

А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: yakovenko@ire.kharkov.ua; prokopen@ire.kharkov.ua

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

Одной из актуальных проблем современной радиофизики является исследование фундаментальных свойств твердотельных структур, содержащих наноразмерные фрагменты. Исследования механизмов возбуждения электромагнитных волн при движении заряженных частиц в различных электродинамических системах составляют основу электроники. При этом к числу принципиально важных характеристик структур относятся их дисперсионные уравнения. Они позволяют определить место электродинамических структур в радиофизических системах разного назначения. Информационной характеристикой являются потери энергии заряженной частицы в единицу времени на возбуждение в системе собственных волн и/или колебаний. В электростатическом приближении получены дисперсионные уравнения, характеризующие собственные моды полупроводникового (или диэлектрического) цилиндра со слоем двумерного электронного газа на его боковой поверхности, а также определены потери энергии заряженной частицы, движущейся по спиральной траектории вокруг такой структуры. Получены дисперсионные зависимости собственных медленных волн системы и найдены потери энергии частицы, движущейся во внешнем магнитном поле, вектор напряженности которого направлен параллельно продольной оси симметрии цилиндрической структуры. Определены особенности магнитотормозного резонанса системы (эффекта Доплера). Исследованы структуры как с плазменным слоем, так и без него, собственные частоты которых находятся в терагерцевом диапазоне. Проведено сравнение спектров собственных частот исследуемых систем. Изучено влияние поверхностного наноразмерного плазменного слоя на собственные частоты полупроводникового и диэлектрического цилиндров. Результаты исследований расширяют наши представления об электродинамических свойствах систем с плазмоподобными средами и систематизируют знания о механизмах возбуждения электромагнитных волн в электродинамических системах, составляющих основу микроволновых устройств. Ил. 7. Библиогр.: 12 назв.

Ключевые слова: собственные колебания и волны, плазмоподобные среды, электродинамическая структура с плазменным слоем, двумерный электронный газ, наноструктура, магнитотормозной резонанс, эффект Доплера, потери энергии частицы на возбуждение волн.

Прогресс в технологии изготовления малоразмерных структур стимулирует исследования их электромагнитных свойств и механизмов возбуждения собственных колебаний (волн) в структурах. С этой точки зрения большой интерес представляют вопросы о потерях энергии заряженной частицы [1, 2] на возбуждение колебаний в системах разного рода. Отметим, что в структурах, содержащих двумерный электронный газ (2D-газ), существуют собственные плазменные волны, обладающие малыми фазовыми скоростями [3–5].

В настоящей работе определены потери энергии заряженной частицы на возбуждение волн в диэлектрическом или полупроводниковом цилиндре, на поверхности которого находится слой 2D-газа с толщиной a и концентрацией электронов N_0 . Его наличие создает условия для существования электростатических волн в системе. Такой слой может быть создан путем нанесения тонкой проводящей пленки на поверхность диэлектрика или полупроводника. Он также может быть образован, например, периодически неровной поверхностью полупроводникового цилиндра вдоль его образующей [6, 7]. При этом область локализации поля превосходит высоту неровности поверхности. Предполагается, что толщина слоя a мала по сравнению с радиусом цилиндра и областью локализации электромагнитного поля вдоль радиуса. Отрицательный заряд, естественно, компенсируется положительно заряженным фоном.

1. Постановка задачи. Основные уравнения. Пусть вокруг диэлектрического или полупроводникового цилиндра с радиусом ρ_1 движется по спиральной траектории с радиусом ρ_0 заряженная частица с зарядом e и массой m_0 (электрон). В цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) плотность заряда $Q(\vec{r}, t)$ в произвольной точке пространства \vec{r} в момент времени t имеет вид

$$Q(\vec{r}, t) = e\delta(\rho - \rho_0)\delta(\varphi - \omega_H t)\delta(z - v_z t) / \sqrt{\rho\rho_0}, \quad (1)$$

где v_z – скорость поступательного движения частицы вдоль координатной оси Z , совпадающей с геометрической осью симметрии цилиндра; $\omega_H = |e|H_0/m_0c$ – циклотронная частота частицы в магнитном поле, напряженность H_0 которого направлена вдоль Z ; c – скорость света.

В работе [8] найдены потери энергии такого заряда (1) на возбуждение электромагнитных волн в диэлектрическом цилиндре без 2D-газа. При этом принят во внимание эффект запаздывания, без учета которого потери энергии отсутствуют. Цель нашей работы заключается в том, чтобы найти потери энергии заряженной частицы, обусловленные возбуждением медленных волн в цилиндрической структуре с 2D-газом, при пренебрежении запаздыванием.

Электрическое поле, создаваемое зарядом в области $\rho > \rho_1$, определяется из уравнений

$$\operatorname{rot} \vec{E} = 0; \quad \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi Q(\vec{r}, t), \quad (2)$$

где \vec{E} и \vec{D} – векторы напряженности и индукции поля соответственно. В вакууме $\vec{D} = \vec{E}$.

Поскольку толщина равновесного слоя $2D$ -газа a мала по сравнению с другими пространственными масштабами цилиндрической структуры, то плотность электронов в нем можно представить в виде $N_{0S}\delta(\rho - \rho_1)$, где поверхностная плотность электронов $N_{0S} = N_0 a$. Электрическое поле в цилиндре ($\rho < \rho_1$) определяется из уравнений

$$\operatorname{rot} \vec{E} = 0; \quad \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi e N(\vec{r}, t), \quad (3)$$

где $N(\vec{r}, t)$ – возмущенная плотность электронов в точке \vec{r} в момент времени t . Величина $N(\vec{r}, t)$ удовлетворяет уравнению непрерывности, которое в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t)}{\partial t} + N_{0S}\delta(\rho - \rho_1) \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} \right) = 0. \quad (4)$$

Компоненты v_φ и v_z вектора скорости частицы \vec{v} удовлетворяют уравнению движения

$$m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = e \vec{E}(\vec{r}, t),$$

где m – эффективная масса электронов проводимости.

Вектор электрической индукции $\vec{D}(\vec{r}, t)$ связан с вектором $\vec{E}(\vec{r}, t)$ интегральным соотношением [1, 9]

$$\vec{D}_i(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t \hat{\epsilon}_{ij}(t-t') \vec{E}_j(\vec{r}, t') dt',$$

где $\hat{\epsilon}_{ij}(t-t')$ – функция влияния, характеризующая эффективность передачи действия поля из одного момента времени t' в другой t [9]; индексы i и j соответствуют одному из направлений вдоль осей координат ρ , φ и z , причем по индексу j производится суммирование с перебором всех направлений.

На границе цилиндра $\rho = \rho_1$ выполняются условия равенства тангенциальных составляющих электрических полей в вакууме и цилиндре. Нормальные составляющие векторов индукции испытывают разрыв, обусловленный поверхностным зарядом. Величину разрыва можно найти из уравнений (3) и (4) – она будет приведена далее.

Наша задача состоит в том, чтобы из приведенных уравнений и граничных условий найти поле, создаваемое частицей, а также поле, отраженное от поверхности цилиндра. Очевидно, что последнее выражается через параметры частицы и среды. Затем определим потери энергии ($W = mv^2/2$) частицы в единицу времени как

$$\frac{dW}{dt} = e(v_z E_z + v_\varphi E_\varphi), \quad (5)$$

где $v_\varphi = \omega_H \rho_0$ – скорость вращательного движения частицы. При этом значения компонент напряженности электрического поля E_φ и E_z берут в точке нахождения частицы: $\rho = \rho_0$; $\varphi = \omega_H t$; $z = v_z t$. Очевидно, что потери энергии частицы связаны с возбуждением собственных волн (колебаний) в цилиндрической структуре. В электростатическом приближении поле частицы не вносит вклад в потери энергии, поскольку не существует собственных колебаний в системе при отсутствии цилиндра с $2D$ -газом.

Разлагая функции $\delta(\varphi - \omega_H t)$ и $\delta(z - v_z t)$ соответственно в ряд и интеграл Фурье, а также учитывая, что

$$e^{-i(q_z v_z + n \omega_H)t} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \delta(\omega - q_z v_z - n \omega_H) d\omega,$$

плотность заряда (1) представим в виде набора пространственно-временных гармоник:

$$Q(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_n(\rho, q_z, \omega) e^{i(q_z z + n \varphi - \omega t)} dq_z d\omega,$$

где q_z и n – продольное волновое число и номер пространственной гармоники (совпадающий с азимутальным модовым индексом) соответственно; ω – частота парциальной волны;

$$Q_n(\rho, q_z, \omega) = \frac{e}{4\pi^2} \frac{\delta(\rho - \rho_0)}{\sqrt{\rho \rho_0}} \delta(\omega - q_z v_z - n \omega_H).$$

Введем скалярный потенциал поля $\psi(\vec{r}, t)$ таким образом, чтобы электрическое поле удовлетворяло условию $\vec{E}(\vec{r}, t) = -\nabla \psi(\vec{r}, t)$. Представим величины $\psi(\vec{r}, t)$, $N(\vec{r}, t)$ и другие в виде набора пространственно-временных гармоник. Например,

$$\psi(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_n(\rho, q_z, \omega) e^{i(q_z z + n \varphi - \omega t)} dq_z d\omega,$$

$$N(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} N_n(\rho, q_z, \omega) e^{i(q_z z + n \varphi - \omega t)} dq_z d\omega,$$

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{D}_n(\rho, q_z, \omega) e^{i(q_z z + n \varphi - \omega t)} dq_z d\omega.$$

Тогда уравнения Пуассона (2) и (3) сводятся соответственно к виду

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \psi_n(\rho, q_z, \omega) - \left(q_z^2 + \frac{n^2}{\rho^2} \right) \psi_n(\rho, q_z, \omega) = \\ & = -\frac{e}{\pi} \frac{\delta(\rho - \rho_0)}{\sqrt{\rho \rho_0}} \delta(\omega - q_z v_z - n \omega_H); \\ & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho D_{n\rho}) + \frac{i n}{\rho} D_{n\varphi} + i q_z D_{nz} = \\ & = \frac{4\pi e^2 N_{0S}}{m \omega^2} \delta(\rho - \rho_1) \left(q_z^2 + \frac{n^2}{\rho^2} \right) \psi_n(\rho, q_z, \omega), \end{aligned} \quad (6)$$

где $D_{n\rho}$, $D_{n\varphi}$, D_{nz} – составляющие вектора $\vec{D}_n(\rho, q_z, \omega)$, причем $D_{ni} = \varepsilon_{ij}(\omega) E_{nj}$, в котором

$$\varepsilon_{ij}(\omega) = \int_0^\infty \varepsilon_{ij}(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau - \text{компоненты тензора}$$

диэлектрической проницаемости среды. В случае полупроводникового цилиндра, расположенного в соосном магнитном поле, компоненты тензора диэлектрической проницаемости среды внутри исследуемой структуры ($\rho < \rho_1$) выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\rho\rho}(\omega) &= \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_L^2 / (\omega^2 - \omega_e^2); \\ \varepsilon_{\rho\varphi}(\omega) &= -\varepsilon_{\varphi\rho}(\omega) = -i\varepsilon_0 \omega_L^2 \omega_e / \omega(\omega^2 - \omega_e^2); \\ \varepsilon_{zz}(\omega) &= \varepsilon_0 - \omega_L^2 / \omega^2; \\ \varepsilon_{\rho z}(\omega) &= \varepsilon_{\varphi z}(\omega) = \varepsilon_{z\rho}(\omega) = \varepsilon_{z\varphi}(\omega) = 0, \end{aligned}$$

где $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 N / m}$ и $\omega_e = |e| H_0 / mc$ – ленгмюровская и циклотронная частоты электронов проводимости, концентрация которых N ; ε_0 – диэлектрическая постоянная кристаллической решетки. В случае изотропного диэлектрического цилиндра компоненты тензора проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon_0 \delta_{ij}$, где δ_{ij} – символ Кронекера. Если цилиндр изготовлен из анизотропного диэлектрика, ось анизотропии которого направлена вдоль Z , то $\varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) = \varepsilon_{\parallel}$ и $\varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_{\perp}$, где ε_{\parallel} и ε_{\perp} – диэлектрические проницаемости среды в параллельном и перпендикулярном направлениях к оптической оси кристалла соответственно. Остальные компоненты тензора равны 0. Вне структуры ($\rho > \rho_1$) диэлектрическая проницаемость вакуума равна 1 и $\varepsilon_{ij}(\omega) = \delta_{ij}$.

2. Поле, создаваемое частицей. Прежде всего найдем поле, создаваемое зарядом (1) в вакууме, воспользовавшись уравнением (6).

Вне орбиты движения частицы ($\rho \neq \rho_0$) спектральная составляющая потенциала этого поля $\psi_n^e(\rho, q_z, \omega)$ удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta \psi_n^e(\rho, q_z, \omega) = 0$ (модифицированному уравнению Бесселя) и имеет вид

$$\psi_n^e(\rho, q_z, \omega) = \begin{cases} C_1 I_n(k\rho), & \rho < \rho_0, \\ C_2 K_n(k\rho), & \rho > \rho_0, \end{cases}$$

где $I_n(k\rho)$ и $K_n(k\rho)$ – модифицированные функции Бесселя n -го порядка первого (функция Инфельда) и второго рода (функция Макдональда) соответственно; $k = |q_z|$; C_1 и C_2 – произвольные постоянные. Выбор решения обусловлен выполнением условий конечности величины $\psi_n^e(\rho, q_z, \omega)$ при $\rho \rightarrow 0$ и $\rho \rightarrow \infty$.

На орбите движения частицы $\rho = \rho_0$ выполняются условия непрерывности потенциала поля, что приводит к условию

$$C_1 I_n(k\rho_0) = C_2 K_n(k\rho_0). \quad (8)$$

Второе граничное условие для определения постоянных C_1 и C_2 получим из уравнения (6), умножая его на ρ и интегрируя по $d\rho$ в интервале $\rho_0 - \delta\rho < \rho < \rho_0 + \delta\rho$ при $\delta\rho \rightarrow 0$ с учетом условия (8). В результате имеем

$$C_1 I_n'(k\rho_0) - C_2 K_n'(k\rho_0) = \frac{e}{\pi k\rho_0} \delta(\omega - q_z v_z - n \omega_H),$$

где штрих у цилиндрических функций обозначает их производные по аргументу, вычисленные при значении аргумента $k\rho_0$. Совместное рассмотрение приведенных граничных условий определяет C_1 и C_2 , которые имеют следующий вид:

$$C_1 = \frac{e}{\pi} K_n(k\rho_0) \delta(\omega - q_z v_z - n \omega_H); \quad C_2 = C_1 \frac{I_n(k\rho_0)}{K_n(k\rho_0)}.$$

Таким образом, поскольку электрическое поле частицы $\vec{E}^e(\vec{r}, t)$ описывается модифицированными функциями Бесселя, то в радиальном направлении оно локализуется вблизи частицы.

3. Поля волн, отраженных и преломленных поверхностью цилиндрической структуры. При движении частицы над цилиндром возникает отражение ее поля от поверхности и проникновение через поверхность цилиндра. Для определения поля, формируемого в системе, воспользуемся уравнением (7).

Рассмотрим полупроводниковый цилиндр с $2D$ -газом как самый общий случай в теоретическом анализе, из которого следуют результаты и для других исследуемых структур. В этом случае уравнение (7) преобразуется в

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \varepsilon_{\rho\rho}(\omega) \psi_n - \left(\kappa^2 + \frac{n^2}{\rho^2} \right) \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) \psi_n = \\ & = -\frac{4\pi e^2 N_{0S}}{m\omega^2} \delta(\rho - \rho_1) \left(q_z^2 + \frac{n^2}{\rho^2} \right) \psi_n, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\psi_n \equiv \psi_n(\rho, q_z, \omega)$; $\kappa^2 = q_z^2 \varepsilon_{zz}(\omega) / \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega)$. Вне боковой поверхности цилиндра ($\rho \neq \rho_1$) спектральная составляющая потенциала $\psi_n^s(\rho, q_z, \omega)$ поля, формируемого отраженной и преломленной волнами, удовлетворяет уравнению (9) с правой нулевой частью. При $\kappa^2 > 0$ это уравнение имеет вид модифицированного уравнения Бесселя. При $\kappa^2 < 0$, что возможно внутри полупроводникового цилиндра, мы имеем уравнение Бесселя. С учетом условия конечности величины $\psi_n^s(\rho, q_z, \omega)$ при $\rho \rightarrow 0$ и $\rho \rightarrow \infty$ решения однородного уравнения имеют вид

$$\psi_n^s(\rho, q_z, \omega) = \begin{cases} AK_n(k\rho), & \rho > \rho_1, \\ BI_n(k\rho), & \rho < \rho_1, \kappa^2 > 0, \\ BJ_n(|\kappa|\rho), & \rho < \rho_1, \kappa^2 < 0, \end{cases}$$

где $J_n(k\rho)$ – функция Бесселя n -го порядка первого рода.

В случае, когда электрическое поле $\vec{E}^s(\vec{r}, t)$ отраженной и преломленной волн описывается модифицированными функциями Бесселя, поле собственных волн (колебаний) структуры локализуется вблизи ее цилиндрической поверхности $\rho = \rho_1$. В полупроводниковом цилиндре, в котором $\varepsilon_{zz}(\omega) / \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega) < 0$, что равносильно $\kappa^2 < 0$, поле преломленной волны проникает вглубь структуры и, следовательно, поле ее собственных волн (колебаний) имеет объемный характер или конфигурацию «шепчущей галереи».

Таким образом, в исследуемой системе в области $\rho_1 < \rho < \rho_0$ формируется интерференционное поле падающей на цилиндрическую поверхность структуры и отраженной от нее волн: $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}^s(\vec{r}, t) + \vec{E}^e(\vec{r}, t)$. В результате спектральная составляющая потенциала ψ_n имеет вид

$$\psi_n = \begin{cases} BI_n(k\rho), & \kappa^2 > 0, \quad \rho < \rho_1, \\ BJ_n(|\kappa|\rho), & \kappa^2 < 0, \quad \rho < \rho_1, \\ AK_n(k\rho) + C_1 I_n(k\rho), & \rho_1 < \rho < \rho_0, \\ C_2 K_n(k\rho), & \rho > \rho_0. \end{cases}$$

Постоянные A и B определяются решениями системы уравнений (приведены для случая $\kappa^2 < 0$)

$$\begin{cases} A \frac{K_n(k\rho_1)}{I_n(k\rho_1)} - B \frac{J_n(k\rho_1)}{I_n(k\rho_1)} = -C_1, \\ A \left(\frac{K'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} + \frac{\Omega^2(n^2 + q_z^2 \rho_1^2)}{\omega^2 k \rho_1} \right) - \\ - B \varepsilon_{\rho\rho}(\omega) \frac{\kappa}{k} \frac{J'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} = \\ = -C_1 \left(\frac{\Omega^2(n^2 + q_z^2 \rho_1^2)}{\omega^2 k \rho_1} \frac{I_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} + \frac{I'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} \right), \end{cases}$$

где $\Omega^2 = 4\pi e^2 N_{0S} / m\rho_1$. Первое уравнение системы является следствием условия непрерывности ψ_n на поверхности структуры $\rho = \rho_1$. Второе уравнение получается из уравнения (9) после его умножения на ρ и интегрирования по $d\rho$ в интервале $\rho_1 - \delta\rho < \rho < \rho_1 + \delta\rho$ при $\delta\rho \rightarrow 0$ с учетом равенства $\varepsilon_{\rho\rho}(\omega) = \varepsilon_{\varphi\varphi}(\omega)$ и непрерывности ψ_n при $\rho = \rho_1$. Следовательно,

$$\begin{aligned} A &= -C_1 \frac{I_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} \left(1 + \frac{1}{\Delta_n k \rho_1 I_n(k\rho_1) K_n(k\rho_1)} \right), \\ B &= -\frac{C_1}{\Delta_n k \rho_1 J_n(k\rho_1) K_n(k\rho_1)}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_n &= \\ &= \frac{K'_n(k\rho_1)}{K_n(k\rho_1)} - \varepsilon_{\rho\rho}(\omega) \frac{\kappa}{k} \frac{J'_n(k\rho_1)}{J_n(k\rho_1)} + \frac{\Omega^2(n^2 + q_z^2 \rho_1^2)}{\omega^2 k \rho_1}. \end{aligned}$$

При этом использован определитель Вронского $K_n(k\rho_1)I'_n(k\rho_1) - I_n(k\rho_1)K'_n(k\rho_1) = 1/k\rho_1$ [10]. В случае $\kappa^2 > 0$ функции Бесселя и их производные ($J_n(k\rho_1)$ и $J'_n(k\rho_1)$) заменяются функциями Инфельда и их производными ($I_n(k\rho_1)$ и $I'_n(k\rho_1)$) соответственно.

Компоненты электрического поля, формируемого в исследуемой системе, имеют вид

$$\begin{aligned} E_\varphi &= -\frac{i}{\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n \psi_n(\rho, q_z, \omega) e^{i(q_z z + n\varphi - \omega t)} dq_z d\omega, \\ E_z &= -i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} q_z \psi_n(\rho, q_z, \omega) e^{i(q_z z + n\varphi - \omega t)} dq_z d\omega. \end{aligned}$$

4. Дисперсионные уравнения структур.

Из выражений для A и B при отсутствии заряда ($C_1 = 0$) следует дисперсионное уравнение

$$\Delta_n = 0, \quad (10)$$

которое определяет частоты собственных волн (колебаний) структуры. В общем случае структура представляет собой полупроводник–тонкий плазменный слой–вакуум, т. е. структуру, объеди-

няющую трехмерную и двумерную плазменные среды ($3D + 2D$ -газ) цилиндрической конфигурации. Решения уравнения (10) определяют связь собственных частот структуры и волновых чисел соответствующих собственных волн. Они определяют также частоты собственных мод изотропного ($\epsilon_{\rho\rho}(\omega) = \epsilon_0$) или анизотропного ($\epsilon_{\rho\rho}(\omega) = \epsilon_{\parallel}$ и $\epsilon_{zz}(\omega) = \epsilon_{\perp}$) диэлектрического цилиндра, боковая поверхность которого покрыта плазменным слоем толщиной $a \ll 1/k$. Поскольку a соизмеримо с атомарным размером, то максимальное значение k не превышает 10^8 см^{-1} .

Отметим, что в случае диэлектрического цилиндра с $2D$ -газом уравнение (10) имеет вид

$$\omega^2 = \frac{\Omega^2(n^2 + k^2 \rho_1^2) I_n(k \rho_1) K_n(k \rho_1)}{k \rho_1 [\epsilon_0 I_n'(k \rho_1) K_n(k \rho_1) - I_n(k \rho_1) K_n'(k \rho_1)]}. \quad (11)$$

Если положить $\epsilon_0 = 1$, то получим дисперсионное уравнение нанотрубки [3].

Дисперсионные зависимости собственных волн (колебаний) нанотрубки. На рис. 1 приведены зависимости частот собственных мод с азимутальными индексами $n = 0, 1, 5, 10, 15$ (соответственно кривые 1–5) нанотрубки с радиусом $\rho_1 = 18 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ от модуля продольного волнового числа – $k = |q_z|$. Поверхностная концентрация электронов плазменного слоя равна $N_{0S} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Диапазон азимутальных модовых индексов ограничен условием $|n| < \rho_1/a$, которое следует из условия ограничения k .

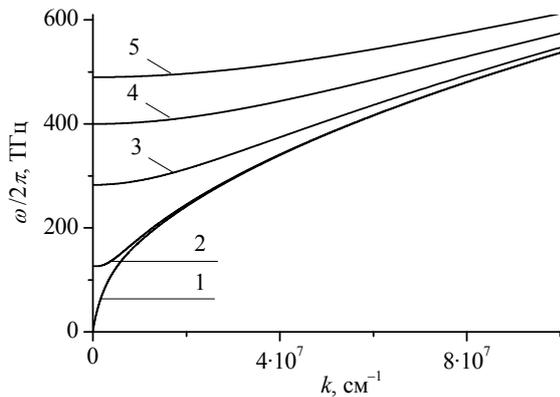


Рис. 1. Зависимости собственных частот нанотрубки от модуля продольного волнового числа мод с азимутальными индексами n : равными 1 – $n = 0$; 2 – $n = 1$; 3 – $n = 5$; 4 – $n = 10$; 5 – $n = 15$

Из рис. 1 видно, что частоты собственных плазменных колебаний нанотрубки достигают величины $\sim 10^{15} \text{ Гц}$ и только симметричная мода ($n = 0$) обладает более низкой частотой при малых значениях k . Значение самой низкой частоты $\sim 10 \dots 20 \text{ ГГц}$ определяется частотой столк-

новений электронов в плазменном слое. Это в свою очередь приводит к ограничению минимального значения k , которое согласно (11) равно $\sim 600 \text{ см}^{-1}$ при $n = 0$.

Дисперсионные зависимости собственных мод структур с $2D$ -газом. Нами проведены численные исследования дисперсионных свойств следующих структур: полупроводникового (n -InSb: $\epsilon_0 = 17,8$; $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [11]) и диэлектрического ($\epsilon_0 = 17,8$) цилиндров с $2D$ -газом, а также плазменного $2D$ -слоя. При этом внешнее магнитное поле отсутствует, т. е. $H_0 = 0$. Поверхностная концентрация электронов плазменного слоя равна $N_{0S} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Радиусы цилиндров $\rho_1 = 0,5 \text{ см}$. Электрофизические и геометрические параметры исследуемых структур обусловлены выбором терагерцевого диапазона частот. В этом случае, согласно (10), минимальное значение модуля волнового числа k собственной симметричной моды ($n = 0$) равно $\sim 10^{-5} \text{ см}^{-1}$.

На рис. 2 приведены зависимости собственных частот полупроводникового (а), диэлектрического (б) цилиндров с $2D$ -газом и цилиндрического плазменного $2D$ -слоя (в) от модуля продольного волнового числа собственных мод с азимутальными индексами $n = 0, 1, 5, 10, 50, 80$ (соответственно кривые 1–6). Здесь же приведены дисперсионные зависимости полупроводникового цилиндра с $\rho_1 = 0,5 \text{ см}$ (рис. 2, г). Как видно из рис. 2, спектры собственных частот исследуемых структур находятся в терагерцевом диапазоне.

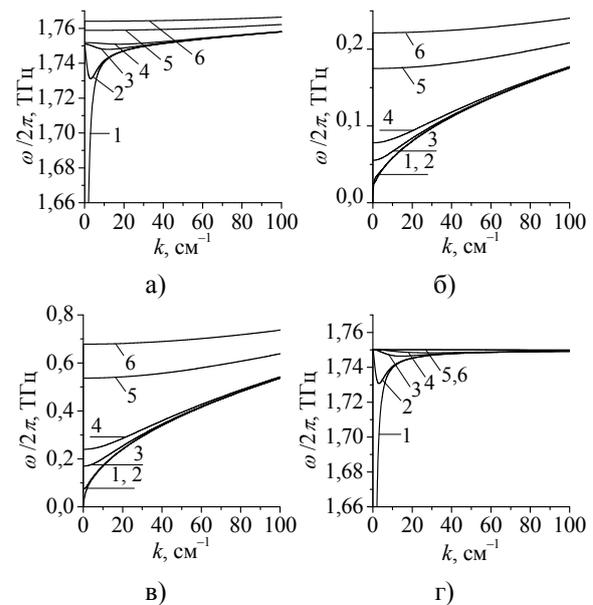


Рис. 2. Дисперсионные характеристики исследуемых структур: а) – n -InSb цилиндра с $2D$ -газом; б) – диэлектрического цилиндра с $2D$ -газом; в) – цилиндрического плазменного $2D$ -слоя; г) – n -InSb цилиндра

Частоты собственных мод полупроводникового цилиндра с $2D$ -газом превосходят частоты собственных мод цилиндрического плазменного $2D$ -слоя с идентичными азимутальными распределениями полей более чем в 2 раза. Собственные частоты полупроводниковой структуры более чем в 8 раз превосходят частоты диэлектрической структуры с модами идентичных распределений полей. Наличие тонкого плазменного слоя на боковой поверхности полупроводникового цилиндра приводит к увеличению межмодового частотного интервала в спектре структуры по сравнению со спектром полупроводникового цилиндра без плазменного слоя. Кроме того, в области продольных волновых чисел $k > 20 \text{ см}^{-1}$ увеличивается крутизна дисперсионных зависимостей. В полупроводниковом цилиндре как с $2D$ -газом, так и без него существуют области частот и волновых чисел, в которых собственные моды обладают отрицательными групповыми скоростями.

Отметим, что существенная разность собственных частот $\Delta\omega$ (более 30 ГГц) полупроводникового и диэлектрического цилиндров с $2D$ -газом и одинаковыми диэлектрическими постоянными ϵ_0 проявляется, когда их радиусы $\rho_1 > 10^{-3} \text{ см}$ (рис. 3). При значениях модуля продольного волнового числа $k > 10^2 \text{ см}^{-1}$ собственных мод структур эта разность начинает проявляться при $\rho_1 > 10^{-5} \text{ см}$. Следовательно, в структуре с $\rho_1 \leq 10^{-5} \text{ см}$ использование полупроводникового материала является нецелесообразным. При этом спектр собственных частот структуры будет находиться в диапазоне ближнего инфракрасного излучения.

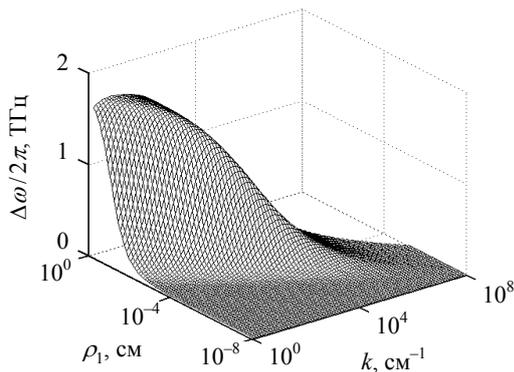


Рис. 3. Зависимость разности собственных частот полупроводникового и диэлектрического цилиндров с $2D$ -газом от радиуса и модуля продольного волнового числа симметричной моды ($n = 0$)

На рис. 4 приведены зависимости собственных частот исследуемых структур с симметричной модой ($n = 0$) от модуля продольного волнового числа и диэлектрической постоянной ма-

териалов в терагерцевом диапазоне. Как видно, собственные частоты структур снижаются с увеличением диэлектрических постоянных. Характерное поведение собственных частот структур имеет место и на модах с азимутальными индексами $n \neq 0$.

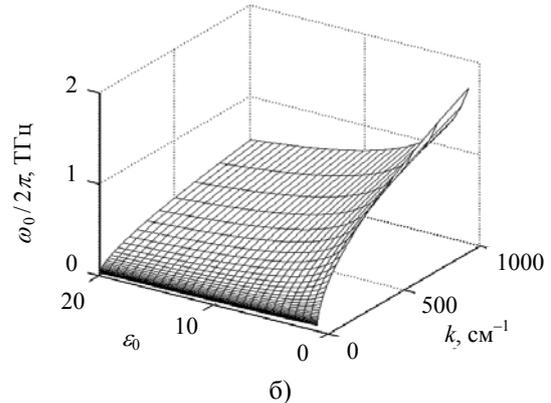
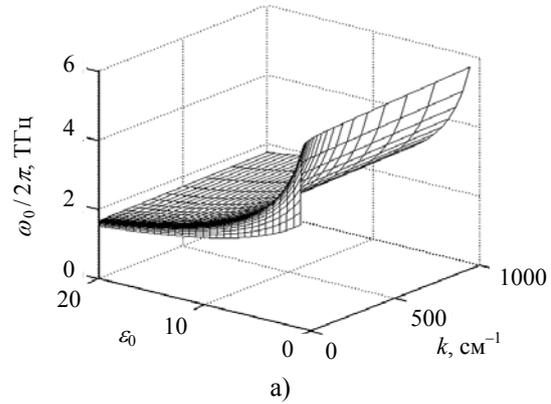


Рис. 4. Зависимости собственных частот n -InSb (а) и диэлектрического (б) цилиндров с $2D$ -газом на боковых поверхностях от модуля продольного волнового числа симметричной моды и диэлектрической постоянной материалов

5. Влияние внешнего магнитного поля на собственные частоты полупроводниковой структуры. Поскольку компоненты тензора диэлектрической проницаемости гиротропной среды зависят от величины ω_e , то представляет интерес изучение спектральных характеристик полупроводниковой структуры, расположенной во внешнем магнитном поле H_0 . На рис. 5 приведены зависимости собственных частот полупроводникового цилиндра с $2D$ -газом (а) и без него (б) от модуля продольного волнового числа собственных мод с азимутальными индексами $n = 0, 1, 5, 10, 50, 80$ (соответственно кривые 1–6). Полученные зависимости соответствуют случаю $\kappa^2 > 0$. Наличие внешнего магнитного поля приводит к увеличению собственных частот структуры и межмодового частотного интервала в ее спектре, т. е. разряжению спектра собственных мод (сравнить с рис. 2, а, г).

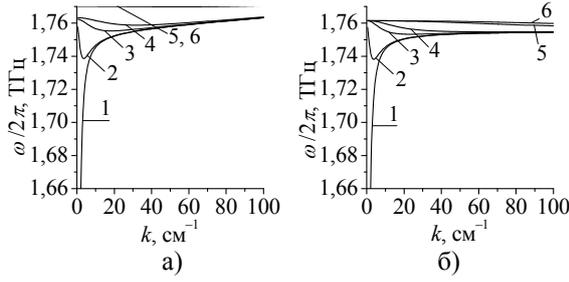


Рис. 5. Дисперсионные характеристики n -InSb с $2D$ -газом (а) и n -InSb (б) цилиндров, расположенных в магнитном поле с напряженностью 1 кЭ

6. Потери энергии частицы. После подстановки величин компонент E_φ и E_z в точку нахождения частицы в формулу (5) с учетом $v_\varphi = \rho_0 \omega_H$ получим

$$\frac{dW}{dt} = \frac{ie^2}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_z v_z + n \omega_H}{\Delta_n k \rho_1} \frac{K_n^2(k \rho_0)}{K_n^2(k \rho_1)} \times \delta(\omega - q_z v_z - n \omega_H) e^{i(q_z v_z + n \omega_H - \omega)t} dq_z d\omega. \quad (12)$$

Интегрирование по $d\omega$ приводит к выражению для потерь энергии частицы в единицу времени на возбуждение собственных волн (колебаний) рассматриваемой структуры в условиях эффекта Доплера, при котором $\omega = q_z v_z + n \omega_H$:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2ie^2}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_z v_z + n \omega_H}{\Delta_n k \rho_1} \frac{K_n^2(k \rho_0)}{K_n^2(k \rho_1)} dq_z. \quad (13)$$

В формуле (13) полюсы $\Delta_n = 0$ определяют продольные волновые числа собственных мод структуры. Отметим, что для каждой моды полюс является простым и имеет единственное значение. Частица теряет энергию на возбуждение волн в условиях магнитотормозных резонансов. Им соответствуют точки пересечения дисперсионных кривых, приведенных на рис. 2 (для полупроводниковых структур во внешнем магнитном поле на рис. 5), с прямой $\omega = kv_z + n\omega_H$.

Воспользовавшись условием $\Delta_n = 0$, проинтегрируем выражение (13) по dq_z . При этом учтем формулу Сохоцкого [2, 12]

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta_n - i\xi} = i\pi\delta(\Delta_n) + \frac{P}{\Delta_n},$$

где P – главное значение интеграла, и при обходе полюса учтем зависимость малой мнимой части $\varepsilon(\omega)$ от знака ω . В результате получим

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2e^2}{\rho_1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{q_{zn} v_z + n \omega_H}{k_n |\Delta'_{nq_z}|} \frac{K_n^2(k_n \rho_0)}{K_n^2(k_n \rho_1)}, \quad (14)$$

$n \geq -\frac{q_{zn} v_z}{\omega_H}$

где q_{zn} – продольное волновое число возбуждаемой моды с азимутальным индексом n , опреде-

ляемое из уравнения $\Delta_n = 0$; $k_n = |q_{zn}|$; Δ'_{nq_z} – значение производной $\partial\Delta_n / \partial q_z$ при q_{zn} . В сумме по n слагаемые, для которых не выполняется условие $n \geq -q_{zn} v_z / \omega_H$, равны 0, что обусловлено выполнением закона сохранения энергии.

Отметим, что при изменении порядка интегрирования в выражении (12) получим аналогичное выражение (14), отличающееся тем, что в знаменателе вместо Δ'_{nq_z} будет стоять $\Delta'_{n\omega}$ – значение производной $\partial\Delta_n / \partial\omega$ на частоте магнитотормозного резонанса $\omega_n = q_{zn} v_z + n \omega_H$, которая является решением уравнения $\Delta_n = 0$. Оба результата являются тождественными, поскольку $\Delta'_{nq_z} = v_z \Delta'_{n\omega}$.

Согласно (14) взаимодействие полей частицы и собственных мод структуры проявляется при малых расстояниях (по сравнению с длиной волны собственных колебаний) между частицей и цилиндрической поверхностью структуры, что обусловлено характером их локализаций.

Особый интерес представляет случай циклотронного резонанса, когда $v_z = 0$. При этом потери энергии частицы на возбуждение собственных мод структуры определяются выражением

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2e^2}{\rho_1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \omega_H}{k_n |\Delta'_{nq_z}|} \frac{K_n^2(k_n \rho_0)}{K_n^2(k_n \rho_1)}.$$

Частоты возбуждаемых мод структуры $\omega_n = n \omega_H$ удовлетворяют уравнению $\Delta_n = 0$. Следовательно, в исследуемой электродинамической системе осуществляется селекция возбуждаемых мод внешним продольным магнитным полем с напряженностью H_0 .

В случае, когда $H_0 = 0$, в системе реализуются условия черенковских резонансов. Потери энергии частицы на возбуждение волн (колебаний) в структуре равны

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2e^2}{\rho_1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{|\Delta'_{n\omega}|} \frac{K_n^2(k_n \rho_0)}{K_n^2(k_n \rho_1)},$$

где $k_n = \omega_n / v_z$. Частота ω_n возбуждаемой моды с азимутальным индексом n определяется из уравнения $\Delta_n = 0$.

На рис. 6 приведены частоты возбуждаемых мод с азимутальными индексами n в диапазоне 0...100 в полупроводниковом (а), диэлектрическом (б) цилиндрах с $2D$ -газом на боковых поверхностях, цилиндрическом плазменном $2D$ -слое (в) и полупроводниковом цилиндре (г). Радиусы структур ρ_1 равны 0,5 см. Возбуждение мод осуществлялось движущейся частицей с поступательную скоростью $v_z = 0,8c$ по винтовой

траектории с радиусом $\rho_0 = 0,51$ см в различных внешних продольных магнитных полях. В полупроводниковых структурах рассмотрено возбуждение только поверхностных волн (колебаний), продольные волновые числа которых удовлетворяют условию $\kappa^2 > 0$. Зависимость частоты возбуждаемой моды от азимутального индекса обладает экстремумом, значение которого в системе с диэлектрическим цилиндром с $2D$ -газом или цилиндрическим плазменным $2D$ -слоем уменьшается с увеличением напряженности внешнего магнитного поля и сдвигается в область высших индексов, что обусловлено магнитотормозным резонансом с высшей гармоникой. В системах с полупроводниковыми структурами с ростом величины внешнего магнитного поля экстремальное значение частоты возбуждаемых поверхностных волн (колебаний) присуще моде, азимутальный индекс которой сдвигается в область меньших значений. При этом в системе с полупроводниковой структурой с $2D$ -газом эта частота имеет минимальное значение, а с полупроводниковым цилиндром (без поверхностного электронного $2D$ -слоя) – максимальное. Продольное волновое число возбуждаемой моды удовлетворяет соотношению $q_{zn}v_z = \omega_n - n\omega_H$. Следовательно, в исследуемых электродинамических системах подбором величины H_0 внешнего магнитного поля можно осуществлять селекцию возбуждаемых мод.

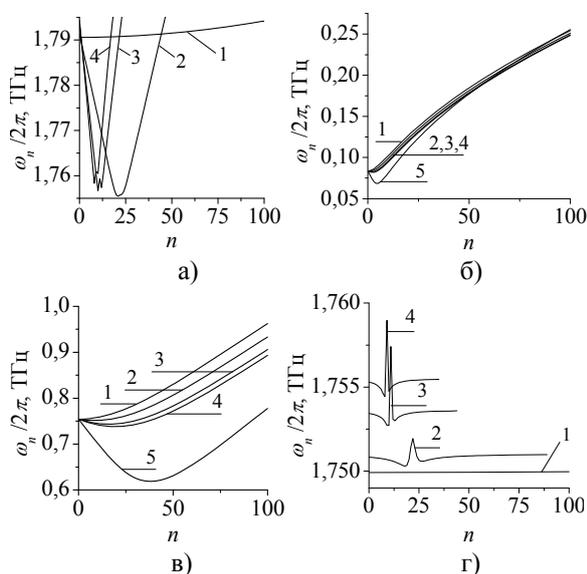


Рис. 6. Частоты возбуждаемых мод в n -InSb (а) и диэлектрическом (б) цилиндре с $2D$ -газом, цилиндрическом плазменном $2D$ -слое (в) и n -InSb (г) цилиндре при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля H_0 : 1 – 0 Э; 2 – 400 Э; 3 – 800 Э; 4 – 1 кЭ; 5 – 10 кЭ

Спектральные плотности потерь энергии заряженной частицы в единицу времени dW_n/dt на возбуждение собственных мод структур с ази-

мутальными индексами n в диапазоне $0 \dots 100$ (значения слагаемых в выражении (14)) при различных значениях напряженности внешнего продольного магнитного поля приведены на рис. 7.

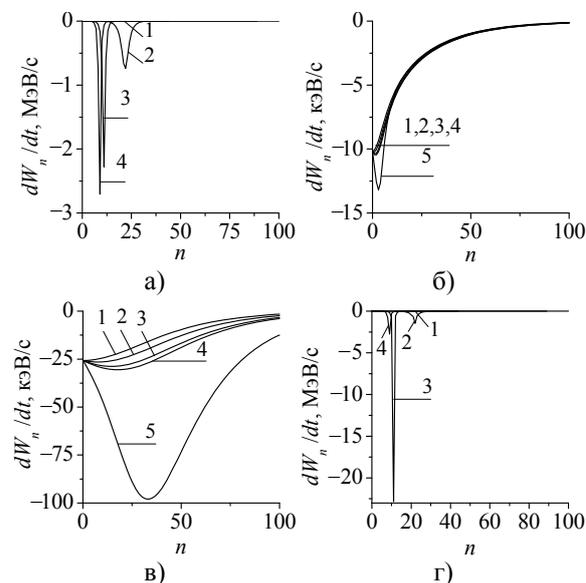


Рис. 7. Спектральные плотности потерь энергии электрона на возбуждение собственных мод с азимутальными индексами n полупроводникового (а), диэлектрического (б) цилиндров с $2D$ -газом, цилиндрического плазменного $2D$ -слоя (в) и полупроводникового цилиндра (г) при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля H_0 : 1 – 0 Э; 2 – 400 Э; 3 – 800 Э; 4 – 1 кЭ; 5 – 10 кЭ

Как и ранее, в полупроводниковых структурах рассмотрено возбуждение только поверхностных волн (колебаний), у которых $\kappa^2 > 0$. Зависимость потерь энергии частицы от азимутального индекса возбуждаемой моды обладает экстремумом. В системе с диэлектрическим цилиндром с $2D$ -газом или цилиндрическим плазменным $2D$ -слоем значение экстремума растет с увеличением величины внешнего магнитного поля и сдвигается в область высших индексов, что обусловлено магнитотормозным резонансом с высшей гармоникой. В системе с n -InSb-структурой максимум энергии частица теряет на возбуждение ее собственной моды с более низким азимутальным индексом, чем с плазменным $2D$ -слоем, но с более высоким, чем в системе с диэлектрической структурой при одной и той же напряженности внешнего магнитного поля. При этом в системах с полупроводниковыми структурами темп потерь энергии частицы выше почти на три порядка. Для возбуждения мод полупроводникового цилиндра частица теряет больше всего энергии. Во всех исследуемых системах наблюдается возбуждение мод с азимутальными индексами в ограниченных диапазонах, поскольку $dW_n/dt \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$. Минимальное количество возбуждаемых собственных мод свойст-

венно системе с полупроводниковым цилиндром, а максимальное – с плазменным 2D-слоем.

Выводы. Таким образом, показано, что при движении заряженной частицы по спиральной траектории над поверхностью диэлектрического или полупроводникового цилиндра с 2D-электронным газом на его боковой поверхности возможно возбуждение в системе собственных волн электростатического происхождения, (заметим, что в диэлектрическом цилиндре эти волны возникают только в присутствии 2D-газа). Оно реализуется в условиях магнитотормозного резонанса, когда совпадают частоты и продольные волновые числа волн заряженной частицы и собственных волн системы. В этом случае на частоте $\omega_n = q_{zn}v_z + n\omega_H$ выполняется условие $\Delta_n = 0$. В результате возникают потери энергии заряженной частицы. Определены особенности эффекта Доплера. Показано, что подбором величины внешнего магнитного поля можно осуществлять селекцию возбуждаемых мод.

Получена и проанализирована формула для потерь энергии частицы в единицу времени. Построены зависимости потерь от различных параметров исследуемых систем: азимутального индекса возбуждаемых мод, величины внешнего магнитного поля. Формула имеет универсальный характер. Из нее можно получить потери энергии при вращательном движении частицы, а также при поступательном движении частицы или заряженного кольца, охватывающего цилиндр. Она может быть применена для описания потерь энергии на возбуждение собственных волн (колебаний) различных цилиндрических структур с 2D-газом, а также полупроводникового цилиндра. С этой целью выполнены численные исследования дисперсионных уравнений исследуемых систем и построены зависимости частот собственных мод от различных параметров.

Отмечено, что спектр собственных частот структур соответствует конечному набору гармоник с азимутальными индексами $|n| < \rho_1/a$. Показано, что наличие плазменного слоя на боковой поверхности полупроводникового цилиндра приводит к увеличению собственных частот структуры и межмодового частотного интервала в ее спектре по сравнению с полупроводниковым цилиндром. Собственные частоты исследованных структур уменьшаются с увеличением диэлектрической постоянной ϵ_0 . Установлено, что собственные частоты полупроводникового и диэлектрического цилиндров с 2D-газом с радиусами $\rho_1 \leq 10^{-5}$ см и одинаковыми ϵ_0 находятся в ближнем инфракрасном диапазоне. Разность частот идентичных собственных мод этих структур не изменяется при практически синхронном изменении величин продольных волновых чисел.

Библиографический список

1. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – 620 с.
2. Силин В. П. Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред / В. П. Силин, А. А. Рухадзе. – М.: Госатомиздат, 1961. – 244 с.
3. Ведерников А. К. Плазменные колебания в нанотрубках и эффект Аарова-Бома для плазмонов / А. К. Ведерников, А. Д. Говоров, А. В. Чаплик // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 2001. – 120, вып. 4(10). – С. 979–985.
4. Ведерников А. К. Колебательные моды и электронно-фононное взаимодействие в полупроводниковых нанотрубках / А. К. Ведерников, А. В. Чаплик // Физика и техника полупроводников. – 2004. – 38, вып. 11. – С. 1358–1363.
5. Чаплик А. В. Поверхностные магнитоплазмоны в структуре с двумерной и трехмерной плазмой / А. В. Чаплик // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 2013. – 144, вып. 1(7). – С. 215–220.
6. Ханкина С. И. Поверхностные плазменные волны на неровной границе твердого тела / С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, И. В. Яковенко // Изв. вузов. Радиофизика. – 2002. – 46, вып. 10. – С. 887–893.
7. Ханкина С. И. Поверхностные электронные состояния, создаваемые рэлеевской волной / С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, И. В. Яковенко // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 2007. – 131, вып. 3. – С. 518–524.
8. Потери энергии заряженной частицы, движущейся по спиральной траектории / А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко // Радиофизика и электрон. – 2014. – 5(19), № 1. – С. 29–41.
9. Александров А. Ф. Основы электродинамики плазмы / А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе. – М.: Высш. шк., 1978. – 407 с.
10. Бейтмен Г. Высшие трансцендентные функции: в 3 т. Т. 2. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены / Г. Бейтмен, А. Эрдейи; пер. с англ. Н. Я. Виленкина. – 2-е изд. – М.: Наука, 1974. – 295 с.
11. Курносов А. И. Материалы для полупроводниковых приборов и интегральных микросхем / А. И. Курносов. – М.: Высш. шк., 1980. – 327 с.
12. Владимиров В. С. Обобщенные функции в математической физике / В. С. Владимиров. – М.: Наука, 1976. – 280 с.

Рукопись поступила 28.10.2014.

A. V. Dormidontov, Y. V. Prokopenko,
S. I. Khankina, V. M. Yakovenko

ENERGY LOSS OF CHARGED PARTICLE ON THE EIGENMODE EXCITATION IN CYLINDRICAL STRUCTURES WITH TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS

One of the urgent problems of modern radiophysics is the study of the fundamental properties of solid-state structures that contain nanodimension fragments. Studies of the excitation mechanisms of electromagnetic waves when the charged particles move in various electrodynamic systems form the basis of electronics. In this case, a number of the fundamentally important characteristics of structures includes their dispersion equations. They allow to determine the place of electrodynamic structures in the radio physical systems of different purposes. An energy loss of a charged particle per unit time on the waves and/or oscillations excitation in the system is the data characteristic. Dispersion equations characterizing the eigenmodes of semiconductor (or dielectric) cylinder with layer of 2D electron gas on a side surface thereof were obtained in electrostatic approximation, and the energy

loss of charged particle were determined when it was moving along a spiral path around such a structure. The dispersion dependences of eigen slow waves of system were obtained, and the energy loss of a particle moving in an external magnetic field with the electric-field vector that directed parallel to the longitudinal axis of cylindrical structure symmetry were found. The features of the gyrosynchrotron resonance of system (of Doppler effect) were determined. The structures of both the plasma layer and without it were studied when their eigenfrequencies are in the terahertz range. A comparison of the spectra of eigenfrequencies of the studied systems was made. The influence of surface plasma layer with nanodimension thickness on the eigenfrequencies of semiconductor and dielectric cylinders was studied. Research results extend our conceptions about the electrodynamic properties of systems with plasma mediums and systematize the knowledge of the excitation mechanisms of electromagnetic waves in electrodynamic systems that form the basis of microwave devices.

Key words: eigenmodes, plasma-medium, electrodynamic structure with the plasma layer, two-dimensional electron gas, nanostructure, gyrosynchrotron resonance, Doppler effect, particle energy loss by the wave excitation.

А. В. Дормидонтов, Ю. В. Прокопенко,
С. І. Ханкіна, В. М. Яковенко

**ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ
НА ЗБУДЖЕННЯ ВЛАСНИХ ХВИЛЬ
У ЦИЛІНДРИЧНИХ СТРУКТУРАХ
З ДВОВИМІРНИМ ЕЛЕКТРОННИМ ГАЗОМ**

Однією з актуальних проблем сучасної радіофізики є дослідження фундаментальних властивостей твердотільних структур, які містять нанорозмірні фрагменти. Дослідження

механізмів збудження електромагнітних хвиль при русі заряджених частинок в різноманітних електродинамічних системах складають основу електроніки. При цьому до числа принципово важливих характеристик структур відносяться їх дисперсійні рівняння. Вони дозволяють визначити місце електродинамічних структур в радіофізичних системах різноманітного призначення. Інформаційною характеристикою є втрати енергії зарядженої частинки в одиницю часу на збудження в системі власних хвиль і/або коливань. В електростатичному наближенні отримано дисперсійні рівняння, що характеризують власні моди напівпровідникового (або діелектричного) циліндра з шаром двовимірної електронної газу на його бічній поверхні, а також визначено втрати енергії зарядженої частинки, яка рухається по спіральній траєкторії навколо такої структури. Отримано дисперсійні залежності власних повільних хвиль системи та знайдено втрати енергії частинки, що рухається в зовнішньому магнітному полі, вектор напруженості якого спрямований паралельно поздовжній осі симетрії циліндричної структури. Визначено особливості магніто-тормозного резонансу системи (ефекту Доплера). Досліджено структуру як з плазмовим шаром, так і без нього, власні частоти яких знаходяться в терагерцовому діапазоні. Проведено порівняння спектрів власних частот досліджуваних систем. Вивчено вплив поверхневого нанорозмірного плазмового шару на власні частоти напівпровідникового і діелектричного циліндрів. Результати досліджень розширюють наші уявлення про електродинамічні властивості систем з плазмоподібними середовищами та систематизують знання про механізми збудження електромагнітних хвиль в електродинамічних системах, які складають основу мікрохвильових пристроїв.

Ключові слова: власні коливання і хвилі, плазмоподібні середовища, електродинамічна структура з плазмовим шаром, двовимірний електронний газ, наноструктура, магніто-тормозний резонанс, ефект Доплера, втрати енергії частинки на збудження хвиль.