

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 538.61

ДИСПЕРСИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ДИЭЛЕКТРИКА
И МЕЛКОСЛОИСТОЙ СРЕДЫ “ФЕРРИТ–ГРАФЕН”© 2019 г. Д. А. Евсеев¹, Д. И. Семенцов¹, *¹Ульяновский государственный университет,
Российская Федерация, 432017 Ульяновск, ул. Л. Толстого, 42

*E-mail: sementsovdi@mail.ru

Поступила в редакцию 23.10.2017 г.

После доработки 23.10.2017 г.

Принята к публикации 12.12.2017 г.

Исследованы режимы распространения направленных волн TM - и TE -поляризации вдоль границы раздела диэлектрика и мелкослоистой среды “феррит–графен” плазмон-поляритонного типа. На основе длинноволнового приближения получены выражения для эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей слоистой среды, с учетом которых найдены дисперсионные соотношения для указанных типов волн и построены частотные зависимости действительной и мнимой части константы распространения. Определены частотные области, в которых волны являются либо поверхностными, либо излучательными.

DOI: 10.1134/S0033849419050036

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно исследуются особенности взаимодействия слоев графена и слоистых структур на его основе с электромагнитными полями. Высокие подвижность носителей заряда и проводимость при практическом отсутствии поглощения в широкой частотной области делают графен одним из наиболее перспективных материалов фотоники и оптоэлектроники [1–5]. Ввиду особенностей дисперсии проводимости графена физические свойства периодических структур на его основе могут существенно отличаться от свойств периодических структур на основе других материалов [6–10].

Для практических применений важную роль играют направляющие свойства структур, выполненных на основе графеновых слоев. В работе [11] была показана возможность распространения локализованных на монослое графена волн, дисперсия которых лежит в терагерцовой частотной области. Активно исследуется способность слоистых структур на основе двух и более слоев графена, разделенных слоями диэлектрика, удерживать распространяющиеся волны границами раздела сред; разрабатывается возможность создания устройств волноводного типа [12–19]. Для управления поверхностными волнами в такой структуре существенной является возможность воздействия внешними полями (в частности, магнитным полем) на материальные параметры сред, составляющих структуру [20, 21].

В связи с этим в данной работе исследуются особенности распространения волн TM - и TE -поляризации вдоль плоской границы раздела изотропного диэлектрика и слоистой среды “магнетик–графен” при наличии внешнего магнитного поля, которое будем считать поперечным по отношению к направлению распространения. Диэлектрическая и магнитная проницаемости такой слоистой среды получены в длинноволновом приближении (приближении мелкослоистой среды) в работах [22, 23].

1. МАТЕРИАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Рассмотрим волноведущую структуру, у которой областью $z > 0$ является немагнитный диэлектрик, а областью $z < 0$ — слоистая среда, состоящая из чередующихся слоев феррита — железо-иттриевого граната (ЖИГ) и графена с толщинами d_f и d_g . Будем считать, что длина распространяющихся в структуре волн существенно больше периода слоистой среды, поэтому для описания ее оптических свойств может быть использовано приближение эффективной среды. В исследуемом диапазоне частот диэлектрик и феррит считаются непоглощающими и их диэлектрические проницаемости (ДП) ϵ_d и ϵ_f не обладают частотной зависимостью.

Для слоев графена ДП связана с его поверхностной проводимостью соотношением

$$\varepsilon_g = 4\pi i \sigma_g / \omega d_g,$$

где $\sigma_g = \sigma'_g + i\sigma''_g$. Частотная зависимость проводимости определяется выражением [1–6]

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_g}{\sigma_0} = & \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{\hbar\omega - 2\mu}{2k_B T} \right) + \\ & + \frac{i}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{(\hbar\omega + 2\mu)^2}{(\hbar\omega - 2\mu)^2 + (2k_B T)^2} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{16k_B T}{\hbar\omega} \ln \left(2 \operatorname{ch} \left(\frac{\mu}{2k_B T} \right) \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\sigma_0 = e^2/4\hbar$, e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, ω – частота распространяющейся волны, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, химический потенциал $\mu = \hbar v_F \sqrt{\pi n_0}$ (n_0 и v_F – концентрация носителей заряда и скорость Ферми).

Как показывает анализ выражения (1), при понижении температуры от комнатной до экстремально низкой характер проводимости графена в широкой области частот изменяется незначительно. При температурах $T \approx 10$ К и ниже действительная часть проводимости σ' при $\omega \approx \omega_\mu = 2\mu/\hbar$ испытывает быстрый рост (практически – скачок) от нулевого значения до величины σ_0 . При более высоких температурах с ростом частоты скачок величины σ' сменяется достаточно плавной асимптотической зависимостью с $\sigma' \rightarrow \sigma_0$. Мнимая часть проводимости σ'' в широкой частотной области принимает отрицательные значения и в области скачка величины σ' достигает минимума, который также с ростом температуры сглаживается. Для иллюстрации сказанного на рис. 1 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей проводимости графена при температурах $T = 10, 300$ К. При численном анализе использованы следующие значения параметров графена: $\sigma_0 = 5.5 \times 10^7$ см/с, $v_F = 10^8$ см/с, $\mu = 0.6$ эВ, $d_g \approx 0.335$ нм [5–7].

Мелкослоистая среда обладает выделенным направлением, которым является ось периодичности Oz . Управление волновым процессом в структуре осуществляется постоянным магнитным полем, лежащим в плоскости границы раздела слоистой среды и диэлектрика (вдоль оси Oy). При направлении распространения вдоль оси Ox собственными являются волны TM - и TE -поляризации, причем только TE -волна является магнитоуправляемой. Компоненты диагонального тензора эффективной ДП слоистой среды $\bar{\varepsilon}_{xx} = \bar{\varepsilon}_{yy} = \bar{\varepsilon}$,

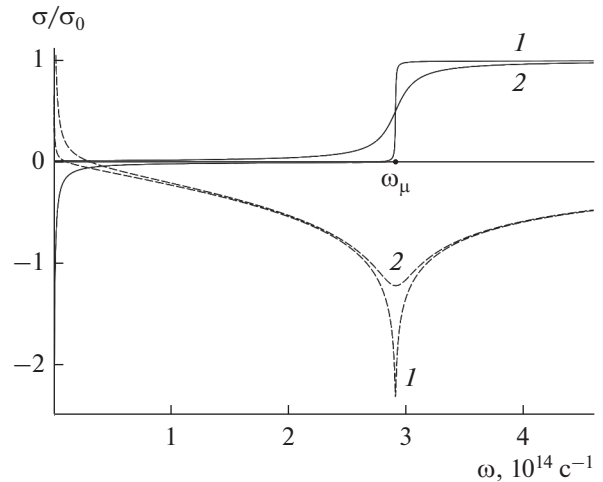


Рис. 1. Частотная зависимость действительной (сплошные кривые) и мнимой (штриховые кривые) частей проводимости графена, кривые 1, 2 соответствуют температурам $T = 10, 300$ К.

$\bar{\varepsilon}_{zz} = \bar{\varepsilon}_0$, полученные в работах [7, 15–18], отвечают используемому приближению мелкослоистости и имеют вид

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_f + 4\pi i \sigma_g / \omega d_f}{1 + \theta}, \quad \bar{\varepsilon}_0 = \frac{\varepsilon_f}{1 + \theta}, \quad (2)$$

где $\theta = d_g/d_f$.

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей компонент $\bar{\varepsilon}$ тензора эффективной ДП слоистой среды с ДП ферритовых слоев $\varepsilon_f = 5.5$ и параметром $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$, полученные при $T = (10, 300)$ К. Видно, что в области скачка величины σ'_g (при $\omega \approx \omega_\mu$) величина $\operatorname{Re} \bar{\varepsilon}$ достигает максимального значения. С увеличением вклада графена (т.е. с уменьшением периода $d = d_g + d_f$) растут максимальные значения как реальной, так и мнимой части эффективной ДП. Далее будем рассматривать только область $\omega < \omega_\mu$, а точнее, область вблизи плазменного резонанса структуры, где в мелкослоистой среде поглощение либо практически отсутствует (при $T = 10$ К), либо достаточно мало (при $T = 300$ К). Наличие такой области существенно отличает рассматриваемую проводящую структуру на основе графена от структуры металл–диэлектрик. В области малых частот ($\omega \ll \omega_\mu$) реальная часть ДП становится отрицательной, что позволяет реализовать в структуре поверхностную волну. На частотах $\omega > \omega_\mu$ поглощение в структуре существенно возрастает даже при достаточно низких температурах.

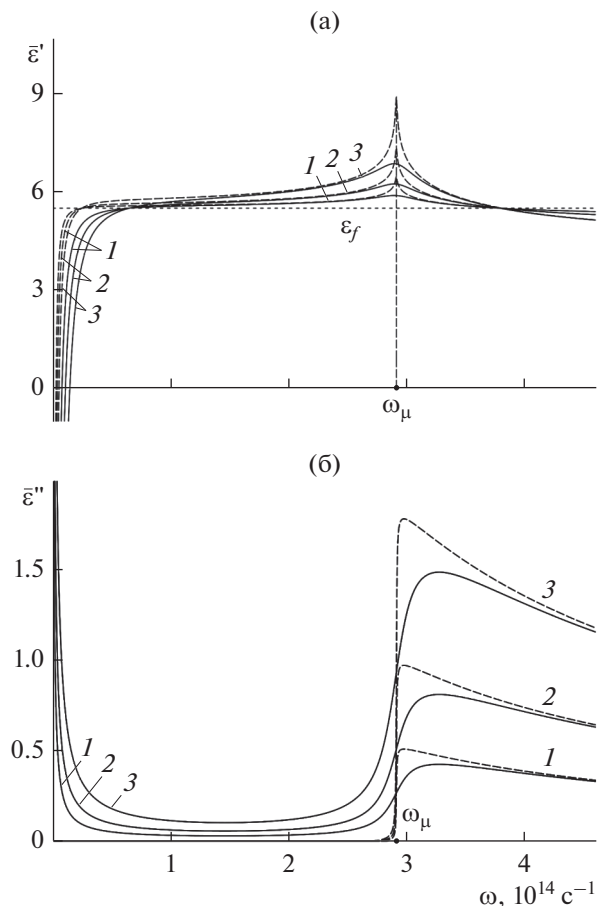


Рис. 2. Частотная зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей ДП слоистой структуры при $T = 10$ К (штриховые кривые) и $T = 300$ К (сплошные). Кривые 1–3 соответствуют $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$.

Магнитные проницаемости (МП) диэлектрика и графена приняты равными единице ($\mu_d = 1, \mu_g = 1$). Тензор МП изотропного феррита при направлении внешнего поля вдоль оси Oy имеет следующие отличные от нуля компоненты: $\mu_{xx} = \mu_{zz} = \mu_f$, $\mu_{yy} = \mu_0$, $\mu_{xz} = -\mu_{zx} = i\mu_a$. Их частотная зависимость может быть представлена следующим образом [24]:

$$\begin{aligned} \mu_f &= 1 + \frac{\omega_M(\omega_H + i\xi\omega)}{\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega}, \\ \mu_a &= \frac{\omega_M\omega}{\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega}, \quad \mu_0 \approx 1, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega_r = \xi\omega_H$, $\gamma = 1.76 \times 10^7$ (Эс) $^{-1}$ и характерные значения материальных параметров: $4\pi M_0 = 1787$ Гс, $\xi = 0.02$ [25]. Отличные от нуля компоненты тензора эф-

фективной МП мелкослоистой среды $\hat{\mu}_{эф}$ определяются выражениями [23]

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{xx} &= \bar{\mu}_{zz} = \bar{\mu} = \frac{\mu_f + \mu_g\theta}{1 + \theta}, \\ \bar{\mu}_{yy} &= \bar{\mu}_0 = \frac{\mu_0 + \mu_g\theta}{1 + \theta}, \\ \bar{\mu}_{xz} &= -\bar{\mu}_{zx} = i\bar{\mu}_a = \frac{i\mu_a}{1 + \theta}. \end{aligned} \quad (4)$$

2. ДИСПЕРСИЯ ТМ-ВОЛН

Рассмотрим сначала особенности распространения поверхностной волны ТМ-поляризации с компонентами волнового поля (E_x, H_y, E_z), которая не управляется внешним магнитным полем. Зависимость от времени и продольной координаты указанных компонент будем считать пропорциональной фактору $\exp[i(\omega t - \beta x)]$, где β – константа распространения. Их зависимость от поперечной координаты в слоистой среде определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_y}{dz^2} - q_s^2 H_y &= 0, \quad E_x = \frac{i}{k_0 \bar{\epsilon}} \frac{dH_y}{dz}, \\ E_z &= -\frac{\beta}{k_0 \bar{\epsilon}_0} H_y, \end{aligned} \quad (5)$$

где $k_0 = \omega/c$, c – скорость света в вакууме. Соответствующие уравнения для компонент волны в диэлектрике имеют аналогичный вид при замене $q_s \rightarrow q_d$ и $\bar{\epsilon}, \bar{\epsilon}_0 \rightarrow \epsilon_d$. Здесь q_s и q_d – поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред. Решение этих уравнений приводит к следующей зависимости магнитного поля поверхностной волны (ПВ) от времени и координат:

$$\begin{aligned} H_y(t, x, z) &= \\ &= H_0 \exp[i(\omega t - \beta x)] \begin{cases} \exp(q_s z), & z < 0, \\ \exp(-q_d z), & z > 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

где H_0 – амплитуда магнитного поля при $z = 0$, а

$$q_d = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d}, \quad q_s = \sqrt{(\bar{\epsilon}/\bar{\epsilon}_0)\beta^2 - k_0^2 \bar{\epsilon}}. \quad (7)$$

Компоненты электрического поля E_x и E_z находятся с помощью подстановки соотношений (6) в уравнения (5).

В общем случае константа распространения является комплексной величиной (т.е. $\beta = \beta' + i\beta''$), поэтому комплексными являются и поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред. Необходимым условием существования поверхностной (т.е. локализованной на границе раздела сред) волны является выполнение в каждой из сред неравенств $\text{Re}(q_{d,s}^2) > 0$ и $q_{d,s}' > 0$, которые обеспечивают экспоненциальный спад амплиту-

ды волнового поля при удалении от границы раздела. Также требуется выполнение неравенств $\beta' > 0$ и $\beta'' > 0$, первое из которых указывает на положительность фазовой скорости волны, второе — на отсутствие ее усиления. Согласно (6) плоскость постоянной амплитуды $\beta''x \pm q'_{s,d}z = \text{const}$ волнового поля пересекает границу раздела сред под углами $\mp \arctg(\beta''/q'_{s,d})$ в каждой из сред. Плоскость постоянной фазы $\beta'x \mp q''_{s,d}z = \text{const}$ пересекает границу раздела под углами $\pm \arctg(\beta'/q''_{s,d})$.

Учет непрерывности компоненты электрического поля E_x приводит к дисперсионным соотношениям для поверхностной TM -волны в рассматриваемой структуре:

$$\frac{q_s}{\bar{\epsilon}(\omega)} + \frac{q_d}{\epsilon_d} = 0, \quad \beta = k_0 \sqrt{\bar{\epsilon}_0 \epsilon_d \frac{\epsilon_d - \bar{\epsilon}(\omega)}{\epsilon_d^2 - \bar{\epsilon}_0 \bar{\epsilon}(\omega)}}. \quad (8)$$

Особенности дисперсии ПВ данного типа во многом определяются особенностями компоненты $\bar{\epsilon}(\omega)$ эффективной ДП мелкослоистой среды. При действительных значениях входящих в (8) величин существование ПВ в структуре возможно лишь в области отрицательности диэлектрической функции $\bar{\epsilon}(\omega)$. Для комплексных величин область существования поверхностной волны определяется областью отрицательности функции $\bar{\epsilon}'(\omega)$. Частота, на которой $\bar{\epsilon}'(\omega) = 0$, может считаться плазменной частотой мелкослоистой проводящей среды. На этой частоте в рассматриваемой структуре имеет место плазменный резонанс.

На рис. 3 приведены частотные зависимости действительной и мнимой части константы распространения (нормированной на величину $k_\mu = \omega_\mu/c = 6.1 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$, $\omega_\mu = 2\mu/\hbar = 1.83 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$), отвечающие значениям параметра $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$ при температурах $T = (10, 300) \text{ К}$. В случае низких температур поглощение в структуре крайне мало по сравнению с комнатной температурой. При наличии потерь в структуре дисперсия поверхностных и объемных (нелокализованных) волн описывается разными частями одной непрерывной кривой, представляемой зависимостью (8). В резонансной области наблюдается наиболее быстрое изменение величины $\beta'(\omega)$, т.е. в этой области максимальны значения модуля величины $d\beta'/d\omega$, что указывает на существенное замедление ПВ. Вблизи резонансной частоты наблюдается также резкое возрастание мнимой части константы распространения ПВ и, следовательно, убывание длины ее пробега.

На рис. 4 приведены частотные зависимости действительной части квадрата поперечной ком-

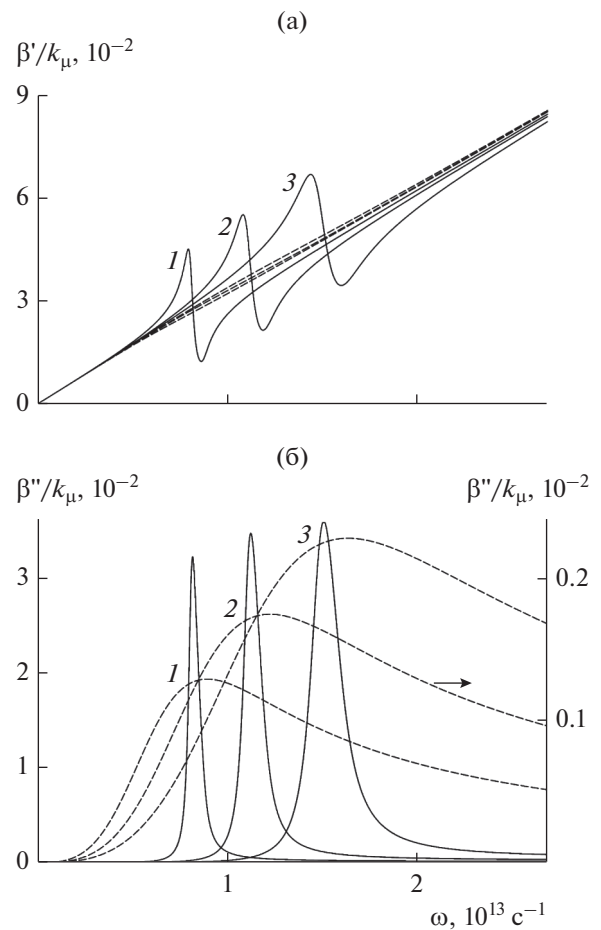


Рис. 3. Частотная зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей константы распространения TM -волны при $T = 10 \text{ К}$ (штриховые кривые) и $T = 300 \text{ К}$ (сплошные), кривые 1–3 соответствуют $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$.

поненты волнового вектора в диэлектрике $\text{Re}(q_d^2)$ и слоистой среде $\text{Re}(q_s^2)$ при температурах $T = (10, 300) \text{ К}$ (штриховая и сплошная линии).

Знак величины $\text{Re}(q_{s,d}^2) = q_{s,d}'^2 - q_{s,d}''^2$ указывает на характер режима распространения волны в структуре, т.е. какой из режимов преобладает — волноводный или излучательный. Если в рассматриваемой области частот $\text{Re}(q_{s,d}^2) > 0$, то распространяющуюся волну можно считать локализованной на границе раздела сред. В противоположном случае волна является нелокализованной, т.е. излучательной.

На рис. 5 приведены частотные зависимости действительных частей поперечной компоненты волнового вектора $q'_{s,d}$ в диэлектрике и слоистой среде при температурах $T = (10, 300) \text{ К}$ (штрихо-

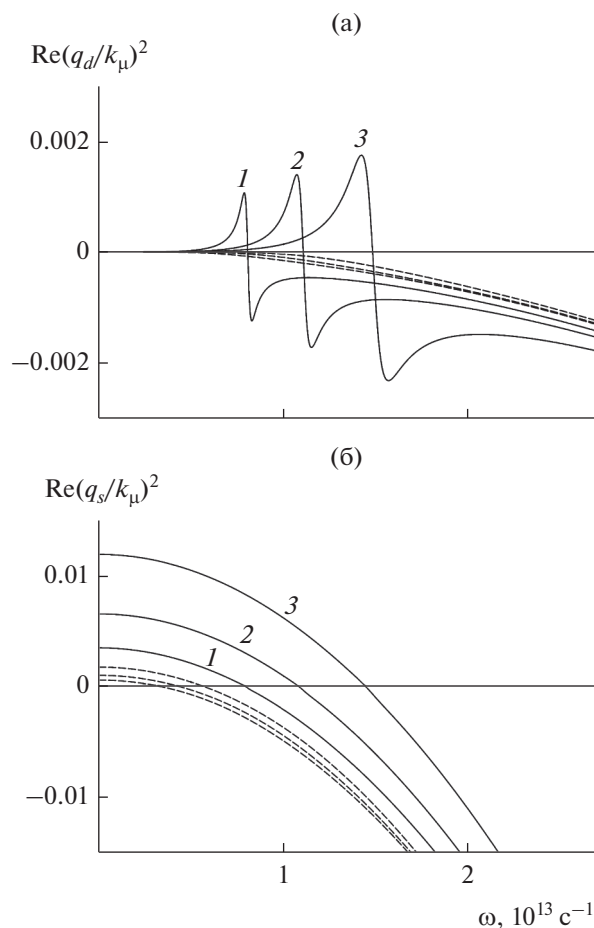


Рис. 4. Частотная зависимость действительной части квадрата поперечной компоненты волнового вектора TM -волны в диэлектрике (а) и слоистой среде (б) при $T = 10$ К (штриховые кривые) и $T = 300$ К (сплошные), кривые 1–3 соответствуют $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$.

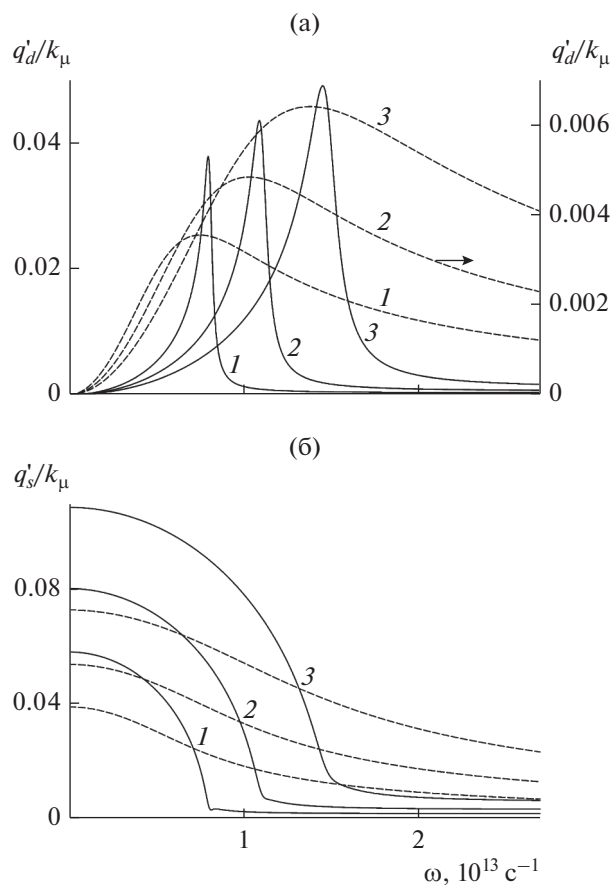


Рис. 5. Частотная зависимость действительной части поперечной компоненты волнового вектора TM -волны в диэлектрике (а) и слоистой среде (б) при $T = 10$ К (штриховые кривые) и $T = 300$ К (сплошные), кривые 1–3 соответствуют $\theta = 0.05, 0.1, 0.2$.

вая и сплошная линии). В обеих средах ПВ является локализованной вблизи границы в резонансной области. Глубина проникновения ПВ в каждую из сред определяется величинами $\delta_d = 1/q'_d$ и $\delta_s = 1/q'_s$. В области отрицательности $\bar{\epsilon}$ с ростом частоты степень локализации поля волны в диэлектрике растет, а в слоистой среде уменьшается. При дальнейшем увеличении частоты ПВ превращается в объемную. Если энергия фотона превышает химический потенциал, то волна из объемной и однородной превращается в затухающую. При температуре $T = 300$ К можно выделить две области частот. В первой $\bar{\epsilon}'$ имеет отрицательное значение, во второй — положительное. В первой области электромагнитная волна ведет себя подобно волне в металле, поле сильнее локализовано в слоистой среде. При температуре $T = 10$ К поле

сильно локализуется в слоистой среде вблизи границы и почти не локализуется в диэлектрике.

3. ДИСПЕРСИЯ TE -ВОЛН

Рассмотрим теперь локализованные на границе раздела сред волны TE -поляризации с компонентами волнового поля (H_x, E_y, H_z). Именно эти волны управляются внешним магнитным полем. В случае ориентации внешнего поля вдоль оси Oy (перпендикулярно направлению распространения волны) уравнения волнового поля в слоистой среде принимают вид

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} - q_s^2 E_y = 0, \quad H_x = -\frac{i}{k_0 \bar{\mu}_\perp} \frac{dE_y}{dz} - \frac{i\beta \bar{\mu}_a}{k_0 \bar{\mu}_\perp \bar{\mu}} E_y, \quad (9)$$

$$H_z = \frac{\bar{\mu}_a}{k_0 \bar{\mu}_\perp \bar{\mu}} \frac{dE_y}{dz} + \frac{\beta}{k_0 \bar{\mu}_\perp} E_y,$$

где $q_s^2 = \beta^2 - k_0^2 \bar{\mu}_\perp \bar{\epsilon}$, а $\bar{\mu}_\perp = \bar{\mu} - \bar{\mu}_a^2 / \bar{\mu}$. В диэлектрике поле определяется уравнениями

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} - q_d^2 E_y = 0, \quad H_x = -\frac{i}{k_0} \frac{dE_y}{dz}, \quad (10)$$

$$H_z = \frac{\beta}{k_0} E_y,$$

где q_d дается выражением (7). Решая граничную задачу, приходим к дисперсионному уравнению для ПВ рассматриваемого типа:

$$\frac{q_s}{\bar{\mu}_\perp} + \frac{q_d}{\mu_d} = -\frac{\beta \bar{\mu}_a}{\bar{\mu}_\perp \bar{\mu}}. \quad (11)$$

На рис. 6 приведены зависимости от частоты действительной и мнимой части проницаемостей $\bar{\mu}$ и $\bar{\mu}_\perp$ мелкослойной среды “графен–магнетик” при значении внешнего поля $H_0 = 1000$ Э. Именно эти величины определяют особенности поведения как поверхностных, так и объемных волн TE -поляризации в рассматриваемой структуре. На оси частот отмечены характерные частоты ω_0 , $\omega_\perp$ и $\omega_{1,2}$, где первые две частоты являются резонансными для величин $\text{Im } \bar{\mu}$ и $\text{Im } \bar{\mu}_\perp$, а две другие отвечают нулям функции $\text{Re } \bar{\mu}_\perp$. В области частот (ω_1, ω_2) величина $\text{Re } \bar{\mu}_\perp$ отрицательна. При уменьшении поля H_0 резонансные кривые смещаются в область более низких частот.

Дисперсионное уравнение (11) можно преобразовать к следующему биквадратному уравнению относительно константы распространения:

$$A\beta^4 - 2Bk_0^2\beta^2 + Ck_0^4 = 0, \quad (12)$$

где введены обозначения

$$A = \left(\frac{\mu_d}{\bar{\mu}} + \frac{\bar{\mu}_\perp}{\mu_d} \right)^2 - 4, \quad B = \bar{\epsilon} \left(\frac{\mu_d^2}{\bar{\mu}} - \bar{\mu}_\perp \right) + \epsilon_d \mu_d \left(\frac{\bar{\mu}_\perp^2}{\mu_d^2} + \frac{\bar{\mu}_a^2}{\bar{\mu}^2} - 1 \right), \quad C = (\bar{\epsilon} \mu_d - \epsilon_d \bar{\mu}_\perp)^2.$$

Решение уравнения (12) дает две пары корней с противоположными знаками. Для константы распространения волн, бегущих вдоль оси Ox , получаем

$$\beta = k_0 \left(\frac{B \pm \sqrt{B^2 - AC}}{A} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

На рис. 7 приведены частотные зависимости действительной и мнимой части константы распространения двух собственных TE -волн, для которых $\beta' > 0$ и $\beta'' > 0$, т.е. бегущих вдоль положительного направления оси Ox и затухающих в этом же направлении. Температура и отношение толщин слоев в мелкослойной структуре выбра-

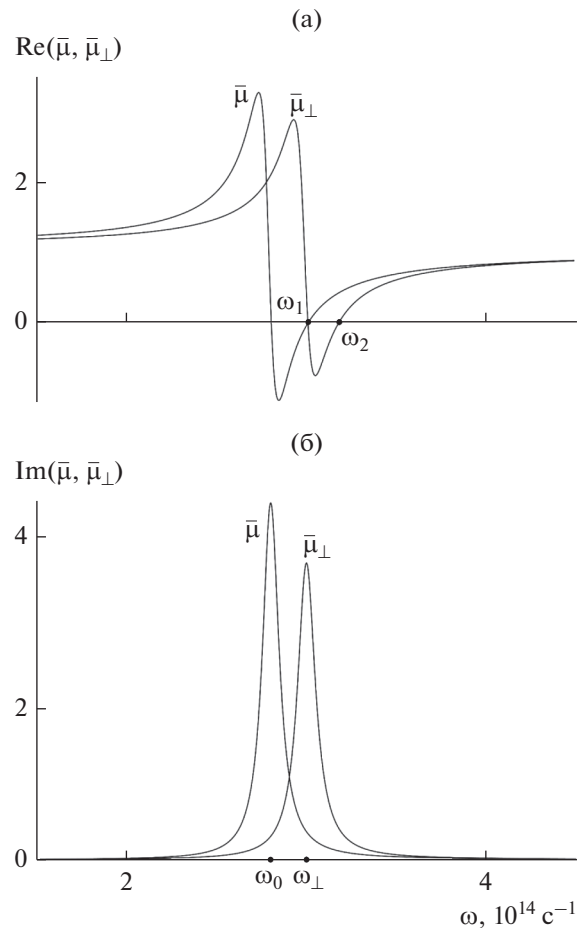


Рис. 6. Частотная зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей эффективных МП $\bar{\mu}$ и $\bar{\mu}_\perp$ слоистой среды при $T = 300$ К и $\theta = 0.1$.

ны равными $T = 300$ К и $\theta = 0.1$. На указанных зависимостях вблизи частот ω_0 и $\omega_\perp$ отмечаются две резонансные области с характерным значительным ростом мнимой части константы распространения. Следовательно, вблизи указанных частот должна убывать длина пробега собственных волн. Вблизи частот, где $(d\beta'/d\omega) \rightarrow 0$, имеет место также существенное замедление распространяющихся волн.

Для выяснения характера распространяющихся волн на рис. 8 приведены частотные зависимости реальной части квадратов поперечных компонент волнового вектора в каждой из граничащих сред. Локализация волны на границе раздела в каждой из сред имеет место в области частот, где $\text{Re}(q_{d,s}^2) > 0$. Так, на частотах $\omega > \omega_2$ волна 1 является локализованной в обеих средах, тогда как волна 2 в диэлектрике является излучательной, а в мелкослойной среде эта волна либо слабо локализована (вблизи частоты ω_2), либо является из-

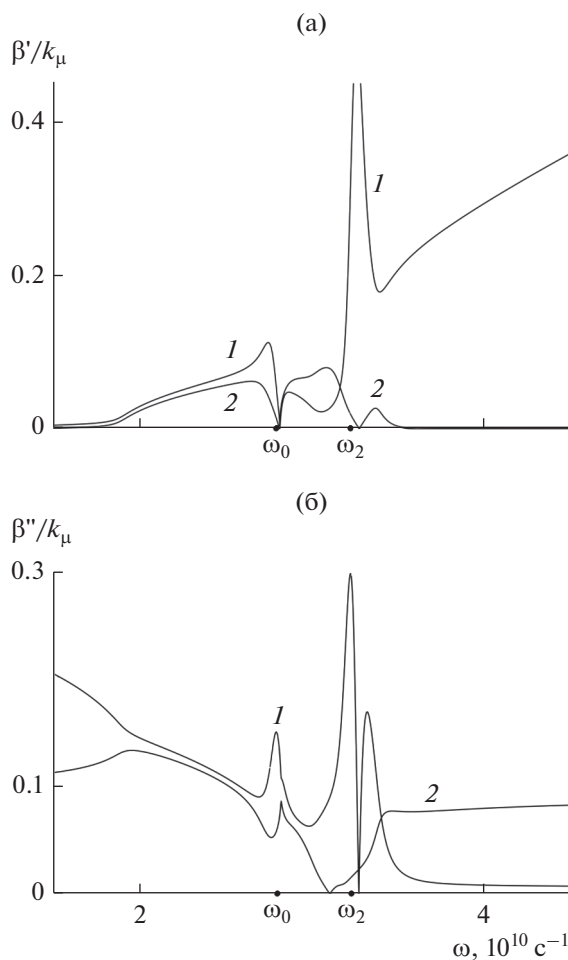


Рис. 7. Частотная зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей константы распространения двух собственных TE -волн (кривые 1, 2) при $T = 300 \text{ K}$ и $\theta = 0.1$.

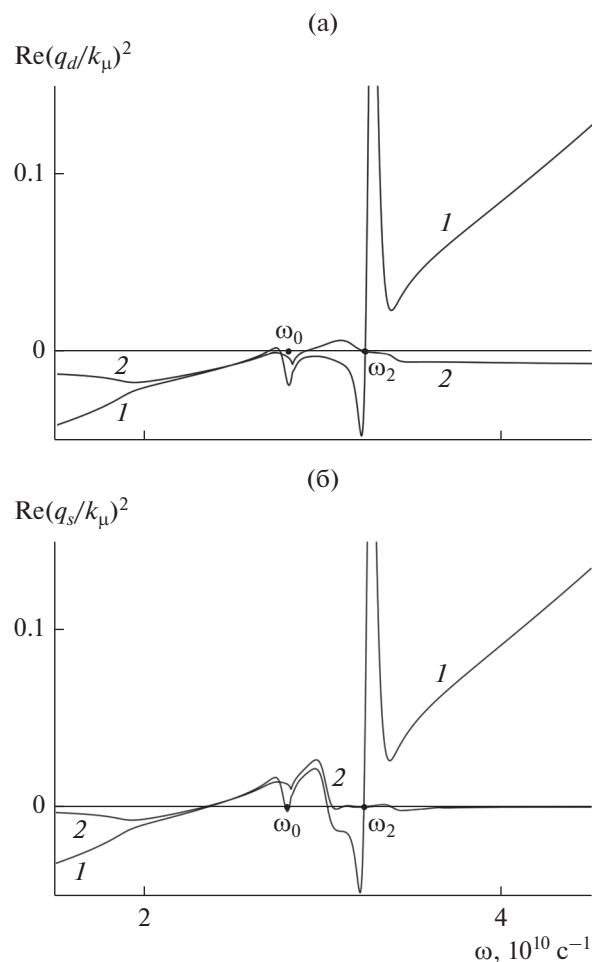


Рис. 8. Частотная зависимость действительной части квадрата поперечной компоненты волнового вектора двух собственных TE -волн (кривые 1, 2) в диэлектрике (а) и слоистой среде (б) при $T = 300 \text{ K}$ и $\theta = 0.1$.

лучательной (вне резонансной области). В области $\omega < \omega_2$ характер каждой волны в обоих средах зависит от близости к резонансной области, положение которой зависит от доли графена в среде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы направляющие свойства и способность локализации TM - и TE -волн плоской границы раздела диэлектрика и мелкослойной среды, состоящей из чередующихся слоев железо-итриевого граната и графена. В приближении “мелкослойности” получены частотные зависимости компонент тензоров эффективной ДП и МП. В результате решения граничной электродинамической задачи получены выражения для волновых полей в структуре и дисперсионные соотношения для TM - и TE -волн. На основе численного анализа дисперсионного соотношения построены частотные зависимости константы

распространения и поперечных компонент волнового вектора. Для TM -поляризации показано наличие двух частотных областей, в одной из которых реализуется режим распространения ПВ, во второй – объемной (излучательный). Для волн TE -типа возможно управление дисперсионными характеристиками внешним магнитным полем. Наличие графена в структуре позволяет реализовать условия существования ПВ при практическом отсутствии поглощения. Изменение доли графена в слоистой подложке позволяет управлять режимами распространения. Для неуправляемой магнитным полем волны TM -поляризации рабочий диапазон частот лежит в области сотен терагерц. Для управляемой полем TE -поляризации рабочий частотный диапазон смещается в область сотен гигагерц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госзадание № 3.6825.2017//БЧ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов С.В., Новоселов К.С., Гейм А.К. // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 7. С. 776.
2. Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R. et al. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. № 1. P. 109.
3. Falkovsky L.A., Pershoguba S.S. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. № 15. P. 153410.
4. Hanson G.W. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. № 6. P. 064302.
5. Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Ryzhii V. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89. № 1–2. С. 70.
6. El-Naggar A.S. // Opt. Quant. Electron. 2015. V. 47. № 7. P. 1627.
7. Katsnelson M.I. // Europhys. Lett. 2008. V. 84. № 3. P. 37001.
8. Berman O.L., Kezerashvili R.Ya. // J. Phys.: Cond. Mat. 2012. V. 24. № 1. P. 015305.
9. Madani A., Entezar S.R. // Physica B. 2013. V. 431. P. 1.
10. Колесников А.А., Лозовик Ю.Е. // Труды МФТИ. 2013. Т. 5. № 1. С. 53.
11. Liang H., Ruan S., Zhang M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. № 9. P. 091602.
12. Gan C.H., Chu H.S., Li E.P. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. № 12. P. 125431.
13. Zhu B., Ren G., Zheng S., Lin Z., Jian S. // Opt. Express. 2013. V. 21. № 14. P. 17089.
14. Svintsov D., Vyurkov V., Ryzhii V., Otsuji T. // arXiv: 1211.3629v2.
15. Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г., Янюшкина Н.Н. // ФТТ. 2012. Т. 54. № 1. С. 162.
16. Буслаев П.И., Иорш И.В., Шадринов И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. № 9–10. С. 619.
17. Федянин Д.Ю., Арсенин А.В., Лейман В.Г., Гладун А.Д. // Квантов. электрон. 2009. Т. 39. № 8. С. 745.
18. Smirnova D., Buslaev P., Iorsh I. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. № 24. P. 245414.
19. Smirnova D.A., Iorsh I.V., Sharidov I.V., Kivshar Y.S. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. № 7–8. С. 527.
20. Беспярых Ю.И., Бугаев А.С., Дикштейн И.Е. // ФТТ. 2009. Т. 43. № 11. С. 2043.
21. Журнов С.В., Санников Д.Г., Семенов Д.И. // ФТТ. 2001. Т. 51. № 9. С. 1824.
22. Agranovich V.M. // Sol. State Comm. 1991. V. 78. № 8. P. 747.
23. Eliseeva S.V., Sannikov D.G., Sementsov D.I. // J. Magn. Magn. Mater. 2010. V. 322. № 23. P. 3807.
24. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М: Физматлит, 1994.
25. Яковлев, Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975.