УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, В.С. БРЕСЛАВЕЦ, В.В. КНЯЗЕВ, И.В. ЯКОВЕНКО

ИЗЛУЧЕНИЕ НАВЕДЕННЫХ ТОКОВ С НЕОДНОРОДНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ НА ГРАНИЦЕ

В роботі досліджувався вплив потенційного бар'єра на спектральну густину енергії перехідного випромінювання об'ємних та поверхневих хвиль зарядженою частинкою, що рухається по нормалі до межі розподілу середовищ з різними діелектричними проникностями. Було отримано вирази для спектральних характеристик інтенсивностей випромінювання електромагнітних хвиль для різних типів потенційних бар'єрів: прямокутна потенційна стінка , бар'єр скінченної ширини та δ-подібний бар'єр. Визначено, що поле випромінювання складається із трьох складових: перша обумовлена зміною діелектричної проникності та існує без потенційного бар'єра, друга пов'язана із зміною швидкості частинки без урахування відбиття частинок від межі, третя складова визначає долю випромінювання, що пов'язана з хвилею де-Бройля, відбитої від межі.

Ключові слова: електромагнітні поля, коливання, плазма, напівпровідник, нестійкість, генерування, випромінювання, заряджені частинки, поверхневі хвилі.

В работе исследовалось влияние потенциального барьера на спектральную плотность энергии переходного излучения объемных и поверхностных волн заряженной частицей, которая движется по нормали к границе раздела сред с различными диэлектрическими проницаемостями. Было получено выражения для спектральных характеристик интенсивностей излучения электромагнитных волн для различных типов потенциальных барьеров: прямоугольная потенциальная стенка, барьер конечной ширины и δ-подобный барьер. Определено, что поле излучения состоит из трех составляющих: первая обусловлена изменением диэлектрической проницаемости и существует без потенциального барьера, вторая связана с изменением скорости частицы без учета отражения частиц от границы, третья составляющая определяет долю излучения, связанную с волной де-Бройля, отраженной от границы

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, неустойчивость, генерация, излучение, заряженные частицы, поверхностные волны.

The effect of a potential barrier on the spectral energy density of the transition radiation of bulk and surface waves by a charged particle, which moves along the normal to the interface between media with different dielectric permittivities, was investigated. Expressions were obtained for the spectral characteristics of the radiation intensities of electromagnetic waves for various types of potential barriers: a rectangular potential wall, a barrier of finite width, and a δ-similar barrier. It is determined that the radiation field consists of three components: the first is due to a change in the dielectric constant and exists without a potential barrier, the second is associated with a change in particle velocity without taking into account the reflection of particles from the boundary, the third component determines the fraction of radiation associated with the de Broglie wave reflected from the boundary .

Keywords: electromagnetic fields, oscillations, plasma, semiconductor, instability, generation, radiation, charged particles, surface waves.

Введение

Обычно качестве объекта исследований возможных механизмов генерации и усиления электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. выступают ограниченные твердотельные структуры, используемые в современной радиоэлектронике.

Вместе с тем, задачи преобразования энергии источников электромагнитного излучения (токов, наведенных внешним электромагнитным полем) в колебания среды в открытых излучающих структурах приобретают другой аспект. Речь идет о влиянии свойств поверхности на законы дисперсии и спектральную плотность излучения. В настоящей работе исследуется влияние свойств поверхности полуограниченных твердых тел на процессы преобразования поступательного движения заряженных частиц в энергию электромагнитных колебаний в рамках теории переходного излучения, т.е. в более широком частотном диапазоне. Кроме того, установлена степень влияния периодических неровностей границы вакуум – проводник на спектр электромагнитных колебаний и механизмы их возбуждения потоком заряженных частиц, движущихся по нормали к границе. В работе получено выражение для спектральной плотности энергии переходного излучения потока частиц и определены структуры полей при наличии потенциального барьера на границе раздела сред.

Основные результаты

Обычно при исследовании спектральных характеристик переходного излучения не принимается во внимание присутствие потенциального барьера на границе сред [1]. Между тем, роль его оказывается весьма существенной. В данном параграфе исследуются особенности переходного излучения электромагнитных волн частицей с учетом влияния потенциального барьера U на границе двух сред .

Пусть в среде 1 (например, в вакууме, $z < 0$) равномерно и прямолинейно со скоростью v_1 движется заряженная частица вдоль нормали (ось z) к поверхности раздела сред. Предполагается, что $U(z)$ имеет вид:

$$U(z) = 0 \quad \text{при} \quad -\infty < z < 0; \qquad U(z) = U_0 \quad \text{при} \quad z \geq 0 \tag{1}$$

и высота стенки U_0 меньше кинетической энергии частицы в вакууме $E = \dfrac{m_0 v_1^2}{2}$. Тогда скорость частицы в среде 2 ($z \geq 0$) равна:

$$v_2 = \sqrt{\frac{2(E - U_0)}{m}}; \quad \vec{v}_2 \parallel z . \tag{2}$$

Коэффициент отражения F частицы от барьера определяется из уравнения Шредингера и граничных условий:

$$F = \left(\frac{v_1 - v_2}{v_1 + v_2}\right)^2 . \tag{3}$$

В среде 1 ток создается частицей, движущейся по направлению к стенке и отраженной от нее

$$\vec{j}_1 = e\vec{v}_1\delta(\vec{p})[\delta(z - v_1 t) - F\delta(z + v_1 t)], \tag{4}$$

а ток в среде 2 – частицей, прошедшей над барьером:

$$\vec{j}_2 = De\vec{v}_1\delta(\vec{p})\delta(z - v_2 t) . \tag{5}$$

Здесь $D = 1 - F$ – коэффициент прохождения частицы над барьером, $\vec{p}$ – вектор в плоскости раздела сред.

Электромагнитное поле в каждой из сред определяется из уравнений Максвелла, в которых ток заряженных частиц задан выражениями (4) или (5). Граничными условиями являются условия непрерывности тангенциальных компонент электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей на плоскости раздела сред $z = 0$ и условия излучения при $z = \pm\infty$. Из-за аксиальной симметрии уравнений Максвелла в изотропной среде с током вдоль оси z удобно ввести цилиндрическую систему координат ρ, φ, z, в которой независимо распространяются ТМ(H_φ, E_ρ, E_z) и ТЕ (E_φ, H_ρ, H_z) моды. Заряженной частицей, движущейся вдоль оси z, возбуждаются только ТМ волны. Зависимости компонент поля этой волны от времени представляет в виде разложения в интегралы Фурье, а их зависимости от координаты ρ – через интегралы Фурье-Бесселя:

$$E_z(\rho, z, \omega) = \int_0^\infty kE_z(z, k)J_0(k\rho)dk ; \tag{6}$$

$$E_\rho(\rho, z, \omega) = \int_0^\infty E_\rho(z, k)J_1(k\rho)dk , \tag{7}$$

$J_n(k\rho)$ – функция Бесселя n-го порядка. Связь магнитного H_φ и электрического E_ρ полей определяется уравнением

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \frac{i\omega c}{\varepsilon_i} E_\rho , \tag{8}$$

$i = 1,2$ – номер среды, ε_i – диэлектрическая проницаемость i среды. Дельта-функцию $\delta(\vec{p})$ можно записать через функцию Бесселя:

$$\delta(\vec{p}) = \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty kJ_0(kp)dk . \tag{9}$$

В результате получим, что компоненты электрического и магнитного полей имеют вид:

$$E_z^{(i)} = \int_0^\infty dkkJ_0(kp)\{A^{(i)}\exp(-i\lambda_i z) + B^{(i)}\exp(i\lambda_i z) + \\ + \frac{ie}{\pi\omega}(1 - \beta_i^2\varepsilon_i)f_i[C^{(i)}\exp(i\frac{\omega}{v_i}z) + D^{(i)}\exp(-i\frac{\omega}{v_i}z)]\}; \tag{10}$$

$$H_\varphi^{(i)} = -i\frac{\omega}{c}\varepsilon_i\int_0^\infty dkJ_1(kp)\{A^{(i)}\exp(-i\lambda_i z) + \\ + B^{(i)}\exp(i\lambda_i z) - \\ - \frac{iek^2v_i^2}{\pi\omega^3}f_i[C^{(i)}\exp(i\frac{\omega}{v_i}z) + D^{(i)}\exp(-i\frac{\omega}{v_i}z)]\}. \tag{11}$$

Выражение для компоненты поля $E_\rho^{(i)}$ легко получить из формул (8) и (11). В (10) и (11) введены следующие обозначения: коэффициенты $A^{(i)}$, $B^{(i)}$, $C^{(i)}$, $D^{(i)}$ в средах 1 и 2 соответственно равны:

$$A^{(1)} = A(k), \quad B^{(1)} = 0, \quad C^{(1)} = 1, \quad D^{(1)} = -F; \\ A^{(2)} = 0, \quad B^{(2)} = B(k), \quad C^{(2)} = \frac{v_1}{v_2}(1 - F), \quad D^{(2)} = 0. \tag{12}$$

$$\lambda_i = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_i - k^2} \quad (\mathrm{Re}\,\lambda_i > 0); \tag{13}$$

$$f_i = \frac{1}{\varepsilon_i\left(\beta_i^2\varepsilon_i - \frac{k^2v_i^2}{\omega^2} - 1\right)}; \quad \beta_i = \frac{v_i}{c} . \tag{14}$$

Коэффициенты $A(k)$ и $B(k)$ в выражениях находятся из граничных условий на поверхности раздела сред $z = 0$. Они определяют поле переходного излучения. При этом коэффициент $A(k)$ соответствует волне, распространяющейся в направлении $z < 0$, а $B(k)$ – в направлении $z > 0$. Нас интересует поле излучения в среде, которое описывается первыми слагаемыми в формулах (10) и (11).

$$A(k) = \frac{iek^2v_1}{\pi\omega^2\Delta(\omega,k)}\{(f_1 - f_2)\varepsilon_2 - \\ - \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 - k^2}(f_1\varepsilon_1 v_1 + f_2\varepsilon_2 v_2) + \\ + F\left[(f_1 + f_2)\varepsilon_2 + \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 - k^2}(f_1\varepsilon_1 v_1 - f_2\varepsilon_2 v_2)\right]\}. \tag{15}$$

Здесь

$$\Delta(\omega,k) = \varepsilon_2\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1 - k^2} + \varepsilon_1\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 - k^2} . \tag{16}$$

Заметим: что в выражении (15) слагаемое, пропорциональное коэффициенту F, возникает из-за отражения частицы от потенциального барьера (1).

Рассмотрим среды с разными значениями диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{1,2}(\omega) > 0$. Поле излучения в среду 1 получим, используя метод стационарной фазы. Это излучение представляет собой сферическую волну, у которой компоненты поля равны

$$E_\rho(\omega) = E(\omega)\cos\Theta; \quad E(\omega) = E(\omega)\sin\Theta; \\ E(\omega) = \frac{e\beta_1\cos\Theta\sin\Theta}{\pi c[\varepsilon_2\cos\Theta + \sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1\sin^2\Theta)}]}\times \\ \times\frac{\exp\left(i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}R\right)}{R}\times \tag{17}$$

$$\times\left\{\frac{(\varepsilon_2-\varepsilon_1)(1+\beta_1\sqrt{\varepsilon_2-\varepsilon_1\sin^2\Theta}-\varepsilon_1\beta_1^2)}{(1-\varepsilon_1\beta_1^2\cos^2\Theta)(1+\beta_1\sqrt{\varepsilon_2-\varepsilon_1\sin^2\Theta})}+\right.$$
$$+\frac{\varepsilon_1(\beta_2-\beta_1)\sqrt{\varepsilon_2-\varepsilon_1\sin^2\Theta}}{(1+\beta_1\sqrt{\varepsilon_2-\varepsilon_1\sin^2\Theta})(1+\beta_2\sqrt{\varepsilon_2-\varepsilon_1\sin^2\Theta})}+$$
$$\left.+F\left(\frac{\varepsilon_2+\varepsilon_1\beta_1\sqrt{\varepsilon_2-\varepsilon_1\sin^2\Theta}}{1-\varepsilon_1\beta_1^2\cos^2\Theta}+\frac{\varepsilon_1}{1+\beta_2\sqrt{\varepsilon_2-\varepsilon_1\sin^2\Theta}}\right)\right\}.$$

Здесь введены угол Θ и расстояние R от точки контакта частицы с границей раздела сред, $z=0$, до точки наблюдения излучения в среде 1 таким образом, что $\vec{R}=\vec{\rho}\sin\Theta-\vec{i}z\cos\Theta$ ($\vec{i}$ – орт в направлении оси z); предполагается, что выполнено условие $\frac{\omega}{c}R>>1$. Поток энергии излучения (17) в элемент телесного угла $d\Omega=\sin\Theta d\Theta d\varphi$ нетрудно вычислить по формуле

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega}=cR^2\left|E(\omega)\right|^2. \quad (18)$$

Из выражения (17) видно, что поле излучения состоит из трех частей. Первая – представляет собой излучение. Обусловленное скачком диэлектрических проницаемостей на границе и существующее в отсутствие потенциального барьера ($U_0=0$). Вторая часть описывает излучение, вызванное скачком скоростей на границе ($U_0\neq 0$) без учета отражения электрона от потенциального барьера. Третье слагаемое определяет долю излучения, связанную с распространением волны де-Бройля, «отраженной» от границы.

В случае бесконечно высокого барьера ($U\to\infty, F=1$) получим:

$$E(\omega)=\frac{2e\varepsilon_2\beta_1\cos\Theta\sin\Theta}{\pi c[\varepsilon_2\cos\Theta+\sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2-\varepsilon_1\sin^2\Theta)}\,]}\times$$
$$\times\frac{1}{1-\varepsilon_1\beta_1^2\cos^2\Theta}\frac{\exp\left(i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}R\right)}{R}. \quad (19)$$

Выражение для поля излучения в отсутствие потенциального барьера ($U_0=0$) известно . Заметим, что в этом случае ($U_0=0$) амплитуда поля и энергия излучения меньше, чем при наличии бесконечно высокого потенциального барьера ($U_0\to\infty$). Например, если среда 2 представляет собой идеальный проводник ($\varepsilon_2\to\infty$), то поле $E(\omega)$ в два раза меньше, чем поле излучения частицы в присутствии бесконечно высокого потенциала, а величина потока энергии отличается в 4 раза.

Предположим, что частица движется в полупроводнике с $p-n$ переходом, у которого дно зоны проводимости можно описать с помощью потенциального барьера в виде (1) (U_0 – конечная величина). Так как диэлектрическая проницаемость определяется только свойствами кристаллической решетки, то в формулах (17) и (18) нужно положить $\varepsilon_1=\varepsilon_2=\varepsilon$. Поле излучения в таком полупроводнике имеет вид:

$$E(\omega)=\frac{e\sin\Theta}{2\pi c(1+\beta_2\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta)}\times$$
$$\times\frac{\exp(i\frac{\omega}{c}R)}{R}\left[\frac{(\beta_2-\beta_1)\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta}{1+\beta_1\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta}+\right. \quad (20)$$
$$\left.+F\frac{2+(\beta_2-\beta_1)\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta}{1-\beta_1\sqrt{\varepsilon}\cos\Theta}\right].$$

Из выражения (20) видно, что угловое распределение интенсивности меняется, и в отличие от классического случая ($U_0=0$, а $\varepsilon_1\neq\varepsilon_2$) диаграмма направленности излучения «прижимается» к плоскости $z=0$.

Следует отметить, что в общем случае (17) угловое распределение поля $E(\omega)$ характеризуется наличием острого максимума, возникающего в окрестности углов Θ, для которых выполнено условие эффекта Вавилова Черенкова в среде 1:

$$\cos^2\Theta=\frac{1}{\varepsilon_1\beta_1^2}.$$

(Здесь речь идет о максимуме, а не о сингулярной особенности, так как в реальных условиях необходимо учитывать затухание волны в среде). Эта особенность присутствует как в первом слагаемом (она связана с отражением от границы $z=0$ черенковского излучения, обусловленного частицей, движущейся в положительном направлении оси z), так и в третьем члене (черенковское излучение в той же среде, вызванное частицей, отраженной от барьера). В полупроводнике с $p-n$ переходом максимум в распределении поля $E(\Theta)$ определяется только излучением Вавилова-Черенкова отраженной от границы частицы.

Как известно, на границе раздела сред могут распространяться поверхностные волны, если диэлектрическая проницаемость одной из сред отрицательная величина. Предположим, что $\varepsilon_2<0$ и $\left|\varepsilon_2\right|>\varepsilon_1$. В этом случае функция $\Delta(\omega, k)$ (16) обращается в нуль при значениях

$$k=k_p=\frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_1\left|\varepsilon_2\right|}{\left|\varepsilon_2\right|-\varepsilon_1}}. \quad (21)$$

Выражение (21) является дисперсионным соотношением поверхностного поляритона. Вклад от полюса (21) описывает поле переходного излучения поверхностной цилиндрической волны:

$$E_z(\omega)=E\exp(-\left|k_p\right|\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\left|\varepsilon_2\right|}}z)\sqrt{\frac{\left|k_p\right|}{p}}\exp(ik_p p);$$
$$E_p(\omega)=i\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\left|\varepsilon_2\right|}}E_z(\omega);\quad H_\varphi(\omega)=-\sqrt{\frac{\varepsilon_1(\left|\varepsilon_2\right|-\varepsilon_1}{\left|\varepsilon_2\right|}}E_z(\omega); \quad (22)$$
$$E=-\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{e\beta_1}{c}\frac{\left|\varepsilon_2\right|^{5/2}\varepsilon_1^{3/2}}{(\left|\varepsilon_2\right|-\varepsilon_1+\beta_1^2\varepsilon_1^2)(\left|\varepsilon_2\right|-\varepsilon_1+\beta_2^2\varepsilon_2^2)(\varepsilon_2^2-\varepsilon_1^2)}\times$$
$$\times\exp(i\frac{\pi}{4})\times\left\{(1+F)\left[\frac{\left|\varepsilon_2\right|-\varepsilon_1+\beta_2^2\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}+i\beta_2\frac{\left|\varepsilon_2\right|-\varepsilon_1+\beta_1^2\varepsilon_1^2}{\sqrt{\left|\varepsilon_2\right|-\varepsilon_1}}\right]+\right.$$

$$\times\exp(i\frac{\pi}{4})\times\left\{(1+F)\left[\frac{|\varepsilon_2|-\varepsilon_1+\beta_2^2\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}+i\beta_2\frac{|\varepsilon_2|-\varepsilon_1+\beta_1^2\varepsilon_1^2}{\sqrt{|\varepsilon_2|-\varepsilon_1}}\right]+\right.$$
$$\left.+(1-F)\left[\frac{|\varepsilon_2|-\varepsilon_1+\beta_1^2\varepsilon_1^2}{|\varepsilon_2|}+i\beta_1\frac{|\varepsilon_2|-\varepsilon_1+\beta_2^2\varepsilon_2^2}{\sqrt{|\varepsilon_2|-\varepsilon_1}}\right]\right\}$$

Этот результат относится к случаю, когда полюс k_p и точка стационарной фазы $k_s=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\sin\Theta$ расположены достаточно далеко друг от друга, так что их вклады в интегралы (10) и (11) можно рассматривать независимо.

Поток энергии волны (22) через круговую площадку $(p, p + dp)$ при $z = 0$ равен

$$\frac{\partial^2 W}{\partial p\partial\omega}=2\pi\omega\frac{\varepsilon_1^{3/2}}{|\varepsilon_2|^{1/2}}|E|^2. \qquad (23)$$

Энергия цилиндрической волны в отсутствие потенциального барьера ($U_0 = 0$; $F = 0$) в $\frac{4\varepsilon_2^2}{(|\varepsilon_2|+\varepsilon_1)^2}$ раз меньше ее энергии в случае зеркально отражающей границы ($U_0 \to \infty$; $F = 1$).

Таким образом, поле излучения в среде 1 формируется в объемную сферическую и поверхностную цилиндрическую волны. Формирование сферической волны происходит на больших расстояниях от точки контакта частицы с границей раздела сред ($R \gg \frac{c}{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}$, что следует из условия применимости метода стационарной фазы) и ее интенсивность распределена в области углов $0 < \Theta < \pi/2$. Цилиндрическая волна распространяется вдоль поверхности раздела сред ($\Theta = \pi/2$) и затухает на глубине

$$L\sim\frac{c}{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}\sqrt{\frac{|\varepsilon_2|-\varepsilon_1}{\varepsilon_1}}.$$

В области частот ω и углов Θ (близких к $\pi/2$), удовлетворяющих условиям

$$|\pi/2-\Theta|<2\sqrt{\frac{2c}{R\omega\sqrt{\varepsilon_1}}}\ll 1,\quad |\varepsilon_2|\gg\varepsilon_1. \qquad (24)$$

расстояние между полюсом и точкой стационарной фазы становится меньше ширины линий особенностей подынтегральных функций в (10) и (11). Тогда при вычислении интегралов (10) и (11)следует использовать метод Ван дер Вардена. Мы не приводим выражения для поля излучения из-за их громоздкости. Заметим, что поверхностная цилиндрическая и объемная сферическая волны существуют с области углов (24), но амплитуды их малы в силу этого неравенства.

Далее исследуем излучение движущейся заряженной частицы в однородной среде с потенциальным барьером в виде прямоугольника или δ-функции. Такой потенциал может возникнуть, например, в полупроводниковой среде из-за наличия примеси или дефекта. Коэффициент отражения частицы в этом случае можно представить следующим образом:

$$F=\frac{\phi(E,U_0)}{1+\phi(E,U_0)}. \qquad (25)$$

где вид функции $\phi(E,U_0)$ определяется формой потенциала $U(z)$. В случае прямоугольного потенциального барьера с шириной a:

$$U(z)=\begin{cases}0 & z<0;\\ U_0 & 0<z<a;\\ 0 & a<z,\end{cases} \qquad (26)$$

функция $\phi(E,U_0)$ равна:

$$\phi=\frac{U_0^2}{4E(U_0-E)}\operatorname{sh}^2\frac{a}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-E)}\quad (U_0>E); \qquad (27)$$

$$\phi=\frac{U_0^2}{4E(E-U_0)}\sin^2\frac{a}{\hbar}\sqrt{2m(E-U_0)}\quad (E>U_0). \qquad (28)$$

Если потенциал принимает форму δ-функции, т.е.

$$U(z)=V_0\delta(z), \qquad (29)$$

то

$$\phi=\frac{mV_0^2}{2E\hbar^2}. \qquad (30)$$

Это выражение для ϕ можно получить из формулы (7.57), если $U_0 \gg E$ и $\frac{a\sqrt{2mU_0}}{\hbar}\ll 1$, где $V_0=U_0a$.

Поле излучения частицы является сферической волной и в области $z < 0$ описывает выражениями (17) и (18), если в них положить $\varepsilon_1=\varepsilon_2=\varepsilon$, $\beta_1=\beta_2=\beta$, а коэффициент отражения $F=F(E,U_0)$ найти из формул (25) – (30):

$$E(\omega)=\frac{e\beta\sin\Theta}{\pi c}F\frac{\exp\left(i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}R\right)}{R}. \qquad (31)$$

Если $E > U_0$, то

$$\frac{d^2W}{d\Theta d\omega}=\frac{e^2\beta^2U_0^4\sin^3\Theta}{8E^2(E-U_0)^2}\sin^4\frac{a}{\hbar}\sqrt{2m(E-U_0)}. \qquad (32)$$

Плотность излучения осциллирует, обращаясь в нуль при условии $\frac{a}{\hbar}p=\pi n$ $\left(p=\sqrt{2m(E-U_0)}\right)$, когда на ширине барьера укладывается целое число полуволн де-Бройля $\lambda_D=\frac{2\pi\hbar}{p}$. В этом случае имеется некоторая аналогия с переходным излучением частицы, проходящей через тонкую изотропную диэлектрическую пластину, когда имеют место осцилляции в результате изменения соотношения между толщиной пластины и длиной волны заряда $\lambda_e=\frac{2\pi v}{\omega}$.

Заметим, что рассмотренный эффект может быть использован в спектроскопии твердых тел.

Выводы

1 Определены особенности излучения заряженных частиц, пересекающих границу раздела сред с

различными диэлектрическими свойствами, связанными с наличием потенциального барьера.

2 Получено выражение для спектральной плотности энергии переходного излучения и показано, что поле излучения состоит из трех частей: первая обусловлена скачком диэлектрической проницаемости и существует без потенциального барьера, вторая связана с изменением скорости частицы без учета отражения частиц от границы, третье слагаемое представляет долю излучения, определяемую волной де-Бройля, отраженной от границы.

3 Получено выражения для плотности излучения частицы, движущейся в полупроводнике с $p-n$-переходом, дно зоны проводимости которого представляет собой потенциальный барьер, и в однородной среде с потенциальным барьером в виде δ–функции. Плотность излучения осциллирует, обращаясь в нуль когда на ширине барьера укладывается целое число полуволн де-Бройля $\lambda_D = \frac{2\pi\hbar}{p}$. В этом случае механизм излучения аналогичен переходному излучению частицы, проходящей через тонкую изотропную диэлектрическую пластину, когда имеют место осцилляции в результате изменения соотношения между толщиной пластины и длиной волны заряда $\lambda_e = \frac{2\pi v}{\omega}$.

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. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов / *С. Зи*. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

3. *Михайлов М.И.* Электромагнитные влияния на сооружения связи / *М.И. Михайлов, Л.Д. Разумов, С.А. Соколов*. – М.: Радио и связь, 1979. – 225 с.

4. *Стил М.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела / *М. Стил, Б. Вюраль*. – М.: Атомиздат, 1973. – 312 с.

5. *Мырова Л.О.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям / *Л.О. Мырова, А.З. Чепиженко*. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 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.

References (transliterated):

1. Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D.D., Jakovenko V.M. Jelektromagnitnye javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovyh strukturah. Kiev: Naukova dumka. 1991. 216 p.

2. Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir. 1984. 456 p.

3. Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz'. 1979. 225 p.

4. Stil M., Vjural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 p.

5. Myrova L.O., Chepizhenko A.Z. Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p.

6. Kravchenko V.I., Jakovenko V..I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhih 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 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 vneshnim jelektromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhih 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 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 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 poluprovodnikovyh struktur v uslovijah vozdejstvija storonnego jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 03.03.2017

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Випромінювання наведених струмів з неоднорідним потенціалом на межі / В.І. Кравченко, В.С. Бреславець, В.В. Князев, І.В Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. − № 15 (1237). − С. 62-67. − Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2079-0740.

Излучение наведенных токов с неоднородным потенциалом на границе / В.И. Кравченко, В.С. Бреславец, В.В. Князев, И.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. − № 15 (1237). − С. 62-67. − Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2079-0740.

Radiation of induced currents with inhomogentous potential of the border / V.I. Kravchenko ,V.S. Breslavets, V.V Knyazev, I.V. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv: NTU "KhPI", 2017. – № 15 (1237). − С. 62-67. – Bibliogr.: 12. – ISSN 2079-0740.

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Кравченко Володимир Іванович – доктор технічних наук, професор, директор НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Кравченко Владимир Иванович – доктор технических наук, профессор, директор НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Kravchenko Vladimir Ivanovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: kw47@mail.ua

Бреславець Віталій Сергійович – кандидат технічних наук, доцент, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-39, e-mail: bres123@mail.ru

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

Князєв Володимир Володимирович – провідний науковий співробітник, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел .: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Князев Владимир Владимирович **–** ведущий научный сотрудник, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел.: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Kniyaziev Volodymyr Volodymyrovych – Candidate of Technical Sciences (Ph. D.), senior staff scientist, principal scientist, NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel.: (057) 707-68-68; e-mail: knyaz2@i.ua

Яковенко Ігор Володимирович – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ». тел. (057) 707 66 18, e-mail: yakovenko60IV@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, В.С. БРЕСЛАВЕЦ, В.В. КНЯЗЕВ, И.В. ЯКОВЕНКО

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТОКОВ, НАВЕДЕННЫХ ВНЕШНИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ, НА НЕОДНОРОДНЫХ ГРАНИЦАХ РАЗДЕЛА СРЕД

Встановлено, що наявність малого просторова періодична нерівностей на кордоні вакууму – ідеальний провідник призводить до резонансного взаємодії просторових гармонік, що поширюються уздовж поверхні, що зумовлює появу смуги непропускання коливань. Для частоти, що лежить нижче смуги непропускання електромагнітних коливання носить поверхневий характер. В роботі визначено закон дисперсії такого роду коливань і кінетичні механізми їх збудження електронним потоком, які перетинають кордон розділу середовищ. Отримано кінетичне рівняння, що визначає зміна числа поверхневих коливань, наведено вираз для інкремента.

Ключові слова: електромагнітні поля, коливання, плазма, напівпровідник, кінетичні нестійкості, потенційний бар'єр. потік заряджених частинок, генерація, черенковское і перехідне випромінювання, поверхневі хвилі, що проводить тверде тіло, енергія випромінювання.

Установлено, что наличие малых пространственных периодических неровностей на границе вакуум – идеальный проводник приводит к резонансному взаимодействию пространственных гармоник, распространяющихся вдоль поверхности, что обуславливает появление полосы непропускания колебаний. Для частот, лежащих ниже полосы непропускания электромагнитные колебания носят поверхностный характер. В работе определен закон дисперсии такого рода колебаний и кинетические механизмы их возбуждения электронным потоком, пересекающим границу раздела сред. Получено кинетическое уравнение,