

ISSN 1561-8323 (Print)  
ISSN 2524-2431 (Online)

**ФИЗИКА**  
**PHYSICS**

УДК 5.38.971:538.951  
<https://doi.org/10.29235/1561-8323-2021-65-3-275-280>

Поступило в редакцию 07.04.2021  
Received 07.04.2021

**Академик В. А. Лабунов, Н. Т. Квасов, В. И. Ярмолик, Е. Р. Павловская**

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
Минск, Республика Беларусь*

**ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЖНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ  
В ОБЛУЧАЕМЫХ МАТЕРИАЛАХ**

**Аннотация.** Установлены принципы образования сложных вакансионных дефектов (V-кластеров), их ансамблей и закономерности формирования сверхрешеток V-кластеров. Учет дрейфовой составляющей элементарных дефектов в поле упругих напряжений V-кластера позволил адекватно описать его зарождение и развитие. Детально описаны механизмы движения V-кластеров в материале с учетом их взаимодействия друг с другом. Предложен оригинальный физико-математический формализм, в рамках которого оказалось возможным описать фазовый переход беспорядок–порядок, когда ансамбль хаотически распределенных в облучаемом твердом теле V-кластеров переходит в упорядоченное когерентное состояние – сверхрешетку. Строго определена критическая точка фазового перехода и параметры самой решетки дефектов, которые подтверждаются результатами эксперимента. Процесс упорядочения в данной системе представляется движением по материалу незатухающей волны параметра порядка, в то время как другие конфигурационные варианты состояния ансамбля V-кластеров являются быстрозатухающими флуктуациями. Показан механизм связи симметрии сверхрешетки V-кластеров и симметрии исходного кристалла.

**Ключевые слова:** радиационные дефекты, вакансионные кластеры (V-кластеры), сверхрешетки V-кластеров

**Для цитирования.** Формирование сложных радиационных дефектов в облучаемых материалах / В. А. Лабунов [и др.] // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2021. – Т. 65, № 3. – С. 275–280. <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2021-65-3-275-280>

**Academician Vladimir A. Labunov, Nikolay T. Kvasov, Valery I. Yarmolik, Evgeniya R. Pavlovskaya**

*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Republic of Belarus*

**FORMATION OF COMPLEX RADIATION DEFECTS IN IRRADIATED MATERIALS**

**Abstract.** The principles of formation of the complex vacancy defects (V-clusters), their ensembles and patterns of formation of superlattices of the V-clusters are determined. The inclusion of the drift component of the elementary defects into the field of elastic stresses of the V-cluster in the analysis allowed describing its genesis and development adequately. The mechanisms of motion of the V-clusters in the material are described in detail, considering their interaction with each other. The authors have developed the original physical and mathematical formalism within which it has become possible to describe the order-disorder phase transition when an ensemble of clusters chaotically distributed in the irradiated solid transforms into an ordered coherent superlattice. The critical point of the phase transition and the parameters of the defect lattice itself are determined. They are confirmed by the experimental results. The ordering process in this system is understood as the motion of the undamped wave of order parameter through the material, while other configuration states of the V-cluster ensemble constitute rapidly damping fluctuations. The article also shows the mechanism of linking the symmetry of the V-cluster superlattice to the symmetry of the initial crystal.

**Keywords:** radiation defects, vacancy clusters (V-clusters), V-cluster superlattice

**For citation.** Labunov V. A., Kvasov N. T., Yarmolik V. I., Pavlovskaya E. R. Formation of complex radiation defects in irradiated materials. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2021, vol. 65, no. 3, pp. 275–280 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2021-65-3-275-280>

**Введение.** Исследования влияния радиационных дефектов на физические свойства материалов ведутся во многих лабораториях мира и к настоящему времени в этом направлении достигнуты значительные успехи. Однако эти результаты относятся, в основном, к природе и влиянию элементарных нарушений структуры, тогда как степень влияния их комплексов и соответствующих ансамблей практически не изучена. Это относится, в частности, к V-кластерам, состоящим из большого количества вакансий. Особенностью таких дефектов является уже то, что их образование не может быть описано в рамках стандартного термодинамического подхода [1]. Нет физической интерпретации экспериментально установленного явления аномально большой деформации материала, содержащего V-кластеры. С 1971 г. нет адекватной физической модели процесса формирования сверхрешеток этих дефектов, причем, как установлено, симметрия решетки наноразмерных V-кластеров совпадает с симметрией решетки исходного кристалла. Очевидно, что такая архитектура ансамблей сложных по структуре дефектов в материалах будет приводить к существенному изменению физических свойств твердых тел.

В целях изучения этих и других явлений в облучаемых материалах необходимо решить следующие задачи:

дать строгое теоретическое описание процесса образования отдельных V-кластеров и разработать адекватную модель процесса формирования сверхрешеток таких дефектов;

исследовать влияние ансамблей V-кластеров на упругие, теплофизические и электрические свойства простых и сложных материалов;

исследовать взаимодействие температурных и электромагнитных полей с материалами, структурированными вакансионными нанокластерами.

Настоящее сообщение посвящено решению первой из этих задач.

**Результаты и их обсуждение.** Как известно, изменение свойств твердого тела при облучении начинается с момента генерации элементарных дефектов. Минимальная энергия, необходимая для образования пары вакансия–междоузельный атом носит название пороговой энергии смещения  $E_d$  (см. приложение). При определенной степени пересыщения кристалла вакансиями (междоузельные атомы, как наиболее подвижные, уходят на стоки) начинается формирование устойчивых зародышей вакансионных комплексов и, как следствие, V-кластеров.

Радиус V-кластера  $R_m$  при этом определяется числом  $m$  вакансий в нем:

$$R_m = R_{m-1} + \frac{V_0}{4\pi R_{m-1}^2},$$

где  $m = n_3 + 1, n_3 + 2, n_3 + 3, \dots, n_3$  – число вакансий в устойчивом зародыше кластера;  $V_0$  – объем атома.

Известно, что V-кластер радиуса  $R$  формирует в материале поле упругих напряжений  $\sigma_{ij}$ :

$$\sigma_{ij}(\vec{r}) = \frac{1}{2} P_0 \frac{R^3}{r^3} \frac{r^2 \delta_{ij} - 3r_i r_j}{r^2}, \quad (1)$$

где  $P_0 = -\frac{2\gamma}{R}$ ,  $\gamma$  – энергия поверхностного натяжения (Дж/м<sup>2</sup>).

Размер  $\rho$  области активного действия упругих напряжений (1) определяется из условия  $P\Delta\omega \geq U_m$  (где  $P$  – давление в поле напряжений;  $\Delta\omega$  – объем дилатации элементарного дефекта;  $U_m$  – энергия его миграции)

$$\rho = R + \left( \frac{\gamma R^2 \Delta\omega}{3U_m} \right)^{1/3}.$$

Для междоузельного атома  $\Delta\omega = \Delta V_i$ .

С учетом дрейфовой составляющей движения дефектов в поле упругих напряжений (1) скорость роста кластера будет иметь следующее выражение:

$$\frac{dR}{dt} = (Q_1 - Q_2)R^{-1} - Q_3R^{-2/3},$$

где  $Q_1 = D_v(C_v - C_v^o)$ ;  $Q_2 = D_i C_i$ ;  $Q_3 = Q_2 \frac{(3U_m)^{4/3}}{k_B T (\gamma \Delta \omega)^{1/3}}$ ;  $D_v, D_i$  – коэффициенты диффузии вакансий и междоузельных атомов;  $C_v, C_i$  – соответствующие их концентрации (относительные);  $C_v^o$  – равновесная концентрация вакансий;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура.

Для описания распределения V-кластеров по размерам вводится функция  $f(R, t)$ , аналитическое выражение для определения которой может быть получено из уравнения непрерывности в пространстве размеров:

$$\frac{\partial f(R, t)}{\partial t} = W(R, t) - \frac{\partial}{\partial R} \left[ f(R, t) \frac{dR}{dt} \right]. \quad (2)$$

Величина  $W(R, t)$  определяет скорость возникновения кластеров с радиусом, лежащим в интервале от  $R$  до  $R + dR$  ( $W = [\text{м}^{-4} \cdot \text{с}^{-1}]$ ).

Решение (2) в самом общем виде может быть записано следующим образом:

$$f(R, t) = e^{\int_{t_0}^t \Theta(t') dt'} \left[ f(R, t_0) + \int_{t_0}^t W(R, t') e^{\int_{t_0}^{t'} \Theta(t'') dt''} dt' \right],$$

где  $\Theta(t) = \frac{\partial}{\partial R} \frac{dR}{dt}$ ;  $t_0$  – время, когда радиус устойчивости зародыша V-кластера равен  $R_3$ .

$f(R, t_0)$  может быть определена в виде функции Гаусса:

$$f(R, t_0) = \frac{N_s}{\sqrt{2\pi\lambda_s}} e^{-\frac{(R-R_s)^2}{2\lambda_s^2}}, \quad (3)$$

где  $R_s > R_3$ , а величина  $\lambda_s$  имеет весьма малое значение, придавая гауссиане (3) форму, близкую к  $\delta$ -функции.

Для стационарного случая ( $W(R, t) = 0$ ) решение (2) значительно упрощается:

$$f(R, t) = f(R, t_0) e^{\int_{t_0}^t \Theta(t') dt'}.$$

При сближении двух таких дефектов с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  и «состыковке» зон активного влияния  $\rho_1$  и  $\rho_2$  будет иметь место выравнивание их размеров за счет потоков первичных дефектов, генерируемых при облучении. Одинаковость размеров приводит к установлению равновесия сил упругих напряжений, действующих со стороны каждого из V-кластеров и, как следствие, будет иметь место прекращение дрейфа. Очевидно, что минимально возможное расстояние между кластерами  $d_p$  теперь будет определяться следующим образом:

$$d_p = 2R + 4R^{2/3} \left( \frac{\gamma \Delta \omega}{3U_m} \right)^{1/3}.$$

При этом концентрация V-кластеров будет иметь порядок  $(d_p)^{-3}$ .

Вакансионные кластеры могут перемещаться в пространстве решетки и их движение имеет сложный характер при качественно различной природе компонентов его (движения) составляющих [2]:

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \vec{v}_3 + \vec{v}_4 + \vec{v}_5. \quad (4)$$

Скорости  $\vec{v}_1 \div \vec{v}_4$  обусловлены, соответственно, объемной и поверхностной диффузиями, полями внутренних напряжений различной природы и градиентами температуры и концентрации

вакансий. Скорость  $\vec{v}_5$  связана с взаимодействием кластеров между собой. Более детально выражение (4) имеет следующий вид:

$$\vec{v} = (\beta_1 + \beta_2)\vec{\nabla}T(\vec{r}, t) + \beta_3\vec{\nabla}C_v(\vec{r}, t) + \beta_4\frac{\vec{\nabla}\sigma(\vec{r}, t)}{T(\vec{r}, t)} + \beta_5\frac{\vec{e}_5}{|\vec{r} - \vec{r}'|^4},$$

где  $\beta_1 = 2\psi D$ ;  $\beta_2 = \frac{2(1+\psi)aD_s}{R}$ ;  $\beta_3 = 2D$ ;  $\beta_4 = \frac{1}{3}\frac{D\Delta\omega}{k_B}$ ;  $\beta_5 = -\frac{\eta_0(e_i)}{6}\frac{D_s a \Delta\omega}{k_B T}\frac{R_1^3 P_1}{R_2}\left(\frac{1+\mu}{1-2\mu}\right)z$ ;  
 $z = \frac{C_{11} - C_{12} - 2C_{44}}{C_{11}}$ ;  $\eta_0(e_i) = 9 + 20e_i^2 - 35(e_1^4 + e_2^4 + e_3^4)$ ;  $\psi = \frac{\chi - \chi_0}{2\chi + \chi_0}$ ;  $D, D_s$  – объемный и поверхностный коэффициенты диффузии соответственно;  $\chi, \chi_0$  – теплопроводности матрицы и включения (для вакансионных кластеров  $\psi = 0,5$ );  $a$  – толщина внешнего слоя ( $\sim 5 \cdot 10^{-10}$  м);  $\mu$  – соотношение Пуассона;  $P_1 = -\frac{\gamma}{R}$ ;  $e_i$  – направляющие косинусы;  $\vec{r}, \vec{r}'$  – радиусы векторы пространственного положения двух соседних кластеров ( $\vec{r} - \vec{r}' = d\vec{e}_0$ ).

Учитывая, что движение кластеров обусловлено хаотически ориентированными потоками вакансий и междоузельных атомов, определяемыми, как указывалось выше, градиентами концентрации, температуры и упругих напряжений, представляется возможным перейти на язык формализма диффузионного описания эволюции всего их коллектива. Следует отметить, что движение V-кластеров имеет также и собственную диффузионную компоненту, характеризуемую коэффициентом диффузии  $D_0$ , определяющим, в свою очередь, скорость миграции  $\vec{v}_0 = D_0\frac{\vec{\nabla}N_p}{N_p}$ . На основании этого введем аналог коэффициента диффузии вакансионных кластеров  $D_p = D_0 + |\vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \vec{v}_3 + \vec{v}_4|\delta_m$ , где  $\delta_m$  – длина «скачка» кластера, обусловленного дрейфовыми факторами ( $\delta_m \approx 2R$ ).

С учетом вышеизложенного можно записать:

$$\frac{\partial N_p(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\vec{\nabla}\vec{\gamma}_p, \quad (5)$$

где  $\vec{\gamma}_p = -D_p\vec{\nabla}N_p(\vec{r}, t) + \frac{D_p N_p(\vec{r}, t)}{k_B T}\vec{\nabla}\int d^3r'V(\vec{r}, \vec{r}')N_p(\vec{r}', t)$ . Здесь  $V(\vec{r}, \vec{r}')$  – потенциальная энергия взаимодействия двух соседних кластеров, а  $(-\vec{\nabla}V(\vec{r}, \vec{r}'))$  – соответственно, сила, действующая между ними.

В развернутом виде уравнение (5) переписывается следующим образом:

$$\frac{\partial N_p(\vec{r}, t)}{\partial t} = D_p\Delta N_p(\vec{r}, t) + \beta\Phi_1(\vec{r}, t)[\vec{\nabla}N_p(\vec{r}, t)\vec{e}] + \beta\Phi_2(\vec{r}, t)N_p(\vec{r}, t),$$

где  $\Phi_1(\vec{r}, t) = \int \frac{N_p(\vec{r}', t)d^3r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^4}$ ;  $\Phi_2(\vec{r}, t) = \int \left[ \vec{\nabla}\left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|^4}\right)\vec{e} \right] N_p(\vec{r}', t)d^3r'$ ;  $\vec{e} \equiv \vec{e}_5$ ;  $\beta = \beta_5$ ;  $\beta < 0$ ;  $\Phi_2 < 0$ ;  
 $\Delta$  – оператор Лапласа.

Представим  $N_p(\vec{r}, t)$  в следующем виде:

$$N_p(\vec{r}, t) = \bar{N}_p(t) + \delta N_p(\vec{r}, t),$$

где  $\bar{N}_p(t)$  – среднее по пространству значение концентрации кластеров, меняющееся со временем;  $\delta N_p(\vec{r}, t)$  – флуктуирующая часть концентрации. Для  $\delta N_p(\vec{r}, t)$  имеем:

$$\frac{\partial \delta N_p(\vec{r}, t)}{\partial t} = D_p\Delta\delta N_p(\vec{r}, t) + \beta\Phi_1(\vec{r}, t)[\vec{\nabla}\delta N_p(\vec{r}, t)\vec{e}] + \beta\Phi_2(\vec{r}, t)\delta N_p(\vec{r}, t).$$

Запишем теперь величину  $\delta N_p(\vec{r}, t)$  в виде суперпозиции гармоник с волновым вектором  $\vec{q}$  и частотой  $\Omega_q$ :

$$\delta N_p(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{q}} A_{\vec{q}} e^{i(\vec{q}\vec{r} - \Omega_{\vec{q}}t)},$$

где волновое число  $q$  меняется от нуля до  $q_k$ , которое соответствует длинам волн порядка расстояния  $a_p$  между кластерами.

В результате получаем следующее выражение для  $\delta N_p(\vec{r}, t)$ :

$$\delta N_p(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{q}} A_{\vec{q}} e^{i(\vec{q}\vec{r} - \omega_{\vec{q}}t)} e^{-\Gamma_{\vec{q}}t}, \quad (6)$$

где  $\omega_{\vec{q}} = \beta\Phi_1(\vec{r}, t)(\vec{q} \cdot \vec{e})$ ;  $\Gamma_{\vec{q}} = -q^2 D_p + \beta\Phi_2(\vec{r}, t)$ .

Формула (6) представляет собой сумму затухающих флуктуаций концентрации V-кластеров, кроме ее последнего слагаемого (при  $\vec{q} = \vec{q}_k$ ), которое характеризует новую фазу – сверхрешетку,

так как при  $q_k = \left(\frac{\beta\Phi_2(\vec{r}, t)}{D_p}\right)^{1/2}$  и  $\vec{q}_k \perp \vec{v}_5$  величины  $\Gamma_{\vec{q}}$  и  $\omega_{\vec{q}}$  равны нулю. При этом  $N_p(\vec{r}, t) = N_p^k \sim a_p^{-3}$ . Такое состояние является стационарным и пространственно когерентным [3]. Порядок величины  $a_p$ , характеризующей решетку, можно оценить теперь из соотношения  $a_p \sim 2\pi / q_k$ :

$$a_p \sim 2\pi \left[ \frac{D_p}{\beta\Phi_2} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Анализ коэффициента  $\beta$  показывает, что величина и направление скорости  $\vec{v}_5$  определяется тремя факторами: знаком давления  $P_1$ , константой анизотропии  $z$  и ориентацией вектора  $\vec{e}_0$  относительно кристаллографических осей. Если проекция  $\vec{v}_5$  на  $\vec{e}_0$  положительна, то кластеры сближаются, в противном случае они расходятся. Такое поведение взаимодействующих дефектов является причиной соответствия симметрии решетки кластеров симметрии самого кристалла. Следует особо подчеркнуть, что скорость  $\vec{v}_5$  обусловлена исключительно анизотропией кристалла.

Для качественной оценки величины  $a_p$  (7) перейдем в сферическую систему координат, начало которой расположено в центре одного из кластеров. Очевидно, что соответствующий интеграл  $\Phi_2(\vec{r}, t)$  будет отличаться от нуля лишь в интервале  $(R \div \rho_m)$ , где  $\rho_m$  – радиус первой координатной сферы решетки дефектов. В критической точке  $N_p(\vec{r}, t) = N_p^k$  и  $\Phi_2 \sim -N_p^k \left( \frac{1}{R^2} - \frac{1}{\rho_m^2} \right)$ . При  $D_p \sim 10^{-18}$  м<sup>2</sup>/с,  $D_s \sim 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/с,  $P_1 = 5 \cdot 10^8$  Па,  $\Delta\omega \sim 10^{-29}$  м<sup>3</sup>,  $\gamma = 1,5$  Дж/м<sup>2</sup> величина  $a_p$  имеет значение  $2 \cdot 10^{-8}$  м.

Деформационные явления в облучаемых материалах, связанные с формированием ансамблей V-кластеров, детально рассмотрены в [4].

**Заключение.** Впервые получено аналитическое выражение для функции распределения V-кластеров по размерам и определены условия их (размеров) выравнивания. Анизотропия среды приводит к взаимодействию V-кластеров между собой и при определенных условиях к переводу их в упорядоченное состояние. В работе предложен переход от ньютоновского формализма описания движения дефектов к статистическому методу анализа с помощью кинематических уравнений. На базе этого оказалось возможным детально рассмотреть фазовый переход беспорядок–порядок и оценить параметры когерентного состояния ансамбля V-кластеров.

**Приложение.** Пороговая энергия смещения  $E_d$  – это главная характеристика радиационной стойкости твердых тел и ее величина определяется из следующей формулы:

$$E_d = \kappa(A_1 + A_2 + A_3),$$

где  $\kappa = (1 - \sigma_d N S)^{-1}$ ;  $\sigma_d = 0,15\pi R_a^2$ ;  $R_a = \left(\frac{3}{4\pi N}\right)^{1/3}$ ;  $S = S_0 - \ell_0$ ;  $\ell_0 = 1,5a_0$ ;  $a_0$  – постоянная решетки;  $S_0 = \left[ \frac{\xi}{2} + \left( \frac{\xi^2}{4} + \eta \right)^{1/2} \right]^{1/2}$ ;  $\xi = \frac{\lambda e^2 a_0}{8\pi\epsilon_0 U_m}$ ;  $\eta = \frac{3G\Delta V_i \Delta V_v a_0}{2U_m}$ ;  $\lambda = \frac{v}{\epsilon_d}$  (для металлов);  $\lambda = \frac{v^2}{\epsilon}$  (для по-

лупроводников и диэлектриков);  $e$  – заряд электрона;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная;  $U_m$  – энергия миграции междоузельного атома;  $G$  – модуль сдвига;  $\Delta V_i, \Delta V_v$  – объемы дилатации междоузельного атома и вакансии соответственно;  $A_1 = \frac{\lambda e^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{S_0 - \ell_0}{S_0 \ell_0} \right)$ ;  $A_2 = G \Delta V_i \Delta V_v \left( \frac{S_0^3 - \ell_0^3}{S_0^3 \ell_0^3} \right)$ ;  $A_3 = U_{св}$ ;  $\epsilon_d = 1 + \frac{3n_0 e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 E_F} \left( \frac{4\pi}{9N} \right)^{2/3}$ ;  $n_0$  – концентрация электронов,  $E_F$  – энергия Ферми;  $v$  – валентность.

### Список использованных источников

1. Ахиезер, И. А. Введение в теоретическую радиационную физику металлов и сплавов / И. А. Ахиезер, Л. Н. Давыдов. – Киев, 1985. – 144 с.
2. Гегузин, Я. Е. Движение макроскопических включений в твердых телах / Я. Е. Гегузин, М. А. Кривоглаз. – М., 1971. – 344 с.
3. Теоретическая физика: статистическая физика: в 5 т. / под ред. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшица. – М., 1976. – Т. 5, ч. 1. – 584 с.
4. Углов, В. В. Деформационные процессы в материалах при радиационном воздействии / В. В. Углов, Н. Т. Квасов, И. В. Сафронов // Изв. вузов. Физика. – 2020. – Т. 63, № 12. – С. 152–157.

### References

1. Alkhiezer I. A., Davydov L. N. *Introduction to Theoretical Radiation Physics of Metals and Alloys*. Kyiv, 1985. 144 p. (in Russian).
2. Geguzin Y. E., Krivoglaz M. A. *Migration of Macroscopic Inclusions in Solids*. Moscow, 1971. 344 p. (in Russian).
3. Landau L. D., Lifshitz E. M., eds. *Theoretical Physics: Statistical Physics: in 5 vol.* Moscow, 1976, vol. 5, part 1. 584 p. (in Russian).
4. Uglov V. V., Kvasov N. T., Safronov I. V. Deformation Processes within Materials under Radiation Exposure. *Russian Physics Journal*, 2021, vol. 63, no. 12, pp. 2219–2225. <https://doi.org/10.1007/s11182-021-02291-9>

### Информация об авторах

*Лабунув Владимир Архипович* – академик, д-р техн. наук, профессор. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (ул. П. Бровки, 6, 220013, Минск, Республика Беларусь). E-mail: labunov@bsuir.by.

*Квасов Николай Трофимович* – д-р физ.-мат. наук, профессор. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (ул. П. Бровки, 6, 220013, Минск, Республика Беларусь).

*Ярмолик Валерий Иванович* – ассистент кафедры. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (ул. П. Бровки, 6, 220013, Минск, Республика Беларусь). E-mail: v.jarmolik@bsuir.by.

*Павловская Евгения Ришардовна* – заведующий лабораторией. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (ул. П. Бровки, 6, 220013, Минск, Республика Беларусь). E-mail: pavlovskaya@bsuir.by.

### Information about the authors

*Labunov Vladimir A.* – Academician, D. Sc. (Engineering), Professor. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (6, P. Brovka Str., 220013, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: labunov@bsuir.by.

*Kvasov Nikolay T.* – D. Sc. (Physics and Mathematics), Professor. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (6, P. Brovka Str., 220013, Minsk, Republic of Belarus).

*Yarmolik Valery I.* – Assistant of the Department. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (6, P. Brovka Str., 220013, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: v.jarmolik@bsuir.by.

*Pavlovskaya Evgeniya R.* – Head of the Laboratory. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (6, P. Brovka Str., 220013, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: pavlovskaya@bsuir.by.