01;05;09

Переходное излучение поверхностных электромагнитных волн электронными сгустками в цилиндрическом волноводе

© Ю.О. Аверков

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
61085 Харьков, Украина
e-mail: yuaver@online.kharkiv.com

(Поступило в Редакцию 7 мая 2004 г.)

Исследовано переходное излучение поверхностных электромагнитных волн электронными сгустками, пересекающими структуру металл–диэлектрик–полупроводник в полубесконечном цилиндрическом волноводе с идеально проводящими стенками. Показано, что с помощью периодической последовательности (цуга) электронных сгустков можно добиться усиления какой-либо одной собственной поверхностной гармоники волновода за счет резонанса между частотой собственной гармоники и частотой следования сгустков в цуге. Наиболее эффективно происходит усиление тех собственных гармоник, частоты которых попадают в область частот под первым максимумом геометрического фактора одного сгустка.

Введение

Хорошо известно, что переходное излучение наряду с черенковским является удобным методом диагностики электронных пучков пико- и фемтосекундной длительности, а также электронных свойств полупроводниковых материалов. В то же время возникающие в результате переходного излучения зарядов поверхностные электромагнитные волны могут быть использованы для исследования структуры и электронных свойств поверхности наряду с такими известными методами, как метод нарушенного полного внутреннего отражения, метод дифракционных решеток и др. [1]. В этом случае энергия поверхностных электромагнитных волн должна быть достаточной для их регистрации в эксперименте (порядка 1–10 eV). Для генерации таких волн в настоящей работе предлагается использовать когерентные эффекты, связанные с переходным излучением периодической последовательности (цуга) электронных сгустков.

Свойства переходного излучения одного электрона, пересекающего границу раздела двух сред, достаточно хорошо исследованы [2]. Известно также, что переходное излучение протяженного сгустка зарядов может существенно отличаться от переходного излучения одного заряда из-за наличия когерентных эффектов [3,4]. В частности, в результате переходного излучения заряженного сгустка могут возникнуть электромагнитные импульсы, обладающие широкой полосой и повторяющие 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.

В указанных выше работах рассматривалось переходное излучение объемных электромагнитных волн. В то же время представляет интерес исследовать влияние эффекта когерентного излучения сгустков на переходное излучение поверхностных электромагнитных волн. В работе [5] исследовалось переходное излучение поверхностных электромагнитных волн одним нерелятивистским электронным сгустком, пересекающим границу раздела вакуум–полупроводник. В то же время для указанных выше практических приложений необходимость генерации достаточно интенсивных поверхностных электромагнитных волн приводит к необходимости использовать цуг электронных сгустков. В настоящей работе показано, что путем подбора размеров сгустков и периода их следования в цуге можно добиться того, что энергия усиливаемой гармоники будет пропорциональна квадрату произведения числа электронов в сгустке на число сгустков в цуге. Следовательно, когерентным будет не только излучение всех электронов каждого сгустка в отдельности, но и всех сгустков, вместе взятых. Выбор исследуемой системы в виде волновода обусловлен тем, что в реальных системах существенна их поперечная ограниченность.

Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим полубесконечный цилиндрический волновод с идеально проводящими стенками, закрытый с одного конца идеально проводящей пластинкой. Образующая волновода направлена вдоль оси oz. Начало отсчета координаты z будем привязывать к поверхности идеально проводящей торцевой пластинки со стороны волновода. Область волновода $0 < z < d$ заполнена диэлектриком с постоянной ε_d, а область $z > d$ — полупроводником с диэлектрической проницаемостью ε_s. Через отверстие в торцевой пластинке будем инжектировать в волновод (вдоль его оси) моноэнергетические электронные сгустки, имеющие форму эллипсоидов вращения с осью вращения, направленной вдоль оси волновода. На границе диэлектрик–полупроводник внутри волновода в результате переходного излучения сгустков возникают объемные и поверхностные волны. Последние имеют вид стоячих волн с дискретным спектром и локализованы вблизи границы раздела диэлектрик–полупроводник.

Плотность заряда сгустка задается следующим образом:

$$q(\mathbf{r}, t) = \frac{en_b V_b}{2\pi^2 R^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_0(\kappa_k \rho)}{J_1^2(\mu_k^{(0)})} \times \int_{-\infty}^{\infty} dk_z f_k(\omega) \exp\left[i(k_z z - \omega t)\right], \quad (1)$$

где $J_k(x)$ — функция Бесселя с индексом k, $\mu_k^{(0)}$ — k-й корень функции Бесселя с индексом 0, $\kappa_k = \mu_k^{(0)}/R$ — величина волнового вектора поверхностной волны в плоскости границы раздела двух сред, R — радиус волновода, ρ — величина радиус-вектора в плоскости поперечного сечения волновода, $k_z = \omega/v$, v — скорость сгустка, n_b — плотность электронов в сгустке, $V_b = 4\pi a^2 b/3$ — объем сгустка, $f_k(\omega)$ — геометрический фактор сгустка

$$f_k(\omega) = \frac{1}{V_b} \int_{(V_b)} J_0\left(\kappa_k \sqrt{x_0^2 + y_0^2}\right) \exp(-ik_z z_0) dx_0 dy_0 dz_0, \quad (2)$$

где x_0, y_0, z_0 — координаты отдельного электрона в сгустке в сопутствующей системе отсчета.

Выполнив в выражении (2) интегрирование по объему эллипсоида, получим

$$f_k(\omega) = \frac{3}{\psi_k(\omega)^2} \left\{ \frac{\sin[\psi_k(\omega)]}{\psi_k(\omega)} - \cos[\psi_k(\omega)] \right\}, \quad (3)$$

где $\psi_k(\omega) = \sqrt{(k_z b)^2 + (\kappa_k a)^2}$.

Представив электромагнитные поля сгустка и излучения в виде рядов Фурье–Бесселя и действуя методом, развитым в [2], получим из граничных условий следующие выражения для полей поверхностной волны в диэлектрике:

$$E_{\rho,d}^{sw,k}(\mathbf{r}, t) = \frac{\pi}{\beta} \frac{\lambda_{dk}\lambda_{sk}}{\omega_k} \frac{\Delta(\omega_k, \kappa_k)}{\left(\frac{\partial \Delta_0(\omega_k,\kappa_k)}{\partial \omega_k}\right)} \times \sin(\lambda_{dk} z) J_1(\kappa_k \rho) \exp(-i\omega_k t), \quad (4)$$

$$E_{z,d}^{sw,k}(\mathbf{r}, t) = \frac{\pi}{\beta} \frac{\kappa_k\lambda_{sk}}{\omega_k} \frac{\Delta(\omega_k, \kappa_k)}{\left(\frac{\partial \Delta_0(\omega_k,\kappa_k)}{\partial \omega_k}\right)} \times \cos(\lambda_{dk} z) J_0(\kappa_k \rho) \exp(-i\omega_k t), \quad (5)$$

$$H_{\varphi,d}^{sw,k}(\mathbf{r}, t) = -\frac{i\pi\varepsilon_d}{v} \lambda_{sk} \frac{\Delta(\omega_k, \kappa_k)}{\left(\frac{\partial \Delta_0(\omega_k,\kappa_k)}{\partial \omega_k}\right)} \times \cos(\lambda_{dk} z) J_1(\kappa_k \rho) \exp(-i\omega_k t), \quad (6)$$

где

$$\Delta(\omega, \kappa_k) = \beta \left\{ \left[\varepsilon_s \tilde{E}_{\rho,s}^b(\omega, \kappa_k, d) - \varepsilon_d \tilde{E}_{\rho,d}^b(\omega, \kappa_k, d)\right] - \frac{k_z}{\lambda_{sk}} \varepsilon_s \left[\tilde{E}_{\rho,s}^b(\omega, \kappa_k, d) - \tilde{E}_{\rho,d}^b(\omega, \kappa_k, d)\right] \right\} - \frac{\omega}{c}\left(\frac{\varepsilon_d}{\lambda_{dk}} + \frac{\varepsilon_s}{\lambda_{sk}}\right) \tilde{E}_{\rho,d}^b(\omega, \kappa_k, 0) \exp(-i\lambda_{dk} d), \quad (7)$$

$$\tilde{E}_{\rho,l}^b(\omega, \kappa_k, z) = -\frac{2en_b V_b}{\pi R^2} \frac{\kappa_k}{J_1^2(\mu_k^{(0)})} \times \frac{f(\omega)}{\varepsilon_l(\lambda_{lk}^2 - k_z^2)} \exp(ik_z z), \quad (8)$$

$$\Delta_0(\omega, \kappa_k) = \varepsilon_d \lambda_{sk} \cos(\lambda_{dk} d) - i\varepsilon_s \lambda_{dk} \sin(\lambda_{dk} d), \quad (9)$$

где $\beta = v/c$, c — скорость света в вакууме, $\lambda_{lk}^2 = \omega_k^2 \varepsilon_l/c^2 - \kappa_k^2$ — квадрат аксиального волнового числа, $l = d$ для диэлектрика и $l = s$ для полупроводника, частота ω_k является решением дисперсионного уравнения поверхностных волн $\Delta_0(\omega, \kappa_k) = 0$ для заданных значений κ_k, которые находятся из условия $J_0(\kappa_k R) = 0$.

Для того чтобы поля поверхностных волн убывали при удалении от границы диэлектрик–полупроводник в глубь каждой среды, необходимо, чтобы $\mathrm{Im}\{\lambda_{sk}\} = \lambda_{sk}^* > 0$, $\mathrm{Im}\{\lambda_{dk}\} = \lambda_{dk}^* < 0$.

Подставив (4)–(6) в стандартное выражение для средней плотности энергии k-й гармоники поля излучения [2] и интегрируя по объему диэлектрика, получим следующее выражение для энергии излучения в области частот $\omega_k \ll \Omega_{sp}$:

$$S_k^{sw} \approx \beta^2 \frac{e^2 N_b^2}{d\mu_k^{(0)2} J_1^2(\mu_k^{(0)})} f(\omega_k)^2 \sin\left(\frac{\omega_k d}{2v}\right)^2, \quad (10)$$

где Ω_{sp} — частота поверхностного плазмона, при которой $\varepsilon_s = -\varepsilon_d$, $|\lambda_{dk}|d \ll 1$; $N_b = n_b V_b$ — число электронов в сгустке.

При получении (10) мы приняли $\varepsilon_s = (1 - \Omega_0^2/\omega^2)$, где ε_0 — диэлектрическая постоянная решетки полупроводника, $\Omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n_s/\varepsilon_0 m}$ — плазменная частота, n_s — концентрация электронов в полупроводнике, m — эффективная масса электронов в полупроводнике.

Обсуждение результатов

Рассмотрим переходное излучение поверхностных электромагнитных волн одним электронным сгустком, движущимся со скоростью $v = 0.1c$. Радиус волновода примем равным $R = 10^{-2}$ m. Будем считать диэлектрик вакуумом, а в качестве полупроводника выберем полупроводник GaAs, для которого $\varepsilon_0 = 12.53$, $m = 0.067m_0$ (где m_0 — масса свободного электрона). Кроме этого, положим $d = 5 \cdot 10^{-4}$ m, $n_s = 10^{22}$ m^{-3}. На рис. 1 показаны частотные зависимости энергии поверхностных волн $S^{sw}(\omega_k)$ (кривая *1*, ■) и геометрического фактора сгустка $f(\omega_k)$ (кривая *2*, □) для $a = 10^{-5}$ m и $b = 5 \cdot 10^{-5}$ m. Каждый квадратик на рис. 1 соответствует определенной собственной гармонике волновода. Пунктир *3* соответствует частоте поверхностного плазмона. Из рис. 1 видно, что зависимость $S^{sw}(\omega_k)$ представляет собой дискретный набор гармоник, амплитуды которых с ростом k осциллируют и убывают. Наибольшие значения энергии соответствуют тем гармоникам, которые попадают в область частот под первым максимумом геометрического

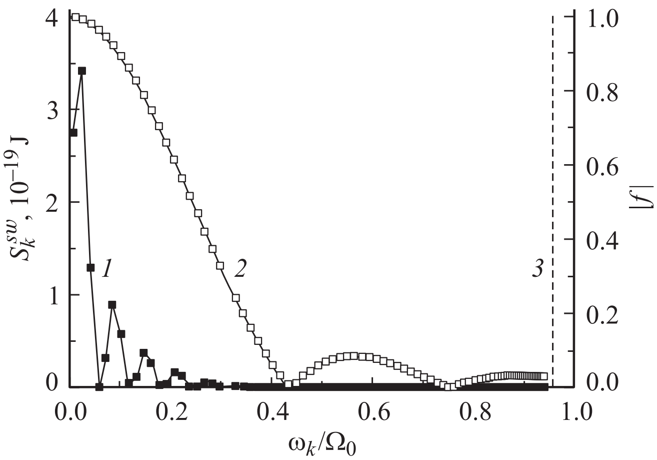

Рис. 1. Частотные зависимости энергии поверхностных волн $S^{sw}(\omega_k)$ одного электронного сгустка (*1*, ■) и его геометрического фактора $|f(\omega_k)|$ (*2*, □). Приведенные зависимости рассчитаны по формулам (10) и (3) соответственно. Сгусток имеет вид эллипсоида вращения с радиусом $a = 10^{-5}$ m и осью вращения длиной $2b = 10^{-4}$ m, параллельной оси волновода. Сгусток движется со скоростью $v = 0.1c$ (где c — скорость света в вакууме) вдоль оси волновода с идеально проводящими стенками с радиусом $R = 10^{-2}$ m.

фактора сгустка $|f(\omega_k)|$

$$0 \leq \sqrt{(\omega_k b/v)^2 + (a\mu_k^{(0)}/R)^2} \ll \frac{3}{2}\pi, \qquad (11)$$

где значение $\psi_k(\omega_k) \approx 3\pi/2$ приближенно соответствует первому нулю функции $|f(\psi_k)|$.

Осцилляции энергии обусловлены осцилляциями величины $\sin(\omega_k d/2v)^2$ в выражении (10). Максимумы энергии возникают при выполнении условия $d = (M + 1/2)\lambda_{VK}$, где $\lambda_{VK} = 2\pi v/\omega_k$ — длина волны Ван Кампена, $M = 1, 2, \ldots$ — целое число. В области частот (11) геометрический фактор сгустка принимает значения, близкие к единице, а это означает, что практически все электроны сгустка излучают когерентно и энергия излучения пропорциональна квадрату числа частиц в сгустке [2].

Рассмотрим переходное излучение поверхностных гармоник от цуга сгустков с заданным пространственным периодом h. В качестве такого периода выберем расстояние между центрами соседних сгустков. В этом случае выражение для геометрического фактора $f(\omega_k)$ представляет собой произведение геометрического фактора одного сгустка $f_b(\omega_k)$ на множитель $f_s(\omega_k)$, возникающий в результате дополнительного суммирования по сгусткам в выражении для плотности заряда (1), т. е.

$$f(\omega_k) = f_b(\omega_k) f_s(\omega_k),$$

$$f_s(\omega_k) = \frac{\sin\left[\frac{\omega_k h}{2v}\sigma\right]}{\sin\left(\frac{\omega_k h}{2v}\right)} \exp\left[-i\,\frac{\omega_k}{v}\left(z_0 + \frac{(\sigma-1)h}{2}\right)\right], \quad (12)$$

где $f_b(\omega_k)$ — описывается выражением (3), σ — число сгустков в последовательности, z_0 — расстояние от первого сгустка до границы вакуум—полупроводник.

Из (12) следует, что можно подобрать период h так, чтобы для одной из собственных гармоник волновода выполялось следующее резонансное условие:

$$\frac{\omega_k h}{2v} = \pi M \quad \text{и} \quad |f_s| = \sigma, \qquad (13)$$

где $M = 1, 2, \ldots$ — целое число.

Если при этом выбранная гармоника находится в области частот (11), то ее энергия будет пропорциональна квадрату произведения числа электронов в сгустке на число сгустков в цуге и усиление этой гармоники будет наиболее эффективным. На рис. 2 показаны зависимости $|f(\omega_k)|$ (кривая *1*, ■) и $|f_b(\omega_k)|$ (кривая *2*, □) для $a = 10^{-5}$ m, $b = 5 \cdot 10^{-5}$ m, $\sigma = 10$ и $h = 3 \cdot 10^{-4}$ m. Из рис. 2 видно, что зависимость $|f_b(\omega_k)|$ „вырезает" лишь те осцилляции функции $|f_s(\omega_k)|$, которые попадают в область частот (11). Поэтому результирующий геометрический фактор $|f(\omega_k)|$ в этой области частот имеет всего несколько первых максимумов. Чем больше порядок максимума (т. е. чем больше число M в (13)), тем меньше его величина. Следовательно, усиление k-й гармоники волновода будет наиболее эффективным при $M = 1$ и $h = 2\pi v/\omega_k$. На рис. 2 наибольшему максимуму геометрического фактора $|f(\omega_k)|$ на частоте $\omega_k \approx 0.1\,\Omega_0$ ($k = 7$) в резонансном условии (13) соответствует значение $M = 1$, а следующему по величине максимуму $|f(\omega_k)|$ на частоте $\omega_k \approx 0.2\,\Omega_0$ ($k = 14$) в резонансном условии (13) соответствует значение $M = 2$. Энергия излучения, соответствующая первому максимуму $|f(\omega_k)|$ на рис. 2, приближенно равна 10^{-17} J.

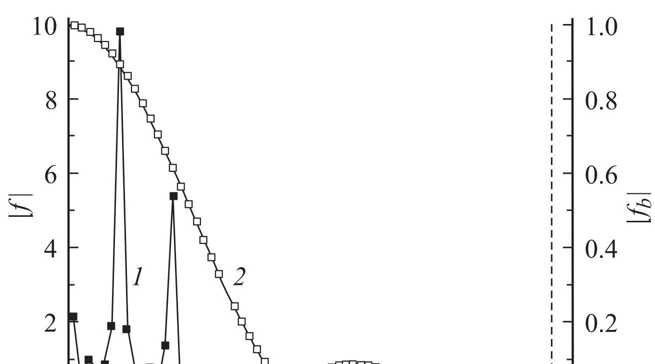

Рис. 2. Частотные зависимости результирующего геометрического фактора цуга электронных сгустков $f(\omega_k)$ (*1*, ■) и геометрического фактора одного электронного сгустка $|f_b(\omega_k)|$ (*2*, □). Приведенные зависимости рассчитаны по формулам (12) и (3) соответственно. Все сгустки имеют одинаковые размеры: $a = 10^{-5}$ m и $b = 5 \cdot 10^{-5}$ m. Число сгустков в цуге равно $\sigma = 10$, а период их следования $h = 3 \cdot 10^{-4}$ m подобран так, чтобы наиболее эффективно усиливалась гармоника с $\omega_k \approx 0.1\,\Omega_0$ ($k = 7$), т. е. в резонансном условии (13) этой гармонике соответствует $M = 1$.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе рассмотрена задача о возбуждении поверхностных электромагнитных волн цугом электронных сгустков, инжектируемым в идеально проводящий полубесконечный цилиндрический волновод, внутри которого находится граница раздела сред вакуум–полупроводник. Сгустки имеют вид эллипсоидов вращения и инжектируются в волновод через отверстие в торцевой идеально проводящей стенке. На границе вакуум–полупроводник внутри волновода в результате переходного излучения сгустков возникают объемные и поверхностные волны. Последние имеют вид стоячих волн с дискретным спектром и локализованы вблизи границы раздела диэлектрик–полупроводник. Показано, что с помощью цуга электронных сгустков можно добиться усиления какой-либо одной собственной поверхностной гармоники волновода за счет резонанса между частотой этой гармоники и частотой следования сгустков в цуге. Энергия усиливаемой гармоники в этом случае пропорциональна квадрату числа сгустков в цуге. Усиление будет наиболее эффективным, если частота усиливаемой гармоники попадает в область частот под первым максимумом геометрического фактора одного сгустка, где переходное излучение всех электронов в сгустке происходит когерентно, а энергия излучения пропорциональна квадрату числа электронов в сгустке.

Автор выражает благодарность В.М. Яковенко и В.И. Карасю за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Список литературы

[1] *Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л.* // Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наукова думка, 1989. 376 с.
[2] *Гинзбург В.Л., Цытович В.Н.* Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 360 с.
[3] *Балакирев В.А., Сидельников Г.Л.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 10. С. 90–95.
[4] *Балакирев В.А., Онищенко И.Н., Сидоренко Д.Ю.* и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 2. С. 88–95.
[5] *Аверков Ю.О., Яковенко В.М.* // ВАНТ. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения. 2003. № 4. С. 45–49.