Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 2, с. 99 – 104 © 2014 г. 25 января

Радиационные плазмон-поляритоны в многослойных структурах с 2D электронным газом

В. А. Волков[1)], *В. Н. Павлов*[+]

Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

[+]*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

Поступила в редакцию 19 декабря 2013 г.

Исследованы 2D-плазмон-поляритоны (ПП) в типичной для эксперимента системе: слой 2D-электронов с конечной подвижностью лежит на диэлектрическом волноводе, роль которого играет подложка, имеющая форму пластины конечной толщины. 2D-плазмоны сильно взаимодействуют с радиационными модами этого диэлектрического волновода. Показано, что в результате конкуренции столкновительных и радиационных процессов образуется семейство из 8 собственных квазистационарных мод, 6 из которых, распадаясь, уносят энергию на бесконечность. Оставшиеся две ПП-моды не имеют радиационного характера. Одна из них, ПП типа ТМ, соответствует в беззапаздывательном пределе обычному продольному 2D-плазмону. Другая мода, ПП типа ТЕ, существует только при конечной толщине подложки. Все они имеют разные законы дисперсии комплексной частоты $\omega(q) = \mathrm{Re}\,\omega + i\,\mathrm{Im}\,\omega$ и отличаются как поляризацией (продольная и поперечная), так и симметрией по отношению к направлению распада (симметричные и асимметричные). Последние медленно распадаются, уходя в вакуум на одну из бесконечностей. Найдены условия, при которых добротность ряда мод ПП сколь угодно велика. В этом случае $\mathrm{Im}\,\omega(q_0) = 0$ и диссипативные потери в газе 2D-электронов скомпенсированы внешними источниками. Это проявляется в занулении коэффициента отражения плоской волны, угол падения которой определяется вектором q_0.

DOI: 10.7868/S0370274X14020076

1. Введение. В настоящей работе рассмотрено влияние электромагнитного запаздывания на свойства плазменных волн в 2D электронной системе в типичной полупроводниковой структуре конечной толщины. Известно, что в пренебрежении запаздыванием 2D-плазмоны обладают бесщелевым законом дисперсии [1, 2]. Экспериментально это было установлено в работах [3, 4] (см. также обзоры [5, 6]). Поэтому они представляют интерес в связи с перспективами освоения субтерагерцового диапазона электромагнитных волн [7–9]. С этой целью в микроволновом диапазоне исследовались 2D-плазмоны разных модификаций, включая самые высокодобротные из них – краевые магнитоплазмоны [10–12].

Обычно 2D-плазмоны, бегущие вдоль плоскости (xy), являются продольными волнами, поля которых изменяются как $\sim\exp(-i\omega t + i\mathbf{qr})$, где ω – комплексная частота, $\mathbf{q} = (q_x,q_y)$ – вещественный 2D волновой вектор плазмона, $\mathrm{Im}\,\omega < 0$. При этом комплексная нормальная компонента волнового вектора $q_z = \sqrt{\omega^2/c^2 - q^2}$ отвечает за локализацию плазмона по оси Oz. Если скорость 2D-плазмонов ω'/q' становится сравнимой со скоростью света c, то необходимо учитывать электромагнитное запаздывание. В этом режиме их часто называют продольными плазмон-поляритонами (моды типа ТМ).

В модели уединенного слоя 2D-электронов, когда волноводные свойства подложки не учитываются, спектр продольных ПП сильно зависит от времени свободного пробега электронов через безразмерный параметр $2\pi\sigma_0/c$, а поперечных ПП (моды ТЕ-типа) фактически не существует [13]. Здесь $\sigma_0 = en_s\mu$ – статическая проводимость, n_s – концентрация, а μ — подвижность 2D-электронов. Введенный в [13, 14] параметр запаздывания $2\pi\sigma_0/c$ можно представить в виде безразмерной подвижности $\tilde{\mu} = \mu/\mu_0$, где $\mu_0 = c/(2\pi n_s e)$. Для типичного значения $n_s = 3\cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ μ_0 дает величину $10^5\,\text{см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$. Электромагнитное запаздывание подавляет затухание ПП, если $\tilde{\mu} > 1$: ПП ТМ-типа становятся высокодобротными на всех частотах [13].

В реальных структурах слой 2D-электронов находится на полупроводниковой подложке $(-d \le z \le 0)$, которая в интересующем нас диапазоне электромаг-

[1)]e-mail: vova@mail.cplire.ru

нитных волн играет роль плоского диэлектрического волновода (рис. 1a). Теперь, кроме колебаний сво-

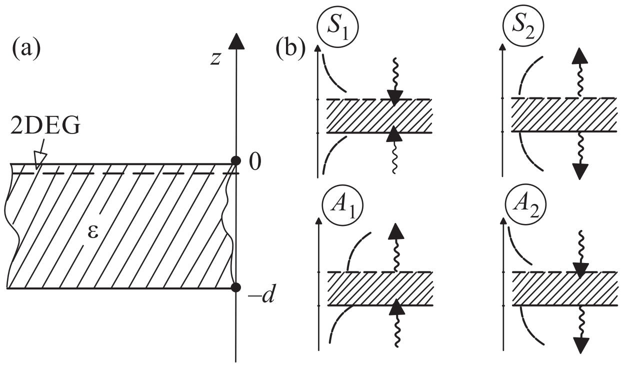

Рис. 1. Геометрия системы. (a) – Слой 2D-электронов на диэлектрической подложке толщиной d. (b) – Направление вертикальной компоненты вектора Пойнтинга (волнистые стрелки) и пространственное поведение амплитуды полей в вакууме (сплошные линии) для симметричных (S_1, S_2) и асимметричных (A_1, A_2) мод ПП

бодных 2D-зарядов, следует самосогласованно учитывать колебания поляризационных зарядов на границах диэлектрик–вакуум. Уже в пустом волноводе ($n_s = 0$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon > 1$) это приводит к появлению радиационных волноводных мод как TM-, так и TE-типа, у которых $\mathrm{Im}\,\omega < 0$ [15]. В координатах ω, q обычные волноводные моды лежат между двумя световыми конусами, $\omega = cq$ и $\omega = cq/\sqrt{\epsilon}$, а радиационные – выше световых конусов ($\omega > cq$). Для структуры с 2D электронным газом конечность толщины подложки приводит к появлению характерной плазменной частоты $\omega_0 = \sqrt{4\pi n_s e^2/(md)}$ [16]. Ниже показано, что взаимодействие колебаний 2D-электронов и радиационных волноводных мод может качественно изменить спектр коллективных возбуждений, приводя к появлению новых радиационных ПП, обладающих необычными свойствами. Эти моды теряют энергию как за счет излучения в окружающую среду, так и за счет диссипативных потерь внутри 2D-слоя (за счет столкновений электронов с дефектами). Тем не менее их добротность может быть бесконечной. Именно таким модам уделено особое внимание. Получаемый результат зависит, в частности, сразу от двух релятивистских параметров: столкновительного ($\tilde{\mu}$) и бесстолкновительного ($\omega_0 d/c$).

2. Классификация 2D-плазмон-поляритонов по направлению потока энергии. Известно, что общее решение уравнений Максвелла в слоистой среде (как в нашем случае) распадается на два независимых решения, TM- и TE-типа [17]. В [13] были исследованы ПП, у которых вертикальные компоненты вектора Пойнтинга $\mathbf{P}$ направлены вдоль внутренней нормали к поверхности системы. Обозначим их через S_1. Для структур с 3D электронной подсистемой (типа металлической пленки на подложке) известны также и другие типы ПП [18]. Их вектор Пойнтинга и амплитуда поля изображены на рис. 1b. У обычных радиационных ПП компонента P_z направлена на бесконечность вдоль внешней нормали. Обозначим моды этого типа через S_2. Также возможно появление новых, асимметричных радиационных мод, у которых P_z направлена из $z = -\infty$ к $z = +\infty$ (моды типа A_1) или из $+\infty$ к $-\infty$ (моды типа A_2). Таким образом, классификация по направлению вектора Пойнтинга предполагает существование 8 типов 2D ПП: $\mathrm{TMS_1}$, $\mathrm{TES_1}$, $\mathrm{TMS_2}$, $\mathrm{TES_2}$, $\mathrm{TMA_1}$, $\mathrm{TEA_1}$, $\mathrm{TMA_2}$, $\mathrm{TEA_2}$. Все моды, кроме S_1, излучают энергию на бесконечность. У мод типа S_1 источник энергии расположен на обеих бесконечностях, у мод A_1 и A_2 – на одной из бесконечностей, у мод S_2 – в 2D-системе.

3. Спектр 2D ПП. Исследуем комплексные законы дисперсии ПП, бегущих вдоль оси Oy, в электронной системе, показанной на рис. 1a. У TE-моды отличны от 0 только 3 компоненты поля с амплитудами E_x, H_y, H_z. Независимой является лишь одна компонента, E_x, которая удовлетворяет уравнению

$$\left[-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \epsilon(z)\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{4\pi i\omega\sigma}{c^2}\delta(z)\right] E_x = 0, \qquad (1)$$

$\sigma(\omega) = (n_s e^2\tau/m)/(1 - i\omega\tau)$ – друдевская проводимость (m и τ – масса и время релаксации 2D-электронов). Граничные условия, помимо непрерывности $E_x(z)$, следуют из интегрирования (1). На бесконечности возможны условия двух типов, симметричные ($p_z = q_z$) и асимметричные ($p_z = -q_z$):

$$E_x \sim \begin{cases} e^{iq_z z}, & z > 0, \\ e^{-ip_z z}, & z < -d. \end{cases} \qquad (2)$$

Имеется по две симметричные и асимметричные моды, различающиеся знаками q_z.

У TM-моды отличны от 0 другие амплитуды полей: H_x, E_y, E_z. Независимой является лишь одна компонента, H_x, которая вне границ раздела удовлетворяет уравнению

$$\left[-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \epsilon(z)\frac{\omega^2}{c^2}\right] H_x = 0. \qquad (3)$$

Граничными условиями являются непрерывность $\frac{1}{\epsilon(z)}\frac{dH_x}{dz}$ на всех границах, непрерывность H_x на нижней границе $z = -d$ и разрыв в H_x на верхней границе:

$$H_x \,|_{z=-0}^{z=+0} = \frac{4\pi i \sigma(\omega)}{\omega} \left(\frac{1}{\epsilon} \frac{dH_x}{dz} \right) |_{z=+0} \,. \tag{4}$$

Как и в случае с TE-модами, имеются симметричные и асимметричные TM-решения в соответствии с условиями на бесконечности вида (2). Решения уравнений (1), (3) с такими условиями в общем случае существуют только при комплексных частотах $\omega(q) = \omega' + i\omega''$. Несложно получить дисперсионные уравнения для мод разного типа:

$$\text{TMA}: \; \omega - \frac{\omega_0^2 \tau}{\omega\tau + i} \frac{q_z q_{1z} d(\epsilon q_z \text{ctg} q_{1z} d + i q_{1z})}{\epsilon^2 {q_z}^2 - {q_{1z}}^2} = 0;$$

$$\text{TEA}: \; (\epsilon - 1)\omega - \frac{\omega_0^2 \tau}{\omega\tau + i}(q_{1z} d \text{ctg} q_{1z} d + i q_z d) = 0;$$

$$\text{TES}: (\epsilon + 1)\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - 2q^2 + i q_z \left[2 q_{1z} \text{ctg} q_{1z} d + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 d \frac{\omega\tau}{\omega\tau + i}\right] - \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 \frac{\omega\tau}{\omega\tau + i} q_{1z} d \text{ctg} q_{1z} d = 0;$$

$$\text{TMS}: \frac{q_{1z}^2 + \epsilon^2 q_z^2 + 2 i \epsilon q_z q_{1z} \text{ctg}\, q_{1z} d}{q_z (q_{1z}^2 + i \epsilon q_z q_{1z} \text{ctg} q_{1z} d)} + \frac{4\pi\sigma_0}{\omega(1 - i\omega\tau)} = 0, \tag{5}$$

где $q_{1z}^2 = \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} - q^2$, причем q_{1z}^2 сводится к q_z^2 при $\epsilon = 1$. Каждое из уравнений (5) соответствует двум подтипам мод. Подтип моды определен знаком q_z согласно условиям на бесконечности (2). Например, в 1-м уравнении системы (5) у TMA$_1$-моды $\text{Im}\, q_z < 0$, а у TMA$_2$-моды $\text{Im}\, q_z > 0$. Ниже проанализированы спектры только тех мод, у которых добротность может быть бесконечной. Рассмотрим моды нулевого порядка в пределе тонкой пластины, $\frac{\omega}{c/\sqrt{\epsilon}} d \ll 1$, когда поле внутри пластины почти постоянно.

3.1. TMA$_1$-мода. Длинноволновая асимптотика спектра TMA$_1$-моды имеет вид ($q \ll \omega_0 / \left(c\epsilon^{1/2}\right)$, $\epsilon \gg 1$, $\omega_0 \tau \gg \epsilon^{1/2}$, $\omega_0 d/c \ll \epsilon^{-1}$)

$$\begin{cases} \omega' = \dfrac{\omega_0}{\sqrt{\epsilon - 1}} \left[1 + \left(\dfrac{cq}{\omega_0} \right)^2 \right], \\ \omega'' = \dfrac{1}{\tau} \left(\dfrac{\tilde{\mu}}{\epsilon - 1} - \dfrac{1}{2} \right) + \dfrac{cd}{4} \left(1 + \tilde{\mu}^{-1}\right) q^2. \end{cases} \tag{6}$$

При умеренно коротких длинах волн асимптотика спектра TMA$_1$-моды имеет вид ($\omega_0 d/(\epsilon c) \ll qd \ll \epsilon^{-1/2}$, $\epsilon \gg 1$, $\epsilon \gg (\omega_0 d/c)^2$, $\tau \gg \omega_0^2 / \left(2\epsilon^2 c^3 q^3\right)$)

$$\begin{cases} \omega' = \sqrt{\left(1 + \dfrac{1}{\epsilon}\right) c^2 q^2 + \left(\dfrac{\omega_0}{\epsilon}\right)^2}, \\ \omega'' = \dfrac{2\pi n_s e^2}{m d \epsilon^2 c^2} \left(-\dfrac{1}{q^2 \tau} + \sqrt{\epsilon} c d \right). \end{cases} \tag{7}$$

Мода TMA$_1$ существует в длинноволновом пределе только при $\tilde{\mu} < (\epsilon - 1)/2$. При этом с увеличением q затухание моды падает и при $q_{01} = \left[\frac{4}{cd\tau(1+\tilde{\mu}^{-1})} \left(\frac{1}{2} - \frac{\tilde{\mu}}{\epsilon - 1} \right) \right]^{1/2}$ обращается в нуль. При $q = q_{01}$ мода TMA$_1$ имеет бесконечно высокую добротность. При дальнейшем увеличении q она становится неустойчивой (ω'' изменяет знак). Результат численного решения дисперсионного уравнения для TMA$_1$-моды изображен на рис. 2.

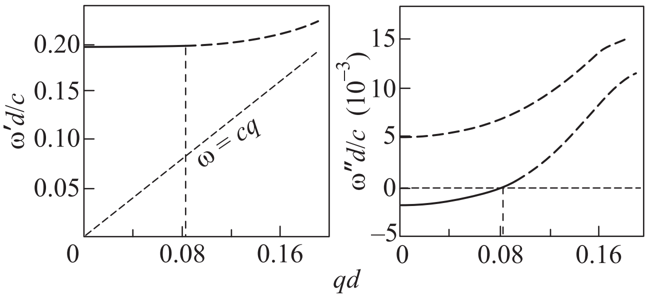

Рис. 2. Дисперсия реальной (ω') и мнимой (ω'') частей частоты для моды TMA$_1$ при $\epsilon = 12$, $\left(\frac{\omega_0}{c} d\right)^2 = 0.5$ и различных подвижностях электронов на графике $\omega''(q)$. Нижняя кривая – $\tilde{\mu} = 5 < \frac{\epsilon - 1}{2}$, верхняя – $\tilde{\mu} = 7.5 > \frac{\epsilon - 1}{2}$. Неустойчивая часть спектра показана штриховой линией. В точке $q_0 = 0.08/d$ мода имеет бесконечную добротность. На графике $\omega'(q)$ кривые при указанных значениях $\tilde{\mu}$ сливаются

3.2. TEA$_1$-мода. Асимптотики спектра TEA$_1$-моды, когда ее частота ω' не слишком близка к световому конусу ($\omega_0 - cq\sqrt{\epsilon - 1} \gg \sqrt{\epsilon - 1}/\tau$), при $\epsilon \gg 1$, $\omega_0 \tau \gg \sqrt{\epsilon}$, $\omega_0 d/c \ll 1$ имеют вид

$$\begin{cases} \omega' = \dfrac{\omega_0}{\sqrt{\epsilon - 1}} \left[1 - \dfrac{1}{6} \dfrac{\epsilon}{\epsilon - 1} (\frac{\omega_0}{c} d)^2 + \dfrac{(qd)^2}{6} \right], \\ \omega'' = \dfrac{\omega_0}{2\sqrt{\epsilon - 1}} \left[\sqrt{\dfrac{\omega_0^2}{(\epsilon - 1)c^2} d^2 - (qd)^2} - \dfrac{\sqrt{\epsilon - 1}}{\omega_0 \tau} \right]. \end{cases} \tag{8}$$

При бесконечном $\tilde{\mu}$ мода TEA$_1$ неустойчива ($\omega'' > 0$) для любого q. Столкновительная релаксация стабилизирует эту моду: часть ее спектра становится устойчивой. При конечном $\tilde{\mu} > (\epsilon - 1)/2$ участок устойчивости отвечает участку волновых векторов $q_{02} < q < q_{\max}$, где $q_{\max} = \omega_0 \left/ \left(c\sqrt{\epsilon - 1}\right)\right.$. При $q = q_{02}$, где ω'' изменяет знак, мода имеет бесконечную добротность. Здесь

$$q_{02} = \sqrt{\frac{1}{\epsilon - 1} \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 - \frac{\epsilon - 1}{(\omega_0 \tau)^2} \frac{1}{d^2}}. \tag{9}$$

При сильном рассеянии, когда $\tilde{\mu} < (\epsilon - 1)/2$, мода TEA_1 устойчива при любом q. Спектр моды TEA_1 численно построен на рис. 3a, b.

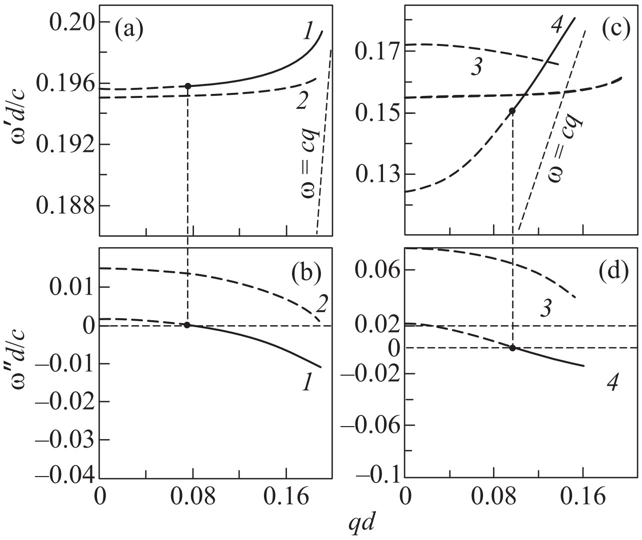

Рис. 3. Дисперсия реальной (ω') и мнимой (ω'') частей частоты для мод TEA_1 (a, b) и TES_1 (c, d) при разных подвижностях 2D-электронов и параметрах $\epsilon = 12$, $\left(\frac{\omega_0}{c}d\right)^2 = 0.5$: *1* – TEA_1 при $\tilde{\mu} = 6$; *2* – TEA_1 при $\tilde{\mu} = 25$; *3* – TES_1 при $\frac{c}{d}\tau = 150$, *4* – TES_1 при $\frac{\epsilon+1}{2} < \frac{c}{d}\tau = 7 < \epsilon + 1$. Штриховыми линиями показаны неустойчивые участки спектра

3.3. TES_1-мода. Длинноволновая асимптотика TES_1-моды при $qd \ll (\omega_0 d/c)^2$, $\epsilon \gg 1$, $\epsilon^{-1} \ll (\omega_0 d/c)^2 \ll 1$, $\omega_0\tau \gg \sqrt{\epsilon}$ имеет вид

$$\begin{cases} \omega' = \dfrac{\omega_0}{\sqrt{\epsilon+1}} \times \\ \times \left\{1 - \dfrac{1}{2}(qd)^2 (\dfrac{\omega_0 d}{c})^{-4} \left[1 - (\epsilon+1)\left(\dfrac{c}{d}\tau\right)^{-1}\right]\right\}, \\ \dfrac{\omega'' d}{c} = \dfrac{1}{\epsilon+1} - \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{c}{d}\tau\right)^{-1} - \dfrac{1}{2}\left(\frac{cq}{\omega_0}\right)^2. \end{cases} \tag{10}$$

Затухание у этой моды исчезает в $q = q_{03}$, $q_{03}^2 = 2(\omega_0/c)^2 \left[(\epsilon+1)^{-1} - (2c\tau/d)^{-1}\right]$, если выполнено условие $(\epsilon+1)/2 < c\tau/d < \epsilon + 1$ (рис. 3d).

Рассмотренные выше спектры TMA_1-, TEA_1- и TES_1-мод получены в чистом пределе $\omega'\tau \gg 1$. Их добротность может обращаться в бесконечность при разных $\tilde{\mu}$, например при $\tilde{\mu} < (\epsilon - 1)/2$ для TMA_1-моды.

Особо отметим моду TMS_1, которая является обычным продольным ПП. Ее добротность обращается в бесконечность лишь при одном значении $\tilde{\mu}$: $\tilde{\mu}^2 = \epsilon / \left[1 + 4(\omega_0 d/c)^{-2}\right]$. Тогда в низкочастотном и длинноволновом пределах ($\omega'\tau \ll 1$; $qd \ll \left[\epsilon\sqrt{(c_0/c)^2 - 1}\right]^{-1}$) она приобретает линейный по q беззатухательный спектр $\omega = c_0 q$, где $c_0{}^2 = c^2 / \left(1 - \tilde{\mu}^{-2}\right)$, если $\epsilon \gg 1$, $\epsilon > 1 + 4(\omega_0 d/c)^{-2}$.

Без учета волноводного характера подложки подобная мода имеет конечное затухание [13].

До сих пор речь шла о модах нулевого порядка, у которых поле внутри подложки не осциллирует. Обратимся теперь к асимметричным модам высоких порядков (порядок моды $j \gg 1$). Спектр таких мод слабо зависит от параметров 2D электронного газа. В сверхсветовой области при $\epsilon \gg 1$, $\omega'\tau \gg 1$ их частоты приближаются к частотам отсечки пустого волновода: $\omega \approx \omega_j = c\pi j / (\sqrt{\epsilon}d)$. Моды с нулевым затуханием соответствуют точкам (ω, q), которые лежат на пересечении прямых $\omega \approx \omega_j$ и $\omega = c_k q$, причем индекс k определяет тип моды. Затухание моды TEA_1 при $j \gg (\omega_0 d/c)^2$ обращается в 0 только при условии $\tilde{\mu} > \epsilon/2$. При этом $(c_1/c)^2 = \left[1 - \epsilon^2/(4\tilde{\mu}^2)\right]^{-1}$. Для мод TMA имеем

$$\left(\frac{c}{c_k}\right)^2 = 1 - \frac{1}{\epsilon^2}\left(s\tilde{\mu} + \sqrt{\tilde{\mu}^2 + \epsilon}\right)^2, \tag{11}$$

где $s = 1$ соответствует моде TMA_1, а $s = -1$ – моде TMA_2. Мода TMA_1 порядка $j \gg (\omega_0 d/c)^2$ имеет бесконечную добротность только при $\tilde{\mu} < \epsilon/2$. При этом $(c_2/c)^2 \approx [1 - (2\tilde{\mu}/\epsilon)]^{-1}$ в пределе $\tilde{\mu} \to \epsilon/2$. Наконец, для TMA_2-моды при $j \gg \epsilon/(\omega_0\tau)^2$, $\tilde{\mu} \gg 1$ имеем $(c_3/c)^2 = 1 + 1/(2\tilde{\mu})^2$.

Для того чтобы прояснить смысл понятия бесконечной добротности, рассмотрим связь задачи о собственных колебаниях с задачей об отражении внешней волны. Обычно запасенная энергия колебаний в замкнутой системе тратится на диссипацию. Поэтому добротность собственных колебаний всегда конечна. В задаче об отражении запасенная энергия бесконечна и поступает из внешнего источника. Найдем условия, при которых обе постановки задачи совпадают. При небольших отклонениях от этих условий получим собственные колебания с конечной, но сколь угодно высокой добротностью. Рассмотрим отражение двух волн с амплитудами I_1 и I_2[19], падающих сверху и снизу на систему (рис. 1a). Поле в вакууме меняется как

$$\exp(-i\omega t + i\mathbf{qr}) \cdot \begin{cases} I_1 e^{iq_z z} + R_1 e^{-iq_z z}, & z > 0, \\ I_2 e^{-iq_z z} + R_2 e^{iq_z z}, & z < -d. \end{cases} \tag{12}$$

Здесь $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ – 2D волновой вектор с действительными компонентами, $q_z = [(\omega/c)^2 - q^2]^{1/2}$. У собственных мод отраженные волны отсутствуют ($R_1 = R_2 = 0$), ω, и q_z комплексны, поле в вакууме затухает по z на конечном расстоянии $(\mathrm{Im}\, q_z)^{-1}$, также конечна и $\propto (\mathrm{Im}\, q_z)^{-1}$ запасенная энергия. В задаче об отражении ω и q_z действительны и в общем случае $R_1 \neq 0$, $R_2 \neq 0$. Задача об отражении переходит в задачу о собственных колебаниях в особом случае, когда $R_1 = 0$, $R_2 = 0$ и добротность бесконечна ($\mathrm{Im}\, \omega = 0$, $(\mathrm{Im}\, q_z)^{-1} = \infty$). Другими словами, собственные колебания с бесконечной добротностью проявляются в обнулении коэффициента отражения, известном как явление Брюстера. Неотражение от границы раздела двух прозрачных сред возможно лишь для волн с продольной поляризацией [17], а в многослойных структурах с поглощением – также и для волн с поперечной поляризацией [20]. В [20] показана связь явления Брюстера с собственными радиационными модами, у которых $\mathrm{Re}\, \omega > cq$. Роль поглощения в явлении бесконечной добротности понятна на примере мод типа S_1: приходящая в систему энергия не может излучаться и вся тратится на диссипацию в электронной подсистеме. У A-мод амплитуды волн, приносящих и уносящих энергию, не равны. Разность между их потоками энергий поглощается в системе.

Покажем на примере TEA_1-моды, как собственная мода с бесконечной добротностью проявляется в неотражении внешней волны, падающей снизу. Поведение поля описывается выражением (12), где $I_1 = 0$, $I_2 = 1$. При $\tilde{\mu} = (\epsilon - 1)/2$ согласно (9) $q_{02} = 0$ и неотражение возникает при нормальном падении. На рис. 4 для случая падения волны снизу построены зависи-

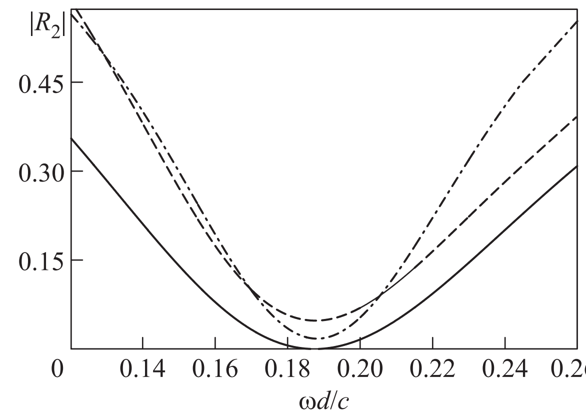

Рис. 4. Коэффициент отражения $|R_2|$ TE-волны, падающей на систему снизу, в зависимости от частоты при $\epsilon = 13$, $(\omega_0 d/c)^2 = 0.5$. Сплошная линия – $\tilde{\mu} = (\epsilon - 1)/2$, нормальное падение. Штриховая линия – $\tilde{\mu} = \infty$, нормальное падение. Штрихпунктирная линия – $\tilde{\mu} = (\epsilon - 1)/2$, угол падения составляет 1 рад

мости коэффициента отражения от частоты волны. Видно, что лишь при нормальном падении коэффициент отражения в минимуме в точности обращается в 0. При наклонном падении отражение в минимуме остается конечным.

4. Заключение. В настоящей работе предсказано появление нового семейства ПП, связанного с взаимодействием 2D-плазмонов и волноводных мод в плоской диэлектрической подложке конечной толщины, на поверхности которой расположен слой 2D-электронов.

При учете конечного времени релаксации электронов появляются значения частот и волновых векторов, отвечающие бесконечной добротности для ряда мод как TE-, так и TM-типа. Так, в низкочастотном пределе $\omega d \ll c/\sqrt{\epsilon}$ спектры мод TMA_1, TEA_1 и TES_1 почти одинаковы ($\omega' \approx \omega_0/\sqrt{\epsilon}$), а их добротность может быть бесконечной. Аналогичная аномалия добротности возникает и в случае высокочастотных ($\omega d \gg c/\sqrt{\epsilon}$) мод TMA_1, TMA_2 и TEA_1. Эффект бесконечной добротности проявляется в полном неотражении внешней электромагнитной волны.

Наконец, подчеркнем, что использование комплексных частот ведет к экспоненциальному нарастанию амплитуды радиационных мод на бесконечности (в вакууме, рис. 1b). Однако это не противоречит физике, если значения ω'' отрицательны и малы по сравнению с ω'. Аналогичное поведение квазистационарных решений уравнения Шредингера было отмечено Гамовым [21] в его знаменитой теории альфа-распада. В электродинамике нарастающие решения появились еще раньше в работе Дж.Дж. Томсона, который решал задачу о колебаниях заряда на металлической сфере [22]. Подобные состояния используются также при описании ионизации атомов под действием мощного лазерного излучения [23]. Отметим, что из-за трудностей с нормируемостью решений теория квазистационарных состояний требует создания специального математического аппарата [24]. Полезное обсуждение возникающих проблем и их физического смысла можно найти в монографии [25] и обзоре [26], посвященном юбилею работы Келдыша.

Работа частично поддержана РФФИ и программами РАН.

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. A. B. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
3. C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
4. S. J. Allen Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
5. T. N. Theis, Surf. Sci. **98**, 515 (1980).
6. D. Heitmann, Surf. Sci. **170**, 332 (1986).

7. M. Dyakonov and M. Shur, IEEE Trans. Electron. Devices **43**, 380 (1996).
8. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **90**, 216 (2009).
9. G. C. Dyer, G. R. Aizin, J. L. Reno, E. A. Shaner, and S. J. Allen, IEEE J. of Sel. Top. in Quant. Electr. **17**, 85 (2011).
10. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
11. I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, K. von Klitzing, I. L. Aleiner, and V. I. Falko, Phys. Rev. Lett. **92**, 236803 (2004).
12. V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, I. V. Kukushkin, J. Smet, W. Dietsche, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **101**, 216801 (2008).
13. В. И. Фалько, Д. Е. Хмельницкий, ЖЭТФ **95**, 1988 (1989).
14. А. О. Говоров, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **95**, 1976 (1989).
15. P. T. Leung, S. Y. Liu, and K. Young, Phys. Rev. A **49**, 3057 (1994).
16. Ю. А. Косевич, Письма в ЖЭТФ **53**, 143 (1991).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М. (2005).
18. J. J. Burke, G. I. Stegeman, and T. Tamir, Phys. Rev. B **33**, 5186 (1986).
19. R. Fuchs, K. L. Kliewer, and W. J. Pardee, Phys. Rev. **150**, 589 (1966).
20. V. Shah and T. Tamir, Opt. Comm. **23**, 113 (1977).
21. G. A. Gamow, Zs. f. Phys. **51**, 204 (1928); **52**, 510 (1928).
22. J. J. Thomson, Proc. Lond. Math. Soc. **15(1)**, 197 (1884).
23. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
24. E. S. C. Ching, P. T. Leung, A. M. van den Brink, W. M. Suen, S. S. Tong, and K. Young, Rev. Mod. Phys. **70**, 1545 (1998).
25. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, 2-е изд., Наука, М. (1971).
26. В. С. Попов, УФН **174**, 921 (2004).