровки, 6,
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники;
тел. +375 29 770-06-09;
e-mail: v.jarmolik@bsuir.by
Ярмолик Валерий Иванович

Address for correspondence

220013, Republic of Belarus,
Minsk, P. Brovki St., 6,
Belarusian State University
of Informatics and Radioelectronics;
tel. +375 29 770-06-09;
e-mail: v.jarmolik@bsuir.by
Yarmolik Valeri Ivanovich