

УДК 621.318

**В. И. КРАВЧЕНКО, А. А. СЕРКОВ, В. С. БРЕСЛАВЕЦ, И. Л. ЯЦЕНКО, И. В. ЯКОВЕНКО****ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ДВУМЕРНОГО (2D) ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА С ПОТОКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В работе получено кинетическое уравнение для поверхностных плазмонов 2D системы, описывающее их взаимодействие с электронным потоком, движущимся по нормали к границе раздела сред. Предполагается, что газ локализован вблизи дельтовидной потенциальной ямы. Найден инкремент неустойчивости. Величина инкремента обратно пропорциональна времени пролета частиц сквозь 2D электронную систему. Получены аналитические решения задач взаимодействия токов, приведенных внешним электромагнитным излучением, с собственными электромагнитными колебаниями структур комплектующих полупроводниковые приборы, в условиях режима неустойчивости (генерации) колебаний. Определены расчетные соотношения для количественных характеристик обратных отказов (степени отклонения ВАХ от нормы) полупроводниковых приборов в зависимости от параметров внешнего электромагнитного излучения и физических качеств материалов, комплектующих приборы.

**Ключевые слова:** электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, кинетические неустойчивости, потенциальный барьер, поток заряженных частиц, генерация, черенковское и переходное излучение, поверхностные волны, проводящее твердое тело, энергия излучения.

**Введение.** В работе рассматривались механизмы взаимодействия заряженных частиц с поверхностными плазмонами двумерного электронного слоя (2D), основанные на описании свойств плазмонов с помощью кинетических уравнений. При рассмотрении взаимодействия электромагнитных колебаний и заряженных частиц, помимо вероятностного подхода (кинетических уравнений) использовалась также другая методика, позволяющая установить взаимосвязь между электромагнитными полями поверхностных колебаний и волновыми функциями электронов потока на границе. Она обеспечивается с помощью уравнения Шредингера и дополнительных (по сравнению с электродинамическими) граничных условий для возмущенных волновых функций электронов пучка. При этом амплитуды и фазы возмущенных волновых функций электрона определяются уже существующими амплитудой и фазой плазмона, так что взаимодействие волн и частиц носит детерминированный характер. Условия для волновых функций позволяют определить влияние границы (в частности наличие потенциального барьера) на величину инкремента неустойчивости. В рамках данной модели исследовались механизмы возбуждения поверхностных плазмонов и определены выражения для инкрементов их неустойчивости.

В работе учитывалось влияние потенциального барьера не только на поведение заряженных частиц потока, пересекающего границу, но и на спектральные характеристики электронов плазموподобных структур. К ним, в частности, относятся структуры, в которых наличие потенциала приводит к возникновению двумерного (2D) электронного газа. Интерес к двумерным системам, связанный с их уникальными свойствами [1] (квантовый эффект Холла, особенности фазовых переходов), последнее время усилился с появлением новых технологий создания наноструктур, перспективных для радиофизики твердого тела [1-3].

**Основные результаты.** Рассмотрим взаимодействие плазменных колебаний двумерного электронного газа с потоком заряженных частиц, который дви-

жется по нормали к границе раздела сред [4].

Пусть на границе двух сред, различающихся электромагнитными свойствами, имеется бесконечно тонкий слой электронов, поведение которых мы будем описывать уравнением Шредингера:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi_k + [\varepsilon_k - V_0 \delta(y)] \Psi_k = 0, \quad (1)$$

с потенциальным барьером  $U(y) = -V_0 \delta(y)$ ,  $\varepsilon_k$  – энергия частицы;  $m_e$  – эффективная масса.

Для нахождения их спектра представим волновую функцию частицы  $\Psi_k$  в областях  $y < 0$  и  $y > 0$  следующим образом:

$$\Psi_{1,2} = B_{1,2k} \exp(\pm \chi y + i(k_x x + k_z z - \varepsilon_k t / \hbar)), \quad (2)$$

где  $k_x, k_z$  – компоненты волнового вектора в направлении, параллельном границе раздела;  $\chi = [k_x^2 + k_z^2 - (2m/\hbar^2)\varepsilon_k]^{1/2} > 0$ .

На границе раздела  $y = 0$  выполняется условие равенства волновых функций, а производные от волновых функций испытывают разрыв:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial \Psi_{1k}(0)}{\partial y} - \frac{\partial \Psi_{2k}(0)}{\partial y} \right) = -U_0 \Psi_{1k}(0); \quad (3)$$

$$\Psi_{1k}(0) = \Psi_{2k}(0).$$

Отсюда следует:  $\hbar^2 \chi / m_e = V_0$ . Волновая функция нормирована так, что  $\sum_{k=-\infty}^{\infty} \Psi_k^* \Psi_k = N_0 \exp(-2\chi|y|)$ ;  $N_0$  – плотность частиц.

Частота плазменных колебаний 2D электронов равна

$$\omega_s^2 = \frac{4\pi e^2 N_0 d |q_x|}{m_e (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}; \quad d = \frac{1}{\chi}; \quad |q_x| d \ll 1. \quad (4)$$

Если предположить, что  $\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$ , частота поверхностных плазменных колебаний имеет вид

$$\omega_s = \frac{\Omega_s}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^{1/2}}; \quad \Omega_s = \sqrt{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 + \omega_0^2 d |q_x|};$$

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 N_0}{m_e} \quad (5)$$

Проведя стандартную процедуру квантования энергии электромагнитного поля поверхностных плазмонов, получим выражение для оператора вектора- потенциала:

$$\hat{A}_\alpha(\vec{r}, t) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left( \frac{4\pi\hbar c}{V\omega_s(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \right)^{1/2} e_i \exp(i\vec{q}_i \vec{r}) (\hat{a}_{\vec{q}}(t) + \hat{a}_{-\vec{q}}^+(t)), \quad (6)$$

где  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  не обладают частотной дисперсией.

Предположим далее, что через слой проходит (инжектируется) внешний поток заряженных частиц (электронов). Для нахождения матричных элементов гамильтониана взаимодействия плазмонов с этим потоком воспользуемся следующим выражением:

$$\hat{H}^{int} = -\frac{1}{c} \int \hat{j}(\vec{r}, t) \cdot \hat{A}(\vec{r}, t) d\vec{r}, \quad (7)$$

где  $\hat{j} = e\hbar/(2im) \sum_{\rho=1}^3 (\hat{\Psi}_\rho^+ \vec{\nabla} \hat{\Psi}_\rho - \vec{\nabla} \hat{\Psi}_\rho^+ \hat{\Psi}_\rho)$  – оператор

плотности полного электронного тока (включающего падающий ( $\rho = 1$ ), отраженный ( $\rho = 3$ ) и прошедший ( $\rho = 2$ ) токи;  $m$  – эффективная масса инжектируемого электрона. Здесь операторы волновых функций имеют вид:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}_1 &= \sum_k e^{ik_y y} \hat{\Psi}_k(x, z, t); & \hat{\Psi}_2 &= \sum_k \alpha_k e^{-ik_y y} \hat{\Psi}_k(x, z, t); \\ \hat{\Psi}_3 &= \sum_k \beta_k e^{ik_y y} \hat{\Psi}_k(x, z, t); & & \\ \hat{\Psi}_k(x, z, t) &= \frac{\hat{b}_k(t)}{\sqrt{V}} e^{i(k_x x + k_z z)}, \end{aligned} \quad (8)$$

$\hat{b}_k^+(t) = \hat{b}_k^+(0) \exp(i(\varepsilon_h / \hbar)t)$  и  $\hat{b}_k(t) = \hat{b}_k(0) \exp(-i(\varepsilon_h / \hbar)t)$  – операторы рождения и уничтожения электронов;  $V$  – объем системы. Закон дисперсии электронов предполагается квадратичным:

$$E_k = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m_0}.$$

Коэффициенты  $\alpha_k$  и  $\beta_k$  находятся из граничных условий для функций  $\hat{\Psi}_{1,2,3}$  и имеют вид:

$$\alpha_k = \frac{i\hbar^2 k_y}{m U_0 + i\hbar^2 k_y}; \quad \beta_k = \frac{-m V_0}{m V_0 + i\hbar^2 k_y}. \quad (9)$$

Оператор энергии взаимодействия частиц с плазмонами запишется:

$$\hat{H}^{int} = \sum_{\vec{k}'\vec{k}} W^{(p)}_{\vec{k}'\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}'}^+ (\hat{a}_{\vec{q}}(t) + \hat{a}_{-\vec{q}}^+(t)) \hat{b}_{\vec{k}}(t),$$

где  $W_{\vec{k}'\vec{k}}$  – матричный элемент гамильтониана взаимодействия определяется выражениями:

$$W^{(1)}_{\vec{k}'\vec{k}} = F \frac{k'_y + k_y + i(k'_x + k_x)}{k'_y - k_y + i|q_x|}; \quad (10)$$

$$W^{(2)}_{\vec{k}'\vec{k}} = F \frac{k'_y + k_y - i(k'_x + k_x)}{k'_y - k_y - i|q_x|} \alpha_{k'}^* \alpha_k; \quad (11)$$

$$W^{(3)}_{\vec{k}'\vec{k}} = F \frac{k'_y + k_y - i(k'_x + k_x)}{k'_y - k_y - i|q_x|} \beta_{k'}^* \beta_k; \quad (12)$$

$$F = \frac{e}{m V} \left[ \frac{\pi |q_x| \hbar^3}{2\omega_q (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \right]^{1/2}.$$

Кинетическое уравнение принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}\vec{k}'} |W_{\vec{k}\vec{k}'}|^2 & \left[ N_{\vec{q}} + 1 \right] n_{\vec{k}}^{(p)} (1 - n_{\vec{k}'}^{(p)}) - \\ & - N_{\vec{q}} n_{\vec{k}'}^{(p)} (1 - n_{\vec{k}}^{(p)}) \times \delta(E_{\vec{k}'} - E_{\vec{k}} - \hbar\omega_{\vec{q}}). \end{aligned} \quad (13)$$

Полагая, что распределение частиц описывается выражением

$$n_{\vec{k}}^{(p)} = (2\pi)^3 n_p \delta(k_x) \delta(k_y - k_p) \delta(k_z),$$

где  $n_2 = |\alpha_k|^2 n_1$ ;  $n_3 = |\beta_k|^2 n_1$ ;  $k_1 = k_2 = k_0$ ;  $k_3 = -k_0$  и

принимая во внимание неравенство:  $\frac{\hbar^2 k_0^2}{2} \gg \hbar\omega_q$ ,

получим следующее выражение для инкремента  $\gamma = \frac{\partial N_q}{N_q \partial t}$  поверхностных плазмонов в 2D электронном газе:

$$\gamma = \frac{\partial N_q}{N_q \partial t} = \frac{\omega_b^2 |q_x| v_0}{2\Omega_s} (1 + R^3 + D^3), \quad (14)$$

где  $R = |\beta_k|^2$  – коэффициент отражения частиц от барьера,  $D = |\alpha_k|^2$  – коэффициент прохождения частиц через барьер.

Если подставить в формулу (14) значения  $R, D$  через  $k_0, \chi$  и ввести обозначение  $\frac{Z^2}{k_0^2} = \eta$  получим

$$\gamma = \frac{\omega_b^2 |q_x| v_0}{\Omega_s} Z, \quad \text{где } Z = 1 - \frac{3}{2} \frac{\eta^2}{(1+\eta)^4}.$$

В тоже время из формулы (6) (где  $\chi = \frac{2m_e U_0 a}{\hbar^2}$ ) следует, что

$$\gamma = \frac{\omega_b^2 |q_x| v_0}{\Omega_s} Y \quad \text{где } Y = \frac{1}{1+\eta}.$$

Таким образом, потенциальный барьер проявляет себя совершенно различным способом в случаях, когда процесс взаимодействия плазмонов и электронов детерминирован или носит характер случайных столкновений.

При  $\eta = 0$  выражения для инкрементов совпадают:  $Z = Y = 1$ . Далее с ростом  $\eta$  функция  $Y$  убывает и при  $\eta \rightarrow \infty$  она обращается в нуль. Функция  $Z$  проходит через минимум при  $\eta = 1$ , а при  $\eta \rightarrow \infty$  она обращается в единицу, т.е оказывается менее чувствительной к потенциальному барьеру.

При нахождении инкрементов неустойчивости из кинетических уравнений в условиях  $k_0^2 \gg \frac{\omega^2}{v_0^2}$ , мы

рассматривали только процесс рассеяния электронов на потенциале поверхностного плазмона только «вперед» по ходу движения частицы и пренебрегали процессом рассеяния «назад». Сравним величину матричных элементов для этих процессов, воспользовавшись формулой (10).

$$\text{Рассмотрим множитель } C = \frac{k'_y + k_y + i(k'_x + k_x)}{k'_y - k_y + i|q_x|}$$

при  $F$  в формуле (12).

Положим  $k_y = k_0$ ,  $k_x = 0$ ,  $k'_x = q_x$ . Волновой вектор  $k'_y$  рассеянного вперед электрона равен  $k'_y = k_0 \pm \frac{\omega}{v_0}$ . Тогда имеем:  $|C_1|^2 = \frac{4k_0^2 v_0^2}{\omega^2}$ , так как

$$q_x^2 \ll \frac{\omega^2}{v_0^2}; \quad k_0^2 \gg q_x^2.$$

Волновой вектор электрона рассеянного назад равен  $k'_y = -\left(k_0 \pm \frac{\omega}{v_0}\right)$ .

При этом получим:  $|C_2|^2 = \frac{\omega^2}{4k_0^2 v_0^2}$ . Видно, что

$$\left|\frac{C_2}{C_1}\right|^2 = \frac{\omega^4}{16k_0^4 v_0^4} \ll 1. \quad (15)$$

В заключение отметим, что если кинетическая энергия электрона меньше энергии поверхностного плазмона, то имеет место процесс поглощения энергии поверхностных колебаний. Оценим величину декремента плазмонов при их взаимодействии с моноэнергетическим потоком заряженных частиц, воспользовавшись выражениями (8), (9) и пренебрегая влиянием потенциального барьера на границе раздела сред. Тогда  $\omega_s$  определяется формулой (5.58), а кинетическое уравнение для плазмонов имеет вид:

$$\frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} N_q n_0 \sum_{k_y} |W|^2 \delta(E_k - \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} - \hbar \omega_s). \quad (16)$$

Здесь матричный элемент

$|W| = |W_{k_0 \bar{q} \bar{k}}^{(1)}| + |W_{k_0 \bar{q} \bar{k}}^{(2)}|$  можно положить равным  $2F$ , так как волновой вектор рассеянного электрона  $k'_y = \pm k_+$  является наибольшим слагаемым в выражениях (5.62) и (5.63). Подставляя в (5.70) значение  $|W|^2$  и заменяя суммирование интегрированием находим декремент:

$$\gamma = -\frac{\omega_b^2 |q_x|}{\omega_s k_+ (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}. \quad (17)$$

где  $k_+ = \sqrt{k_0^2 + \frac{2m\omega_s}{\hbar}}$ .

Видно, что с ростом  $k_0$  абсолютное значение декремента уменьшается и вблизи некоторого порогового значения  $k_0^2 > \frac{2m\omega_s}{\hbar}$  обращается в нуль. Дальнейшее увеличение  $k_0$  приводит к изменению знака  $\gamma$  и инкремент при  $k_0^2 \gg \frac{2m\omega_s}{\hbar}$  приобретает вид  $\gamma \approx \frac{\omega_b^2 |q_x| v_0}{\Omega_s}$ .

Для развития неустойчивости необходимо, чтобы величина  $\gamma$  превосходила затухание плазмонов, обусловленное процессами рассеяния электронов на различных объектах: примесях, фононах и др. Затухание

плазмонов, вызванное этими процессами, равно  $\nu/2$ , где  $\nu$  – наибольшая характерная частота релаксации импульса электронов. Кроме того, необходимо, чтобы длина свободного пробега электронов в потоке превосходила глубину проникновения поверхностного плазмона.

Приведем численные оценки для гетероструктуры  $Al_x Ga_{1-x} As - GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$  с двумерным электронным газом на границе раздела сред при  $k_0^2 \gg \frac{2m\omega_s}{\hbar}$ . При  $\Omega_s = 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ,  $d \sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}$

$q_x \approx 10^5 \text{ см}$ ,  $v_0 \sim 10^7 \text{ см}$ ,  $\frac{\omega_b^2}{\Omega_s^2} \approx 0,1$  инкремент достигает величины  $0,1\Omega_s$ , что превосходит  $\nu \leq 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .

## Выводы

1. Исследованы механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с собственными электромагнитными колебаниями двумерного электронного газа, возникновение которого обусловлено наличием потенциального барьера на границе раздела сред. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа электромагнитных колебаний такой системы, приведено выражение для инкремента их неустойчивости.

2. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа поверхностных плазмонов при их взаимодействии с потоком заряженных частиц, пересекающих границу раздела сред с неоднородным потенциалом. Приведено его решение, позволяющее определять влияние величины барьера на инкремент неустойчивости поверхностных колебаний; вклад в величину инкремента прошедшей и отраженной компонент потока частиц.

3. Определены механизмы влияния границы на взаимодействие поверхностных электромагнитных колебаний и электронов при наличии потенциального барьера. В качестве объектов исследований рассмотрены поверхностные плазмоны и собственные электромагнитные колебания двумерного электронного слоя.

4. Проведен сравнительный анализ неустойчивостей данных типов колебаний в условиях, когда взаимодействие волн и частиц носит случайный и детерминированный характер. Показано, что различия в выражениях для инкрементов связаны с изменением размеров области взаимодействия волн и частиц. Установлены различия влияния потенциального барьера на величину инкремента в случаях, когда процесс взаимодействия поверхностных плазмонов и заряженных частиц детерминирован или носит характер случайных столкновений.

**Список литературы:** 1. Белецкий Н.Н. Электромагнитные явления СВЧ – диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах / Н.Н. Белецкий, В.М. Светличный, Д.Д. Халамейда, В.М. Яковенко. – Киев.: Наукова думка, 1991. – 216 с. 2. Михайлов М.И. Электромагнитные влияния на сооружения связи / М.И. Михайлов, Л.Д. Разумов, С.А. Соколов. – М.: Радио и связь, 1979. – 225 с. 3. Стилл М. Взаимодействие волн в плазме твердого тела / М. Стилл, Б. Вюраль. – М.:

Атомиздат, 1973. – 312 с. **4. Мырова Л.О.** Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям / Л.О. Мырова, А.З. Чепиженко. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 с. **5. Зи С.** Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – М.: Мир, 1984. – 456 с. **6. Кравченко В.И.** Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, В.И. Яковенко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2009. – № 11. – С. 62–69. **7. Кравченко В.И.** Возбуждение электромагнитных колебаний в 2-D электронных структурах токами, наведенными внешним излучением / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2012. – № 21. – С. 154–161. **8. Кравченко В.И.** Генерация электромагнитных колебаний полупроводниковой структуры в условиях стороннего электромагнитного воздействия / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2012. – № 21. – С. 161–169. **9. Кравченко В.И.** Влияние потока заряженных частиц. Наведенного внешним электромагнитным излучением, на волноводные характеристики полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 83–89. **10. Кравченко В.И.** Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковой сверхрешетки / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 89–96. **11. Кравченко В.И.** Затухание поверхностных колебаний полупроводниковых структур электрорадиоизделий в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 96–103. **12. Кравченко В.И.** Кинетические механизмы взаимодействия поверхностных колебаний с электронами проводимости полупроводниковых структур в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 103–111.

**Bibliography (transliterated):** 1. Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D.D., Jakovenko V.M. Jelektromagnitnyje

javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovoyh strukturah. Kiev: Naukova dumka. 1991. 216 p. **5. 2. Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A.** Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz'. 1979. 225 p. **3. Stil M., Vjural' B.** Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 p. **4. Myrova L.O., Chepizhenko A.Z.** Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p. **5. Zi S.** Fizika poluprovodnikovoyh priborov. Moscow: Mir. 1984. 456 p. **6. Kravchenko V.I., Jakovenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V.** Vlijanie storonnego jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovoyh komplektujushhh jelektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2009. No 11. pp. 62–69. **7. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V.** Vozbuzhdenie jelektromagnitnyh kolebanij v 2-D jelektronnyh strukturah tokami, navedennymi vneshnim izlucheniem. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 154–161. **8. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V.** Generacija jelektromagnitnyh kolebanij poluprovodnikovoy struktury v uslovijah storonnego jelektromagnitnogo vozdejstvija. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 161–169. **9. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V.** Vlijanie potoka zarjzhenykh chastic. Navedennogo vneshnim jelektromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovoyh komplektujushhh jelektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 83–89. **10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V.** Vlijanie storonnego jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovoy sverhreshetki. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 89–96. **11. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V.** Zatuhanie poverhnostnyh kolebanij poluprovodnikovoyh stuktur jelektroradioizdelij v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 96–103. **12. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V.** Kineticheskie mehanizmy vzaimodejstvija poverhnostnyh kolebanij s jelektronami provodimosti poluprovodnikovoyh struktur v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 03.03.2016

*Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors*

**Кравченко Владимир Иванович** – доктор технических наук, профессор, директор НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-33

**Kravchenko Vladimir Ivanovich** – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NIPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33.

**Серков Александр Анатольевич** – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-66-18, e-mail: saa@kpi.kharkov.ua

**Serkov Aleksandr Anatolievich** – Doctor of Technical Sciences, Professor, Head of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-66-18, e-mail: saa@kpi.kharkov.ua

**Бреславец Виталий Сергеевич** – кандидат технических наук, доцент, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-39, e-mail : bres123@mail.ru

**Breslavets Vitaliy Sergeevich** – Candidate of Technical Sciences, Docent, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

**Яценко Ирина Леонидовна** – ассистент кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: irina.kira@mail.ru

**Yatsenko Irina Leonidovna** – Assistant of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-39, e-mail: irina.kira@mail.ru

**Яковенко Игорь Владимирович** – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@mail.ru

**Yakovenko Igor Vladimirovich** – Doctor of Physico-Matematic Sciences, Professor, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@mail.ru