

# УПРАВЛЯЕМЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ ГРАФЕН – АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ

Ю. О. Аверков\*, С. И. Тарапов, В. М. Яковенко, В. А. Ямпольский

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

Поступила в редакцию 30 июня 2014 г.

Теоретически исследованы поверхностные электромагнитные состояния (ПЭМС) в терагерцевом частотном диапазоне на графене с линейным законом дисперсии носителей заряда, помещенном в антиферромагнитный фотонный кристалл. Элементарная ячейка такого кристалла состоит из слоев немагнитного диэлектрика и одноосного антиферромагнетика, легкая ось которого параллельна слоям кристалла. Постоянное магнитное поле направлено параллельно легкой оси антиферромагнетика. Получено выражение, связывающее частоты ПЭМС с параметрами структуры. Решена задача о возбуждении ПЭМС внешней электромагнитной волной ТЕ-поляризации и построены зависимости коэффициента прохождения от величины постоянного магнитного поля и концентрации носителей заряда. Показано, что эти зависимости существенно отличаются от случая обычного двумерного электронного газа с квадратичным законом дисперсии электронов. Таким образом, по положению пиков коэффициента прохождения, связанных с резонансным возбуждением ПЭМС, можно определить характер закона дисперсии носителей заряда в двумерном электронном газе.

DOI: 10.7868/S004445101504014X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что графен представляет собой двумерную аллотропную форму углерода с кристаллической решеткой подобной по своей структуре медовым сотам [1]. Элементарная ячейка такой решетки представляет собой правильный шестиугольник, в вершинах которого расположены атомы углерода. Графен можно рассматривать в качестве основной структурной единицы других аллотропных форм углерода — фуллеренов [2], являющихся нульмерными объектами, квантовых нанотрубок [3] — одномерных объектов и, наконец, трехмерных графитов, представляющих собой стопки графенов, связанных между собой слабыми ван-дер-ваальсовыми силами. Теоретическое описание структуры энергетических зон графена с указанием на его полуметаллические проводящие свойства было выполнено еще в 1947 г. [4]. Однако первые графеновые пленки были получены лишь спустя почти 60 лет путем многократного механического расщепления высокоори-

ентированного пиролитического графита [5]. Уникальность работы [5] заключается еще и в том, что она доказала принципиальную возможность существования правильных термодинамически стабильных двумерных кристаллов, отрицающуюся в течение длительного времени (см., например, работу [6] и цитированную в ней литературу).

Главным отличием электронных свойств графена от свойств «обычного» двумерного электронного газа (ДЭГ) (например, тонкой металлической или полупроводниковой пленки) состоит в том, что графен — это полуметалл с нулевым перекрытием зон. Валентная зона и зона проводимости графена касаются в двух точках (так называемые дираковские точки) зоны Бриллюэна. Вблизи этих точек зависимость энергии носителей заряда от импульса линейна, а сами носители заряда являются безмассовыми киральными дираковскими фермионами [7–9]. Скорость движения фермионов в графене приблизительно в 300 раз меньше скорости света в вакууме. Дираковский характер носителей заряда в графене делает возможным, например, наблюдать целый ряд уникальных эффектов, таких как аномальный квантовый эффект Холла (при комнатной тем-

\*E-mail: yuriyaverkov@gmail.com

пературе) [8], парадокс Клейна [10–12], эффект Ааронова–Бома [13], андерсоновская локализация [14], кулоновская блокада [15] и др. В сильных магнитных полях в графенах могут возникать экситонные щели [16] и формироваться вигнеровские кристаллы [17]. Бинарные графеновые слои могут проявлять как ферромагнитные, так и антиферромагнитные свойства [18].

Описанные выше необычные физические свойства графена обусловлены внутренними квантовомеханическими особенностями самого графена и, соответственно, проявляются тоже на квантовом уровне. В то же время квантовомеханические особенности транспортных свойств графена отражаются и на его «вполне классических» электродинамических характеристиках. Так, в работе [19] предложена концептуальная модель когерентного источника терагерцевого излучения, основанная на эффекте инверсионной заселенности электронами уровней в валентной зоне графена вследствие межзонных переходов, вызванных взаимодействием электронов в валентной зоне с поверхностными плазмонами на графене. В работе [20] обнаружен гигантский эффект Парселла для элементарного диполя, расположенного на поверхности метаматериала, состоящего из чередующихся графеновых и диэлектрических слоев. Указано, что обнаруженный эффект может быть использован для существенного увеличения интенсивности источников терагерцевого излучения. Высокая подвижность электронов в графене (до  $10^6$  см<sup>2</sup>/В·с [21]) позволяет создать на его основе активные плазмонные интерферометры, фотодетекторы, работающие в диапазонах частот от терагерц до видимого излучения и обладающие экстремально высоким быстродействием, малыми значениями управляющего напряжения, малой потребляемой мощностью и очень компактными размерами [22].

В работе [23] была предсказана способность графена поддерживать распространение ТЕ-поляризованных поверхностных электромагнитных волн. Физической причиной такой способности является линейный закон дисперсии электронов проводимости вблизи дираковской точки, а необходимым условием — отрицательная мнимая часть результирующей проводимости графена.

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению свойств поверхностных электромагнитных состояний (ПЭМС), локализованных вблизи графена, и их отличию от свойств ПЭМС вблизи ДЭГ с квадратичным законом дисперсии электронов. Напомним, что ПЭМС — это однородные вдоль поверхности электромагнитные колебания с нуле-

вым тангенциальным волновым числом. Амплитуды полей таких колебаний экспоненциально убывают при удалении от границы раздела сред. Возможность существования таких состояний была впервые отмечена в работах [24, 25]. В этих же работах впервые была проведена аналогия между ПЭМС и тамбовскими электронными состояниями [26], а также выполнены эксперименты по возбуждению ПЭМС. Практический интерес к ПЭМС связан с возможностью использования таких состояний и структур, в которых они реализуются, для создания резонансных оптических фильтров [27], поляритонных лазеров [28] и устройств оптической логики [29]. На сегодняшний день выполнено большое количество теоретических и экспериментальных исследований свойств ПЭМС на границах плазмоподобной среды (ПС) и фотонного кристалла (ФК) [27, 30, 32–37], а также на границе раздела сред двух ФК [30–32, 38].

ПЭМС на границе искусственной ПС и ФК в терагерцевой области частот были впервые экспериментально исследованы в работе [34]. Влияние постоянного магнитного поля на свойства ПЭМС на границе ПС и диэлектрического ФК теоретически изучено в [36]. Свойства ПЭМС на границе магнитного и диэлектрического ФК, а также в структуре ПС–феррит–диэлектрический ФК в постоянном магнитном поле были детально проанализированы в [37, 38]. Дисперсионные свойства ПЭМС в структуре, состоящей из конечного числа периодически чередующихся графеновых и диэлектрических слоев, были исследованы в [39]. Было установлено, в частности, что эти свойства существенным образом зависят от толщин крайних диэлектрических слоев, ограничивающих исследованную структуру.

В недавней работе [40] теоретически исследованы дисперсионные характеристики электромагнитных волн ТМ- и ТЕ-типов, локализованных вблизи графена, внедренного в диэлектрический ФК. Показана возможность существования этих волн в одном и том же частотном диапазоне, в отличие от случая, когда графен находится в однородном диэлектрическом окружении (например, в вакууме [23]). Установлено, что начиная с ИК-области спектра, где мнимая часть результирующей проводимости графена становится отрицательной, в первой запрещенной зоне ФК появляется локализованная ТЕ-мода, несмотря на несимметричное диэлектрическое окружение графена. Проведен сравнительный анализ глубин локализации электромагнитного поля ТМ- и ТЕ-мод вблизи графена в сантиметровом, терагерцевом и ИК-диапазонах, а также изучено возбуждение соответствующих мод внешней электромагнит-

ной волной в конечной структуре ФК–графен–ФК.

В отличие от [40], в настоящей работе теоретически исследованы спектральные свойства ПЭМС на графене, находящемся в антиферромагнитном ФК во внешнем постоянном магнитном поле. Основное внимание уделено анализу магнитополевых зависимостей спектра пропускания конечной структуры антиферромагнитный ФК–ДЭГ–антиферромагнитный ФК, качественно различающихся для ДЭГ с линейным и квадратичным законами дисперсии. Нами показано, в частности, что поведение зависимостей положений пиков коэффициента пропускания, соответствующих возбуждению ПЭМС, в запрещенной зоне ФК от концентрации носителей заряда в ДЭГ качественно близко к поведению соответствующих зависимостей для энергии Ферми. Принципиально новым, на наш взгляд, результатом настоящей работы является указание на то, что свойства ПЭМС в антиферромагнитных ФК, а также эффекты резонансного возбуждения этих состояний внешней электромагнитной волной могут эффективно управляться внешним постоянным магнитным полем. Например, нами показано, что исследуя магнитополовую зависимость спектра пропускания антиферромагнитного ФК с внедренным в него ДЭГ, можно определить тип закона дисперсии носителей заряда в ДЭГ — линейный (для графена) или квадратичный (например, для тонкой графитовой пленки, металла или полупроводника).

Для возбуждения ПЭМС на графене необходимо, чтобы частоты соответствующих колебаний не были намного меньше, чем импульсная частота  $\nu$  релаксации электронов, которая вследствие влияния подложки является довольно большой величиной (например, для обычного, «неподвешенного» графена  $\nu \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$  [41, 42]). Этому условию удовлетворяют терагерцевые и более высокие частоты. Поэтому наиболее подходящим материалом для формирования магнитного ФК являются антиферромагнетики, резонансные частоты в которых могут лежать в области субмиллиметрового диапазона электромагнитного спектра [43]. Мы рассматриваем случай низких температур — значительно ниже точки Нееля  $T_N$ . Необходимые численные расчеты выполнены на примере антиферромагнитного дифторида железа  $\text{FeF}_2$  с  $T_N \approx 78 \text{ К}$  [44] при гелиевых температурах.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Систему координат выберем так, чтобы ось  $y$  была направлена вдоль нормали к слоям антиферро-

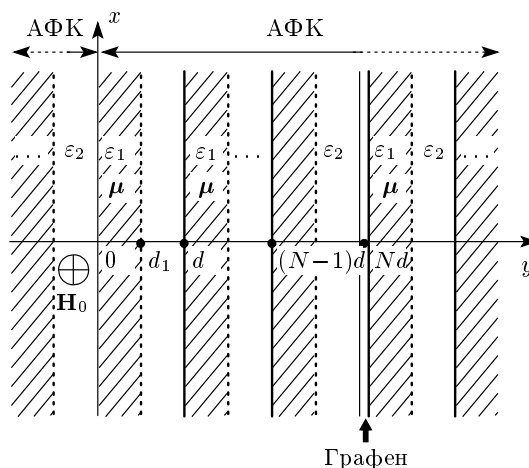


Рис. 1. Геометрия задачи (АФК — антиферромагнитный фотонный кристалл)

магнитного ФК, а внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  было направлено вдоль оси  $z$  (рис. 1). Элементарная ячейка антиферромагнитного ФК состоит из антиферромагнетика и немагнитного диэлектрика с толщинами слоев соответственно  $d_1$  и  $d_2$ . Период структуры антиферромагнитного ФК равен  $d = d_1 + d_2$ . Графен расположим в плоскости  $y = Nd$ , т. е. на границе между  $(N - 1)$ -й и  $N$ -й ячейками антиферромагнитного ФК. На рис. 1 для большей наглядности графен схематически показан в виде слоя конечной ширины. Антиферромагнетик является непроводящим и описывается диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  и тензором магнитной проницаемости  $\mu$ . Немагнитный диэлектрик описывается диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$ . Легкая ось антиферромагнетика параллельна оси  $z$ , т. е. вектору  $\mathbf{H}_0$ . Рассмотрим геометрию Фойгта, когда электромагнитная волна распространяется в плоскости  $xy$  перпендикулярно легкой оси антиферромагнетика и, соответственно, направлению постоянного магнитного поля. Выберем ТЕ-поляризованную волну с компонентами полей  $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$  и  $\mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)$ . Будем полагать, что величина постоянного магнитного поля меньше некоторого критического значения  $H_{sf}$ , при котором в антиферромагнетике происходит спин-флоп-переход [45]. Также будем пренебрегать диссипативными потерями в слоях антиферромагнитного ФК.

Уравнения Максвелла для полей в области антиферромагнетика записываются следующим образом:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\varepsilon_1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

где векторы  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{H}$  связаны друг с другом соответствующим материальным уравнением. Задав поля электромагнитных волн в виде

$$\mathbf{E}_\ell = \mathbf{E}_{0\ell} \exp[i(k_x x + k_{\ell y} y - \omega t)], \quad \ell = 1, 2, \quad (3)$$

это материальное уравнение можно записать в виде  $B_j = \mu_{jk} H_k$ , где тензор  $\boldsymbol{\mu}$  определяется следующим выражением [44, 45]:

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\mu = 1 + \frac{\omega_m \omega_a}{\omega_1^2 - \omega_+^2} + \frac{\omega_m \omega_a}{\omega_1^2 - \omega_-^2}, \quad (5)$$

$$\mu_a = \frac{\omega_m \omega_a}{\omega_1^2 - \omega_+^2} - \frac{\omega_m \omega_a}{\omega_1^2 - \omega_-^2}, \quad (6)$$

где  $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$ ,  $\omega_a = \gamma H_a$ ,  $\omega_\pm = \omega \pm \gamma H_0$ ,

$$\omega_1 = \gamma \sqrt{H_a(2H_{ex} + H_a)}, \quad (7)$$

$\gamma$  — гиромангнитное отношение,  $M_0$  — подрешеточная намагниченность,  $H_a$  и  $H_{ex}$  — эффективные поля анизотропии и обмена. Заметим, что критическое поле  $H_{sf}$ , при котором в антиферромагнетике происходит спин-флоп-переход, определяется выражением

$$H_{sf} = \sqrt{2H_a H_{ex}}. \quad (8)$$

Из уравнений Максвелла (1) и (2) получаем следующие выражения для компоненты  $E_z$  электрического и компонент  $H_x$  и  $H_y$  магнитного полей:

$$E_z = A_1 \exp(ik_{1y} y) + A_2 \exp(-ik_{1y} y), \quad (9)$$

$$H_x = \frac{c}{\omega} [a_1 A_1 \exp(ik_{1y} y) - a_2 A_2 \exp(-ik_{1y} y)], \quad (10)$$

$$H_y = -\frac{c}{\omega} [b_1 A_1 \exp(ik_{1y} y) - b_2 A_2 \exp(-ik_{1y} y)], \quad (11)$$

где

$$a_1 = \frac{\mu k_{1y} + i\mu_a k_x}{\mu^2 - \mu_a^2}, \quad a_2 = \frac{\mu k_{1y} - i\mu_a k_x}{\mu^2 - \mu_a^2}, \quad (12)$$

$$b_1 = \frac{\mu k_x - i\mu_a k_{1y}}{\mu^2 - \mu_a^2}, \quad b_2 = -\frac{\mu k_x + i\mu_a k_{1y}}{\mu^2 - \mu_a^2}, \quad (13)$$

$$k_{1y} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_{eff} - k_x^2}, \quad \mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu}. \quad (14)$$

В выражениях (9)–(11) и последующих выражениях для полей будем опускать множитель  $\exp[i(k_x x - \omega t)]$ .

В области немагнитного диэлектрика ( $\mu_2 = 1$ ) уравнения Максвелла описываются формулами (1), (2), в которых вектор  $\mathbf{B}$  заменяется на вектор  $\mathbf{H}$ , диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_1$  заменяется на  $\varepsilon_2$ , а выражения для полей имеют вид

$$E_z = C_1 \exp(ik_{2y} y) + C_2 \exp(-ik_{2y} y), \quad (15)$$

$$H_x = \frac{ck_{2y}}{\omega} [C_1 \exp(ik_{2y} y) - C_2 \exp(-ik_{2y} y)], \quad (16)$$

$$H_y = -\frac{ck_x}{\omega} [C_1 \exp(ik_{2y} y) + C_2 \exp(-ik_{2y} y)], \quad (17)$$

$$k_{2y} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_x^2}. \quad (18)$$

Используя подход, развитый в работе [46] для описания таммовских связанных состояний на поверхности кристалла, представим поля в области  $y > Nd$  в виде суперпозиции падающей и отраженной волн:

$$E_{\Sigma,z}^{(R)}(y) = A_{in} E_{z,in}^{(R)}(y) \exp[-ik(y - Nd)] + A_r E_{z,r}^{(R)}(y) \exp[ik(y - Nd)], \quad (19)$$

$$H_{\Sigma,x}^{(R)}(y) = A_{in} H_{x,in}^{(R)}(y) \exp[-ik(y - Nd)] + A_r H_{x,r}^{(R)}(y) \exp[ik(y - Nd)], \quad (20)$$

где  $k$  — блоховское волновое число [47], первые слагаемые в формулах (19), (20) соответствуют полям падающей на границу  $y = Nd$  волны, а вторые слагаемые — полям отраженной от границы  $y = Nd$  волны. Верхний индекс « $R$ » означает, что поля относятся к области справа от плоскости  $y = Nd$  графена. Константа  $A_{in}$  считается заданной, а константа  $A_r$  подлежит определению из граничных условий. Поля прошедшей волны (в области  $y < Nd$  — области с индексом « $L$ ») запишем в виде

$$E_z^{(L)}(y) = A_{tr} E_{z,tr}^{(L)}(y) \exp[-ik(y - Nd)], \quad (21)$$

$$H_x^{(L)}(y) = A_{tr} H_{x,tr}^{(L)}(y) \exp[-ik(y - Nd)], \quad (22)$$

где константа  $A_{tr}$  подлежит определению из граничных условий. Выражения для полей  $E_{z,in}^{(R)}(y)$ ,  $E_{z,r}^{(R)}(y)$ ,  $H_{x,in}^{(R)}(y)$ ,  $H_{x,r}^{(R)}(y)$  и  $E_{z,tr}^{(L)}(y)$ ,  $H_{x,tr}^{(L)}(y)$  приведены в работе [37].

Поля в антиферромагнитном ФК удовлетворяют блововскому соотношению

$$\begin{pmatrix} E_z [(N+1)d] \\ H_x [(N+1)d] \end{pmatrix} = \exp(\pm ikd) \begin{pmatrix} E_z (Nd) \\ H_x (Nd) \end{pmatrix} \quad (23)$$

и условию трансляции [47]

$$\begin{pmatrix} E_z [(N+1)d] \\ H_x [(N+1)d] \end{pmatrix} = \mathbf{M}^{(TE)} \begin{pmatrix} E_z (Nd) \\ H_x (Nd) \end{pmatrix}, \quad (24)$$

где  $\mathbf{M}^{(TE)}$  — матрица распространения ТЕ-волны,  $\cos(kd) = (M_{11}^{(TE)} + M_{22}^{(TE)})/2$  [47]. Положим  $\text{Im } k > 0$ . В этом случае знак «плюс» в показателе экспоненты в выражении (23) будет соответствовать волне, распространяющейся в положительном направлении оси  $y$ , а знак «минус» — волне, распространяющейся в отрицательном направлении оси  $y$ .

Условия (23) и (24) позволяют установить связь между компонентами электрического и магнитного полей на границе  $y = Nd$  в двух эквивалентных видах:

$$E_z(Nd) = \frac{\exp(\pm ikd) - M_{22}^{(TE)}}{M_{21}^{(TE)}} H_x(Nd), \quad (25)$$

$$E_z(Nd) = \frac{M_{12}^{(TE)}}{\exp(\pm ikd) - M_{11}^{(TE)}} H_x(Nd). \quad (26)$$

Из условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах слоев ФК находим следующие выражения для компонент матрицы  $\mathbf{M}^{(TE)}$ :

$$M_{11}^{(TE)} = \left[ \cos(k_{1y}d_1) + \frac{\mu_a k_x}{\mu k_{1y}} \sin(k_{1y}d_1) \right] \cos(k_{2y}d_2) - \frac{(\mu k_{1y})^2 + (\mu_a k_x)^2}{\mu k_{1y} k_{2y} (\mu^2 - \mu_a^2)} \sin(k_{1y}d_1) \sin(k_{2y}d_2), \quad (27)$$

$$M_{12}^{(TE)} = \frac{i\omega}{c} \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu k_{1y}} \sin(k_{1y}d_1) \cos(k_{2y}d_2) + \frac{i\omega}{ck_{2y}} \left[ \cos(k_{1y}d_1) - \frac{\mu_a k_x}{\mu k_{1y}} \sin(k_{1y}d_1) \right] \times \sin(k_{2y}d_2), \quad (28)$$

$$M_{21}^{(TE)} = \frac{ick_{2y}}{\omega} \left[ \cos(k_{1y}d_1) + \frac{\mu_a k_x}{\mu k_{1y}} \sin(k_{1y}d_1) \right] \times \sin(k_{2y}d_2) + \frac{ic}{\omega} \frac{(\mu k_{1y})^2 + (\mu_a k_x)^2}{\mu k_{1y} (\mu^2 - \mu_a^2)} \times \sin(k_{1y}d_1) \cos(k_{2y}d_2), \quad (29)$$

$$M_{22}^{(TE)} = -\frac{k_{2y}(\mu^2 - \mu_a^2)}{\mu k_{1y}} \sin(k_{1y}d_1) \sin(k_{2y}d_2) + \left[ \cos(k_{1y}d_1) - \frac{\mu_a k_x}{\mu k_{1y}} \sin(k_{1y}d_1) \right] \cos(k_{2y}d_2). \quad (30)$$

Запишем граничные условия в плоскости графена:

$$E_{\Sigma,z}^{(R)}(Nd) = E_z^{(L)}(Nd), \quad (31)$$

$$H_{\Sigma,x}^{(R)}(Nd) - H_x^{(L)}(Nd) = -\frac{4\pi}{c} \sigma E_z^{(L)}(Nd), \quad (32)$$

где  $\sigma$  — проводимость графена, представляющая собой сумму внутризонной  $\sigma^{intra}$  и межзонной  $\sigma^{inter}$  проводимостей [48]. Для вырожденного электронного газа, когда  $k_B T \ll E_F$  (где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $E_F$  — энергия Ферми), проводимости  $\sigma^{intra}$  и  $\sigma^{inter}$ , согласно [48], определяются следующими выражениями:

$$\sigma^{intra} = \frac{ie^2 E_F}{\pi \hbar^2 (\omega + i\nu)}, \quad (33)$$

$$\sigma^{inter} = \frac{e^2}{4\hbar} [\theta(\hbar\omega - 2E_F) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2E_F)^2}{(\hbar\omega - 2E_F)^2 + (2k_B T)^2}], \quad (34)$$

$$E_F = \hbar\nu\sqrt{\pi n}, \quad (35)$$

где  $\nu = 10^8$  см/с,  $n$  — концентрация носителей заряда в графене,  $\theta(x)$  — функция Хэвисайда [49]. Матрица распространения при переходе через плоскость графена имеет вид

$$\mathbf{M}^{(Gr)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{4\pi\sigma}{c} & 1 \end{pmatrix}. \quad (36)$$

Найдем френелевский коэффициент прохождения волны в область  $y < Nd$ . Обращение в нуль знаменателя этого коэффициента соответствует возбуждению поверхностной электромагнитной волны (при  $k_x \neq 0$ ). Следовательно, приравняв нулю знаменатель френелевского коэффициента прохождения электромагнитной волны, получим дисперсионное уравнение для поверхностных электромагнитных волн. При  $k_x = 0$  это уравнение описывает свойства ПЭМС в рассматриваемой структуре.

Удовлетворив граничным условиям (31), (32), получим следующее выражение для френелевского коэффициента прохождения  $t_F$  поверхностных электромагнитных волн в область  $y < Nd$ :

$$t_F = \frac{\sin(kd)}{\sin(kd) - \frac{2\pi i\sigma}{c} M_{12}^{(TE)}}. \quad (37)$$

Следовательно, дисперсионное уравнение для таких волн имеет вид

$$\sin(kd) = \frac{2\pi i \sigma}{c} M_{12}^{(TE)}. \quad (38)$$

В дальнейшем анализ свойств ПЭМС в присутствии постоянного магнитного поля будем проводить путем численного решения уравнения (38) при  $k_x = 0$ .

Рассмотрим исследуемую структуру с числом элементарных ячеек  $2N$  и расположенным в центре структуры графеном, помещенную в немагнитный диэлектрик с проницаемостью  $\epsilon_d$ . Выражение для энергетического коэффициента прохождения  $D_{2N}$  электромагнитной волны, падающей на такую структуру со стороны положительных значений  $y$ , определяется следующим выражением:

$$D_{2N} = \frac{2}{F_{11} + F_{22} - \frac{ck_{dy}}{\omega} F_{12} - \frac{\omega}{ck_{dy}} F_{21}}, \quad (39)$$

где  $k_{dy} = \sqrt{\epsilon_d \omega^2 / c^2 - k_x^2}$ ,

$$\mathbf{F} = \left( \mathbf{M}^{(TE)} \right)^N \mathbf{M}^{(Gr)} \left( \mathbf{M}^{(TE)} \right)^N. \quad (40)$$

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПЭМС

Выполним численный анализ уравнения (38) при  $k_x = 0, \nu = 0$  и построим зависимости частот ПЭМС от величины внешнего магнитного поля. Введем в рассмотрение безразмерную частоту  $\Omega = \omega / \omega_0$ , где  $\omega_0 \approx 0.995\omega_1$ . Выберем следующие материальные параметры сред, составляющих антиферромагнитный ФК. В качестве антиферромагнитной среды выберем дифторид железа ( $\text{FeF}_2$ ) [44]:  $\epsilon_1 \approx 5.5, \omega_1 \approx 1.6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}, \gamma \approx 3.15 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{кЭ}^{-1}, H_a \approx 200 \text{ кЭ}, H_{ex} \approx 540 \text{ кЭ}, H_{sf} \approx 465 \text{ кЭ}, M_0 \approx 560 \text{ Гс}$ . В качестве немагнитного диэлектрика выберем кварцевое стекло с  $\epsilon_2 \approx 3.8$  [50]. Температуру структуры положим равной  $T = 4.2 \text{ К}$ , что значительно ниже температуры Нееля.

На рис. 2 приведены зависимости  $\Omega(H_0)$  (кривые 1, 2) для  $d_1 = d_2 = 0.45c/\omega_0$  и концентрации электронов в графене  $n = 10^{12} \text{ см}^{-2}$  ( $E_F \approx 1350 \text{ К}$ ). Заштрихованные области на рис. 2 соответствуют разрешенным зонам антиферромагнитного ФК, а светлые области — запрещенным зонам антиферромагнитного ФК. Кривая 1 расположена в первой запрещенной зоне, а кривая 2 — в третьей запрещенной зоне. Кривая 3 соответствует условию  $|\mu_{eff}| \rightarrow \infty$ , а

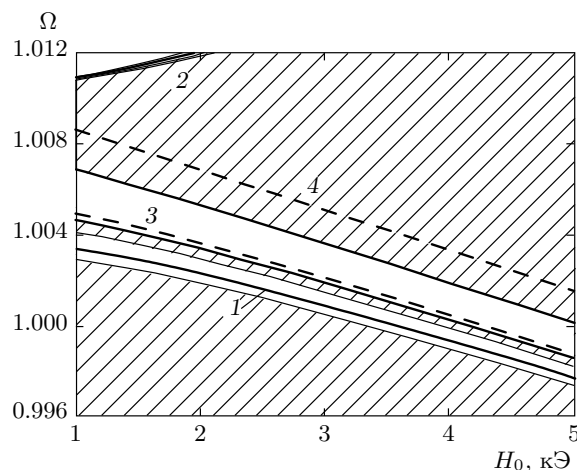


Рис. 2. Зависимость безразмерной частоты ПЭМС от величины постоянного магнитного поля

кривая 4 — условию  $\mu_{eff} = 0$ . В области между кривыми 3 и 4 имеем  $\mu_{eff} < 0, \text{Re}(k_{1y}) = 0$ . Из рис. 2 видно, что с ростом номера запрещенной зоны характер зависимости  $\Omega(H_0)$  качественно меняется. Использование антиферромагнитного ФК в качестве среды, окружающей плоскость графена, позволяет регистрировать возбуждение ПЭМС на фиксированной частоте при нормальном падении на структуру внешней электромагнитной волны путем изменения величины постоянного магнитного поля.

### 4. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЕВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОХОЖДЕНИЯ

Проанализируем зависимости энергетического коэффициента прохождения  $D_{2N}$  от величины внешнего магнитного поля  $H_0$  при  $k_x = 0$  и  $\epsilon_d = 1$  для различных значений концентраций  $n$  носителей заряда в графене.

На рис. 3 приведены зависимости  $D_{2N}(H_0)$  для антиферромагнитного ФК с  $N = 10, d_1 = d_2 = 0.45c/\omega_0, \Omega = 1, \nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$  для различных значений  $n$ . Возбуждению ПЭМС соответствуют пики А и В. Видно, что с ростом концентрации носителей заряда пик ПЭМС смещается в глубь запрещенной зоны, его величина уменьшается, а сам пик становится более размытым. Последнее обстоятельство связано с достаточно большим значением частоты релаксации  $\nu$ . Заметим, что величину концентрации  $n$  можно изменять путем приложения к графену затворного напряжения [5].

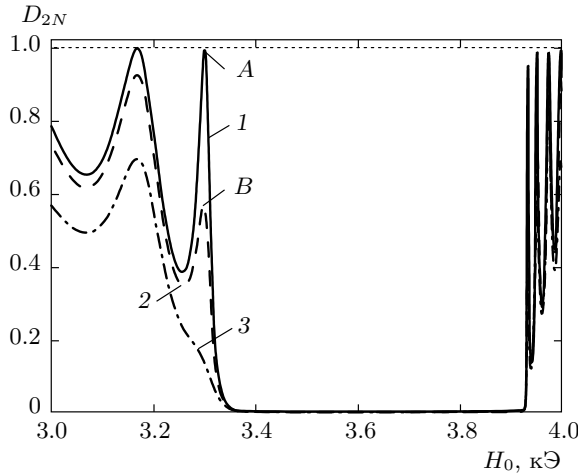


Рис. 3. Зависимость  $D_{2N}(H_0)$  для  $n = 10^9 \text{ см}^{-2}$  (кривая 1),  $10^{11} \text{ см}^{-2}$  (2),  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (3)

Предположим, что в центре исследуемой структуры находится ДЭГ, закон дисперсии носителей заряда в котором может быть как линейным (графен), так и квадратичным (например, полупроводник). В первом случае проводимость проводящего слоя описывается формулами (33), (34), а во втором — формулой Друде для вырожденного электронного газа:

$$\sigma^D = \frac{ie^2 E_F^D}{\pi \hbar^2 (\omega + i\nu)}, \quad E_F^D = \frac{\pi \hbar^2 n}{m}, \quad (41)$$

где  $n$ ,  $m$  и  $E_F^D$  — концентрация, эффективная масса и энергия Ферми электронов в ДЭГ. Для электронного газа с квадратичным законом дисперсии носителей заряда уравнение, описывающее свойства ПЭМС, и выражение для коэффициента прохождения определяются формулами (38) и (39), в которых величину  $\sigma$  надо заменить на  $\sigma^D$ .

Проанализируем зависимость значений постоянного магнитного поля  $H_{peak}$ , соответствующих пикам ПЭМС, от величины концентрации носителей заряда для ДЭГ с линейным и квадратичным законами дисперсии носителей заряда. На рис. 4 приведены зависимости  $H_{peak}(n)$  и зависимости  $E_F(n)$ ,  $E_F^D(n)$  для антиферромагнитного ФК с  $N = 10$ ,  $d_1 = d_2 = 0.45c/\omega_0$ ,  $\Omega = 1$ ,  $\nu/\omega_0 \ll \Omega$  и  $m = 0.013m_0$  (полупроводник InSb,  $m_0$  — масса свободного электрона). На рис. 4 кривая 1 соответствует зависимости  $H_{peak}(n)$  для ДЭГ с линейным законом дисперсии электронов, кривая 2 — зависимости  $H_{peak}(n)$  для ДЭГ с квадратичным законом дисперсии электронов, кривая 3 — зависимости  $E_F(n)$ , а кривая 4 — зависимости  $E_F^D(n)$ . Линия 5 соответствует концентрации электронов в ДЭГ  $n_{tr} \approx 4.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , при кото-

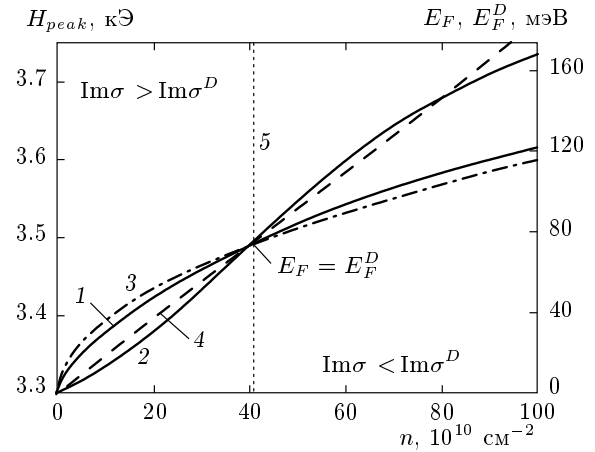


Рис. 4. Зависимости положений пиков, соответствующих возбуждению ПЭМС, и энергии Ферми от  $n$  для ДЭГ с линейным и квадратичным законами дисперсии электронов

рой выполняется равенство  $E_F = E_F^D$ . Из рис. 4 видно, что поведение зависимости  $H_{peak}(n)$  для ДЭГ с линейным законом дисперсии электронов качественно близко к поведению зависимости  $E_F(n) \propto \sqrt{n}$ , а поведение зависимости  $H_{peak}(n)$  для ДЭГ с квадратичным законом дисперсии электронов качественно близко к поведению зависимости  $E_F^D(n) \propto n$ . Это означает, что по поведению зависимости  $H_{peak}(n)$  можно указать качественный характер закона дисперсии электронов в ДЭГ. Заметим, что в области значений  $n < n_{tr}$  выполняется неравенство  $\text{Im } \sigma > \text{Im } \sigma^D$ , а в области значений  $n > n_{tr}$  — неравенство  $\text{Im } \sigma < \text{Im } \sigma^D$ . Заметим также, что для выбранных параметров графена и частоты  $\Omega = 1$  выполняется условие  $\text{Im } \sigma > 0$ . При учете реальных потерь в графене (когда величина отношения  $\nu/\omega_0$  больше или порядка частоты  $\Omega$ ) поведение рассмотренных выше зависимостей качественно сохраняется, но область значений  $n$ , при которых наблюдаются пики ПЭМС, ограничена интервалом  $10^9 \text{ см}^{-2} \leq n < 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

На рис. 5 приведены распределения квадратов модулей комплексных амплитуд электрического и магнитного полей ПЭМС, а также распределение энергетического коэффициента прохождения вдоль исследуемой структуры с графеном при  $k_x = 0$ ,  $N = 10$ ,  $d_1 = d_2 = 0.45c/\omega_0$ ,  $\Omega = 1$ ,  $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $n = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\epsilon_d = 1$ . Волна падает на структуру со стороны ячейки с номером 20, а графен находится в плоскости  $y = 10d$ . Из рис. 5 видно, что огибающие величин  $|E_z|^2$  и  $|H_x|^2$  (кривая 1 на рис. 5б) начинают убывать в глубь структуры сразу с 20-й ячейки, а не растут по мере приближения к плос-

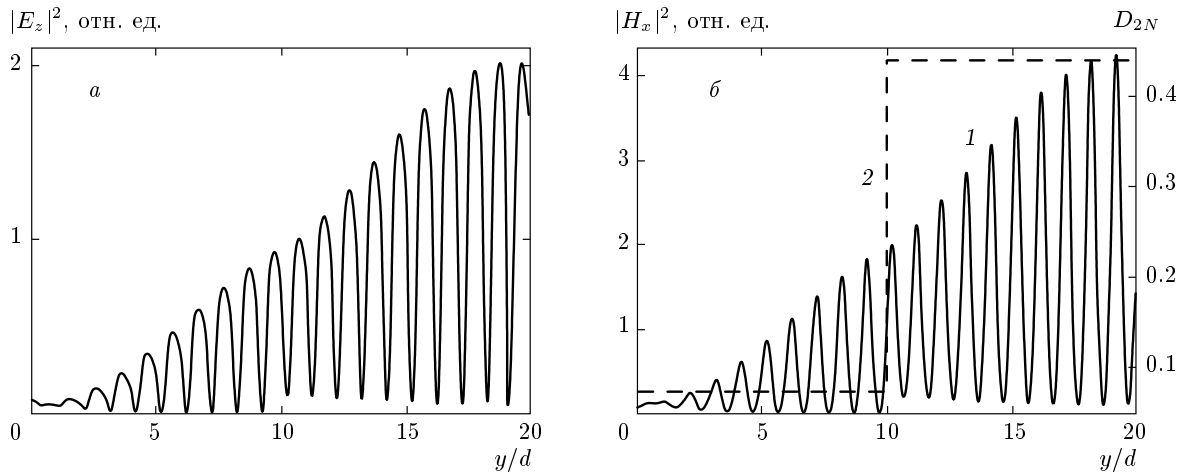


Рис. 5. Распределения  $|E_z(y)|^2$  (а) и  $|H_x(y)|^2$  (б, кривая 1),  $D_{2N}$  (б, кривая 2) вдоль структуры при  $N = 10$

кости графена, как это имеет место для распределения полей ПЭМС в окрестности границы раздела сред ПС–ФК (или двух различных ФК) (см., например, [30, 32]). Это обстоятельство связано с большим значением частоты  $\nu$ . Следствием больших диссипативных потерь электромагнитного поля в плоскости графена является примерно шестикратное скачкообразное уменьшение величины  $D_{2N}$  (кривая 2 на рис. 5б) при  $y = 10d$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически исследован спектр ПЭМС в терагерцевом частотном диапазоне вблизи графена, помещенного в антиферромагнитный ФК в присутствии постоянного магнитного поля. Получены соотношение, связывающее частоты ПЭМС с параметрами графена и антиферромагнитного ФК, и выражение для коэффициента прохождения электромагнитной волны через исследуемую структуру с конечным числом элементарных ячеек. Выполнено сравнение зависимостей положений максимумов коэффициента прохождения от магнитного поля и концентрации носителей заряда в ДЭГ как с линейным, так и с квадратичным законами дисперсии электронов. Установлено, что поведение этих зависимостей качественно согласуется с поведением зависимостей энергий Ферми от концентрации носителей заряда в ДЭГ с соответствующим законом дисперсии электронов. Это означает, что с помощью анализа зависимостей положений коэффициента прохождения от магнитного поля и концентрации

носителей заряда в ДЭГ можно сделать вывод о характере закона дисперсии этих носителей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres et al., *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109 (2009).
2. W. Andreoni, in *Physics and Chemistry of Materials with Low-Dimensional Structures*, ed. by F. Levy and E. Mooser, Springer (2000), Vol. 23, p. 448.
3. R. Saito, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus, *Physical Properties of Carbon Nanotubes*, Imperial College Press, London (1998), p. 259.
4. P. R. Wallace, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 622 (1947).
5. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., *Science* **306**, 666 (2004).
6. J. C. Meyer, A. K. Geim, M. I. Katsnelson et al., *Nature Lett.* **446**, 60 (2007).
7. A. K. Geim and K. S. Novoselov, *Nature Mater.* **6**, 183 (2007).
8. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., *Nature* **438**, 197 (2005).
9. Y. Zhang, Y. W. Tan, H. L. Stormer et al., *Nature* **438**, 201 (2005).
10. M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, *Nature Phys.* **2**, 620 (2006).
11. V. V. Cheianov, V. I. Fal'ko, and B. L. Altshuler, *Science* **315**, 1252 (2007).



12. C. W. J. Beenakker, Rev. Mod. Phys. **80**, 1337 (2008).
13. P. Recher, B. Trauzettel, A. Rycerz et al., Phys. Rev. B **76**, 235404 (2007).
14. S. V. Morozov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 016801 (2006).
15. F. Sols, F. Guinea, and A. H. Castro Neto, Phys. Rev. Lett. **99**, 166803 (2007).
16. V. P. Gusynin, V. A. Miransky, S. G. Sharapov et al., Phys. Rev. B **74**, 195429 (2006).
17. C.-H. Zhang and Y. N. Joglekar, Phys. Rev. B **75**, 245414 (2007).
18. N. M. R. Peres, F. Guinea, and A. H. Castro Neto, Phys. Rev. B **72**, 174406 (2005).
19. F. Rana, IEEE Trans. on Nanotechnol. **7**, 91 (2008).
20. I. V. Iorsh, I. S. Mukhin, I. V. Shadrivov et al., Phys. Rev. B **87**, 075416 (2013).
21. A. S. Mayorov, D. C. Elias, M. Mucha-Kruczynski et al., Science **333**, 860 (2011).
22. A. N. Grigorenko, M. Polini, and K. S. Novoselov, Nature Photonics **6**, 749 (2012).
23. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, Phys. Rev. Lett. **99**, 016803 (2007).
24. А. А. Булгаков, В. Р. Ковтун, Опт. и спектр. **56**, 769 (1984).
25. А. А. Bulgakov and V. R. Kovtun, Sol. St. Comm. **56**, 781 (1985).
26. I. E. Tamm, Phys. Z. der Sowjetun. **1**, 733 (1932).
27. M. E. Sasin, R. P. Seisyan, and M. A. Kaliteevski, Superlattices and Microstructures **47**, 44 (2010).
28. A. Kavokin, I. Shelykh, and G. Malpuech, Appl. Phys. Lett. **87**, 261105 (2005).
29. И. Иорш, П. В. Паничева, В. А. Словинский и др., Письма в ЖТФ **38**, 104 (2012).
30. A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, S. G. Erokhin et al., Phys. Rev. B **74**, 045128 (2006).
31. T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 113902 (2008).
32. А. П. Виноградов, А. В. Дорофеенко, А. М. Мерзликин и др., УФН **180**, 249 (2010).
33. F. G. Bass and A. P. Tetervov, Phys. Rep. **140**, 237 (1986).
34. D. P. Belozorov, M. K. Khodzitsky, and S. I. Tarapov, J. Phys. D **42**, 055003 (2009).
35. Ю. О. Аверков, Н. Н. Белецкий, В. М. Яковенко, Радиофиз. и электрон. (Харьков) **2**(16), 40 (2011).
36. Ю. О. Аверков, Н. Н. Белецкий, С. И. Тарапов и др., Радиофиз. и электрон. (Харьков) **3**(17), 48 (2012).
37. Ю. О. Аверков, С. И. Тарапов, А. А. Харченко и др., ФНТ **40**, 856 (2014).
38. S. I. Tarapov and D. P. Belozorov, ФНТ **38**, 766 (2012).
39. D. Smirnova, P. Buslaev, I. Iorsh et al., Phys. Rev. B **89**, 245414 (2014).
40. Yu. O. Averkov, V. M. Yakovenko, V. A. Yampol'skii, and Franco Nori, Phys. Rev. B **90**, 045415 (2014).
41. Y.-W. Tan, Y. Zhang, K. Bolotin et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 246803 (2007).
42. X. Hong, K. Zou, and J. Zhu, Phys. Rev. B **80**, 241415 (2009).
43. А. С. Боровик-Романов, *Лекции по низкотемпературному магнетизму*, МГУ, Москва (2010), с. 48.
44. F. Lima, T. Dumelow, E. L. Albuquerque et al., J. Opt. Soc. Amer. B **28**, 306 (2011).
45. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001), с. 131.
46. И. М. Лифшиц, С. И. Пекар, УФН **56**, 531 (1955).
47. Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов, *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками*, Наука, Москва (1989), с. 23.
48. Л. А. Фальковский, ЖЭТФ **133**, 663 (2008).
49. М. Абрамовиц, И. Стиган, *Справочник по специальным функциям*, Наука, Москва (1979), с. 807.
50. А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др., *Физические величины: Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1991), с. 549.