

УДК 621.318

В. И. КРАВЧЕНКО, А. А. СЕРКОВ, В. С. БРЕСЛАВЕЦ, И. Л. ЯЦЕНКО, И. В. ЯКОВЕНКО

ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМОНОВ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД

Определены вероятности процессов излучения и поглощения энергии электромагнитных колебаний электронами пучка на границе проводящего твердого тела с учетом потенциального барьера конечной величины, рассмотрена возможность развития неустойчивости колебаний. Учтено влияние конечной величины потенциального барьера на механизм обмена энергией волн и частиц на границе. Получены кинетические уравнения, определяющие изменение числа поверхностных плазмонов, выражения для инкрементов их неустойчивостей с учетом величины потенциального барьера на границе, которую пересекает поток заряженных частиц. Данные результаты позволяют учитывать вклад отраженной и прошедшей компонент потока частиц в суммарную энергию излучения поверхностных колебаний.

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. При рассмотрении механизмов кинетических неустойчивостей электромагнитных колебаний, обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц, пересекающих поверхность проводящего твердого тела, обычно предполагается, что высота потенциального барьера на границе раздела равна нулю или бесконечности. Вместе с тем вопрос о влиянии его конечной величины на механизм обмена энергией волн и частиц на границе заслуживает особого внимания. Авторами [117] определены вероятности процессов излучения и поглощения энергии электромагнитных колебаний электронами пучка на границе проводящего твердого тела с учетом потенциального барьера конечной величины, однако возможность развития неустойчивости не рассматривалась.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния потенциального барьера на механизмы развития пучковых неустойчивостей.

В ней получены кинетические уравнения, определяющие изменение числа поверхностных плазмонов, выражения для инкрементов их неустойчивостей с учетом величины потенциального барьера на границе, которую пересекает поток заряженных частиц. Данные результаты позволяют учитывать вклад отраженной и прошедшей компонент потока частиц в суммарную энергию излучения поверхностных колебаний.

Основные результаты. Пусть на границе двух плазмopodobных сред существуют поверхностные волны с законом дисперсии:

$$q_x^2 = \frac{\omega^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{c^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}; \quad q_{cy}^2 = \frac{\omega^2 \varepsilon_i^2}{c^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}; \quad \alpha = 1, 2, \quad (1)$$

$$\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) < 0; \quad \varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2(\omega) < 0.$$

Здесь q_x – волновой вектор, направленный вдоль границы $y = 0$, ω – частота волны, $\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$

– диэлектрическая проницаемость среды, ε_{0i} – диэлектрическая постоянная кристаллической решетки, ω_{0i} – ленгмюровская частота.

Волна поляризована так, что отличны от нуля $E_x E_y$ – компоненты электрического поля и H_z – маг-

нитного. При этом $E_x, E_y, H_z \sim \exp i(q_x x + q_y y - \omega t)$.

Если пренебречь эффектом запаздывания: $c \rightarrow \infty$, то получим спектр колебаний поверхностных плазмонов:

$$\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) = 0; \quad q_y^2 = -q_x^2. \quad (2)$$

Предположим далее, что границу раздела сред пересекает квазинейтральный поток заряженных частиц, движущихся вдоль оси y из среды «1» ($y \leq 0$) в среду «2» ($y > 0$). Форма потенциального барьера имеет вид:

$$U(y) = 0; \quad -\infty < y < 0,$$

$$U(y) = U_0; \quad < y \geq 0.$$

Волновые функции для падающей – Ψ_1 , прошедшей – Ψ_2 и отраженной – Ψ_3 частиц пучка представляют собой решения уравнений Шредингера в каждой из сред и записываются следующим образом:

$$\Psi_1 = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp i(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_{k1} t); \quad \Psi_2 = \frac{\alpha_{k2}}{\sqrt{V}} \exp i(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_{k1} t); \quad (3)$$

$$\Psi_3 = \frac{\beta_{k3}}{\sqrt{V}} \exp i(\vec{k}_3 \vec{r} - \omega_{k1} t).$$

$$k_{1y} = \left(\frac{2mE_{k1}}{\hbar^2} - k_{1x}^2 - k_{1z}^2 \right)^{1/2};$$

$$k_{2y} = \left(\frac{(2mE_{k1} - U_0)}{\hbar^2} - k_{1x}^2 - k_{1z}^2 \right)^{1/2}; \quad k_{3y} = -k_{1y};$$

$E_{k1} = \hbar \omega$; $\vec{k}_{1,2,3}$ – соответственно энергия и волновые вектора падающей, прошедшей и отраженной частицы, V – объем системы. Коэффициенты прохождения и отражения для волновых функций определяются из граничных условий для волновых функций и их производных на границе:

$$\alpha_{k2} = \frac{2k_{1y}}{k_{1y} + k_{2y}}; \quad \beta_{k3} = \frac{k_{3y} + k_{2y}}{k_{3y} - k_{2y}}. \quad (4)$$

Определим гамильтониан взаимодействия $\hat{H}^{(int)}$ поверхностных плазмонов следующим образом:

$$\hat{H}^{(int)} = \frac{1}{c} \int \hat{j}(r, t) \hat{A}(r' t) dr; \quad (5)$$

$$\hat{a}_q^+(t) = a_q^+ \exp(-i\omega t); \quad \hat{a}_q(t) = a_q \exp(-i\omega t);$$

$$\begin{aligned} \omega_q &= \omega_{-q}; \quad S = L_x L_z; \quad |e_\alpha| = 1; \\ e_{1x} &= e_{2x} = \frac{q_x}{|q_x|} \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad e_{1y} = -e_{2y} = -\frac{i}{\sqrt{2}}; \\ e_{1z} &= e_{2z} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

$\hat{a}_q^+; \hat{a}_q^-$ – відповідно оператори рождження і унічтоження плазмонів.

Оператор плотности тока представим через операторы рождження \hat{b}_k^+ и уничтожения \hat{b}_k^- электронов.

Для падающих, прошедших и отраженных частиц оператор плотности тока имеет вид:

$$\hat{j}_1 = \frac{e\hbar}{2mV} \sum_{k_1 \bar{k}_1} (\vec{k}_1 + \vec{k}_1') b_{k_1}^+(t) b_{\bar{k}_1}^-(t) \exp(i(\vec{k}_1 - \vec{k}_1') \vec{r}); \quad y < 0. \quad (7)$$

$$\hat{j}_2 = \frac{e\hbar}{2mV} \sum_{k_2 \bar{k}_2} (\vec{k}_2 + \vec{k}_2') \alpha_{\bar{k}_2} b_{k_2}^+(t) b_{\bar{k}_2}^-(t) \exp(i(\vec{k}_2 - \vec{k}_2') \vec{r}); \quad y > 0. \quad (8)$$

$$\hat{j}_3 = \frac{e\hbar}{2mV} \sum_{k_3 \bar{k}_3} (\vec{k}_3 + \vec{k}_3') \beta_{k_3} b_{k_3}^+(t) b_{\bar{k}_3}^-(t) \exp(i(\vec{k}_3 - \vec{k}_3') \vec{r}); \quad y < 0. \quad (9)$$

где $\hat{b}_k^+(t) = \hat{b}_k^+ \exp(i\omega t)$; $\hat{b}_k^-(t) = \hat{b}_k^- \exp(-i\omega t)$.

Предполагается, что среды «1» и «2» продолжены на все пространство. Тогда суммирование производится по всем составляющим волнового вектора $k = (k_x, k_y, k_z)$.

Базисные волновые функции для прошедших и отраженных частиц взяты с соответствующими коэффициентами, так что на границе выполняются условия (4). Плотности токов, создаваемых частицами, запишутся как суммы диагональных матричных элементов их операторов:

$$\vec{j}_i = \langle n_{ki} | \hat{j}_i | n_{ki} \rangle, \quad (10)$$

где $\langle n_{ki} |, |n_{ki} \rangle$ – векторы состояний; $\langle n_{ki} | n_{ki} \rangle = \delta_{kk'}$; $n_{ki} = (0, 1) - \vec{k}$. В результате получим:

$$\begin{aligned} \hat{j}_1 &= \frac{e\hbar}{mV} \sum_{k_1 y > 0} \vec{k}_1 n_{k_1}; \quad \hat{j}_2 = \frac{e\hbar}{mV} \sum_{k_2 y > 0} \vec{k}_2 \alpha_{k_2}^2 n_{k_2}; \\ \hat{j}_3 &= \frac{e\hbar}{mV} \sum_{k_3 y > 0} \vec{k}_3 \beta_{k_3}^2 n_{k_3}. \end{aligned} \quad (11)$$

Необходимо иметь ввиду, что при суммировании по волновым векторам в выражениях для коэффициентов прохождения и отражения (4) подразумевается:

$$k_{1y} = \left(k_{2y}^2 + \frac{2mU_0}{\hbar^2} \right)^{1/2}; \quad k_{2y} = \left(k_{3y}^2 - \frac{2mU_0}{\hbar^2} \right)^{1/2}.$$

Таким образом $\alpha_{k_1} b_{k_1}^+; \alpha_{k_2} b_{k_2}^+; \beta_{k_3} b_{k_3}^+; \beta_{k_3} b_{k_3}^-$ – операторы рождження и уничтожения прошедших и отраженных частиц. Плотности числа частиц определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \bar{n}_1 &= \langle n_{ki} | b_{k_1}^+ b_{k_1}^- | n_{ki} \rangle; \quad \bar{n}_2 = \langle n_{ki} | \alpha_{\bar{k}_2}^* b_{k_2}^+ b_{\bar{k}_2}^- \alpha_{\bar{k}_2} | n_{ki} \rangle; \\ \bar{n}_3 &= \langle n_{ki} | \beta_{k_3}^* b_{k_3}^+ b_{\bar{k}_3}^- \beta_{k_3} | n_{ki} \rangle; \\ \alpha_{\bar{k}_2}^* &= \alpha_{k_2}; \quad \beta_{k_3}^* = \beta_{k_3}. \end{aligned} \quad (12)$$

Число падающих частиц равно сумме прошедших и отраженных частиц, при равных объемах имеем $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 + \bar{n}_3$. Оператор энергии взаимодействия $H^{(int)}$ запишется через матричный элемент $W_{kiqki}^{(i)}$ следующим образом:

$$H^{(int)} = \sum_{i=1}^3 \sum_{kiqki} W_{kiqki}^{(i)} [a_q^+(t) + a_{-q}(t)] b_{k_2}^+(t) b_{k_2}^-(t); \quad (13)$$

$$W_{kiqki}^{(1)} = F \frac{\vec{e}_1 (\vec{k}_1 + \vec{k}_1')}{q_x + i(k_{1y} - k_{1y}')} ; \quad (14)$$

$$W_{kiqki}^{(2)} = F \frac{\vec{e}_1 (\vec{k}_2 + \vec{k}_2')}{q_x + i(k_{2y} - k_{2y}')} ; \quad (15)$$

$$W_{kiqki}^{(3)} = F \frac{\vec{e}_1 (\vec{k}_3 + \vec{k}_3')}{q_x + i(k_{3y} - k_{3y}')} ; \quad (16)$$

$$F = \left[\frac{\pi^2 \hbar^3 |q_x| S}{\omega_q (\epsilon_{01} + \epsilon_{01})} \right]^{1/2}.$$

Квадрат матричного элемента определяет вероятности переходов между состояниями $k \rightarrow k'$ для падающих, прошедших и отраженных частиц. Поскольку свойства среды неоднородны вдоль оси Oy , то закон сохранения импульсов электронов и плазмонов выполняется только для тангенциальных составляющих $k_x + q_x = k_x'$; $k_z = k_z'$. Из выражений (10) – (12) видно, что матричные элементы удовлетворяют условию обратимости прямого и обратного переходов

$$W_{ki-qki} = W_{kiqki}^*.$$

Учитывая процессы излучения и поглощения плазмонов в каждой среде, получим кинетическое уравнение, описывающее изменение числа плазмонов N_q в состоянии с волновым вектором q :

$$\begin{aligned} \frac{dN_q}{dt} &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{i=1}^3 \sum_{k_i k_i'} |W_{kiqki}|^2 \left[(N_q + 1) n_{ki}' (1 - n_{ki}) - \right. \\ &\quad \left. - N_q n_{ki} (1 - n_{ki}') \right] \times \delta(E - E^{(i)} + \hbar\omega). \end{aligned} \quad (17)$$

Первое слагаемое в квадратной скобке описывает процесс спонтанного и индуцированного излучения плазмонов при переходе электронов из состояния k' в состояние k , второе – процессы поглощения при обратных переходах.

Выражение $\delta(E - E^{(i)} + \hbar\omega)$ определяет закон сохранения энергии. Из уравнения (17) при учете лишь процессов индуцированного излучения и поглощения волн частицами можно определить инкремент (декремент) плазменных колебаний $\gamma = \frac{1}{2N_q} \frac{dN_q}{dt}$; $N_q \gg 1$.

Предположим, что падающие, прошедшие и отраженные частицы описываются максвелловской функцией распределения, максимум которой сдвинут в точку k_0

$$n_{ki} = \frac{n_{ob} (2\pi\hbar)^3}{(2\pi mT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\hbar^2 (k_{iy} - k_{oi})^2}{2mT} \right) \exp\left(-\frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_z^2)}{2mT} \right), \quad (18)$$

где n_{ob} – плотность частиц в пучке, T – температура электронов. Если энергия плазмона больше ширины энергетического уровня $\hbar\omega \gg T$, то

$$n_{ki} = (2\pi)^3 n_o \delta(k_{iy} - k_{0y}) \delta(k_x) \delta(k_z).$$

Заменяя суммирование в формуле (7) интегрированием, получим величину инкремента, выраженную через матричные элементы:

$$\gamma = \frac{n_o L V \omega}{\hbar m} \sum_{i=3}^3 \frac{|W^{(i)}|^2}{v_{0i}^3}, \quad (19)$$

где $v_{0i} = \frac{\hbar |k_{0i}|}{m}$ – скорости падающих прошедших и

отраженных частиц: $v_{01} = v_{03}$, $v_{02} = \left(v_{01}^2 - \frac{2U_0}{m} \right)$.

Матричные элементы $W^{(i)}$ представляют собой выражения (14) – (16) в которых произведена замена:

$$|k_{0i} - k_{0i}^{(0)}| = \frac{\omega}{v_{0i}}; \quad \alpha_{k_2}^{(0)} \approx \alpha_{k_2} = \frac{2v_{01}}{v_{01} + v_{02}};$$

$$\beta_{0i}^{(0)} \approx \beta_{0i} = \frac{v_{01} - v_{02}}{v_{01} + v_{02}}.$$

Таким образом окончательно получим [6]:

$$\gamma = \frac{\omega_u^2 |q_x| v_{01}}{2\omega_q^2 (\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02})} \left(1 + R + \frac{v_{01}}{v_{02}} D \right)^2, \quad (20)$$

где $R = \left(\frac{v_{01} - v_{02}}{v_{01} + v_{02}} \right)^2$ – коэффициент отражения частиц; $D = 1 - R$ – коэффициент прохождения.

Если ширина уровня энергии электрона превосходит энергию плазмона, тогда количество электронов состоящих k , $k^{(0)}$ связаны соотношением:

$$n_{k^{(0)}} = n_k + \frac{\omega}{v_0} \frac{dn_k}{dk_y}.$$

Можно показать, что поверхностные плазмоны в этом случае затухают при взаимодействии с потоком заряженных частиц, поскольку фазовый объем, занимаемый частицами при поглощении плазмон, превосходит таковой для излучающих частиц.

Выводы

Определены вероятности процессов излучения и поглощения энергии электромагнитных колебаний электронами пучка на границе проводящего твердого тела с учетом потенциального барьера конечной величины.

Получены кинетические уравнения, определяющие изменение числа поверхностных плазмонов, выражения для инкрементов их неустойчивостей с учетом величины потенциального барьера на границе, которую пересекает поток заряженных частиц. Полученные результаты позволяют учитывать вклад отраженной и прошедшей компонент потока частиц в суммарную энергию излучения поверхностных колебаний.

В работе учтено влияние потенциального барьера не только на поведение заряженных частиц потока, пересекающего границу, но и на спектральные характеристики плазмоподобных структур.

Приведенные количественные оценки инкремента неустойчивостей показывают, что величина энергии излучения лежит в пределах чувствительности современных приемников излучения субмиллиметрового диапазона

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. Стил М. Взаимодействие волн в плазме твердого тела / М. Стил, 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, 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. Jelektromagnitnye javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovovyh 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 poluprovodnikovovyh 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 poluprovodnikovovyh komplektujushih jelektroizdelij. 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 poluprovodnikovoj 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 zarjazhennyh chastic. Navedennogo vnesnim jelektromagnitnym izlucheniem, na volnovodneye karakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushih jelektorradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 83–89. **10.** Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodneye karakteristiki poluprovodnikovoj sverhreshetki. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 89–96. **11.** Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Zatuhanie poverhnostnyh kolebanij

poluprovodnikovyh stuktur jelektorradioizdelij v uslovijah vozdeystvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 96–103. **12.** Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Kineticheskie mehanizmy vzaimodeystvija poverhnostnyh kolebanij s jelektronami provodimosti poluprovodnikovyh stuktur v uslovijah vozdeystvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 10.03.2016

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

УДК 621.318

В. И. КРАВЧЕНКО, А. А. СЕРКОВ, В. С. БРЕСЛАВЕЦ, И. Л. ЯЦЕНКО, И. В. ЯКОВЕНКО

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрено взаимодействие поверхностных плазмонов с потоком заряженных частиц при наличии потенциального барьера, исходя из энергетического принципа получены кинетические уравнения, определяющие изменение числа поверхностных плазмонов, выражения для инкрементов их неустойчивостей с учетом величины потенциального барьера на границе, который приводит к появлению отраженных от границы частиц пучка. Полученные результаты позволяют учитывать вклад отраженной и прошедшей компонент потока частиц в суммарную энергию излучения поверхностных колебаний. Исследованы механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с собственными электромагнитными колебаниями двумерного электронного газа, возникновение которого обусловлено наличием потенциального барьера на границе раздела сред.

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. Настоящая работа посвящена исследованию влияния потенциального барьера на механизмы развития пучковых неустойчивостей. При рассмотрении взаимодействия электромагнитных колебаний и заряженных частиц в настоящей работе помимо вероятностного подхода (кинетических уравнений) использовалась также другая методика, позво-

ляющая 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