

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННЫМИ СГУСТКАМИ

Ю.О.Аверков, В.М.Яковенко

*Институт Радиофизики и Электроники НАН Украины, Харьков, Украина
averkov@online.kharkiv.com*

Исследовано переходное излучение поверхностных электромагнитных волн нерелятивистским электронным сгустком, пересекающим границу раздела вакуум-полупроводник. Сгусток имеет вид эллипсоида вращения с равномерным распределением заряда по объему и движется вдоль нормали к границе раздела сред. Учтена диссипация энергии излучения в полупроводнике. Показано, что спектр переходного излучения поверхностных волн имеет вид импульса, ширина которого соизмерима с его средней частотой. Появление максимумов спектральной плотности излучения связано с выполнением определенных резонансных соотношений между размерами сгустка, длиной волны излучения и длиной волны Ван Кампена. Установлено, что существуют такие значения размеров сгустка, при которых коэффициент полезного действия, равный отношению энергии излучения к суммарной кинетической энергии частиц сгустка, имеет максимум.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что равномерно и прямолинейно движущаяся заряженная частица, пересекающая границу раздела двух сред с разными показателями преломления, излучает электромагнитные волны. Свойства этого излучения достаточно хорошо изучены [1,2]. При пересечении границы раздела заряженным сгустком, возникающее излучение может существенно отличаться от излучения частицы. В частности, в результате переходного излучения заряженного сгустка могут возникнуть электромагнитные импульсы, обладающие широкой полосой. Проблеме получения такого рода импульсов уделяется в последнее время большое внимание [3-5], поскольку она важна как с научной, так и с практической точки зрения (например, для создания новых образцов импульсной радиолокационной техники). Так, в работе [3] было показано, что импульс переходного излучения, возникающего при пересечении электронным сгустком проводящего экрана, в точности повторяет по форме импульс тока сгустка. При этом эффективность преобразования кинетической энергии сгустка в энергию электромагнитного импульса может быть достаточно высокой и достигать нескольких десятков процентов. Подробный спектральный анализ импульсов переходного излучения, возникающих при инжекции сгустков заряженных частиц через торцевую металлическую стенку в полубесконечный цилиндрический волновод, был выполнен в работе [4]. Спектр сигнала оказывается довольно широким. Он содержит колебания со всеми частотами и волновыми числами, являющимися собственными для данного волновода. Максимумы спектра приближенно соответствуют критическим частотам волновода. Показано также, что с увеличением длины сгустка количество гармоник в спектре уменьшается, а эффективность возбуждения излучения резко падает. В работе [5] были отмечены особенности спектрально-угловых характеристик переходного

излучения шарового сгустка зарядов, пересекающего границу раздела сред. Эти особенности заключаются в появлении дополнительных максимумов на диаграмме направленности излучения, когда радиус сгустка превышает длину излучаемой волны, т.е. когда нарушаются условия когерентности излучения.

В рассмотренных выше работах исследовалось переходное излучение объемных электромагнитных импульсов. В настоящей работе показана возможность переходного излучения импульсов поверхностных электромагнитных волн электронным сгустком, пересекающим границу раздела вакуум-полупроводник. Исследованы условия возникновения максимумов спектральной плотности излучения, а также зависимости величины энергии излучения и коэффициента полезного действия от размеров сгустков.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим границу раздела вакуум-полупроводник, расположенную в начале координат $z = 0$. Полупроводник находится в области $z > 0$. Электронный сгусток движется вдоль оси z со скоростью $v = c$ (где c - скорость света в вакууме) и пересекает границу раздела сред со стороны вакуума. Выберем сгусток в виде эллипсоида вращения с осью вращения, направленной вдоль оси z . Обозначим полуось вращения через b , а нормальную ей полуось через a . Ток, создаваемый сгустком, задается следующим образом:

$$j_b = env \int_{(V_b)} \delta(r - r_0 - vt) dr_0, \quad (1)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, n – плотность сгустка, r_0 – радиус-вектор отдельного электрона в

сгустке, $V_b = \frac{4}{3}\pi a^2 b$ – объем сгустка. Электромагнитные поля представим в виде следующих интегралов Фурье:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{v} \int \vec{E}(k, \omega) \exp\{i[k\rho + k_z z - \omega t]\} \times dk d\omega, \quad (2)$$

где k и ρ – компоненты волнового вектора и радиус-вектора, лежащие в плоскости xy , $k_z = \omega/v$ – для поля частицы и $k_z = \lambda_l$ – для поля излучения, $\lambda_l^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon_l - k^2$, $l = 1, 2$. Здесь индекс 1 соответствует вакууму, а индекс 2 – полупроводнику. Для того, чтобы поля излучения убывали при удалении от границы раздела вглубь каждой из сред, необходимо чтобы $\text{Im}\{\lambda_1\} = \lambda_1 < 0$ и $\text{Im}\{\lambda_2\} = \lambda_2 > 0$. Волновое уравнение для фурье-компоненты $E(\omega, r)$ имеет вид:

$$\Delta \vec{E}_l(\omega, \vec{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_l(\omega) \vec{E}_l(\omega, \vec{r}) = 4\pi \left\{ \frac{\text{grad}[\rho(\omega, \vec{r})]}{\varepsilon_l(\omega)} - i \frac{\omega v}{c^2} \rho(\omega, \vec{r}) \right\} \quad (3)$$

где $\rho(\omega, \vec{r}) = en/(2\pi)^3 \int \exp\{i[k(\vec{r} - \vec{r}_0)]\} dk dr_0$ – компонента Фурье плотности сгустка, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника:

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_2'(\omega) + i\varepsilon_2''(\omega) = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\Omega_0^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right], \quad (4)$$

где $\Omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 N / \varepsilon_0 m}$, N – концентрация электронов в полупроводнике, ε_0 – диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника, m – эффективная масса электронов полупроводника, ν – частота релаксации импульса электронов в полупроводнике. Компоненты Фурье для полей сгустка имеют следующий вид:

$$\vec{E}_{1,2}^b(k) = \frac{ei}{2\pi^2} \frac{1}{\varepsilon_{1,2}} \frac{(\omega/c^2)\varepsilon_{1,2}v - k}{k^2 - (\omega/c)^2 \varepsilon_{1,2}} F(k),$$

$$\vec{H}_{1,2}^b(k) = \frac{\varepsilon_{1,2}}{c} \left[v, \vec{E}_{1,2}(k) \right], \quad (5)$$

где $F(k) = F(\omega, \vec{k})$ – пространственно-временная фурье-компонента плотности сгустка, возникающая в результате интегрирования по r_0 в выражении для тока сгустка (1):

$$F(\omega, k) = nV_b f(\omega, k), \quad (6)$$

$$f(\omega, k) = \frac{3}{\psi(\omega, k)^2} \times \left\{ \frac{\sin[\psi(\omega, k)]}{\psi(\omega, k)} - \cos[\psi(\omega, k)] \right\}, \quad (7)$$

где $f(\omega, k)$ – геометрический фактор сгустка, $\psi(\omega, k) = \sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak)^2}$. Переходное излучение можно считать когерентным для всех электронов сгустка, если $|f(\omega, k)| \approx 1$. В этом случае эффективный заряд сгустка $q_{eff} = enV_b |f(\omega, k)|$ равен $q_{eff} \approx enV_b$ [1]. При $a = b$, $nV_b = 1$ и $|\psi(\omega, k)| = 1$ получаем $F(\omega, k) = f(\omega, k) = 1$ и выражения (5) переходят в соответствующие выражения для полей одного электрона, полученные в [6]. Поля излучения $E_l^r(\omega, k)$ и $H_l^r(\omega, k)$ находим из условий непрерывности тангенциальных составляющих напряженности поля $E_l(\omega, k) = E_l^b(\omega, k) + E_l^r(\omega, k)$ и нормальной составляющей индукции $D_l(\omega, k) = \varepsilon_l E_l(\omega, k)$ на границе раздела сред:

$$\vec{E}_{1l}^r(\omega, k) = \frac{ei}{2\pi^2} \frac{k\lambda_{1l}}{\zeta} \eta F(\omega, k), \quad (8)$$

$$\vec{H}_{1l}^r(\omega, k) = -\frac{ei}{2\pi^2 c} \frac{k_z \varepsilon_{1l} [k, v]}{\zeta} \eta F(\omega, k), \quad (9)$$

где $\zeta = \varepsilon_2 \lambda_{1l} - \varepsilon_{1l} \lambda_2$,

$$\eta = \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \frac{v}{\omega} \lambda_2 \right) / \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \right) + \left(-1 + \frac{v}{\omega} \lambda_2 \right) / \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \right). \quad (10)$$

Поля излучения во второй среде получаются из формул (8) - (10) заменой индекса 1 на индекс 2. Учет диссипации энергии излучения приводит к появлению мнимой части у волнового вектора k , т.е. $k = k' + ik''$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дисперсионное уравнение для поверхностных волн определяется из условия $\zeta = 0$ и имеет следующий вид:

$$k' = k'_0 = \frac{\omega}{c} \text{Re} \left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}} \right\}, \quad (11)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_2$. На рис.1 показана зависимость $\omega(k')$ (кривая 1) для границы раздела вакуум-полупроводник GaAs при $\varepsilon_0 = 12,53$, $m = 0,067m_0$ (где m_0 – масса свободного электрона), $N = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

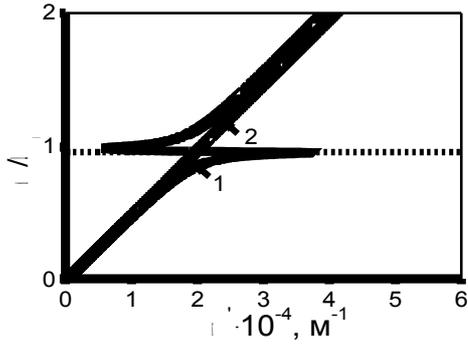


Рис. 1. Дисперсионные зависимости

Кривая 2 на этом же рисунке соответствует световой линии. Из рис. 1 следует, что наличие диссипации энергии в полупроводнике приводит к появлению точки поворота спектра, в которой происходит загиб дисперсионной кривой назад и затягивание ее в область где $\varepsilon' > -1$ [7,8].

В дальнейшем будем рассматривать такие поверхностные волны, для которых $\varepsilon' < -1$ и $|\varepsilon''| \gg \varepsilon'$ ($|\lambda_1''| > \lambda_1'$, $\lambda_2'' > |\lambda_2'|$). Поверхностные волны, удовлетворяющие этим условиям называются модами Фано [8,9]. Амплитуды полей излучения в таких модах убывают при удалении от границы раздела сред экспоненциально без осцилляций (условия в скобках). Поток энергии, переносимый такими модами, в виду условия $|\varepsilon''| \gg \varepsilon'$, лежит в основном в плоскости границы раздела сред. Поэтому при расчете энергетических характеристик мы будем пренебрегать нормальной составляющей потока энергии, считая ее малой по сравнению с тангенциальной составляющей потока.

Чтобы найти потери энергии сгустком на излучение поверхностной волны, необходимо определить поток энергии, переносимый поверхностной волной через боковую поверхность кругового цилиндра с осью, направленной по траектории сгустка. Принимая во внимание полюс $\zeta(\omega, \kappa) = 0$ и действуя стандартным образом [6], получим следующее выражение для энергии излученной поверхностной волны в вакууме за все время пролета сгустка:

$$S_1(\rho \rightarrow \infty) = -\frac{c\rho}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} \text{Re}\{E_z^*(r, t) H_\varphi^*(r, t)\} dz =$$

$$= -\frac{e^2}{v^2} \int_{\varepsilon'(\omega) < -1} \frac{\omega \kappa_0' |\kappa_0|^3 |\eta|^2 |F(\omega, \kappa_0)|^2}{\lambda_{10}'' \left| \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \kappa} \right)_{\kappa_0} \right|^2} \times$$

$$\times \exp[-2\kappa_0'' \rho] d\omega, \quad (12)$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\kappa_0'' = \frac{\omega}{c} \text{Im}\left\{ \sqrt{\varepsilon / (1 + \varepsilon)} \right\}$,

$$\lambda_1 = \frac{\omega}{c} \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon}}, \quad \lambda_2 = \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon}{\sqrt{1 + \varepsilon}}, \quad \lambda_{10}'' = \lambda_1''(\kappa_0') =$$

$$= -\frac{\omega}{c} \left[(1 + \varepsilon')^2 + \varepsilon''^2 \right]^{-1/4} \cos(\psi_\lambda / 2) < 0,$$

$$\psi_\lambda = \arctg(-\varepsilon'' / (1 + \varepsilon')).$$

На рис. 2 показаны зависимости спектральной плотности переходного излучения от частоты $W_1(\omega) = dS_1(\omega)/d\omega$ (кривая 1) и $|f(\omega)|$ (кривая 2) при $v = 0,1c$, $n = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $a = 10^{-4} \text{ м}$, $b = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, $\rho = 10^{-2} \text{ м}$.

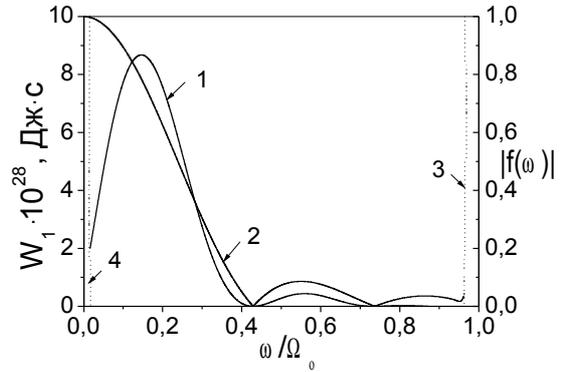


Рис. 2. Спектральная плотность излучения и геометрический фактор сгустка

Пунктирной линией 3 показана частота $\omega = \Omega_{sp} = \sqrt{\varepsilon_0 \Omega_0^2 / (\varepsilon_0 + 1) - v^2}$, при которой $\varepsilon' = -1$. Для указанных выше параметров число электронов в сгустке равно $nV_b \approx 2 \cdot 10^6$, а его максимальный ток $I_{b \max} = enV_b v$ равен $I_{b \max} \approx 1 \text{ А}$. В дальнейшем параметры полупроводника и сгустка за исключением его радиусов и расстояния ρ будем считать неизменными и равными указанным выше значениям. Из рис. 2 следует, что зависимость $W_1(\omega)$ имеет выраженный первый максимум на частоте $\omega_{\max} \approx 0,15\Omega_0$, сопровождающийся мелкими осцилляциями. Ширина первого максимума на половине его величины приблизительно равна $\Delta\omega_{\max} \approx 0,27\Omega_0 \approx 2\omega_{\max}$. В точке максимума выполняется условие $\kappa'(\omega_{\max})\rho = \kappa_{\max}'\rho \approx 10 \gg 1$, использованное при получении выражения (12). Заметим, что кривая зависимости $W_1(\omega)$ начинается при таком значении $\omega = \omega^*$ (пунктирная линия 4 на рис. 2), при котором $|\varepsilon'| = \varepsilon''$. Последнее соотношение означает, что при $\omega \leq \omega^*$ нормальную составляющую потока энергии излучения уже нельзя считать малой по сравнению с тангенциальной составляющей потока энергии и выражение (12) перестает быть справедливым в этой области частот. При $\omega = \omega_{\max}$ для зависимости $W_1(\omega)$, приведенной на рис. 2, мнимую часть диэлектрической проницаемости можно считать малой, так как $|\varepsilon'(\omega_{\max}) / \varepsilon''(\omega_{\max})| \approx 9$.

Из рис. 2 видно, что функция $|f(\omega)|$ имеет наибольшее значение $|f(\omega)| = 1$ при $\omega = 0$, а при $\omega = \omega_{\max}$ эта функция принимает значение близкое к единице $|f(\omega_{\max})| \approx 0,8$. Последнее обстоятельство свидетельствует о практически когерентном характере излучения, при котором все электроны сгустка излучают в одной фазе и результирующее излучение оказывается существенно большим, чем сумма излучений отдельных зарядов. Действительно, в нашем случае $q_{\text{eff}} = enV_b |f(\omega_{\max})| \approx 5 \cdot 10^{-13}$ Кл $\times enV_b \approx 6,6 \cdot 10^{-13}$ Кл и сгусток излучает как единое целое, в результате чего $W_1 \propto (nV_b)^2$.

Для $a/b \ll 1$ и $v = c$ выполняется неравенство $(\omega b/v)^2 \ll |ak'|^2$ и выражение $\sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak')^2}$ можно приближенно заменить на $\omega b/v = 2\pi b/\lambda_{\text{вк}}$, где $\lambda_{\text{вк}} = 2\pi v/\omega$ - длина волны Ван Кампена [10]. Первый и главный максимум функции $|f(\omega)|$ имеет место при $\omega = 0$, т.е. при $\omega b/v = 1$ ($b = \lambda_{\text{вк}}/2$), когда на длине сгустка $2b$ не помещается ни одной волны Ван Кампена. При $\omega b/v \gg 1$ максимумы функции $|f(\omega)|$ имеют место при $\omega b/v \approx \pi k$ ($b \approx k\lambda_{\text{вк}}/2$), где k - целое число много большее единицы. Это означает, что такие максимумы возникают в том случае, когда на длине сгустка $2b$ помещается большое число волн Ван Кампена. Численные оценки показывают, что первый максимум на зависимости $W_1(\omega)$ реализуется при выполнении условия $\omega b/v \approx \pi/2$ (или $2b \approx \lambda_{\text{вк}}/2$), когда на длине сгустка помещается одна полуволна Ван Кампена. Положения второго и последующих максимумов зависимости $W_1(\omega)$ практически совпадают с положениями соответствующих максимумов зависимости $|f(\omega)|$. Значение функции $|f(\omega)|$ в точке первого максимума спектральной плотности близко к единице $|f(\omega_{\max})| \approx 0,8$ и переходное излучение на этой частоте можно считать практически когерентным. Из вышесказанного можно сделать следующие выводы. Во-первых, переходное излучение поверхностных волн электронным сгустком имеет вид импульса, спектральная плотность которого представляет собой набор быстро убывающих осцилляций. Во-вторых, для нерелятивистских сгустков с близкими значениями радиусов a и b (т.е. при $a/b \ll 1$) возникновение максимумов спектральной плотности излучения связано с выполнением определенных резонансных соотношений между длиной сгустка и длиной волны Ван Кампена. Заметим, что в общем случае (например, для сгустков с $a \gg b$) даже при $v = c$ эти резонансные соотношения будут включать в себя оба радиуса сгустка, длину волны Ван Кампена и длину волны

излучения $2\pi/k'$. Так, при $\omega b/v \ll ak'$, $k' \approx k$ первый максимум спектральной плотности возникает при $\sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak')^2} \approx \sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak')^2} \approx \pi/2$, а максимумы $W_1(\omega)$ при $\omega b/v \gg 1$ возникают при $\sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak')^2} \approx \pi k$, где k - большое целое число.

На рис. 3 показаны зависимости $W_1(\omega)$ для сгустков с $a = 10^{-4}$ м, $b = 5 \cdot 10^{-5}$ м (кривая 1), $b = 3 \cdot 10^{-5}$ м (кривая 2), $b = 10^{-5}$ м (кривая 3) при $\rho = 10^{-2}$ м.

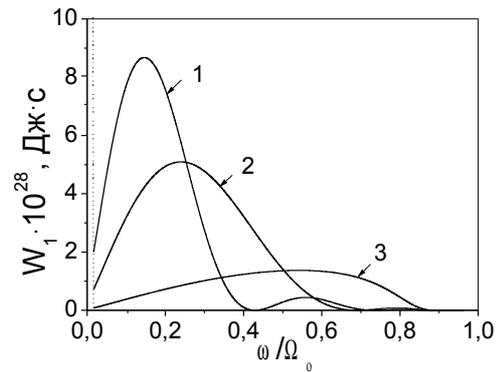


Рис. 3. Спектральная плотность излучения при разной длине сгустка

Из рис. 3 мы видим, что уменьшение продольного размера сгустка приводит к смещению первого максимума спектральной плотности в область более высоких частот и к одновременному уменьшению его амплитуды. Изменение поперечного радиуса сгустка приводит лишь к изменениям амплитуд максимумов (так как $W_1 \propto a^4$), положение же этих максимумов практически не меняется. Последнее обстоятельство связано с тем, что для нерелятивистского сгустка при $a/b \ll 1$ выполняется неравенство $\omega_{\max} b/v \ll ak'_{\max}$. В случае $a \gg b$ имеем $\omega_{\max} b/v \propto ak'_{\max}$ (при $v = c$) и увеличение поперечного радиуса a приводит не только к росту величины первого максимума спектральной плотности, но и к его смещению в область более низких частот. В связи с вышесказанным заметим, что такое смещение приводит к уменьшению отношения $|\epsilon'(\omega_{\max})/\epsilon''(\omega_{\max})|$. Из численных оценок следует, что для $v = 10^{11}$ с⁻¹ отношение $|\epsilon'(\omega_{\max})/\epsilon''(\omega_{\max})| \propto 10$ при $a \approx 10^{-4}$ м и $b \leq 5 \cdot 10^{-5}$ м. Следовательно, чем меньше значение частоты релаксации импульса электронов в полупроводнике, тем большие по размерам сгустки могут быть использованы для получения импульсов переходного излучения поверхностных волн большей интенсивности.

Численный анализ выражения (12) для энергии переходного излучения показал, что увеличение

длины сгустка приводит к монотонному росту энергии излучения S_1 в той области значений b , для которых выполняется условие $k'_{\max} \rho \geq 1$. Коэффициент полезного действия θ , равный отношению энергии переходного излучения к кинетической энергии частиц сгустка, в этой же области значений b , имеет максимум. Зависимости $S_1(b)$ и $\theta(b)$ для $a = 10^{-4}$ м, $\rho = 10^{-2}$ м показаны на рис. 4 и обозначены индексами 1 и 2 соответственно.

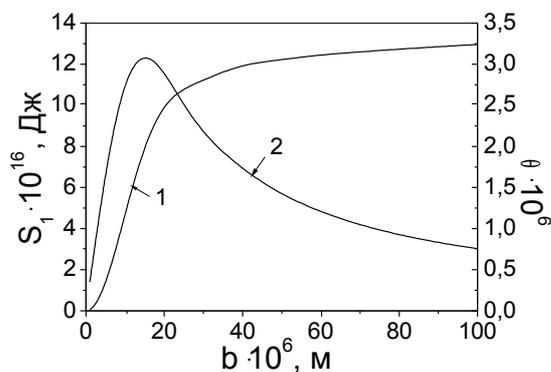


Рис. 4. Зависимости коэффициента полезного действия и энергии излучения от длины сгустка

Наличие максимума на зависимости $\theta(b)$ можно объяснить тем, что с ростом длины сгустка, начиная с некоторого ее значения, когерентность излучения ухудшается, и кинетическая энергия электронов сгустка растет быстрее, чем энергия излучения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе теоретически исследовано переходное излучение поверхностных электромагнитных волн нерелятивистским электронным сгустком, пересекающим границу раздела вакуум-полупроводник. Сгусток был выбран в виде эллипсоида вращения с равномерным распределением заряда по объему и пересекал границу раздела двух сред вдоль нормали к ней. Расчет энергетических характеристик проведен с учетом диссипативных потерь энергии излучения в полупроводнике. Показано, что спектр переходного излучения поверхностных волн имеет вид ряда быстро убывающих осцилляций с выраженным первым максимумом. Ширина этого максимума соизмерима с его средней частотой. Установлено, что возникновение этих максимумов связано с выполнением определенных резонансных соотношений между размерами сгустка, длиной волны излучения и длиной волны Ван Кампена. Найдено, что существуют такие значения размеров сгустка, при которых коэффициент полезного действия, равный отношению энергии излучения к кинетической энергии частиц сгустка,

имеет максимум. Наличие такого максимума связано с тем, что с ростом длины сгустка, начиная с некоторого ее значения, когерентность излучения ухудшается, и суммарная кинетическая энергия электронов сгустка растет быстрее, чем энергия излучения. Показано также, что при учете диссипации энергии излучения в полупроводнике возникают ограничения на максимальные размеры сгустков из-за требования, чтобы поток энергии импульсов переходного излучения находился в основном в плоскости границы раздела сред.

Авторы выражают благодарность В.И. Карасю за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович. *Переходное излучение и переходное рассеяние*. М.: Наука, 1984.
2. М.Л. Тер-Микаелян. Радиационные электромагнитные процессы при высоких энергиях в периодических системах // *Успехи физических наук*, 2001, т. 171, №6, с. 597–623.
3. В.А. Балакирев, Г.Л. Сидельников. Физические механизмы переходного излучения электромагнитных волн // *Журнал технической физики*, 1999, т. 69, №10, с. 90 – 95.
4. В.А. Балакирев, И.Н. Онищенко, Д.Ю. Сидоренко, Г.В. Сотников. Широкополосное излучение релятивистского электронного сгустка в полубесконечном волноводе // *Журнал технической физики*, 2002, т. 72, №2, с. 88 – 95.
5. Б.М. Болотовский, А.В. Серов. Переходное излучение от протяженной системы зарядов // *Журнал технической физики*, 2002, т. 72, №1, с. 3 – 7.
6. В.Я. Эйдман. Излучение поверхностной волны зарядом, проходящим границу раздела двух сред // *Известия вузов. Радиофизика*, 1965, т. 8, №1, с. 188 – 190.
7. В.Г. Martin, А.А. Maradudin, R.F. Wallis. Theory of damped surface magnetoplasmons in n-type InSb // *Surface Science*, 1978, v. 77, p. 416 – 426.
8. Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках*. Киев: Наукова думка, 1989.
9. Р.С. Бразис. Активные и нелинейные взаимодействия при возбуждении поляритонов плазменного типа в полупроводниках // *Литовский физический сборник*, 1981, т. 21, №4, с. 73 – 117.
10. А.С. Кингсеп. *Введение в нелинейную физику плазмы*. М.: Изд-во МФТИ, 1996.