

# Плазмоны в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле

С. В. Товстоног, В. Е. Бисти<sup>1)</sup>

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 октября 2003 г.

Методом неупругого рассеяния света исследованы коллективные внутризонные возбуждения зарядовой плотности квазидвумерной электронной системы в двойных GaAs/AlGaAs квантовых ямах во внешнем параллельном магнитном поле  $B_{\parallel}$ . Обнаружено, что энергия исследуемых возбуждений (акустического и оптического плазмонов) демонстрирует анизотропию в зависимости от взаимной ориентации  $B_{\parallel}$  и квазиимпульса возбуждения  $k$ . Теоретически показано, что в сильном параллельном магнитном поле эффекты, связанные с конечной шириной квантовых ям, преобладают над эффектами, связанными с туннелированием между слоями, и определяют анизотропию плазмонов. Проведено сопоставление экспериментальных данных с теоретическим расчетом.

PACS: 73.40.Hm

Влияние внешнего магнитного поля на двумерные электронные системы (2DES), примером которых могут служить как одиночные (SQW), так и двойные (DQW) квантовые ямы, исследуется достаточно давно, однако вплоть до настоящего времени представляет большой теоретический и экспериментальный интерес. Тем не менее, если свойства коллективных возбуждений в 2DES в перпендикулярном поле изучаются достаточно широко (см., например, [1, 2]), работ, посвященных рассмотрению влияния параллельного магнитного поля на спектр возбуждений 2DES, сравнительно немного [3–6].

Известно [7], что в отсутствие внешнего магнитного поля в спектре коллективных возбуждений зарядовой плотности (CD возбуждений) в DQW присутствуют две плазменные моды. Для системы из двух электронных слоев без туннелирования одна из мод – оптический плазмон (OP) с корневым законом дисперсии, соответствующий синфазным колебаниям плотности заряда в слоях, другая мода – акустический плазмон (AP) с линейным законом дисперсии, соответствующий антифазным колебаниям. Кроме того, существуют одночастичные возбуждения 2D электронного газа (SPE).

Целью данной работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование спектра коллективных возбуждений в DQW во внешнем параллельном магнитном поле. Методом неупругого рассеяния света исследованы коллективные внутризонные возбуждения зарядовой плотности в двойных GaAs/AlGaAs квантовых ямах. Исследовано влияние на энергетиче-

ский спектр возбуждений взаимной ориентации параллельного магнитного поля и квазиимпульса возбуждения. Обнаружено, что энергии исследуемых возбуждений (оптического и акустического плазмонов) зависят от взаимной ориентации магнитного поля и квазиимпульса возбуждения. Теоретически рассмотрена обусловленная параллельным магнитным полем анизотропия спектров возбуждений в зависимости от таких факторов DQW, как конечная ширина квантовых ям и туннелирование между ними. Проведено сопоставление теоретических и экспериментальных результатов.

I. В работе исследовались два высококачественных образца, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (MBE). Образцы представляли собой две квантовые ямы GaAs, разделенные барьером AlGaAs, симметрично легированные с двух сторон  $\delta$ -слоем Si. Структура А – DQW с ямами шириной 200 Å и расстоянием между границами ям 25 Å (200/25/200), структура В – DQW 250/200/250. Подвижность 2D электронов была порядка  $10^6$  см<sup>2</sup>/В·с. Фотовозбуждение системы осуществлялось Ti/Sp-лазером, перестраиваемым в пределах 1.545–1.571 эВ, с характерной величиной плотности мощности  $W = 1 - 10$  Вт/см<sup>2</sup>, а также HeNe-лазером с энергией фотона 1.958 эВ ( $W = 0.01 - 0.1$  Вт/см<sup>2</sup>). Спектры неупругого рассеяния света детектировались с помощью CCD-камеры и тройного монохроматора T64000, которые обеспечивали спектральное разрешение 0.02 мэВ. Высокое качество образцов подтверждалось малой шириной линий, получаемых из спектров неупругого рассеяния света и спектров фотolumинесценции (порядка

<sup>1)</sup>e-mail: bisti@issp.ac.ru

0.15 мэВ). Измерения рамановских спектров проводились при температуре 4.2 К с помощью двухсветовой методики [8] в криостате с горизонтальной ориентацией магнитного поля. Часть измерений была проведена в криостате с геометрией Фарадея. Из магнитолюминесцентных измерений [9] была определена концентрация двумерных электронов ( $n$ ) для обоих образцов. Для DQW A(200/25/200) суммарная концентрация составила  $7.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , для DQW B(250/200/250) при небольшой подсветке HeNe-лазером [10] –  $1.65 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Поворотом вставки вокруг вертикальной оси можно было менять угол между квазиимпульсом возбуждения и направлением параллельного магнитного поля в диапазоне от 0 до  $360^\circ$ , что позволило исследовать анизотропию спектра возбуждений DQW.

На рис.1 представлены спектры неупругого рассеяния света для двух образцов DQW: 250/200/250 –

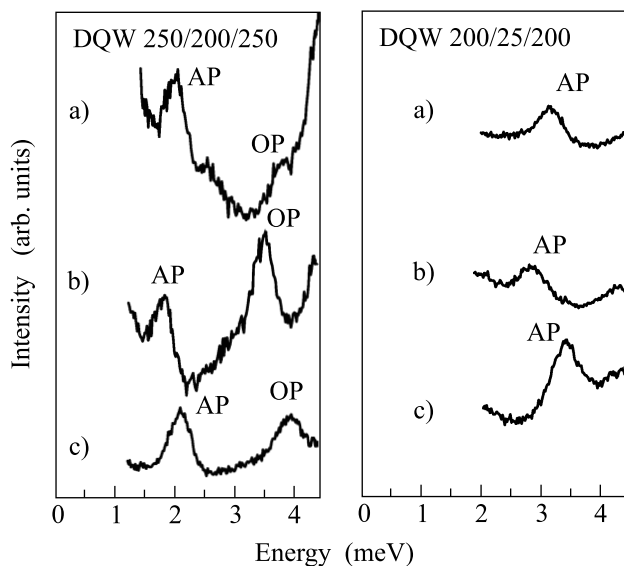


Рис.1. Спектры неупругого рассеяния света в двойных квантовых ямах 200/25/200 с концентрациями  $n_1 = n_2 = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (справа) и 250/200/250 – с концентрациями  $n_1 = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $n_2 = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (слева) при квазиимпульсе возбуждения  $k = 13 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . На рисунке (а) и (б) показаны спектры, измеренные в параллельном магнитном поле  $B_{\parallel} = 7 \text{ Тл}$  при двух значениях угла  $\varphi$  ( $180^\circ$  и  $90^\circ$ , соответственно), случай нулевого магнитного поля показан на рисунке (с)

слева и 200/25/200 – справа, измеренные в криостате с параллельной ориентацией магнитного поля, при квазиимпульсе возбуждения  $k = 13 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . На левом и правом рисунках ((а) и (б)) показаны спектры, измеренные в параллельном магнитном по-

ле  $B_{\parallel} = 7 \text{ Тл}$  при двух различных значениях угла  $\varphi$  между направлением квазиимпульса возбуждения и направлением магнитного поля: (а) – при  $\varphi = 180^\circ$  и (б) – при  $\varphi = 90^\circ$ . Случай нулевого магнитного поля показан на рис.1с. В спектре возбуждений DQW 250/200/250 (левый рисунок) присутствуют две моды: низкоэнергетическая линия соответствует AP, а высокоэнергетическая – OP плазмонам. Как видно из спектров, при изменении угла  $\varphi$  от  $90^\circ$  до  $180^\circ$  энергия обоих плазмонов увеличивается. В спектре возбуждений DQW 200/25/200 (правый рисунок) наблюдается одна мода – AP. Из рисунка видно, что, как и в предыдущем случае, энергия возбуждения больше при квазиимпульсе, параллельном магнитному полю.

Как упоминалось выше, поворотом вставки относительно вертикальной оси было возможно непрерывно менять угол между квазиимпульсом и вектором параллельного магнитного поля, что позволило исследовать анизотропию возбуждений двойных квантовых ям. Для DQW 200/25/200 при равенстве концентраций в обеих ямах ( $n_1 = n_2 = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  – симметричный случай) на рис.2 черными квадратами показана зависимость энергии AP от угла меж-

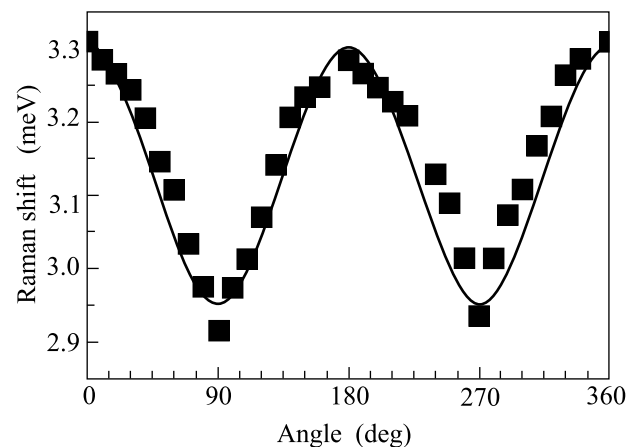


Рис.2. Зависимость энергии AP двойной квантовой ямы 200/25/200 от величины угла между квазиимпульсом возбуждения в плоскости  $k = 13 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  и направлением параллельного магнитного поля  $B_{\parallel} = 7 \text{ Тл}$  в декартовых координатах при равенстве концентраций в обеих ямах ( $n_1 = n_2 = 3.26 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Эксперимент – черные квадраты, теория – сплошная линия

ду  $k$  и  $B_{\parallel}$  в декартовых координатах. Как видно из рисунка, энергия AP демонстрирует заметную анизотропию и достигает минимума (максимума) при перпендикулярной (параллельной) ориентации между квазиимпульсом возбуждения и магнитным полем. В спектре возбуждений DQW 250/200/250 при-

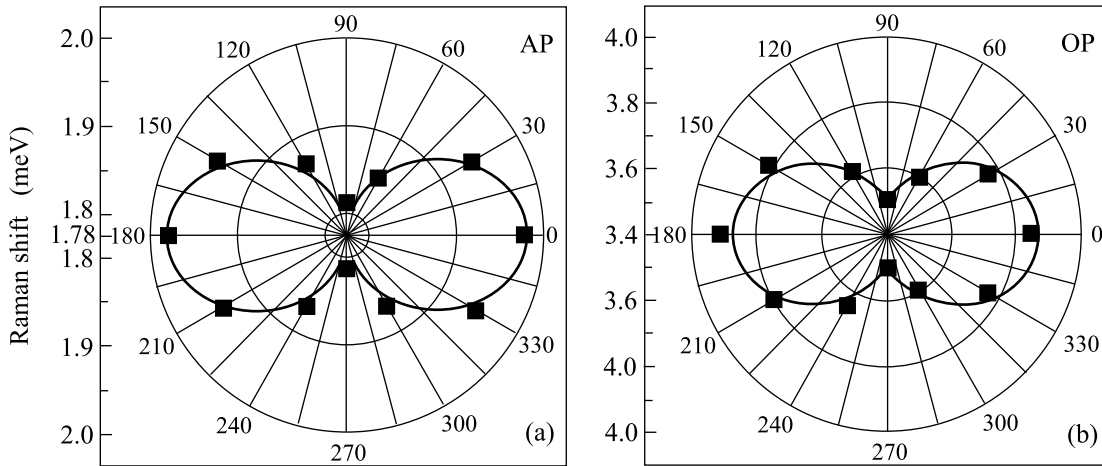


Рис.3. Зависимость энергии АР (а) и ОР (б) двойной квантовой ямы 250/200/250 от величины угла между квазиимпульсом возбуждения в плоскости  $k = 13 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  и направлением параллельного магнитного поля  $B_{\parallel} = 7 \text{ Тл}$  в полярных координатах при неравенстве концентраций в обеих ямах ( $n_1 = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $n_2 = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ). Эксперимент – черные квадраты, теория – сплошная линия

существуют две моды плазменных колебаний – акустический и оптический плазмоны. Небольшой подсветкой HeNe-лазером можно было изменять концентрацию в DQW, что позволило исследовать асимметричный случай, соответствующий неравенству концентраций электронов в ямах ( $n_1 = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $n_2 = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ). На рис.3 черными квадратами показан результат обработки экспериментальных данных. Из рисунка видно, что, как и в предыдущем случае, зависимость энергии АР (слева) и ОР (справа) от величины угла симметрична, минимум (максимум) достигается при тех же значениях угла  $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$  ( $\varphi = 0^\circ, 180^\circ$ ). Следует заметить, что небольшое увеличение энергии плазмона при изменении взаимной ориентации  $k$  и  $B_{\parallel}$  от перпендикулярной к параллельной в одиночном гетеропереходе отмечалась в работе [3].

II. Для теоретического определения энергии плазмонов (СД возбуждений) достаточно приближения случайных фаз (RPA)[11, 12], без учета обменного взаимодействия между электронами. Так, для случая бесконечно тонких электронных слоев с равными концентрациями  $N$  без учета туннелирования между слоями, в отсутствие параллельного магнитного поля энергии плазменных колебаний следующие:

$$\omega_{OP} = \left( \frac{4\pi e^2 N k}{\epsilon m} \right)^{1/2}, \quad \omega_{AP} = k v_F \frac{1 + 2b/a_B}{(1 + 4b/a_B)^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $b$  – расстояние между слоями,  $k$  – импульс возбуждения,  $a_B$  – боровский радиус электрона,  $k_F$  – импульс Ферми,  $v_F = \hbar k_F / m$ . Учет конечной тол-

щины слоев приводит к изменению взаимодействия между электронами и, как следствие, к следующему изменению дисперсии плазмонов:

$$\omega_{OP,AP} \rightarrow \omega_{OP,AP} (1 - \text{const} \cdot ka), \quad (2)$$

где  $a$  – характерная толщина слоя, однако при  $ka \ll 1$  это изменение незначительно.

Влияние слабого туннелирования ( $E_0 \gg \Delta_{SAS}$ , где  $E_0$  – энергия нижнего уровня,  $\Delta_{SAS}$  – величина расщепления энергетических уровней) в области частот  $\omega \gg \Delta_{SAS}$  также сводится лишь к малым поправкам [13, 14].

Спектр коллективных возбуждений в DQW, находящихся в сильном магнитном поле, параллельном плоскостям движения электронов, определяется одновременным действием таких факторов, как магнитное поле, конечная ширина квантовых ям, туннелирование. Влияние параллельного магнитного поля для случая бесконечно тонких слоев, но конечно-го туннелирования рассмотрено в [15], однако этот случай недостаточно реалистичен, так как туннелирование всегда связано с конечной шириной слоев; кроме того, приведенные формулы в квадратурах и слишком мелкомасштабные графики делают невозможным сравнение с экспериментом. В работе [16] приведены данные конкретного численного расчета для широкой квантовой ямы, которая в сильном параллельном поле обнаруживает сходство с DQW; необходимые факторы учтены, но вклад каждого из них проследить сложно.

Поэтому далее рассмотрены отдельно вклады каждого из определяющих факторов на спектр плазмонов и выявлены общие закономерности.

В общем случае волновые функции электронов находятся из уравнения Шредингера для электрона во внешнем потенциале  $V_{DQW}(z)$ , параллельном магнитном поле  $B$  и самосогласованном потенциале Хартри  $V_H(z)$ :

$$\left( \frac{\hbar^2}{2m} (k_x - eBz)^2 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + V_{DQW}(z) + V_H(z) \right) \Psi_{lk}(z) = E_l(k) \Psi_{lk}(z); \quad (3)$$

предполагается, что магнитное поле в этом уравнении можно рассматривать как возмущение ( $\hbar\omega_c \ll E_l$ ).

Для двух бесконечно тонких электронных слоев без учета туннелирования параллельное поле приводит к сдвигу дисперсионных кривых:

$$\begin{aligned} E_{01} &= E_0 + \frac{\hbar^2}{2m} ((k_x + k_H)^2 + k_y^2), \\ E_{02} &= E_0 + \frac{\hbar^2}{2m} ((k_x - k_H)^2 + k_y^2), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $k_H = b/2l_H^2$ ,  $l_H$  – магнитная длина ( $z = 0$  соответствует середине между слоями). При этом энергии плазменных колебаний не изменяются.

Для двух слоев конечной толщины в первом порядке теории возмущений результат аналогичен предыдущему, только вместо  $b$  войдет  $\bar{z}_1 - \bar{z}_2$ , где  $\bar{z}_i = \int \Psi_i^2(z) z dz$  ( $i$  – номер слоя). Второй порядок теории возмущений приводит к анизотропии эффективной массы электронов:

$$\begin{aligned} E_{01} &= E_0 + \frac{\hbar^2}{2m_H} (k_x + k_H)^2 + \frac{\hbar^2}{2m} k_y^2; \\ E_{02} &= E_0 + \frac{\hbar^2}{2m_H} (k_x - k_H)^2 + \frac{\hbar^2}{2m} k_y^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\frac{1}{m_H} = \frac{1}{m} (1 - \gamma); \quad \gamma = \sum_l \frac{2\hbar^2 | \langle z \rangle_{0l} |^2}{m l_H^4 (E_l - E_0)}. \quad (6)$$

Для случая параболической ямы (гармонический осциллятор с частотой  $\omega_0$ ) анизотропия массы электронов в параллельном поле находится точно [17]:  $\gamma = \omega_c^2 / (\omega_0^2 + \omega_c^2)$ .

Анизотропный закон дисперсии для электронов приводит, в свою очередь, к анизотропии в дисперсии плазмонов:

$$\omega_{OP,AP} \rightarrow \omega_{OP,AP} (1 - \gamma \sin^2 \varphi)^{1/2}. \quad (7)$$

Для асимметричного случая (ямы с разной анизотропией электронной массы  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  и разными электронными концентрациями  $n_1$  и  $n_2$ ) угловая зависимость энергии ОР и АР плазмонов также описывается формулой (7), но со следующими параметрами

$$\begin{aligned} \gamma_{OP} &= (\gamma_1 n_1 + \gamma_2 n_2) / (n_1 + n_2), \\ \gamma_{AP} &= (\gamma_2 n_1 + \gamma_1 n_2) / (n_1 + n_2). \end{aligned} \quad (8)$$

Величину параметра анизотропии  $\gamma$  можно оценить для двух предельных случаев: а) узкая прямоугольная яма с бесконечными стенками; б) приближение треугольной ямы (может служить моделью для широкой прямоугольной ямы с односторонним легированием):  $\gamma_a = 0.026(a/a_H)^4$ ;  $\gamma_b = 4((z)/a_H)^4$ . Для образца А  $\gamma_a = 0.4$ ;  $\gamma_b = 0.2$ ; для образца В  $\gamma_a = 0.7$ ;  $\gamma_b = 0.13$ . Реальное значение  $\gamma$  с учетом легирования и самосогласованного потенциала лежит в этом промежутке.

Учет туннелирования для бесконечно тонких слоев в сильном поле ( $E_F < U$ ,  $U = \hbar^2 k_H^2 / 2m$ ) в работе [15] также показывает различие энергий плазмонов, распространяющихся вдоль и поперек поля, но параметром является  $(\Delta_{SAS}/4U)^2$ . Для исследуемых образцов ( $\Delta_{SAS} < 1$  мэВ) эта величина  $\sim 10^{-2}$ , поэтому влияние туннелирования несущественно.

Для сравнения с экспериментальными результатами на рис.2 приведена угловая зависимость (7) для энергии АР при  $\gamma = 0.20$ , на рис.3 приведены угловые зависимости (7) для энергии АР и ОР при  $\gamma = 0.17$  (значения энергий вдоль поля для построения теоретических кривых взяты из эксперимента). Экспериментальные и теоретические результаты соответствуют друг другу.

В данной работе экспериментально установлено, что для системы электронов в DQW в сильном параллельном магнитном поле наблюдается заметная анизотропия спектров возбуждений. Показано теоретически, что анизотропия энергии оптического и акустического плазмонов обусловлена конечной толщиной электронных слоев, проявляющейся в анизотропии эффективной массы.

Авторы выражают благодарность И. В. Кукушкину за полезные дискуссии и постоянное внимание к работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. С. В. Товстоног, И. В. Кукушкин, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, Письма в ЖЭТФ **76**, 592 (2002).
2. S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. **B66**, 241308 (2002).

3. В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, Б. Н. Шепель и др., Письма в ЖЭТФ **63**, 974 (1996).
4. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. **B66**, 073306 (2002).
5. J. Dempsey and B. I. Halperin, Phys. Rev. **B45**, 3902 (1992).
6. P. I. Tambonea and S. Das Sarma, Phys. Rev. **B49**, 16593 (1994).
7. D. S. Kainth, D. Richards, A. S. Bhatti et al., Phys. Rev. **B59**, 2095 (1999).
8. E. D. Isaacs and D. Heiman, Rev. Sci. Instrum. **58**, 1672 (1987).
9. I. Kukushkin and V. B. Timofeev, Adv. Phys. **45**, 147 (1996).
10. I. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog et al., Phys. Rev. **B40**, 4179 (1989).
11. P. З. Витлина, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **81**, 1011 (1981).
12. S. Das Sarma and A. Madhukar, Phys. Rev. **B23**, 805 (1981).
13. G. E. Santoro and G. F. Guilliani, Phys. Rev. **B37**, 937 (1988).
14. S. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. Lett. **81**, 4216 (1998).
15. G. R. Aizin and Godfrey Gumbs, Phys. Rev. **B54**, 2049 (1996).
16. Shuh-Jen Cheng and Rolf R. Gerhards, Phys. Rev. **B65**, 085307 (2002).
17. H. Tang and P. N. Butcher, J. Phys. **21**, 3313 (1988).