Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 3, с. 163 – 169

Магнитоплазмон-поляритоны в двумерной электронной системе с тыловым затвором

А. А. Заболотных[1], *В. А. Волков*

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

Поступила в редакцию 6 декабря 2021 г.
После переработки 17 декабря 2021 г.
Принята к публикации 17 декабря 2021 г.

Теоретически исследованы магнитоплазмон-поляритонные возбуждения в двумерной (2D) электронной системе с тыловым затвором. Последний представляет собой металлический слой, параллельный слою 2D электронов и отделенный от них диэлектрической подложкой. В отсутствие магнитного поля взаимодействие 2D плазмонов с модами волновода, роль которого играет подложка, ограниченная с одной стороны затвором, приводит к формированию семейства волноводных плазмон-поляритонных мод, две нижние из которых являются TM модами и обладают бесщелевой дисперсией. Постоянное магнитное поле **B**, ортогональное плоскости системы, как известно, гибридизирует разные моды. В работе найдены спектры и магнитодисперсия полученных 2D мод. Разделение всех мод на продольные и поперечные (TM–TE классификация), обычно справедливое лишь в отсутствие **B**, восстанавливается в пределе сильных полей **B**. На результаты существенно влияет магнитополевая зависимость частот отсечки рассматриваемых мод. Даже слабое магнитное поле открывает частотную щель, линейную по величине **B**, в спектре одной из нижних магнитоплазмон-поляритонных мод. С ростом поля величина щели насыщается, а мода становится чисто волноводной.

DOI: 10.31857/S1234567822030053

Введение. Известно, что плазменные колебания или плазмоны в двумерной (2D) электронной системе (ЭС), помещенной в диэлектрическую среду с проницаемостью κ в квазистатическом пределе, т.е. без учета электромагнитного запаздывания, имеют корневой закон дисперсии [1] (здесь и далее используется система единиц СГС)

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{2\pi n e^2 q}{\kappa m}}, \qquad (1)$$

где n – 2D концентрация электронов, e и m – их заряд и эффективная масса, q – модуль волнового вектора плазмона, лежащий в плоскости 2D ЭС.

Если вблизи 2D ЭС, параллельно ей на расстоянии d, расположен металлический электрод (затвор), см. рис. 1, то говорят об экранированной 2D ЭС и, соответственно, экранированных (*gated*) плазмонах. В отсутствие внешнего магнитного поля, в длинноволновом пределе ($qd \ll 1$) и в пренебрежении электромагнитным запаздыванием закон дисперсии экранированных плазмонов имеет линейный вид [2]

$$\omega_g(q) = V_p\, q, \qquad (2)$$

где $V_p = \sqrt{4\pi n e^2 d/(m\kappa_d)}$ – (квазистатическая) скорость экранированных плазмонов, κ_d – диэлектрическая проницаемость подзатворного диэлектрика.

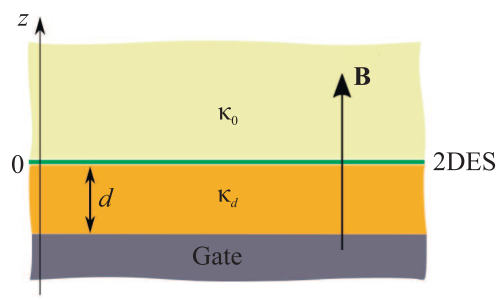

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экранированная 2D электронная система в случае структуры с тыловым расположением затвора (“back-gated” structure). Предполагается $\kappa_d > \kappa_0$, где κ_d – диэлектрическая проницаемость подложки, которая в данном случае является подзатворным диэлектриком, κ_0 относится к внешней среде

Если система помещена во внешнее постоянное магнитное поле **B**, ортогональное плоскости 2D ЭС, то плазменные колебания в этом случае часто называют магнитоплазмонами, а их спектр $\omega^{mp}(q)$ в квазистатическом пределе определяется выражением

$$\omega^{mp}_{p,g}(q) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega^2_{p,g}(q)}, \qquad (3)$$

[1]e-mail: andrey.zabolotnyh@phystech.edu

где $\omega_{p,g}(q)$ – частоты обычного (1) и экранированного (2) плазмонов в отсутствие магнитного поля, $\omega_c = |e|B/(mc)$ – циклотронная частота вращения электронов в магнитном поле $\mathbf{B}$, c – скорость света в вакууме.

Экспериментально плазмоны впервые наблюдались в 2D системе электронов на поверхности жидкого гелия [3], а также в кремниевых инверсионных слоях [4, 5]. В настоящее время плазменные колебания исследуются экспериментально в различных структурах, включая квантовые ямы GaAs/AlGaAs [6, 7], графен [8, 9] и др.

Интерес к плазмонам в 2D ЭС на основе полупроводниковых структур связан с тем, что их частоты соответствуют характерным частотам резонансного отклика системы на электромагнитное излучение, которые, кроме того, лежат в гигагерцовом и терагерцовом диапазонах, интересных с точки зрения приложений [10–21]. Однако отметим, что для определения частот плазменных колебаний в реальных системах необходимо понимать, чем определяется волновой вектор, входящий в формулы (1)–(3). Как правило, волновой вектор определяется характерным размером "неоднородностей": периодом возбуждающей металлической решетки [4], размером металлических затворов при их близком расположении к 2D ЭС [22–24], размером структуры [25], длиной ультразвуковой волны, распространяющейся по системе [26] и т.д.

В последнее время в связи с развитием технологии стало возможным получение высококачественных полупроводниковых 2D ЭС макроскопических размеров, например, 2D дисков на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs диаметром $D \simeq 5$ мм с концентрацией $n \simeq 3 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ [27]. Для плазмонов в таких структурах ($q \approx 2/D = 4\,\text{см}^{-1}$, $\omega_p(2/D) \approx \approx 4.8 \cdot 10^{10}$ рад/с для $\kappa = 12.8$) уже нельзя использовать квазистатический подход и, в частности, формулу (1), так как она справедлива при условии $\omega_p \ll \ll cq/\sqrt{\kappa} \approx 3.4 \cdot 10^{10}$ рад/с, которое перестает выполняться. Поэтому для описания плазмонов и отклика таких систем важен учет электромагнитного запаздывания.

Электромагнитное запаздывание для плазмонов в неэкранированной 2D ЭС без внешнего магнитного поля и при его наличии было теоретически рассмотрено еще в первых работах по этим темам [1, 28]. Позже влияние эффектов запаздывания на плазменные колебания исследовалось довольно детально в работах [29–39]. Отметим, что плазмоны при учете электромагнитного запаздывания называют плазмон-поляритонами.

Однако, к настоящему времени плазмон-поляритоны в экранированных 2D ЭС исследовались относительно мало. Причина, как было отмечено в работе [40], состоит в следующем. Вспомним, что мерой запаздывания для плазмонов в таких системах является безразмерный параметр, равный отношению (квазистатической) скорости плазменных колебаний V_p (2) к скорости света в подзатворном диэлектрике $c/\sqrt{\kappa_d}$. В стандартных экранированных структурах с $d \simeq 100$ нм это отношение мало, и, соответственно, влияние электромагнитного запаздывания на экранированные плазменные колебания пренебрежимо мало. Под стандартными структурами подразумеваются структуры с фронтальным затвором ("gated" structures).

Тем не менее, совсем недавно экранированные плазмоны в режиме существенного запаздывания, когда V_p того же порядка, что и $c/\sqrt{\kappa_d}$, удалось исследовать экспериментально [41]. Для этого использовались структуры с тыловым затвором ("back-gated" structures), рис. 1, в которых величина d, равная толщине подложки, достигала величины 640 мкм. Важно, что при этом был реализован режим сильной экранировки $qd \ll 1$. В работе [41] было показано, что экспериментальные результаты можно описывать с помощью перенормированных плазмонной скорости $V_p/\sqrt{1+A^2}$ [40] и циклотронной частоты $\omega_c/(1+A^2)$ [42], где

$$A = \frac{V_p\sqrt{\kappa_d}}{c} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n d}{mc^2}} \tag{4}$$

уже упоминавшийся выше безразмерный параметр запаздывания для плазмонов в экранированной 2D ЭС. Формула (3) для частоты магнитоплазмон-поляритонов ω_g^{mpp} в бесконечной экранированной 2D ЭС принимает вид

$$\omega_g^{mpp}(q) = \sqrt{\frac{\omega_c^2}{(1+A^2)^2} + \frac{V_p^2 q^2}{1+A^2}}. \tag{5}$$

Ниже показано, что это выражение применимо в длинноволновом пределе $|d\sqrt{q^2 - \omega^2\kappa_d/c^2}| \ll 1$ и малости частоты по сравнению с частотой света во "внешней" части системы: $\omega \ll cq/\sqrt{\kappa_0}$. Отметим, что уравнение, из которого может быть получено выражение (5), рассматривалось в работе [43], но подробно не исследовалось.

Мотивацией для данной работы является упомянутая выше статья [41], в которой уже был развит аналитических подход к описанию магнитоплазмон-поляритонов, но только для режима относительно слабого запаздывания $\omega \ll cq/\sqrt{\kappa_0}$, кроме того, была рассмотрена только нижняя по частоте мода, более высокие ("волноводные") моды не рассматривались. В данной работе детально исследуется вся структура магнитоплазмон-поляритонных мод в бесконечной экранированной 2D ЭС, в том числе и в режиме сильного запаздывания $\omega \lesssim cq/\sqrt{\kappa_0}$.

Также отметим, что в отличие от статьи [43] в данной работе, как и в [41], исследуется 2D ЭС, экранированная лишь одним металлическим затвором, см. рис. 1, что качественно влияет на спектр искомых мод в режиме сильного запаздывания.

Основные уравнения и подход. Рассмотрим 2D ЭС, занимающую плоскость $z = 0$, поверхность идеально проводящего затвора расположена при $z = -d$, диэлектрическая проницаемость среды между 2D ЭС и тыловым затвором $(-d < z < 0)$ равна κ_d, вне системы $(z > 0)$ – κ_0. Далее будем считать, что $\kappa_d > \kappa_0$. Система помещена во внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{B}$, ортогональное плоскости 2D ЭС, см. рис. 1.

Ищем решения в виде волн, распространяющихся вдоль 2D ЭС, $\exp(i\mathbf{qr} - i\omega t)$, где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор в плоскости 2D ЭС, $\mathbf{q}$ – двумерный волновой вектор плазмон-поляритона. Будем интересоваться спектром в длинноволновом пределе $q \ll k_F$, где $\hbar k_F$ – импульс Ферми, так как именно в этом пределе влияние электромагнитного запаздывания наиболее сильное.

Для поиска спектра воспользуемся классическим подходом, основанном на решении уравнений Максвелла для самосогласованных электромагнитных полей плазмон-поляритона, а также локального закона Ома для связи электрического поля $\mathbf{E}$ и тока $\mathbf{j}$ в 2D ЭС $\mathbf{j} = \hat{\sigma}\mathbf{E}$, где $\hat{\sigma}$ – тензор динамической проводимости 2D ЭС в магнитном поле, для которого будем использовать модель Друде. Также, далее будем считать, что волновой вектор плазмон-поляритона направлен вдоль оси x: $\mathbf{q} = (q, 0)$.

Для получения дисперсионного уравнения воспользуемся стандартной процедурой [28, 44, 45]. Решения уравнений Максвелла для компонент электрического поля плазмон-поляритона E_x и E_y в областях $z > 0$ и $0 > z > -d$ имеют вид, соответственно, $E_{x,y}^{(0)} \exp(-\beta_0 z)$ и $E_{x,y}^{(1)} \exp(iq_{zd}z) + E_{x,y}^{(2)} \exp(-iq_{zd}z)$, где $q_{zd} = \sqrt{\omega^2\kappa_d/c^2 - q^2}$, $\beta_0 = \sqrt{q^2 - \omega^2\kappa_0/c^2}$, причем должно выполняться условие $Re\,\beta_0 \geq 0$, так как ищем только спадающие при $z \to +\infty$ решения. Далее используем обычные электродинамические граничные условия для $E_{x,y}(z)$: (i) равенство нулю на поверхности металла $z = -d$; (ii) непрерывность в плоскости 2D ЭС $z = 0$; (iii) разрыв производной по z при $z = 0$, связанный с наличием тока $\mathbf{j}$ в 2D ЭС

$$\frac{\kappa(z)}{q^2 - \omega^2\kappa(z)/c^2}\partial_z E_x(z)|_{z=-0}^{z=+0} = \frac{4\pi}{-i\omega} j_x, \tag{6}$$

$$\partial_z E_y(z)|_{z=-0}^{z=+0} = -\frac{4\pi i\omega}{c^2} j_y. \tag{7}$$

Используя граничные условия, находим дисперсионное уравнение для искомых магнитоплазмон-поляритонных мод

$$\left(\frac{\kappa_0}{\beta_0} - \frac{\kappa_d}{q_{zd}}\cot q_{zd}d - \frac{4\pi\sigma_{xx}}{i\omega}\right) \times \times \left(\beta_0 + q_{zd}\cot q_{zd}d - \frac{4\pi i\omega\sigma_{xx}}{c^2}\right) + \left(\frac{4\pi}{c}\sigma_{xy}\right)^2 = 0, \tag{8}$$

где σ_{xx} и σ_{xy} – продольная и поперечная (холловская) проводимости 2D ЭС.

Отметим, что уравнение (8) получено для 2D ЭС с произвольной проводимостью $\hat{\sigma}$, единственным условием является применимость закона Ома $\mathbf{j}(\mathbf{q}, \omega) = \hat{\sigma}(\mathbf{q}, \omega)\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega)$. Далее для получения явного вида дисперсионных кривых ограничимся простой бездиссипативной изотропной моделью Друде для проводимости. Однако, уравнение (8) при соответствующем выборе тензора проводимости описывает магнитоплазмон-поляритоны в намного более широком классе 2D ЭС, включая 2D ЭС в сильном магнитном поле [28], графен [45, 46] и др.

В рамках модели Друде в "чистом" пределе, когда частоты ω велики по сравнению с обратным временем релаксации электронов в 2D ЭС, компоненты тензора проводимости σ_{xx} и σ_{xy} имеют вид

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 n}{m}\frac{-i\omega}{-\omega^2 + \omega_c^2}, \quad \sigma_{xy} = \frac{e^2 n}{m}\frac{-\omega_c}{-\omega^2 + \omega_c^2}. \tag{9}$$

Подставляя выражения для проводимости (9) в дисперсионное уравнение (8), получаем спектры электромагнитных мод в экранированной 2D ЭС в магнитном поле. Отметим, что в рассматриваемом случае бездиссипативной 2D ЭС, частота этих мод действительная, а следовательно, величина β_0 – действительна и положительна, в то время как значение q_{zd} может быть как действительным, если $cq/\sqrt{\kappa_d} < \omega < cq/\sqrt{\kappa_0}$, так и чисто мнимым, если $\omega < cq/\sqrt{\kappa_d}$.

Спектры и магнитодисперсия экранированных магнитоплазмон-поляритонов. Прежде чем переходить к анализу спектров в магнитном поле, рассмотрим предельные случаи нулевого и сильного магнитных полей. В нулевом магнитном поле $\sigma_{xy} = 0$ и происходит разделение на ТМ и ТЕ моды. Спектр ТМ моды, которая имеет компоненты (E_x, H_y, E_z), определяется нулем первой скобки в уравнении (8), спектр ТЕ моды с компонентами (H_x, E_y, H_z) определяется нулем второй скобки уравнения (8). Важно, что в системе присутствуют две бесщелевых ТМ моды: первая – плазмонная, имеющая при $qd \ll 1$ асимптотику (5) при $\omega_c = 0$ [40], вторая – волноводная, расположенная между световыми конусами $cq/\sqrt{\kappa_d} < \omega < cq/\sqrt{\kappa_0}$ и имеющая асимптотику при $qd \ll 1$

$$\omega = \frac{cq}{\sqrt{\kappa_0}} - \frac{cq}{2\sqrt{\kappa_0}} \cdot \frac{d^2q^2}{(A^2 + \kappa_d/(\kappa_d - \kappa_0))^2}, \qquad (10)$$

где параметр A определяется формулой (4).

Более высокие по частоте ТМ моды, а также все ТЕ моды, являются щелевыми, они имеют частоты и волновые вектора отсечки и начинаются на "внешней" световой ветке (как и, например, электромагнитные моды в диэлектрическом волноводе [47]). ТМ моды существуют при $\omega > \omega_{TM,N}$ и $q > q_{TM,N}$, где

$$\omega_{TM,N} = \frac{\pi N c}{d\sqrt{\kappa_d - \kappa_0}}, \quad q_{TM,N} = \frac{\pi N}{d\sqrt{\kappa_d/\kappa_0 - 1}}, \quad (11)$$

$N = 1, 2, ...$ – номер ТМ моды.

Частоты точек отсечки для ТЕ мод определяются неявным уравнением

$$\frac{\omega_{TE,N}d}{c}\sqrt{\kappa_d - \kappa_0}\cot\left(\frac{\omega_{TE,N}d}{c}\sqrt{\kappa_d - \kappa_0}\right) + A^2 = 0, \qquad (12)$$

$N = 1, 2, ...$

При больших волновых векторах все волноводные моды стремятся к дисперсии света в подложке $\omega = cq/\sqrt{\kappa_d}$. Характерный спектр мод в нулевом магнитном поле приведен на рис. 2a.

Теперь обсудим формальный предельный случай сколь угодно сильного магнитно поля $\omega_c \to \infty$ (предполагая, что формулы Друде (9) еще применимы). В этом случае компоненты проводимости 2D ЭС становятся сколь угодно малыми ($\hat{\sigma} \to 0$), а сама 2D ЭС перестает влиять на моды. Соответственно, в этом пределе опять происходит формальное разделение на ТМ и ТЕ моды, но теперь они все являются модами волноводного типа, их параметры определяются величинами d, κ_d и κ_0. Дисперсионные уравнения ТМ и ТЕ мод определются нулями первой и второй скобок уравнения (8) при нулевых σ_{xx} и σ_{xy}. Характерный вид спектра в сильном магнитном поле приведен на рис. 2b. Важно, что в этом пределе есть только одна бесщелевая мода при малых волновых векторах.

Возникает следующий вопрос. Рассмотрим систему в нулевом магнитном поле. Фиксируем величину волнового вектора так, чтобы ему соответствовали, например, только две нижние по частоте бесщелевые моды, а затем будем увеличивать магнитное поле. Каким образом произойдет переход в режим сильного поля, когда этому же волновому вектору соответствует только одна мода? Для ответа проанализируем спектры в конечных магнитных полях.

Спектр плазмон-поляритонов в конечном магнитном поле представлен на рис. 2c. В этом случае существует только одна бесщелевая мода, имеющая в самом низкочастотном $\omega \ll \omega_c$ и длинноволновом $qd \ll 1$ пределах асимптотику (10) при $A = 0$. Асимптотика (5) описывает эту моду при выполнении условий $q_{zd}d \ll 1$ и $\omega \ll cq/\sqrt{\kappa_0}$. Следующая по частоте мода является щелевой, величина щели ω_0 зависит от ω_c:

$$\omega_0 = \frac{\omega_c}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad \text{при} \quad \frac{\omega_0 d}{c}\sqrt{\kappa_d - \kappa_0} \ll 1. \qquad (13)$$

В отсутствие магнитного поля $\omega_c = 0$, и частота отсечки зануляется, как и должно быть.

Из формулы (13) видно, что действительно, наличие магнитного поля приводит к открытию частотной щели в спектре и, следовательно, изменению числа мод при данном волновом векторе при изменении величины магнитного поля.

На рисунке 3 представлена магнитодисперсия частоты точек отсечки. Частоты отсечки, которые соответствовали волноводным ТМ модам в отсутствие магнитного поля (11), не меняются с магнитным полем, см. рис. 2 точку отсечки с частотой $\omega_{TM,1}$, где $\omega_{TM,1}d\sqrt{\kappa_d}/c = \pi/\sqrt{1 - \kappa_0/\kappa_d} \approx 3.27$. Положение остальных точек изменяется как функция магнитного поля, подчиняясь неявному уравнению

$$\frac{\omega_{\text{cut}}d}{c}\sqrt{\kappa_d - \kappa_0}\cot\left(\frac{\omega_{\text{cut}}d}{c}\sqrt{\kappa_d - \kappa_0}\right) + \frac{A^2\omega_{\text{cut}}^2}{\omega_{\text{cut}}^2 - \omega_c^2} = 0. \qquad (14)$$

Вблизи $\omega \approx \omega_c$ необходимо учитывать конечность времени релаксации, которое не даст обратиться в нуль знаменателям формул Друде (9).

Обсудим кратко магнитодисперсионные зависимости частот рассмотренных мод, которые актуальны для эксперимента [6, 7, 41]. Характерный график магнитодисперсии для длинноволнового предела, $qd \ll 1$, представлен на рис. 4. Для выбранных параметров построения ($A = 1$ и $qd = 0.3$, см. вертикальные пунктиры на рис. 2a, b) в слабых магнитных молях есть две ветки магнитоплазмонных волн. Верхняя по частоте мода сильно прижата к внешнему световому конусу, поэтому ее частота почти не реагирует на изменение магнитного поля, и, как и ожидалось из анализа спектров, данная мода пропадает в достаточно сильных магнитных полях из-за увеличения частоты от-

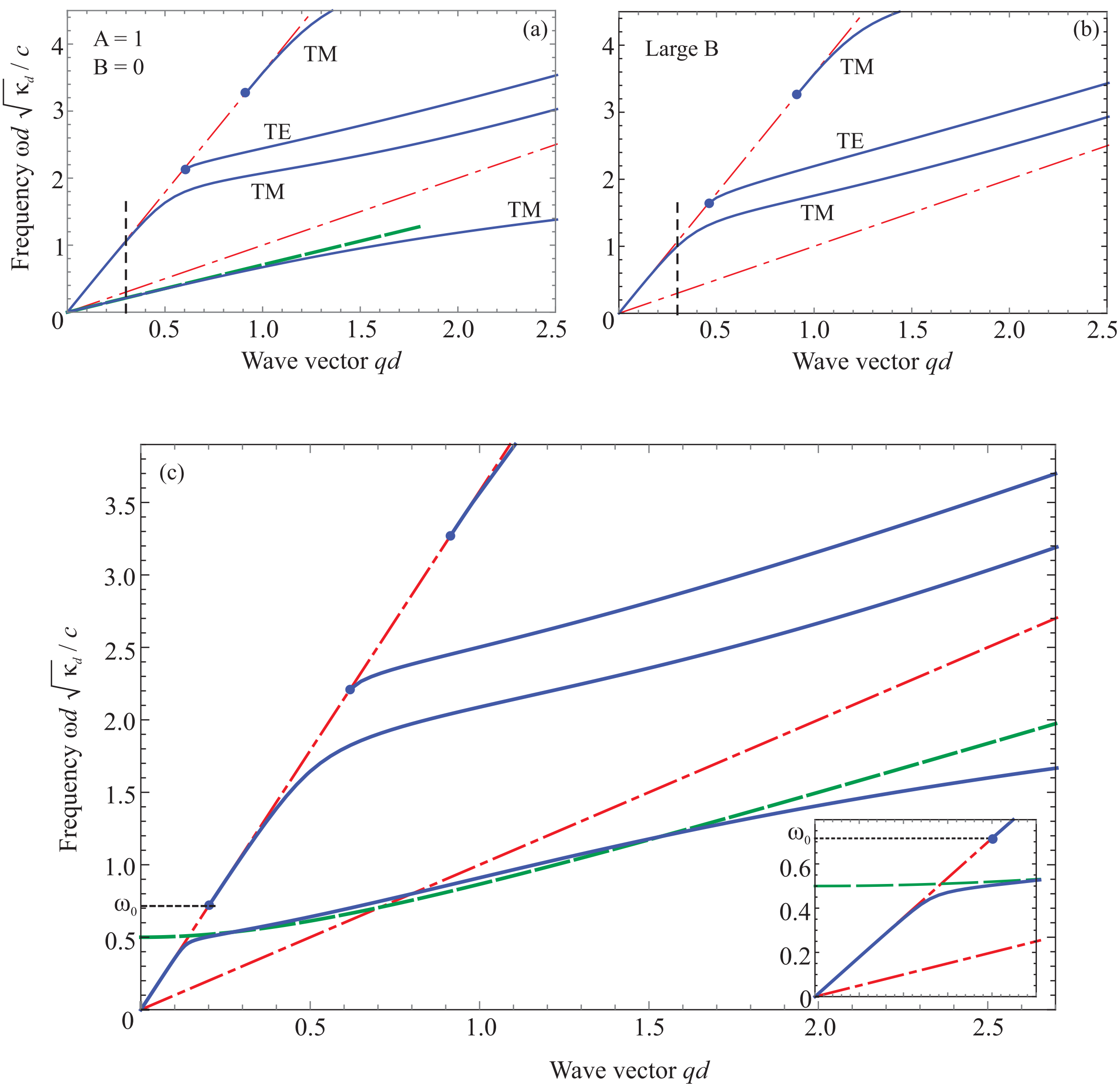

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры электромагнитных мод в экранированной 2D ЭС, помещенной в нулевое $\mathbf{B} = 0$ (a), очень сильное (b) и конечное $\omega_c d\sqrt{\kappa_d}/c = 1$ (c) магнитное поле, обозначены синими (сплошными) линиями. Спектры построены для $A = 1$, $\kappa_d/\kappa_0 = 12.8$. Световые конуса $\omega = cq/\sqrt{\kappa_0}$ и $\omega = cq/\sqrt{\kappa_d}$ обозначены красными (штрихпунктирными) линиями. Зеленый пунктир – асимптотическая формула (5). Частота ω_0 на рис. (c) определяется формулой (13). На вставке – увеличенная часть рис. (c) для $0 \leq qd \leq 0.25$

сечки. Для выбранных параметров мода пропадает в магнитном поле $\omega_c d\sqrt{\kappa_d}/c \approx 1.73$ (при частоте $\omega_{\text{cut}} d\sqrt{\kappa_d}/c \approx 1.07$, см. рис. 3). Нижняя по частоте ("магнитоплазмон-поляритонная") ветка хорошо описывается асимптотикой (5), пока $\omega \ll cq/\sqrt{\kappa_0}$, т.е. в достаточно слабых магнитных полях. В сильных магнитных полях, как уже было отмечено выше, 2D ЭС не играет роли и зависимость от магнитного поля пропадает. Частота в этом пределе определяется частотой волноводной моды, см. рис. 2b.

Обсуждение результатов и заключение. Обсудим случай одинаковых диэлектрических проницаемостей вне системы и между 2D ЭС и затвором $\kappa_0 = \kappa_d = \kappa$. В этом режиме световые конуса, см. рис. 2, сливаются, а все волноводные моды, существовавшие в этой области спектра, превращаются в свет в среде со спектром $\omega = cq/\sqrt{\kappa}$ и, строго говоря, не являются локализованными вблизи 2D ЭС. Нижняя по частоте (соответствовавшая плазмон-поляритону в отсутствие магнитного поля) мода по-прежнему описывается асимптотикой (5) и имеет точку отсечки

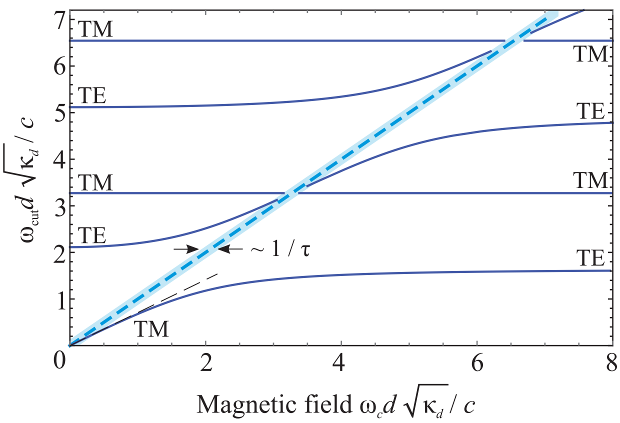

Рис. 3. (Цветной онлайн) Синими линиями обозначены положения точек отсечки $\omega_{\rm cut}$ разных мод в зависимости от величины магнитного поля. Черная (пунктирная) линия соответствует низкочастотной формуле (13). Голубым (коротким пунктиром) обозначена линия $\omega_{\rm cut} = \omega_c$, вблизи которой, в диапазоне порядка $1/\tau$ (здесь τ – время электронной релаксации), вычисления неприменимы, так как использована модель Друде при $\tau \to \infty$ (9). Подписями TM и TE указывается какой по типу моде соответствует частота отсечки в нулевом и сильном магнитном поле. Параметры построения: $A = 1$, $\kappa_d/\kappa_0 = 12.8$

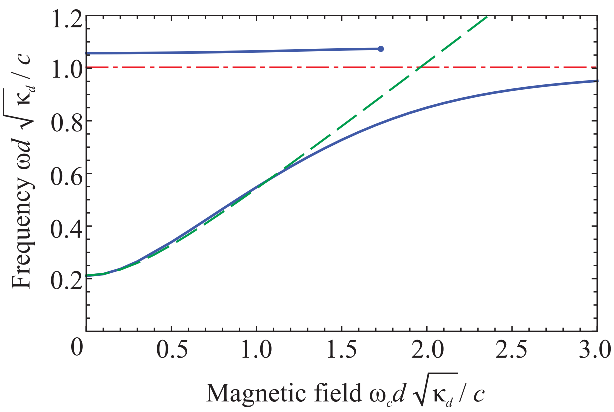

Рис. 4. (Цветной онлайн) Синие (сплошные) линии – магнитодисперсия экранированных плазмон-поляритонов, построенная из дисперсионного уравнения (8) с учетом (9); зеленой (пунктирной) линией обозначена асимптотика (5), красной (штрих-пунктир) – предельное значение частоты в сильном магнитном поле, см. вертикальный пунктир на рис. 2b. Параметры построения: $A = 1$, $\kappa_d/\kappa_0 = 12.8$, $qd = 0.3$

(13) на световой ветке. Таким образом, важно отметить, что случай $\kappa_d > \kappa_0$ намного богаче случая одинаковых диэлектрических проницаемостей, так как в последнем фактически пропадает вся структура волноводных мод и становится невозможным детально проследить взаимодействие основной по частоте (магнитоплазмонной) моды с волноводными модами.

Отметим также, что в поглощении экранированной 2D ЭС в магнитном поле электромагнитной волны, нормально падающей на систему (что формально соответствует $q = 0$ с точки зрения спектров рис. 2) возникает пик на частоте $\omega_c/(1 + A^2)$ [42], отвечающий циклотронному резонансу в экранированной 2D ЭС. Таким образом, можно считать, что формула (5) правильно описывает частоту резонансного отклика системы в области над световым конусом $\omega = cq/\sqrt{\kappa_0}$ при $q = 0$.

Заключение. В работе проанализированы спектры и магнитодисперсия электромагнитных мод, бегущих вдоль 2D ЭС с тыловым затвором, помещенной в перпендикулярное магнитное поле. Важно, что параметр запаздывания (4) в таких структурах не является малым. Особое внимание уделено учету взаимодействия магнитоплазмонов с модами волновода, роль которого играет диэлектрическая подложка, ограниченная с одной стороны затвором. Без магнитного поля в такой системе существует две бесщелевых моды (помимо волноводного семейства щелевых мод TE и TM типа). Включение магнитного поля приводит к открытию частотной щели для одной из мод, причем в слабых магнитных полях и длинноволновом пределе щель линейно растет с магнитным полем (13). С ростом поля величина щели насыщается, и мода становится чисто волноводной. Кроме того, магнитное поле приводит к изменению частот отсечки остальных (более высоких по частоте) мод, рис. 3.

Авторы признательны И. В. Кукушкину и В. М. Муравьеву за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 20-02-00817) и в рамках государственного задания. Работа А. А. Заболотных была поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант # 19-1-4-41-1).

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 726 (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, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, Solid State Commun. **26**, 603 (1978).
6. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, УФН **190**, 1041 (2020).

7. А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **113**, 740 (2021).
8. A. N. Grigorenko, M. Polini, and K. S. Novoselov, Nat. Photonics **6**, 749 (2012).
9. D. N. Basov, M. M. Fogler, and F. J. García de Abajo, Science **354**, 195 (2016).
10. M. Dyakonov and M. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993).
11. W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Łusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. El Fatimy, Y. M. Meziani, and T. Otsuji, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **30**, 1319 (2009).
12. X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein, Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).
13. A. Satou, I. Khmyrova, V. Ryzhii, and M. S. Shur, Semicond. Sci. Technol. **18**, 460 (2003).
14. E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. **87**, 193507 (2005).
15. G. R. Aizin, V. V. Popov, and O. V. Polischuk, Appl. Phys. Lett. **89**, 143512 (2006).
16. V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, et al., Appl. Phys. Lett. **99**, 243504 (2011).
17. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **100**, 082102 (2012).
18. S. Rumyantsev, X. Liu, V. Kachorovskii, and M. Shur, Appl. Phys. Lett. **111**, 121105 (2017).
19. J. Łusakowski, Semicond. Sci. Technol. **32**, 013004 (2017).
20. D. Svintsov, Phys. Rev. Appl. **10**, 024037 (2018).
21. S. Boubanga-Tombet, W. Knap, D. Yadav, A. Satou, D. B. But, V. V. Popov, I. V. Gorbenko, V. Kachorovskii, and T. Otsuji, Phys. Rev. X **10**, 031004 (2020).
22. D. A. Iranzo, S. Nanot, E. J. C. Dias, I. Epstein, C. Peng, D. K. Efetov, M. B. Lundeberg, R. Parret, J. Osmond, J.-Y. Hong, J. Kong, D. R. Englund, N. M. R. Peres, and F. H. L. Koppens, Science **360**, 291 (2018).
23. A. Bylinkin, E. Titova, V. Mikheev, E. Zhukova, S. Zhukov, M. Belyanchikov, M. Kashchenko, A. Miakonkikh, and D. Svintsov, Phys. Rev. Applied **11**, 054017 (2019).
24. V. Kaydashev, B. Khlebtsov, A. Miakonkikh, E. Zhukova, S. Zhukov, D. Mylnikov, I. Domaratskiy, and D. Svintsov, Nanotechnology **32**, 035201 (2020).
25. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
26. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Nature (London) **415**, 409 (2002).
27. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, A. A. Zagitova, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **121**, 176804 (2018).
28. K. W. Chiu and J. J. Quinn, Phys. Rev. B **9**, 4724 (1974).
29. А. О. Говоров, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **95**, 1976 (1989).
30. В. И. Фалько, Д. Е. Хмельницкий, ЖЭТФ **95**, 1988 (1989).
31. В. В. Попов, Т. В. Теперик, Г. М. Цымбалов, Письма в ЖЭТФ **68**, 200 (1998).
32. V. V. Popov, G. M. Tsymbalov, and T. V. Teperik, Nanotechnology **12**, 480 (2001).
33. В. А. Волков, В. Н. Павлов, Письма в ЖЭТФ **99**, 99 (2014).
34. V. A. Volkov and A. A. Zabolotnykh, Phys. Rev. B **94**, 165408 (2016).
35. M. Cheremisin, Solid State Commun. **268**, 7 (2017).
36. Д. А. Родионов, И. В. Загороднев, Письма в ЖЭТФ **109**, 124 (2019).
37. D. O. Oriekhov and L. S. Levitov, Phys. Rev. B **101**, 245136 (2020).
38. I. V. Zagorodnev, D. A. Rodionov, and A. A. Zabolotnykh, Phys. Rev. B **103**, 195431 (2021).
39. E. Nikulin, D. Mylnikov, D. Bandurin, and D. Svintsov, Phys. Rev. B **103**, 085306 (2021).
40. А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **101**, 602 (2015).
41. I. V. Andreev, V. M. Muravev, N. D. Semenov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **103**, 115420 (2021).
42. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B **103**, 125301 (2021).
43. Y. A. Kosevich, A. M. Kosevich, and J. C. Granada, Phys. Lett. A **127**, 52 (1988).
44. M. Nakayama, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 393 (1974).
45. D. Jin, L. Lu, Z. Wang, C. Fang, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić, L. Fu, and N. X. Fang, Nat. Commun. **7**, 13486 (2016).
46. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, Phys. Rev. Lett. **99**, 016803 (2007).
47. А. А. Барыбин, *Электродинамика волноведущих структур*, ФИЗМАТЛИТ, М. (2007), с. 65.