

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОПЛАЗМОНОВ В СТРУКТУРЕ С ДВУМЕРНОЙ И ТРЕХМЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

Ю. О. Аверков*, Ю. В. Прокопенко, В. М. Яковенко

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова Национальной академии наук Украины
61085, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 15 апреля 2015 г.

Теоретически исследованы потери энергии электрона на возбуждение поверхностных магнитоплазменных колебаний, движущегося в вакууме над двумерным плазменным слоем, лежащим на поверхности трехмерного плазменного полупространства. Электрон движется параллельно постоянному магнитному полю. В электростатическом приближении рассчитаны потери энергии электрона на возбуждение поверхностных магнитоплазмонов. Показано, что по качественному характеру зависимости величины максимума спектральной плотности этих потерь от концентрации электронов в двумерной плазме можно установить тип закона дисперсии электронов в такой плазме (квадратичный для друдевского двумерного газа или линейный для графена).

DOI: 10.7868/S004445101510017X

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были исследованы свойства поверхностных магнитоплазмонов в структуре с двумерной (2D) и трехмерной (3D) плазмой. Одним из способов их возбуждения может быть заряженная частица, движущаяся над такой структурой вдоль постоянного магнитного поля, направленного параллельно границе структуры. Именно такой случай ориентации постоянного магнитного поля, как отмечено в работе [1], представляет наибольший интерес, поскольку частота поверхностного магнитоплазмона является нечетной функцией волнового вектора. В основе механизма взаимодействия заряженной частицы с поверхностными магнитоплазмонами лежит эффект Вавилова–Черенкова [2, 3]. Поскольку частицей могут возбуждаться лишь магнитоплазмоны, имеющие малые фазовые скорости (много меньшие скорости света в вакууме), вполне обоснованным для описания такого взаимодействия является электростатическое приближение.

В настоящей работе нами исследованы особенности потерь энергии электрона на возбуждение поверхностных магнитоплазмонов, распространяю-

щихся под различными углами к направлению постоянного магнитного поля (так называемых косых поверхностных магнитоплазмонов [4–8]). В частности, обнаружено и проанализировано влияние эффекта невзаимности распространения волн на спектральную плотность потерь энергии электрона. Кроме того, показано, что по анализу спектральной плотности этих потерь можно установить тип закона дисперсии электронов в 2D-плазме — квадратичный для друдеской плазмы [9] и линейный для графена (см. работу [10] и цитированную в ней литературу).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Систему координат выберем так, чтобы ось y была направлена вдоль нормали к границе раздела сред вакуум–2D+3D-плазма, а внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 — вдоль оси z (рис. 1). 2D+3D-плазма является немагнитной средой и занимает полупространство $y < 0$. Электрон движется в вакууме на высоте a от границы вдоль положительного направления оси z со скоростью $v \ll c$, где c — скорость света в вакууме.

В электростатическом приближении в области $y > 0$ уравнения поля запишутся в виде

*E-mail: yuriyaverkov@gmail.com

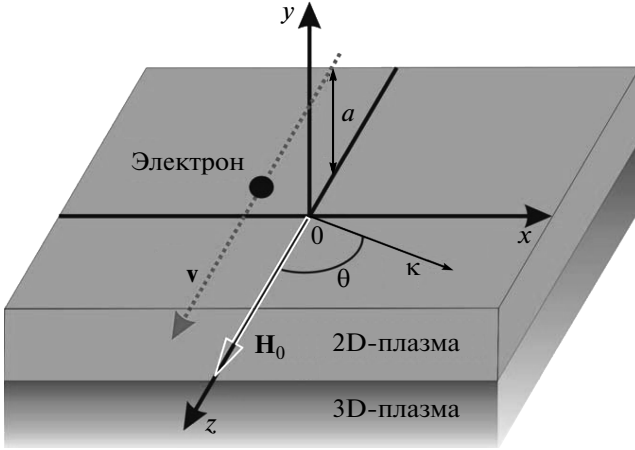


Рис. 1. Геометрия задачи

$$\text{rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (1)$$

$$\text{div } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 4\pi e \delta(x) \delta(y - a) \delta(z - vt), \quad (2)$$

где e — заряд электрона, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. В области $y < 0$ соответствующие уравнения имеют вид

$$\text{rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (3)$$

$$\text{div } \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 4\pi e n(\boldsymbol{\rho}, t) \delta(y), \quad (4)$$

где векторы \mathbf{D} и \mathbf{E} связаны друг с другом соответствующим материальным уравнением, $\boldsymbol{\rho} = (x, z)$, $n(\boldsymbol{\rho}, t)$ — возмущенная концентрация электронов в 2D-плазме, удовлетворяющая уравнению непрерывности

$$e \frac{\partial n(\boldsymbol{\rho}, t)}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j}(\boldsymbol{\rho}, t) = 0, \quad (5)$$

$\mathbf{j}(\boldsymbol{\rho}, t)$ — ток проводимости электронов в 2D-плазме, связанный с электрическим полем $\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, t)$ соотношением

$$\mathbf{j}(\boldsymbol{\rho}, t) = \int_{-\infty}^t \hat{\sigma}(t - t') \mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, t') dt', \quad (6)$$

$\hat{\sigma}(t - t')$ — функция отклика. На границе $y = 0$ выполняется условие непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля. Нормальная составляющая вектора электрической индукции $D_y(\mathbf{r}, t)$ испытывает разрыв, величина которого определяется из уравнения (4) путем интегрирования по координате y ,

$$D_{yv}(\boldsymbol{\rho}, t) - D_{yp}(\boldsymbol{\rho}, t) = 4\pi e n(\boldsymbol{\rho}, t), \quad (7)$$

где индекс « v » относится к области вакуума, а индекс « p » — к области плазмы.

Введем потенциал $\varphi(\mathbf{r}, t)$ таким образом, что $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla\varphi(\mathbf{r}, t)$, и представим его в виде набора пространственно-временных гармоник:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} d\omega \varphi(\boldsymbol{\kappa}, \omega) \times \exp\{i[\boldsymbol{\kappa} \cdot \boldsymbol{\rho} + k_y(\boldsymbol{\kappa}, \omega)y - \omega t]\}, \quad (8)$$

где $\boldsymbol{\kappa} = (k_x, k_z)$. Тогда материальные уравнения можно записать в виде

$$D_i(\boldsymbol{\kappa}, \omega) = \varepsilon_{ij}(\omega) E_j(\boldsymbol{\kappa}, \omega).$$

Здесь по индексу « j » проводится суммирование, а $\varepsilon_{ij}(\omega)$ — элементы тензора

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & i\varepsilon' & 0 \\ -i\varepsilon' & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_0 \left\{ 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2]} \right\}, \quad (10)$$

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 \omega_H}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2]}, \quad (11)$$

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right], \quad (12)$$

$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_0 / \varepsilon_0 m_{3D}}$ и $\omega_H = |e|H_0 / m_{3D}c$ — соответственно плазменная и циклотронная частоты, ν — частота релаксации импульса электронов 3D-плазмы, N_0 и m_{3D} — равновесная плотность и эффективная масса электронов 3D-плазмы. В дальнейшем будем предполагать, что $\omega \gg \nu$. В области $y > 0$ имеем $\varepsilon_{ij}(\omega) = \delta_{ij}$, где δ_{ij} — символ Кронекера.

В отсутствие заряженной частицы из уравнений (1)–(4) получим следующие выражения для нормальных компонент волнового вектора в области вакуума, $k_{yv}(\boldsymbol{\kappa}, \omega)$, и в области 3D-плазмы $k_{yp}(\boldsymbol{\kappa}, \omega)$:

$$k_{yv}(\boldsymbol{\kappa}, \omega) = i\boldsymbol{\kappa}, \quad (13)$$

$$k_{yp}(\boldsymbol{\kappa}, \omega) = -i\sqrt{k_x^2 + \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} k_z^2}. \quad (14)$$

Легко показать, что фурье-компоненты потенциала поля электрона имеют вид

$$\varphi_e(\boldsymbol{\kappa}, \omega) = \frac{e}{2\pi\boldsymbol{\kappa}} e^{-\boldsymbol{\kappa}a} \delta(\omega - k_z v). \quad (15)$$

Для нахождения потенциалов полей, возбуждаемых электроном как в области вакуума, $\varphi_v(\boldsymbol{\kappa}, \omega)$, так и в

области плазмы, $\varphi_p(\mathbf{\kappa}, \omega)$, воспользуемся условиями на границе $y = 0$. В результате получим

$$\varphi_v(\mathbf{\kappa}, \omega) + \varphi_e(\mathbf{\kappa}, \omega) = \varphi_p(\mathbf{\kappa}, \omega), \quad (16)$$

$$E_{yv}(\omega, \mathbf{\kappa}) - D_{yp}(\omega, \mathbf{\kappa}) = 4\pi en(\omega, \mathbf{\kappa}), \quad (17)$$

где $E_{yv}(\omega, \mathbf{\kappa})$ — сумма поля электрона и поля, возбужденного электроном в вакууме, $n(\omega, \mathbf{\kappa})$ — фурье-компонента $n(\mathbf{\rho}, t)$, определяемая выражением

$$n(\omega, \mathbf{\kappa}) = \frac{\kappa^2 \sigma(\omega)}{ie\omega} \varphi_p(\omega, \mathbf{\kappa}), \quad (18)$$

$\sigma(\omega)$ — фурье-компонента проводимости 2D-плазмы:

$$\sigma(\omega) = \int_0^\infty \hat{\sigma}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau.$$

Заметим, что $\sigma(\omega)$ может быть проводимостью как древеской 2D-плазмы, так и графена.

Из условий (16) и (17) получим следующие выражения для потенциалов возбужденных электроном полей:

$$\varphi_v(\mathbf{\kappa}, \omega) = -\frac{e}{2\pi\kappa} \left[1 + \frac{2\kappa}{\Delta(\mathbf{\kappa}, \omega)} \right] e^{-\kappa a} \delta(\omega - k_z v), \quad (19)$$

$$\varphi_p(\mathbf{\kappa}, \omega) = -\frac{e}{\pi\Delta(\mathbf{\kappa}, \omega)} e^{-\kappa a} \delta(\omega - k_z v), \quad (20)$$

где

$$\Delta(\mathbf{\kappa}, \omega) = -\frac{4\pi i \kappa^2 \sigma(\omega)}{\omega} - k_x \varepsilon' - i\varepsilon_\perp k_{yp} - \kappa. \quad (21)$$

Потери энергии заряженной частицы в единицу времени на возбуждение поверхностных магнитоплазмонов определяется известным выражением [11]

$$\frac{dW}{dt} = ev E_{zv}(x=0, y=a, z=vt; t), \quad (22)$$

где $E_{zv}(x=0, y=a, z=vt; t)$ — z -компонента электрического поля магнитоплазмона в точке расположения электрона. С учетом (8) и (19) запишем выражение (22) в виде

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= \frac{ie^2 v}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty d\omega dk_x dk_z \frac{k_z}{\kappa} \left[1 + \frac{2\kappa}{\Delta(\mathbf{\kappa}, \omega)} \right] \times \\ &\times \exp(-\kappa a) \delta(\omega - k_z v) \exp[i(k_z v - \omega)t]. \quad (23) \end{aligned}$$

Возбуждение поверхностных плазмонов соответствует полюсу подынтегрального выражения в (23),

т. е. условию $\Delta(\mathbf{\kappa}, \omega) = 0$. Введя в рассмотрение малые диссипативные потери в плазменной 3D-среде и воспользовавшись правилом обхода полюса [12],

$$\frac{1}{x \pm i\gamma} = \frac{P}{x} \mp i\pi\delta(x), \quad (24)$$

где $\gamma \rightarrow 0$, а P/x является главным значением интеграла от функции $1/x$, получим следующее выражение для потерь энергии электрона на возбуждение поверхностных магнитоплазмонов:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= \\ &= -\frac{2e^2}{v} \left\{ \sum_{\ell_1} \int_{-\infty}^0 dk_x \frac{\omega_{\ell_1}(k_x)}{\Lambda_{\ell_1}^{(-)}(k_x)} \exp[-2\kappa(k_x)a] + \right. \\ &\left. + \sum_{\ell_2} \int_0^\infty dk_x \frac{\omega_{\ell_2}(k_x)}{\Lambda_{\ell_2}^{(+)}(k_x)} \exp[-2\kappa(k_x)a] \right\}, \quad (25) \end{aligned}$$

где

$$\Lambda_{\ell_j}^{(\pm)}(k_x) = \left| \frac{\partial \Delta(\pm k_x, k_z = \omega/v, \omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_{\ell_j}(k_x) > 0}, \quad (26)$$

$\omega_{\ell_j}(k_x)$ — положительные корни дисперсионного уравнения $\Delta(k_x, k_z = \omega/v, \omega) = 0$, $\kappa(k_x) = \sqrt{k_x^2 + \omega^2(k_x)/v^2}$, а суммирование проводится по числу корней дисперсионного уравнения поверхностных магнитоплазмонов в областях $k_x < 0$ и $k_x > 0$. Заметим, что первый интеграл в (25) описывает волны с отрицательными фазовыми скоростями, распространяющиеся в область $x < 0$, а второй интеграл — волны с положительными фазовыми скоростями, распространяющиеся в область $x > 0$. Из выражения (25) следует, что потери энергии электрона различны при $k_x < 0$ и $k_x > 0$. В этом проявляется принцип не взаимности распространения поверхностных магнитоплазмонов.

3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЧАСТИЦЕЙ

При движении заряженной частицы над исследуемой структурой из широкого класса собственных колебаний (поверхностных плазмонов) возбуждаются лишь те из них, которые удовлетворяют условию резонанса Вавилова–Черенкова, т. е. условию $k_z = \omega/v$. Отметим также, что частицей возбуждаются лишь волны, бегущие под острыми углами к

внешнему магнитному полю (в том числе и вдоль внешнего магнитного поля). Волны, распространяющиеся под прямым углом к внешнему магнитному полю, не возбуждаются, так как в этом случае проекция компоненты \mathbf{E} на направление движения частицы равна нулю и, следовательно, потери энергии частицы на возбуждение поверхностных плазмонов отсутствуют. Дисперсионное уравнение $\Delta(\mathbf{k}, \omega) = 0$ возбуждаемых частицей поверхностных плазмонов имеет вид

$$\frac{4\pi i \kappa^2 \sigma(\omega)}{\omega} + k_x \varepsilon' + \varepsilon_{\perp} \sqrt{k_x^2 + \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} k_z^2} + \kappa = 0. \quad (27)$$

Заметим, что при $k_z = 0$ уравнение (27) описывает чисто поперечное распространение поверхностных плазмонов и совпадает с соответствующим дисперсионным уравнением, полученным в работе [1].

Численный анализ уравнения (27) удобно выполнять в следующих безразмерных переменных:

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \bar{\omega}_H = \frac{\omega_H}{\omega_p}, \quad (28)$$

$$\bar{k}_x = \frac{v k_x}{\omega_p}, \quad \bar{k}_z = \bar{\omega}, \quad \bar{\kappa} = \sqrt{\bar{k}_x^2 + \bar{\omega}^2}. \quad (29)$$

В этих безразмерных переменных дисперсионное уравнение (27) переписывается в виде

$$\frac{4\pi i \bar{\sigma}(\bar{\omega})}{\bar{\omega}} \bar{\kappa}^2 + \bar{k}_x \varepsilon' + \varepsilon_{\perp} \sqrt{\bar{k}_x^2 + \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \bar{\omega}^2} + \bar{\kappa} = 0, \quad (30)$$

где $\bar{\sigma}(\bar{\omega}) = \sigma(\omega)/v$.

Для численных оценок в качестве 3D-плазмы выберем полупроводник GaAs с $\varepsilon_0 = 12.53$, $m_{3D} = 0.067m_0$ (где m_0 — масса свободного электрона), $N_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а в качестве 2D-плазмы — полупроводник InSb с $m_{2D} = 0.014m_0$ и равновесной концентрацией электронов $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [13]. Скорость электрона положим равной $v = 0.1c$. В этом случае безразмерная проводимость электронов 2D-плазмы описывается формулой Друде

$$\bar{\sigma}(\bar{\omega}) = \frac{ie^2 n_0}{m_{2D} v \omega_p \bar{\omega}}. \quad (31)$$

На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики возбуждаемых частицей поверхностных плазмонов при $\bar{\omega}_H = 0.6$ (сплошные кривые 1–3). Штриховые линии соответствуют частотам $\bar{\omega} = \pm \bar{\omega}_H$, а штрихпунктирные — гибридным частотам $\bar{\omega} = \pm \bar{\omega}_{hyb}$, где $\bar{\omega}_{hyb} = \sqrt{1 + \bar{\omega}_H^2}$. Для выбранного значения магнитного поля $\bar{\omega}_{hyb} \approx 1.17$. Заметим, что на гибридной частоте $|\text{Im} k_{yp}| \rightarrow \infty$ (в

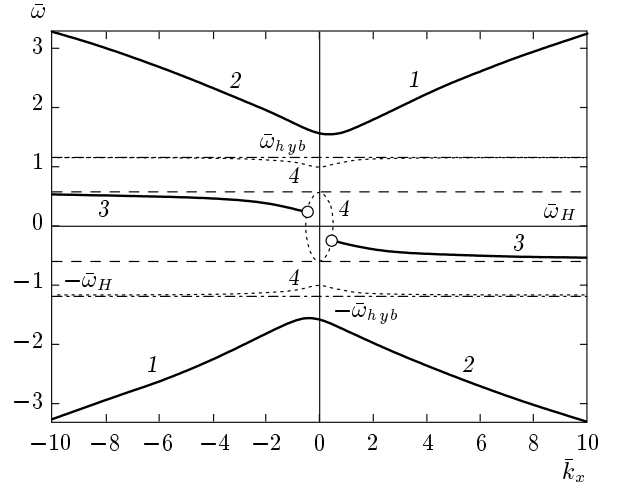


Рис. 2. Зависимости $\bar{\omega}(\bar{k}_x)$ для поверхностных плазмонов, возбуждаемых электроном над плазменной 2D+3D-структурой при $\bar{\omega}_H = 0.6$, $\bar{k}_z = \bar{\omega}$

отсутствие диссипативных потерь). Физически это означает обращение в нуль глубины локализации поля поверхностного плазмона, т. е., фактически, его исчезновение. Пунктирные линии 4 соответствуют условию $\text{Im} k_{yp} = 0$, когда поверхностный плазмон трансформируется в однородную волну. На этих линиях берут начало дисперсионные кривые 3. Однородному электромагнитному полю соответствует область, ограниченная снаружи линией 4 в частотном интервале $-\bar{\omega}_H < \bar{\omega} < \bar{\omega}_H$, и области, лежащие между линиями гибридных частот и кривыми 4 в частотных интервалах $\bar{\omega}_H < \bar{\omega} < \bar{\omega}_{hyb}$ и $-\bar{\omega}_{hyb} < \bar{\omega} < -\bar{\omega}_H$. Очевидно, что такие однородные магнитоплазменные волны частицей не возбуждаются. Из рис. 2 видно также, что дисперсионные кривые 1 имеют участки с аномальной дисперсией.

Заметим, что, в отличие от рассмотренного в работе [1] чисто поперечного распространения поверхностных магнитоплазмонов относительно внешнего магнитного поля, в рассматриваемом случае уменьшается число областей, в которых распространение поверхностных магнитоплазмонов возможно лишь в одну сторону относительно внешнего магнитного поля. Это означает, что распространение поверхностных магнитоплазмонов под острыми углами понижает степень асимметрии дисперсионных кривых. Кроме того, при «косом» распространении волн в области частот $-\bar{\omega}_H < \bar{\omega} < \bar{\omega}_H$ возникают точки начала спектра соответствующих дисперсионных кривых.

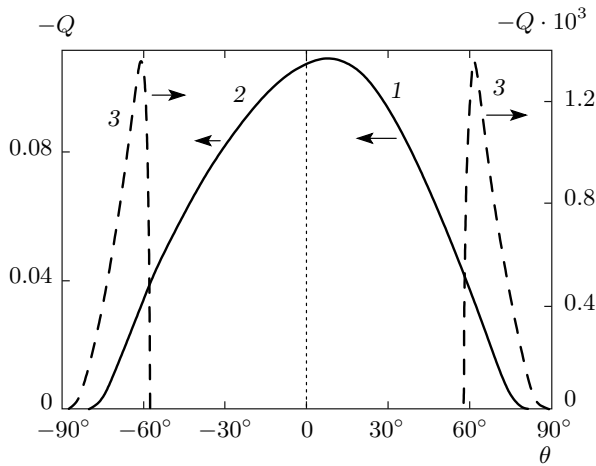


Рис. 3. Зависимости безразмерной спектральной плотности Q от угла распространения θ для дисперсионных кривых 1–3 на рис. 2. Левая ось ординат соответствует кривым 1 и 2, а правая ось ординат — кривым 3

4. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ

Проанализируем зависимости подынтегральных выражений в формуле (25) от k_x . Для этого каждое из этих выражений представим в безразмерном виде, введя величину Q :

$$Q = \frac{v}{2e^2\omega_p^2} \frac{d^2W}{d\bar{k}_x dt}. \tag{32}$$

Величина Q имеет смысл безразмерной спектральной плотности (по пространственным гармоникам \bar{k}_x) потерь энергии электрона на возбуждение поверхностных плазмонов — работы, производимой полем поверхностных плазмонов над электроном.

Для построения диаграмм направленности излучаемых косых поверхностных магнитоплазмонов введем угол θ между направлением скорости электрона и направлением двумерного волнового вектора κ (см. рис. 1),

$$\theta = \arcsin \frac{\bar{k}_x}{\kappa}. \tag{33}$$

Зависимости $Q(\theta)$ будем анализировать для каждой дисперсионной кривой на рис. 2 в области положительных частот при $\theta < 0$ ($k_x < 0$) и $\theta > 0$ ($k_x > 0$).

На рис. 3 приведены зависимости $Q(\theta)$ для $a = 0.1v/\omega_p$. Номера кривых на рис. 3 совпадают с номерами дисперсионных кривых на рис. 2. Отметим,

что на рис. 3 кривая 1 (для $\bar{\omega} > 0, \bar{k}_x > 0$) соответствует распространению плазмонов в область $x > 0$, кривая 2 (для $\bar{\omega} > 0, \bar{k}_x < 0$) — распространению плазмонов в область $x < 0$, а кривые 3 (для $\bar{\omega} > 0, \bar{k}_x < 0$ и $\bar{\omega} < 0, \bar{k}_x > 0$) — распространению плазмонов в область $x < 0$. Следовательно, потери энергии заряженной частицы на излучение мод 3 на рис. 2 в область $x > 0$ отсутствуют. Это особенно наглядно демонстрирует проявление принципа невзаимности в эффекте возбуждения электроном поверхностных магнитоплазмонов. Из рис. 3 видно, что максимумы спектральной плотности возникают при конечных значениях $\theta_{max} = \arcsin \bar{k}_{x,max} / \bar{\kappa}_{max}$, а при $\theta \rightarrow \pm \pi/2$ величина спектральной плотности стремится к нулю.

Заметим, что в отсутствие постоянного магнитного поля кривые 3 на рис. 3 отсутствуют, а кривые 1 и 2 расположены симметрично относительно значения $\theta = 0$, т. е. максимум спектральной плотности $Q(\theta)$ находится при $\theta = 0$ ($\bar{k}_x = 0$). Следовательно, возникновение конечных углов θ_{max} обусловлено эффектом невзаимности, связанным с наличием постоянного магнитного поля. Это наглядно демонстрирует следующая асимптотическая формула для $Q(\bar{k}_x)$, полученная для значений $|\bar{k}_x| \ll 1$ и $\bar{\omega}_H^2 \ll 1 < \bar{\omega}^2$ (т. е. при $\bar{\omega}/|\bar{k}_x| \gg 1$):

$$Q(\bar{k}_x) = -\frac{\bar{\omega}^3 \exp(-2\bar{\kappa}\bar{a})}{\varepsilon_0(1 + \bar{\omega}^2) + \bar{\omega}} \times \left[1 + \frac{3\varepsilon_0\bar{k}_x\bar{\omega}_H}{\varepsilon_0\bar{\omega}^2(1 + \bar{\omega}^2) + \bar{\omega}^3} + O(\bar{k}_x^2) \right], \tag{34}$$

где $\bar{a} = a\omega_p/v$. Из формулы (34) видно, что эффект невзаимности приводит к возникновению поправки порядка $O(\bar{k}_x)$, зависящей от знака \bar{k}_x и приводящей к смещению максимума спектральной плотности в область положительных значений \bar{k}_x (положительных значений угла θ). Поправки, связанные с наличием 2D-плазмы, являются величинами порядка $O(\bar{k}_x^2)$ и поэтому вносят «симметричный вклад» в величину $Q(\bar{k}_x)$.

Из рис. 3 видно также, что для кривых 3 существуют некоторые пороговые значения угла $|\theta_{th}| = \arcsin |\bar{k}_{x,th}| / \bar{\kappa}_{th}$ (где $\bar{\kappa}_{th} = \sqrt{\bar{k}_{x,th}^2 + \bar{\omega}^2(\bar{k}_{x,th})}$), ниже которых потери энергии электрона отсутствуют. Эти пороговые значения соответствуют точкам начала спектра дисперсионных кривых 3, отмеченных на рис. 2 кружками. Подчеркнем, что точки начала спектра (в которых $\text{Im } k_{yp} = 0$) на рис. 2 фактически определяют пороговые значения волновых чисел \bar{k}_x , при которых возникают поверхностные магнитоплазмоны и, соответственно, потери энергии за-

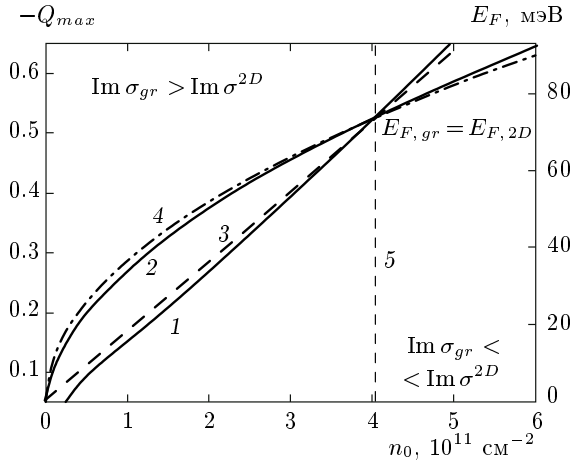


Рис. 4. Зависимости абсолютных величин $Q_{max} = Q(\theta_{max})$ от концентрации электронов для друдевской 2D-плазмы (кривая 1) и для графена (кривая 2) для поверхностных магнитоплазмонов, описываемых дисперсионной кривой 1 на рис. 2, а также зависимости энергий Ферми от концентрации электронов для друдевской 2D-плазмы (кривая 3) и для графена (кривая 4). Линия 5 соответствует значению n_0 , при котором $E_{F,gr} = E_{F,2D}$

раженной частицы на их излучение. Асимптотическое выражение для спектральной плотности вблизи порога излучения имеет вид

$$Q(\bar{k}_x) = -\frac{|\text{Im} \bar{k}_{yp}| (\bar{\omega}^2 - \bar{\omega}_{hyb}^2) (\bar{\omega}^2 - \bar{\omega}_H^2)}{\varepsilon_0 [(\bar{\omega}^2 - \bar{\omega}_{hyb}^2)^2 - \bar{\omega}_H^2]} \times \exp(-2\bar{\kappa} \bar{a}). \quad (35)$$

Из выражения (35) видно, что вблизи порога излучения величина спектральной плотности убывает как $|\text{Im} \bar{k}_{yp}| \rightarrow 0$. Регистрация излучения мод, соответствующих кривым 3 на рис. 2, становится возможной, если величина угла наблюдения (относительно направления магнитного поля) превышает значение $|\theta_{th}|$. Так, для кривых 3 на рис. 3 это значение равно $\theta_{th} \approx \pm 57.4^\circ$.

Из рис. 3 видим, что величина максимума спектральной плотности для поверхностных мод, описываемых дисперсионными кривыми 1 и 2 на рис. 2, приблизительно на два порядка больше соответствующих значений для поверхностных мод, описываемых кривыми 3 на рис. 2. Следовательно, основной вклад в потери энергии электроном вносит возбуждение мод 1 и 2 на рис. 2.

Результаты численного анализа зависимости величины максимума спектральной плотности, $Q_{max} = Q(\theta_{max})$, соответствующего моде 1 на

рис. 2 (максимум кривой 1 на рис. 3), от концентрации электронов в 2D-плазме при $a = 0$ (что соответствует условию $\kappa a \ll 1$) для случаев, когда 2D-плазма представляет собой друдевский газ (с квадратичным законом дисперсии электронов) и монослой графена (с линейным законом дисперсии электронов) с той же самой концентрацией электронов, представлены на рис. 4. Численные расчеты показывают, что качественный вид рассмотренных выше дисперсионных кривых и зависимостей $Q(\theta)$ остается таким же, как и в случае, когда в качестве 2D-плазмы выбран графен. Напомним, что проводимость графена σ_{gr} представляет собой сумму внутризонной σ_{gr}^{intra} и межзонной σ_{gr}^{inter} проводимостей [14]. Для вырожденного электронного газа, когда $T \ll E_F$ (где T — температура в энергетических единицах, E_F — энергия Ферми), проводимости σ_{gr}^{intra} и σ_{gr}^{inter} , согласно работе [14], определяются следующими выражениями:

$$\sigma_{gr}^{intra} = \frac{ie^2 E_F}{\pi \hbar^2 \omega}, \quad (36)$$

$$\sigma_{gr}^{inter} = \frac{e^2}{4\hbar} \times \left[\theta(\hbar\omega - 2E_F) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2E_F)^2}{(\hbar\omega - 2E_F)^2 + (2T)^2} \right], \quad (37)$$

$$E_F = \hbar v_0 \sqrt{\pi n_0}, \quad (38)$$

где $v_0 = 10^8$ см/с, n_0 — невозмущенная концентрация носителей заряда в графене, $\theta(x)$ — функция Хэвисайда [15]. Рассмотренный выше максимум $Q(\theta)$ для кривой 1 (см. рис. 3) соответствует частотам $\omega \propto \omega_p$, где $\omega_p \approx 6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Поскольку межзонная проводимость дает существенный вклад в результирующую проводимость графена σ_{gr} при $\hbar\omega \propto E_F$ [14], для значений $n_0 = 10^{10}$ см⁻² вклад σ_{gr}^{inter} будет существенным при $\omega \geq 2 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, а для значений $n_0 = 10^{11}$ см⁻² — при $\omega \geq 6 \cdot 10^{13}$ с⁻¹. Поскольку ω_p значительно меньше этих значений частоты, в проводимость графена основной вклад дает внутризонный член σ_{gr}^{intra} . Энергия Ферми для друдевской 2D-плазмы описывается выражением $E_F = \pi \hbar^2 n_0 / m_{2D}$. Из анализа хода кривых на рис. 4 видно, что поведение зависимости $Q_{max}(n_0)$ для 2D-плазмы с квадратичным законом дисперсии (кривая 1) качественно близко к поведению зависимости $E_F(n_0) \propto n_0$ (кривая 3), а поведение зависимости $Q_{max}(n_0)$ для 2D-плазмы с линейным законом дисперсии (кривая 2) качественно близко к поведению зависимости $E_F(n_0) \propto \sqrt{n_0}$ (кривая 4). Это означает, что по поведе-

нию зависимости $Q_{max}(n_0)$, т. е., фактически, по положению максимума углового распределения интенсивности возбужденных поверхностных плазмонов, можно указать качественный характер закона дисперсии электронов в 2D-плазме. Заметим, что величину концентрации n_0 можно изменять путем приложения к графену затворного напряжения [16]. Из рис. 4 видно также, что кривые 1–4 пересекаются в одной точке, соответствующей концентрации $n_{0,th} \approx 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, при которой выполняется равенство энергий Ферми друдевской 2D-плазмы и графена: $E_{F,gr} = E_{F,2D}$. Отметим также, что в области значений $n_0 < n_{0,th}$ выполняется неравенство $\text{Im } \sigma_{gr} > \text{Im } \sigma^{2D}$, а в области значений $n_0 > n_{0,th}$ — противоположное неравенство $\text{Im } \sigma_{gr} < \text{Im } \sigma^{2D}$. Проведенный выше анализ остается справедливым и для когерентных электронных сгустков, т. е. таких сгустков, размер которых много меньше длины волны.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически исследовано возбуждение поверхностных магнитоплазмонов электроном, движущимся в вакууме параллельно плазменному 2D-слою, лежащему на полубесконечной 3D-плазме в присутствии постоянного магнитного поля. Скорость электрона параллельна направлению постоянного магнитного поля. Возбуждение поверхностных магнитоплазмонов происходит благодаря выполнению условия резонанса Вавилова–Черенкова. Получено выражение для спектральной плотности потерь энергии электрона на возбуждение поверхностных магнитоплазмонов и проведен его численный анализ. Выполнено сравнение спектральных характеристик для случаев, когда в качестве 2D-плазмы выбираются друдевский электронный газ и графен с линейным законом дисперсии электронов. Установлено, что качественное поведение зависимостей максимумов спектральной плотности от концентрации электронов в 2D-плазме согласуется с поведением аналогичных зависимостей для энергий Ферми в 2D-плазме с соответствующим законом дисперсии электронов. Это означает, что по положению максимума углового распределения ин-

тенсивности возбужденных поверхностных плазмонов можно указать качественный характер закона дисперсии электронов в 2D-плазме.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **144**, 215 (2013).
2. В. Е. Пафомов, Труды ФИАН **16**, 94 (1961).
3. Б. М. Болотовский, УФН **179**, 1161 (2009).
4. А. Б. Михайловский, Э. А. Пашицкий, ЖЭТФ **48**, 1787 (1965).
5. С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, ФТТ **9**, 578 (1967).
6. С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, ФТТ **9**, 2943 (1967).
7. Н. Н. Белецкий, В. М. Светличный, Д. Д. Халамейда, В. М. Яковенко, *Электромагнитные явления СВЧ-диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах*, Наукова думка, Киев (1991).
8. С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, И. В. Яковенко, Изв. ВУЗов, сер. Радиофизика **47**, 562 (2004).
9. D. K. Ferry and S. M. Goodnick, *Transport in Nanostructures*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1997).
10. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres et al., Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
11. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред*, Госатомиздат, Москва (1961).
12. В. С. Владимиров, *Обобщенные функции в математической физике*, Наука, Москва (1979).
13. А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др., *Физические величины: Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1991).
14. Л. А. Фальковский, ЖЭТФ **133**, 663 (2008).
15. М. Абрамовиц, И. Стиган, *Справочник по специальным функциям*, Наука, Москва (1979).
16. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., Science **306**, 666 (2004).