

# Влияние квантующего магнитного поля на спектр и затухание поляритонов в двойных двумерных электронных системах

© Н.Н. Белецкий, С.А. Борисенко

Институт радиофизики и электроники Академии наук Украины,  
310085 Харьков, Украина

E-mail: beletski@ire.kharkov.ua

(Поступила в окончательном виде 11 января 2000 г.)

Исследованы нерадиационные поляритоны (поверхностные и объемные) в полупроводниковой структуре, состоящей из двух гетеропереходов GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в условиях целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ). Определены их дисперсионные, поляризационные и энергетические характеристики с учетом диссипации в двумерных электронных слоях. Показано, что в условиях ЦКЭХ фазовая и групповая скорости поверхностных и объемных поляритонов являются квантованными величинами. Найдено, что в двойных гетеропереходах GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As может наблюдаться резонансное взаимодействие двух мод поверхностных поляритонов. Обсуждены возможности экспериментального наблюдения нерадиационных поляритонов.

1. В связи со значительными достижениями в области технологии изготовления гетеропереходов GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As наблюдается большой интерес к коллективным электромагнитным возбуждениям в двумерных электронных системах (ДЭС) [1–5]. Повышенное внимание уделяется нерадиационным поляритонам (поверхностным и объемным), поле которых локализовано вблизи ДЭС. Они обладают рядом необычных и разнообразных свойств, имеющих важное значение с фундаментальной и прикладной точек зрения. Особый интерес представляют нерадиационные поляритоны в сильных магнитных полях в условиях целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) [6–9]. В условиях ЦКЭХ компоненты тензора проводимости ДЭС квантуются, т. е. с изменением магнитного поля они испытывают скачки. В результате декременты затухания нерадиационных поляритонов, а также их фазовые и групповые скорости являются квантованными величинами.

Впервые внимание квантующего магнитного поля **B** на спектр и затухание поверхностных поляритонов (ПП) в одиночной ДЭС, помещенной в однородную диэлектрическую среду, было рассмотрено в работе [6]. В ней было показано, что в окрестности циклотронного резонанса групповая скорость ПП изменяется скачкообразным образом с изменением магнитного поля. Величина этих скачков оказалась пропорциональной постоянной тонкой структуры  $\alpha = e^2/c\hbar$ , где  $e$  — заряд электронов,  $c$  — скорость света.

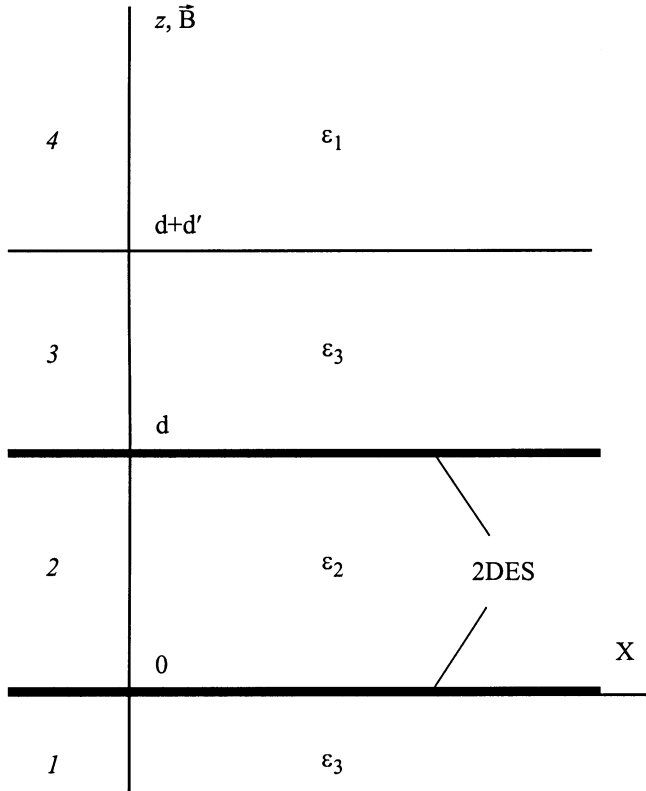
Следует отметить, однако, что рассмотренная в работе [6] модель ДЭС является слишком идеализированной. Реальный гетеропереход GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, который формирует ДЭС, имеет более сложную структуру. На самом деле легированный слой Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As имеет конечную толщину и граничит с воздухом/вакуумом. Кроме того, как было указано в работах [10,11], диэлектрические проницаемости GaAs и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As являются различными. По этой причине в реальном гетеропереходе GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As величина скачков групповой скорости ПП в окрестности циклотронного резонанса оказалась зависящей не только от толщины слоя

Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, но и от соотношения между диэлектрическими проницаемостями GaAs и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As [7]. Помимо этого, в работе [8] было показано, что в реальном гетеропереходе GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As необходимо учитывать диссипацию. Она приводит не только к количественному изменению спектра ПП, но и к появлению новых типов нерадиационных поляритонов (как поверхностных, так и объемных).

В работе [9] исследовались свойства ПП в двойной электронной системе (ДДЭС). В ней было показано, что в ДДЭС существуют две моды ПП, одна из которых имеет меньшие значения фазовой и групповой скоростей по сравнению с ПП в одиночной ДЭС. Вместе с тем анализ дисперсионных свойств и затухания ПП проведен в работе [9] в предположении, что ДДЭС помещена в однородную диэлектрическую среду. Следует ожидать, однако, что в реальной ДДЭС свойства ПП будут существенно иными из-за появления новых типов нерадиационных поляритонов и возможности их трансформации друг в друга.

В настоящей работе построена теория нерадиационных поляритонов (поверхностных и объемных) в ДДЭС, образованной с помощью двух реальных гетеропереходов GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Показано, что в условиях ЦКЭХ все характеристики поверхностных и объемных поляритонов являются квантованными. Изучено влияние геометрических размеров ДДЭС на спектр, затухание и энергетические характеристики нерадиационных поляритонов. Найдено, что при наличии затухания в ДДЭС возникают ПП типа мод Брюстера, а также объемные поляритоны разных порядков. Определено, что поверхностные и объемные поляритоны могут непрерывным образом трансформироваться друг в друга.

2. В качестве модели ДДЭС рассмотрим структуру, изображенную на рис. 1. Будем считать, что полуограниченная среда  $I$  (подложка) занимает область пространства  $z < 0$  и представляет собой полупроводник GaAs с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_3 = 12.9$ . Слои  $0 < z < d$  (область 2) и  $d < z < d + d'$  (область 3 — покрытие) представляют собой полупро-



**Рис. 1.** Геометрия ДДЭС. Полуограниченная среда 1 (подложка) представляет собой полупроводник GaAs с  $\varepsilon_3 = 12.9$ ; среда 2 — слой полупроводника  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  толщины  $d$  с  $\varepsilon_2 = 12.0$ ; среда 3 (покрытие) — слой полупроводника GaAs толщины  $d'$  с  $\varepsilon_3 = 12.9$ ; полуограниченная среда 1 — вакуум/воздух с  $\varepsilon_1 = 1$ .

водники  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $\varepsilon_2 = 12.0$ ) и GaAs ( $\varepsilon_3 = 12.9$ ) соответственно. Полуограниченную среду 4 ( $z > d + d'$ ) занимает воздух/вакуум с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1 = 1$ . В результате имеется два гетероперехода GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , расположенных в плоскостях  $z = 0$  и  $d$  и образующих в этих плоскостях ДЭС. Внешнее квантующее поле  $\mathbf{B}$  направлено вдоль оси  $z$  перпендикулярно двум ДЭС. Предполагаем, что поляритоны (поверхностные и объемные) в ДДЭС являются нерadiационными, т. е. их электромагнитные поля в средах 1 и 4 экспоненциально убывают до нуля с увеличением расстояния от границ этих сред. Без ограничения общности будем считать, что поляритоны распространяются вдоль оси  $x$ . Зависимость всех электромагнитных полей от координаты  $x$  и времени  $t$  будем описывать выражением  $\exp[i(kx - \omega t)]$ , где  $k$  — волновое число, а  $\omega$  — частота поляритонов.

Для получения дисперсионного уравнения, описывающего распространение поляритонов в ДДЭС, необходимо учитывать два типа волн: ТЕ- и ТМ-волны [12]. Это обусловлено наличием поверхностных токов на границах  $z = 0$  и  $d$ , которые оказывают влияние как на ТЕ-, так и на ТМ-волны. На всех границах ДДЭС тангенциальные компоненты электрического поля  $\mathbf{E}$  поляритонов

непрерывны. В то же время тангенциальные компоненты их магнитного поля  $\mathbf{H}$  непрерывны лишь на границе  $z = d + d'$ . На границах  $z = 0$  и  $d$  они терпят разрыв.

Пусть  $\sigma_{ij}^{(p)}(\omega)$  — компоненты тензора проводимости двух ДЭС ( $p = 1, 2$  для ДЭС, расположенных в плоскостях  $z = 0$  и  $d$  соответственно). Тогда скачок тангенциальных компонент магнитного поля поляритонов на границе  $z = 0$  равен

$$H_{x,2}(0) - H_{x,1}(0) = \frac{4\pi}{c} \left( \sigma_{xx}^{(1)} E_y(0) - \sigma_{xy}^{(1)} E_x(0) \right), \quad (1a)$$

$$H_{y,2}(0) - H_{y,1}(0) = -\frac{4\pi}{c} \left( \sigma_{xx}^{(1)} E_x(0) - \sigma_{xy}^{(1)} E_y(0) \right). \quad (1b)$$

Выражение для скачка тангенциальных компонент магнитного поля поляритонов на границе  $z = d$  имеет аналогичный вид.

Полагаем, что пространственной дисперсией тензоров проводимости двух ДЭС можно пренебречь, т. е. считаем, что  $kl \ll 1$ , где  $l = (c\hbar/eB)^{1/2}$  — магнитная длина. Тогда отличные от нуля компоненты тензора проводимости двух ДЭС имеют вид [6–9]

$$\sigma_{xx}^{(p)} = \frac{2e^2}{h} \frac{N_p \gamma}{1 + \gamma^2}, \quad (2a)$$

$$\sigma_{xy}^{(p)} = \frac{2e^2}{h} \frac{N_p}{1 + \gamma^2}. \quad (2b)$$

Здесь  $h = 2\pi\hbar$ ,  $\gamma = (\nu - i\omega)/\Omega$ ,  $\Omega = eB/mc$  — циклотронная частота электронов,  $\nu$  — частота релаксации импульса электронов,  $N_p = \pi l^2 n_p$  — фактор заполнения уровней Ландау, который принимает целочисленные значения ( $N_p = 1, 2, \dots$ ), равные числу полностью заполненных уровней Ландау, лежащих ниже уровня Ферми ( $n_p$  — плотность электронов в ДЭС).

Используя указанные выше граничные условия, находим следующее дисперсионное уравнение, описывающее распространение нерadiационных поляритонов в исследуемой ДДЭС:

$$[A_1 \exp(p_2 d) + r A_2 \exp(-p_2 d)] [A_3 \exp(-p_2 d) + r A_4 \exp(p_2 d)] = (B_1 - r B_2)(B_3 - r B_4), \quad (3)$$

где

$$r = N_1/N_2,$$

$$A_1 = LF + \left( 4\pi\sigma_{xy}^{(1)}/c \right)^2 p_2 p_3,$$

$$A_2 = PR/(AB) + \left( 4\pi\sigma_{xy}^{(2)}/c \right)^2 p_2 p_3,$$

$$A_3 = KD + \left( 4\pi\sigma_{xy}^{(1)}/c \right)^2 p_2 p_3,$$

$$A_4 = QM/(AB) + \left( 4\pi\sigma_{xy}^{(2)}/c \right)^2 p_2 p_3,$$

$$B_1 = KF - \left( 4\pi\sigma_{xy}^{(1)}/c \right)^2 p_2 p_3,$$

$$B_2 = PQ/(AB) + \left(4\pi\sigma_{xy}^{(2)}/c\right)^2 p_2 p_3,$$

$$B_3 = LD - \left(4\pi\sigma_{xy}^{(1)}/c\right)^2 p_2 p_3,$$

$$B_4 = RM/(AB) + \left(4\pi\sigma_{xy}^{(2)}/c\right)^2 p_2 p_3,$$

$$A = \varepsilon_1 p_3 - \varepsilon_3 p_1 - (\varepsilon_1 p_3 + \varepsilon_3 p_1) \exp(2p_3 d'),$$

$$B = p_3 - p_1 + (p_3 + p_1) \exp(2p_3 d'),$$

$$C = \varepsilon_1 p_3 - \varepsilon_3 p_1 + (\varepsilon_1 p_3 + \varepsilon_3 p_1) \exp(2p_3 d'),$$

$$D = \varepsilon_2 p_3 - \varepsilon_3 p_2 - i4\pi\sigma_{xx}^{(1)} p_2 p_3 / \omega,$$

$$F = \varepsilon_2 p_3 + \varepsilon_3 p_2 + i4\pi\sigma_{xx}^{(1)} p_2 p_3 / \omega,$$

$$G = p_3 - p_1 - (p_3 + p_1) \exp(2p_3 d'),$$

$$K = p_2 - p_3 + i4\pi\omega\sigma_{xx}^{(1)}/c^2,$$

$$L = p_2 + p_3 - i4\pi\omega\sigma_{xx}^{(1)}/c^2,$$

$$M = \varepsilon_3 p_2 [C - i4\pi p_3 \sigma_{xx}^{(2)} A / (\omega \varepsilon_3)] - A \varepsilon_2 p_3,$$

$$P = \varepsilon_3 p_2 [C - i4\pi p_3 \sigma_{xx}^{(2)} A / (\omega \varepsilon_3)] + A \varepsilon_2 p_3,$$

$$Q = p_3 G - p_2 B + i4\pi\omega\sigma_{xx}^{(2)} B / c^2,$$

$$R = p_3 G + p_2 B + i4\pi\omega\sigma_{xx}^{(2)} B / c^2.$$

Здесь выражения

$$p_i = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_i}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (4)$$

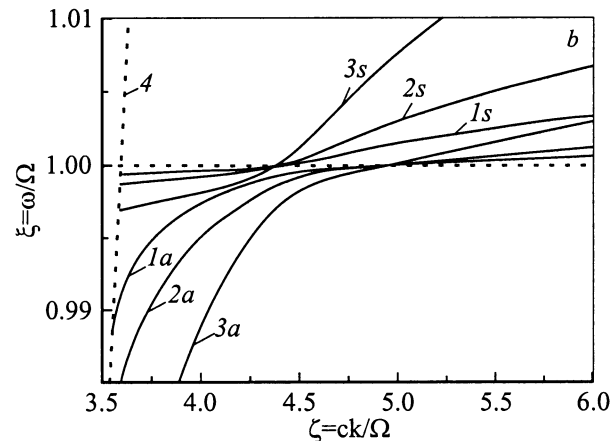
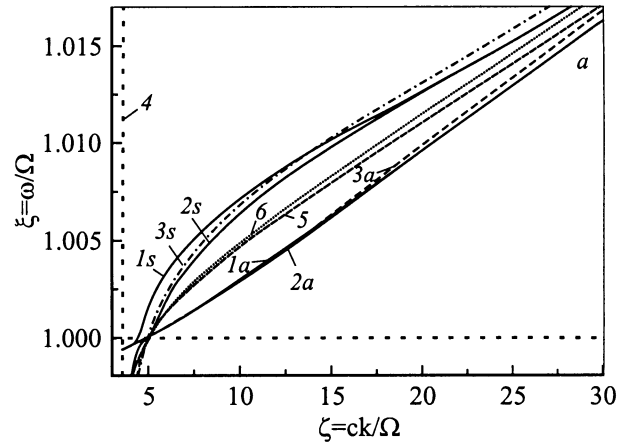
представляют собой поперечные волновые числа, определяющие распределение электромагнитного поля поляритонов вдоль оси  $z$ .

Поскольку поляритоны являются нерадикационными, то необходимо, чтобы выполнялись условия  $\text{Re } p_1 > 0$ ,  $\text{Re } p_3 > 0$ .

Из уравнения (3) нетрудно убедиться, что оно имеет предельные переходы как к случаю одиночной ДЭС [6–8], так и к случаю ДДЭС, рассмотренной в [9].

3. Приведем результаты численного решения дисперсионного уравнения (3). Для удобства введем следующие безразмерные величины:  $\xi = \omega/\Omega$ ,  $\zeta = ck/\Omega$ ,  $\Gamma = \nu/\Omega$ ,  $\delta = d\Omega/c$ ,  $\delta' = d'\Omega/c$ . Рассмотрим вначале случай  $\Gamma = 0$ , когда диссипацией в ДДЭС можно пренебречь. Поскольку  $\varepsilon_3 > \varepsilon_2$ , то из условия  $\text{Re } p_3 > 0$  следует, что в отсутствие диссипации в ДДЭС могут существовать только ПП.

Пусть обе ДЭС имеют одинаковые факторы заполнения уровней Ландау,  $N_1 = N_2 = N$ . На рис. 2, *a* представлен спектр ПП в ДДЭС с  $N = 1$ ,  $\Gamma = 0$ ,  $\delta = 0.1$  для двух значений  $\delta'$ :  $\delta' = 0.1$  (сплошные линии 1) и  $\delta' = 1.0$  (сплошные линии 2). Поскольку в ДДЭС могут существовать две моды поляритонов, то моду, имеющую меньшее значение частоты, будем называть низкочастотной модой и обозначать индексом *a*, а моду поляритонов с большим значением частоты (высокочастотную моду) — индексом *s*. Для сравнения на рис. 2, *a* изображены дисперсионные кривые (штриховые линии 3*a* и 3*s*) для



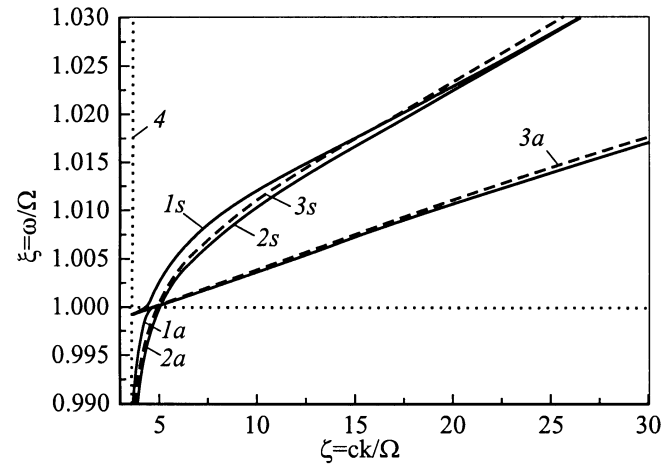
**Рис. 2.** Спектр  $\xi(\zeta)$  низкочастотных (*a*) и высокочастотных (*s*) мод ПП в ДДЭС с  $N_1 = N_2 = N$ ,  $\Gamma = 0$  для различных значений  $N$ ,  $\delta$  и  $\delta'$ : *a* —  $N = 1$ ; 1 —  $\delta = 0.1$ ,  $\delta' = 0.1$ ; 2 —  $\delta = 0.1$ ,  $\delta' = 1.0$ ; *b* —  $\delta = 0.1$ ,  $\delta' = 0.1$ ; 1 —  $N = 1$ , 2 —  $N = 2$ , 3 —  $N = 5$ . Пунктирная линия 4 — световая линия для GaAs ( $\xi = \zeta/\sqrt{\varepsilon_3}$ ). Дисперсионные кривые 5 ( $\varepsilon_2 = 12.0$ ;  $\varepsilon_3 = 12.9$ ) и 6 ( $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 12.0$ ) соответствуют случаю одиночной ДЭС, граничащей с диэлектрическими средами  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$ .

ДДЭС, рассмотренной в работе [9] ( $N = 1$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\delta' = 0.0$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 12.0$ ). Кроме того, на этом рисунке изображены еще две дисперсионные кривые (пунктирные линии 5 и 6) для одиночной ДЭС. Кривая 6 соответствует случаю, когда одиночная ДЭС внедрена в однородную диэлектрическую среду с проницаемостью  $\varepsilon = 12.0$  [6], а кривая 5 — случаю, когда одиночная ДЭС граничит с одной стороны со средой с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2 = 12.0$ , а с другой — со средой с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_3 = 12.9$  [7]. Пунктирная линия 4 представляет собой световую линию для GaAs ( $\xi = \zeta/\sqrt{\varepsilon_3}$ ). В пределе  $\zeta \rightarrow \infty$ , когда глубины проникновения электромагнитного поля ПП в окружающие среды стремятся к нулю, дисперсионные кривые 1*a*, 1*s*, 2*a* и 2*s* асимптотически стремятся к дисперсионной кривой 5, а дисперсионные кривые 3*a* и 3*s* — к дисперсионной кривой 6.

Из рис. 2, *a* видно, что величина  $\delta'$  оказывает незначительное влияние на низкочастотные моды ПП. Это связано с тем, что в этих модах поверхностные заряды в двух ДЭС колеблются в противофазе, т.е. они имеют противоположные знаки. При этом электромагнитное поле низкочастотных мод ПП сконцентрировано между двумя ДЭС в промежутке  $0 < z < d$  (в слое  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ). В результате практически весь поток энергии низкочастотных мод ПП переносится между двумя ДЭС. Высококачастотные моды ПП характеризуются синфазными колебаниями поверхностных зарядов в двух ДЭС. Это приводит к тому, что электромагнитное поле этих мод в основном сосредоточено вне промежутка  $0 < z < d$ . В результате значительная часть потока энергии высококачастотных мод ПП переносится в среде  $\mathcal{Z}$  и их спектр сильно зависит от величины  $\delta'$ .

В окрестности циклотронного резонанса ( $\xi \approx 1$ ) имеет место взаимодействие низкочастотных и высококачастотных мод ПП. Это взаимодействие приводит к расталкиванию мод и их взаимной трансформации. Из рис. 2, *a* видно, что положение области взаимодействия мод ПП зависит от величины  $\delta'$  и эта область может лежать как справа ( $\delta' = 1.0$ ), так и слева ( $\delta' = 0.1$ ) от области взаимодействия мод в ДДЭС, рассмотренной в работе [9]. Наиболее сильное расталкивание мод наблюдается при  $\delta' = 0.1$ . Это связано с тем, что с уменьшением  $\delta'$  область взаимодействия мод смещается в длинноволновую часть спектра, в которой возрастают глубины проникновения электромагнитных полей ПП в слой  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . При этом эффективность взаимодействия низкочастотных и высококачастотных мод ПП возрастает.

Отметим, что свойства ПП в изучаемой нами реальной ДДЭС и в ДДЭС, рассмотренной в работе [9], существенно различаются. Наиболее важным отличием является то, что в реальной ДДЭС обе моды ПП в высококачастотной области  $\xi > 1$  могут быть более медленными волнами. Так, например, высококачастотные моды ПП (дисперсионные кривые  $1s$  и  $2s$ ) могут лежать как выше, так и ниже дисперсионной кривой  $3s$  в зависимости от величины  $\delta'$ . При больших значениях  $\delta'$  ( $\delta' = 1.0$ ) дисперсионная кривая  $2s$  лежит целиком ниже дисперсионной кривой  $3s$ . Это означает, что в этом случае фазовая скорость высококачастотных мод ПП в реальной ДДЭС меньше, чем в работе [9]. В то же время при малых значениях  $\delta'$  ( $\delta' = 0.1$ ) дисперсионная кривая  $1s$  вначале проходит выше, а затем ниже дисперсионной кривой  $3s$ , асимптотически приближаясь при больших  $\zeta$  к дисперсионной кривой  $2s$ . Таким образом, высококачастотные моды ПП в длинноволновой области спектра являются более быстрыми, а в коротковолновой области спектра — более медленными волнами, по сравнению со случаем, рассмотренным в работе [9]. Аналогичная картина наблюдается и для низкочастотных мод ПП (дисперсионные кривые  $1a$  и  $2a$ ), однако величина  $\delta'$  оказывает на них незначительное влияние. Следовательно, в длинноволновой области спектра мы имеем возможность



**Рис. 3.** Спектр  $\xi(\zeta)$  низкочастотных (*a*) и высококачастотных (*s*) мод ПП в ДДЭС с  $N_1 = 1$ ,  $N_2 = 2$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\Gamma = 0$ : 1 —  $\delta' = 0.1$ ; 2 —  $\delta' = 1.0$ ; штриховые линии 3*a* и 3*s* — спектр поляритонов в ДДЭС, рассмотренной в работе [9]. Пунктирная линия 4 — световая линия для GaAs ( $\xi = \zeta/\sqrt{\epsilon_3}$ ).

менять величину фазовой скорости высококачастотных мод ПП с помощью величины  $\delta'$ .

Рассмотрим теперь влияние фактора заполнения уровней Ландау  $N$  на дисперсионные свойства ПП. На рис. 2, *b* изображены дисперсионные кривые ПП в ДДЭС с  $\delta = 0.1$ ,  $\delta' = 0.1$  и трех различных значений  $N_1 = N_2 = N = 1, 2, 5$  (сплошные кривые 1, 2, 3 соответственно). Из рис. 2, *b* видно, в окрестности циклотронного резонанса высококачастотная (индекс *s*) и низкочастотная (индекс *a*) моды ПП резонансным образом взаимодействуют между собой и происходит их взаимная трансформация. С увеличением  $\zeta$  низкочастотные моды ПП из быстрых волн превращаются в медленные волны. Для высококачастотных мод ПП наблюдается обратная картина: медленные волны непрерывным образом трансформируются в быстрые волны. Существенно, что в окрестности циклотронного резонанса групповая скорость как высококачастотных, так и низкочастотных мод ПП испытывает скачки в силу квантования холловской проводимости ДЭС. Отметим, что с уменьшением  $N$  точки начала спектра ПП, лежащие на световой линии 4 ( $\xi = \zeta/\sqrt{\epsilon_3}$ ), смещаются в более высококачастотную область. Существенно также, что в области  $\xi > 1$  свойства высококачастотных мод ПП становятся близкими к свойствам ПП в одиночной ДЭС с удвоенным значением фактора заполнения уровней Ландау:  $N = N_1 + N_2$ . Это служит еще одним подтверждением того факта, что электромагнитное поле высококачастотной моды ПП сосредоточено в основном вне промежутка  $0 < z < d$ .

Рассмотрим теперь случай, когда ДЭС имеют разные значения фактора заполнения уровней Ландау ( $N_1 \neq N_2$ ). На рис. 3 изображен спектр ПП в ДДЭС с  $N_1 = 1$ ,  $N_2 = 2$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\Gamma = 0$  для двух значений  $\delta'$ :  $\delta' = 0.1$  (сплошные линии 1*a* и 1*s*) и  $\delta' = 1.0$  (сплошные линии 2*a* и 2*s*). Штриховыми линиями 3*a*

и  $3s$  изображен спектр ПП в ДДЭС, рассмотренной в работе [9] ( $N_1 = 1, N_2 = 2, \delta = 0.1, \delta' = 0.0, \epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 12.0$ ). Из рис. 3 видно, что в реальной ДДЭС ПП в коротковолновой области спектра являются более медленными волнами, чем в работе [9]. В длинноволновой области спектра фазовая скорость ПП сильно зависит от величины  $\delta'$ . При этом она может быть как меньше ( $\delta' = 1.0$ ), так и больше ( $\delta' = 0.1$ ) фазовой скорости ПП в ДДЭС, рассмотренной в [9]. Положение области резонансного взаимодействия низкочастотной и высокочастотной мод ПП в окрестности циклотронного резонанса является чувствительным к величине  $\delta'$ . С увеличением  $\delta'$  эта область удаляется от световой линии  $4$  для GaAs ( $\xi = \zeta/\sqrt{\epsilon_3}$ ).

Следует отметить, что рассматриваемая ДДЭС является несимметричной. По этой причине дисперсионные свойства ПП в случае  $N_1 \neq N_2$  будут зависеть не только от множества значений факторов заполнения уровней Ландау ( $N_1, N_2$ ), но и от взаимного расположения ДЭС в ДДЭС.

4. Рассмотрим теперь влияние диссипации в ДДЭС на свойства нерадиационных поляритонов ( $\Gamma \neq 0$ ). Будем считать, что волновое число  $k$  является вещественной, а частота  $\omega = \omega' + i\omega''$  — комплексной величиной. Пусть  $\xi' = \omega'/\Omega, \xi'' = \omega''/\Omega$ .

На рис. 4, *a* по левой оси ординат отложен спектр  $\xi'(\zeta)$  (сплошные кривые с индексом  $'$ ), а по правой оси ординат — затухание  $\xi''(\zeta)$  (пунктирные кривые с индексом  $''$ ) для низкочастотных (индекс  $a$ ) и высокочастотных (индекс  $s$ ) мод нерадиационных поляритонов в ДДЭС с  $N_1 = N_2 = 1, \delta = 0.1, \Gamma = 0.1$  для двух значений величины  $\delta'$ : 1 —  $\delta' = 0.1$ ; 2 —  $\delta' = 1.0$ . Из этого рисунка видно, что при наличии диссипации в ДДЭС нерадиационные поляритоны существуют при всех значениях  $\zeta$ . Существенно, что зависимости  $\xi'(\zeta)$  являются немонотонными функциями. Так, на дисперсионной кривой  $1s'$  имеются два, а на дисперсионной кривой  $2s'$  — три участка с положительной производной  $\partial\xi'/\partial\zeta$ . Отметим, что каждый участок с положительной производной  $\partial\xi'/\partial\zeta$  соответствует возникновению в ДДЭС определенного типа нерадиационных поляритонов: поверхностных или объемных. Первый участок с  $\partial\xi'/\partial\zeta > 0$  на дисперсионной кривой  $1s'$  связан с возникновением на границе  $z = d + d'$  ПП типа мод Брюстера. На возможность образования мод Брюстера ТМ-поляризации на границе раздела двух диссипативных сред, у которых вещественные части диэлектрических проницаемостей являются положительными, указывалось в работах [2,4]. Особенность нашего случая состоит в том, что поляризация рассматриваемых нами ПП типа мод Брюстера является смешанной, а "привязывание" их к границе  $z = d + d'$  происходит за счет диссипации в двух ДЭС, расположенных на границах  $z = 0$  и  $z = d + d'$ . Из рис. 4, *a* видно, что моды Брюстера на границе  $z = d + d'$  образуются, если  $\zeta \approx \sqrt{\epsilon_1} = 1$ . В окрестности этого значения  $\zeta$  компонента среднего потока энергии  $S(z) = (c/8\pi) \text{Re} [\mathbf{E}\mathbf{H}^*]$  вдоль оси  $x$  имеет максимум в воздухе/вакууме вблизи границы  $z = d + d'$ .

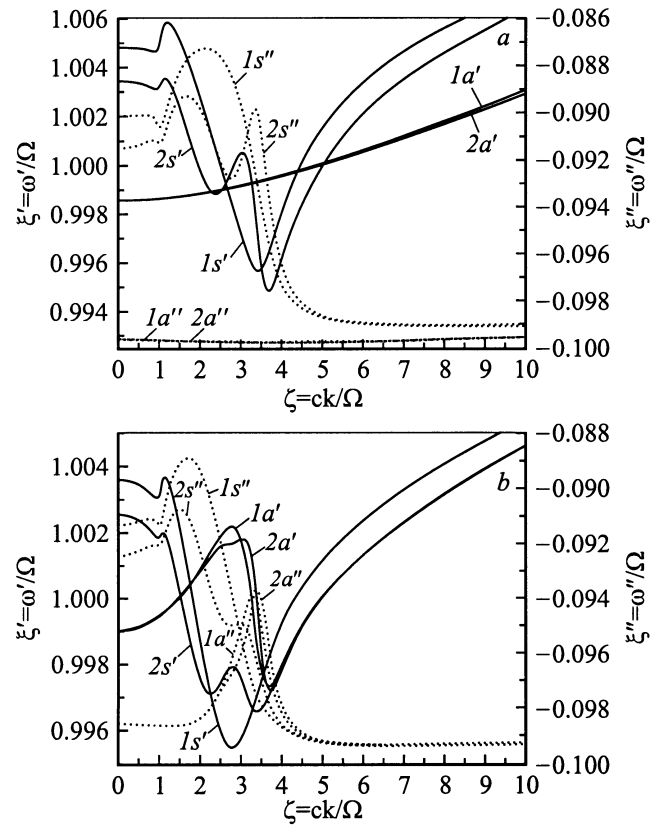
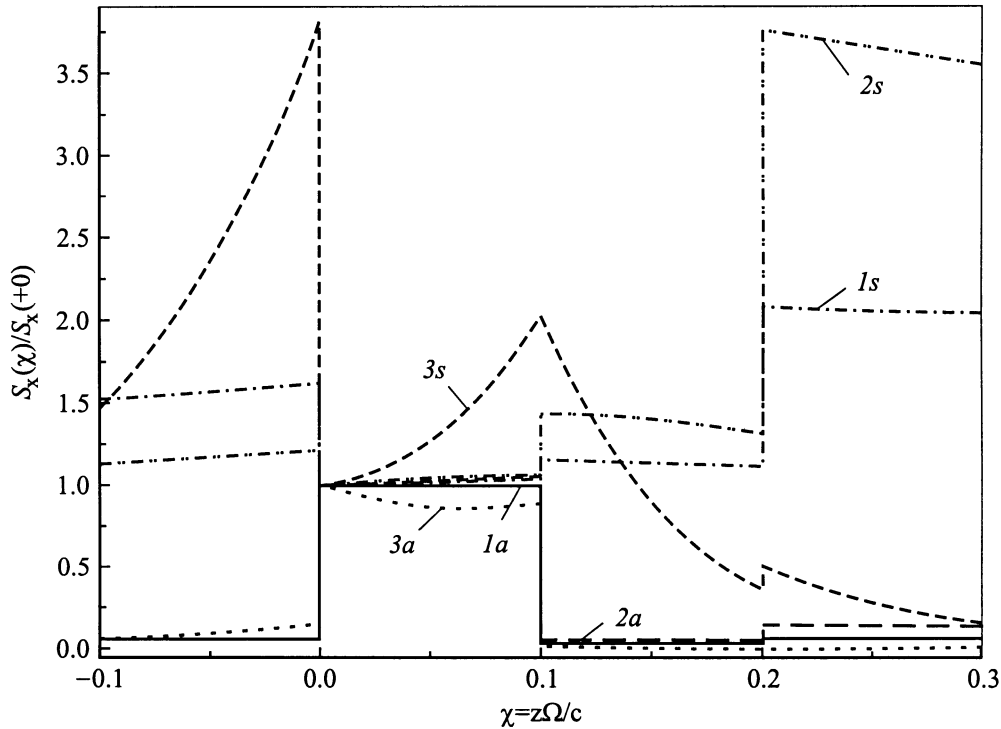


Рис. 4. Спектр  $\xi'(\zeta)$  (сплошные кривые с индексом  $'$ ) и затухание  $\xi''(\zeta)$  (пунктирные кривые с индексом  $''$ ) низкочастотных (*a*) и высокочастотных (*s*) мод нерадиационных поляритонов в ДДЭС с  $N_1 = N_2 = 1, \Gamma = 0.1, \delta' = 0.1$  (кривые 1) и  $\delta' = 1.0$  (кривые 2) для двух значений  $\delta$ : *a* —  $\delta = 0.1$ ; *b* —  $\delta = 1.0$ .

На рис. 5 изображена зависимость  $S_x(\chi)/S_x(+0)$  ( $\chi = z\Omega/c$  — безразмерная координата в  $z$ -направлении,  $S_x(+0)$  —  $x$ -компонента среднего потока энергии в точке  $z = +0$ ) в ДДЭС с  $N_1 = N_2 = 1, \Gamma = 0.1, \delta = 0.1, \delta' = 0.1$  в трех точках дисперсионных кривых  $1a'$  и  $1s'$  (рис. 4, *a*), имеющих следующие  $\zeta$ -координаты: 1 —  $\zeta = 0.1, 2$  —  $\zeta = 1.0, 3$  —  $\zeta = 6.0$ . Из него видно, что во всех указанных точках  $x$ -компонента потока энергии для низкочастотных мод нерадиационных поляритонов (кривые  $1a, 2a$  и  $3a$  на рис. 5) имеет максимальное значение в промежутке  $0 < z < d$  и практически не изменяется с изменением  $\zeta$ . В то же время для высокочастотных мод нерадиационных поляритонов распределение  $S_x(\chi)/S_x(+0)$  в ДДЭС сильно зависит от величины  $\zeta$ . Так, в точке дисперсионной кривой  $1s'$  с  $\zeta = 0.1$  (кривая  $1s$ ) поток энергии вдоль оси  $x$  переносится в основном вне ДДЭС в областях  $z < 0$  и  $z > d + d'$ . В точке с  $\zeta = 1.0$  величина  $S_x(\chi)/S_x(+0)$  у границы  $z = d + d'$  сильно возрастает (кривая  $2s$ ), что соответствует формированию моды Брюстера у этой границы. Наконец, в точке с  $\zeta = 6.0$  (принадлежащей второму участку с  $\partial\xi'/\partial\zeta > 0$  на дисперсионной кривой  $1s'$ ) энергия переносится у границ ДЭС  $z = 0$



**Рис. 5.** Зависимости  $S_x(\chi)/S_x(+0)$  низкочастотных ( $a$ ) и высокочастотных ( $s$ ) мод нерadiационных поляритонов в ДДЭС с  $N_1 = N_2 = 1$ ,  $\Gamma = 0.1$  для  $\delta = \delta' = 0.1$ : 1 —  $\zeta = 0.1$ , 2 —  $\zeta = 1.0$ ; 3 —  $\zeta = 6.0$ .

и  $d$ . Такое распределение потока энергии соответствует возникновению ПП в ДДЭС.

С увеличением  $\delta'$  свойства высокочастотных мод поляритонов в длинноволновой области спектра качественно изменяются. Так, например, на дисперсионной кривой  $2s'$ , изображенной на рис. 4,  $a$ , между двумя уже описанными выше участками с  $\partial\xi'/\partial\zeta > 0$  появляется еще один участок, соответствующий формированию в слое толщины  $\delta'$  объемного поляритона первого порядка. Для такого рода объемного поляритона зависимость  $S_x(\chi)/S_x(+0)$  имеет один максимум в слое толщины  $\delta'$ . Отметим, что в областях существования поверхностных и объемных мод затухание нерadiационных поляритонов увеличивается.

Исследуем теперь, как изменяются свойства поляритонов в ДДЭС при увеличении величины  $\delta$ . На рис. 4,  $b$  приведен спектр и затухание низкочастотных (индекс  $a$ ) и высокочастотных (индекс  $s$ ) мод поляритонов в ДДЭС с  $N_1 = N_2 = 1$ ,  $\delta = 0.1$ ,  $\Gamma = 0.1$  для двух значений величины  $\delta'$ : 1 —  $\delta' = 0.1$ , 2 —  $\delta' = 1.0$ . Из него видно, что с увеличением  $\delta$  поведение дисперсионных кривых  $1s'$  и  $2s'$  качественно не изменилось (рис. 4,  $a$ ). Увеличение  $\delta$ , однако, существенно изменило дисперсионные кривые  $1a'$  и  $2a'$ . Так, например, на них образовался дополнительный участок с  $\partial\xi'/\partial\zeta > 0$ . Этот участок соответствует возникновению объемного поляритона первого порядка в слое толщины  $\delta$ . Для него поток энергии в  $x$ -направлении имеет один максимум в промежутке  $0 < z < d$ . Отметим, что при  $\delta' = 1.0$  в слое

$d < z < d + d'$  возникает еще один максимум потока энергии, что приводит к появлению точки перегиба на дисперсионной кривой  $2a'$  (рис. 4,  $b$ ).

В заключение отметим, что в ДДЭС, образованных с помощью двойных гетеропереходов GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и находящихся в условиях ЦКЭХ, может существовать большое количество различных типов поверхностных и объемных поляритонов. Их свойства существенно зависят как от геометрических размеров ДДЭС, так и от величины квантующего магнитного поля. По этой причине нерadiационные поляритоны могут быть использованы для бесконтактной диагностики параметров двойных гетеропереходов GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. С их помощью можно определять геометрические размеры ДДЭС, частоту релаксации импульса электронов, а также величину фактора заполнения уровней Ландау. Кроме того, нерadiационные поляритоны в ДДЭС могут быть использованы для создания различных устройств современной полупроводниковой наноэлектроники в силу малости их фазовых и групповых скоростей, а также квантованности их свойств.

Экспериментально нерadiационные поляритоны в ДДЭС можно исследовать с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения [1,2] и неупругого рассеяния света [13]. Последний метод дает возможность возбуждать нерadiационные поляритоны при больших значениях  $k$  ( $k \sim 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ), с его помощью были обнаружены медленные ПП в ДЭС, находящихся в условиях ЦКЭХ с  $N = 1$ .

## Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 525 с.
- [2] Electromagnetic Surface Modes / Ed. by A.D. Boardman. Wiley, N. Y. (1982). 776 p.
- [3] T. Ando, B. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [4] Р.С. Бразис. Литовский физический сборник **21**, 4, 73 (1981).
- [5] Yu.A. Kosevich, A.M. Kosevich, J.C. Granada. Phys. Lett. **127A**, 52 (1988).
- [6] I.E. Aronov, N.N. Beletskii. J. Phys.: Condens. Matter **8**, 27, 4919 (1996).
- [7] N.N. Beletskii, G.P. Berman, A.R. Bishop, S.A. Borisenko. J. Phys.: Condens. Matter **10**, 26, 5781 (1998).
- [8] Н.Н. Белецкий, С.А. Борисенко. ФТТ **41**, 4, 705 (1999).
- [9] I.E. Aronov, N.N. Beletskii, G.P. Berman, A.R. Bishop. Phys. Rev. **B56**, 16, 10392 (1997).
- [10] N.C. Constantinou, M.G. Cottam. J. Phys.: Condens. Matter **19**, 5, 739 (1986).
- [11] R.F. Wallis, J.J. Quinn. Phys. Rev. **B38**, 6, 4205 (1988).
- [12] M. Nakayama. J. Phys. Soc. Japan **36**, 2, 393 (1974).
- [13] L.L. Sohn, A. Pinczuk, B.S. Dennis, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Solid State Commun. **93**, 11, 897 (1995).