

Оптическое детектирование магнитоплазменных резонансов в непрямозонных AlAs/AlGaAs квантовых ямах

А. Р. Хисамеева^{+,*}, С. И. Губарев⁺, В. М. Муравьев^{+,1)}, И. В. Кукушкин⁺

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Московский физико-технический институт (государственный университет), 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 22 мая 2017 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения были исследованы магнитоплазменные возбуждения в AlAs/AlGaAs квантовых ямах с сильной анизотропией эффективных масс двумерных электронов. Данный метод впервые применен для непрямозонного полупроводника. Для циклотронной магнитоплазменной моды было обнаружено сильное отклонение от теоретической магнитодисперсионной зависимости. Такое поведение возможно связано со значительно более сильным проявлением эффектов запаздывания в двумерных системах с анизотропным энергетическим спектром.

DOI: 10.7868/S0370274X17130069

Исследования плазменных возбуждений в двумерных электронных системах (ДЭС) привлекают все более возрастающий интерес в последние годы [1]. Во многом это обусловлено возможным использованием результатов исследований для создания новых систем детектирования и генерации излучения терагерцового частотного диапазона [2, 3]. До настоящего времени подавляющее большинство экспериментальных работ было посвящено изучению физических свойств плазменных возбуждений в однодолинных изотропных ДЭС [4–6]. За последние десятилетия, благодаря существенному прогрессу в технологии эпитаксиального роста, стало возможным появление нового класса высококачественных двумерных структур на основе AlAs квантовых ям [7]. Отличительными особенностями таких структур являются многодолинность и естественная анизотропия эффективных масс двумерных электронов.

Объемный AlAs является непрямозонным полупроводником, имеющим три энергетических минимума в X точках зоны Бриллюэна. Поверхность Ферми AlAs представляет собой три эллипсоида, расположенных вдоль основных кристаллографических направлений. В широких AlAs квантовых ямах с шириной более 5 нм, выращенных на GaAs (001) подложках, электроны заполняют только X [100] и Y [010] долины в плоскости гетероперехода. Это обусловлено двусосным сжатием слоя AlAs, возникающим вследствие различия постоянных решеток в материалах, образующих гетеропереход, а именно AlAs и AlGaAs.

Величины эффективных масс в X и Y долинах, соответствующие основным полуосям эллипса, составляют $m_l = 1.1 m_0$ и $m_{tr} = 0.2 m_0$.

Сильная анизотропия эффективных масс двумерных электронов и контролируемое заполнение различных долин делают двумерные гетероструктуры на основе AlAs квантовых ям уникальным объектом для изучения новых плазменных явлений. Первые эксперименты на AlAs гетероструктурах показали, что спектр магнитоплазменных возбуждений в таких системах обладает целым рядом уникальных особенностей: наличием щели в спектре плазменных возбуждений для абсолютно симметричных образцов в форме диска, а также нетривиальной перестройкой плазмонного спектра при перераспределении носителей заряда между различными долинами [8, 9]. Очевидным недостатком этих исследований является то, что измерения выполняли на массиве микроструктур со сложным диэлектрическим окружением, что могло значительно исказить ширину и положение плазменного резонанса.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению магнитоплазменных возбуждений в высококачественных квантовых ямах AlAs/AlGaAs. Исследования проводили на одиночной микроструктуре при помощи уникальной методики оптического детектирования микроволнового резонансного поглощения (ОДМП). Ранее данный метод успешно использовали для исследований различных коллективных возбуждений в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [10, 11]. В измерениях использовали структуры, выращенные на нелегированной подложке GaAs вдоль

¹⁾e-mail: muravev@issp.ac.ru

кристаллографического направления [100] с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Ширина квантовой ямы составляла 15 нм, электронная концентрация n_s и подвижность μ равнялись соответственно $2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2.0 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Методом фотолитографии на поверхности кристалла была изготовлена одиночная меза в форме диска диаметром $d = 0.5 \text{ мм}$ (рис. 1а). К сожалению, в системах на ос-

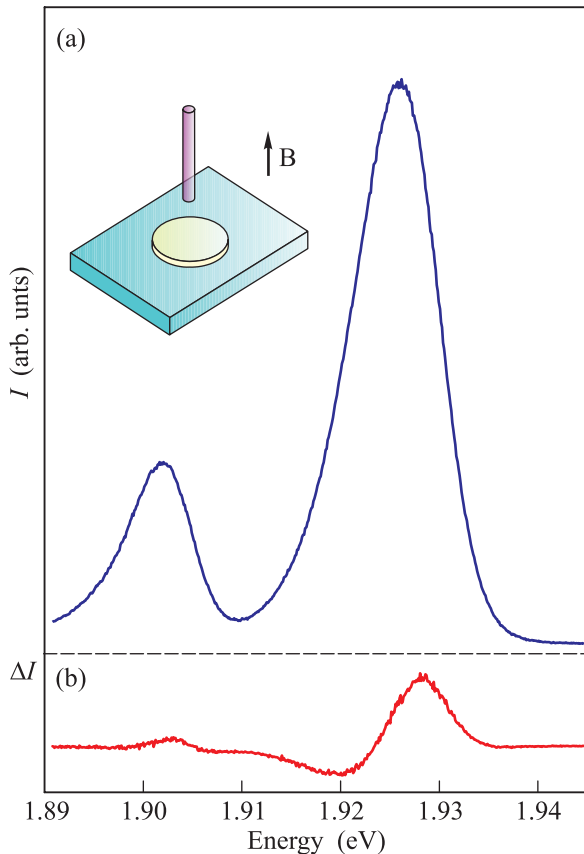


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр люминесценции (а) и дифференциальный по СВЧ мощности спектр излучения двумерных электронов (б) на частоте 29.3 ГГц в магнитном поле 0.5 Тл. Измерения проводились на AlAs/AlGaAs квантовой яме с концентрацией двумерных электронов $2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при температуре $T = 1.5 \text{ К}$. Вставка: схематическое изображение исследуемого образца (одиночный диск диаметром $d = 0.5 \text{ мм}$) с подведенным световодом

нове AlAs отсутствует люминесценция, обусловленная рекомбинационным излучением двумерных электронов с фотовозбужденными носителями. Вместо этого в качестве пробной была выбрана линия примесного центра в барьере AlGaAs с энергией 1.93 эВ (см. рис. 1а). Ее интенсивность оказалась восприимчива к изменению температуры ДЭС, возникающему в результате поглощения СВЧ излучения в усло-

виях магнитоплазменного резонанса. Хотя чувствительность примесного излучения к нагреву ДЭС оказалась многократно слабее, чем в случае рекомбинационного излучения двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, тем не менее, это позволило надежно детектировать резонансное поглощение в исследуемых структурах. В эксперименте сравнивали спектры люминесценции в присутствии СВЧ излучения и без него. Разницу между двумя измеренными таким образом спектрами – дифференциальный спектр – исследовали как функцию магнитного поля. Интеграл от абсолютной величины дифференциального спектра представлял собой меру интенсивности поглощения СВЧ излучения. Для примера, на рис. 1 изображены спектры люминесценции и дифференциальный спектр, измеренные на частоте $f = 29.3 \text{ ГГц}$ в магнитном поле 0.5 Тл. Видно, что дифференциальный спектр несколько смещен в сторону высоких энергий по сравнению со спектром люминесценции. Важной особенностью используемого в настоящих экспериментах ОДМП метода является отсутствие контактов и затворов в исследуемых структурах, вносящих возмущение в электромагнитное поле плазменной волны. Измерения выполняли при температуре 1.5 К в перпендикулярном направлении образца магнитном поле до 1.5 Тл. Образец закрепляли внутри прямоугольного волноводного тракта, что позволяло проводить измерения в частотном диапазоне 15–40 ГГц. Оптическое возбуждение и сбор сигнала люминесценции производили с помощью гибкого световода, расположенного непосредственно над диском (рис. 1а). Фотовозбуждение производилось второй гармоникой YAG лазера с длиной волны 532 нм. Сигнал люминесценции анализировали дифракционным спектрометром с линейной дисперсией 1 нм/мм, с последующей фотоэлектрической регистрацией при помощи охлаждаемой азотом CCD.

На рис. 2 показана серия кривых микроволнового поглощения, измеренных в зависимости от магнитного поля при фиксированных частотах СВЧ излучения $f = 18.2, 29.3$ и 37.2 ГГц . Зависимости имеют резонансный характер, причем, по мере увеличения частоты облучения, резонанс смещается в сторону больших магнитных полей. Такое поведение характерно для циклотронной магнитоплазменной моды. Действительно, по положениям резонансного магнитного поля от частоты была построена магнитодисперсия возбуждаемой плазменной моды, как показано на рис. 3а (красные точки). Для сравнения, на том же рисунке приведены результаты измерений, выполненных на идентичной структуре с помо-

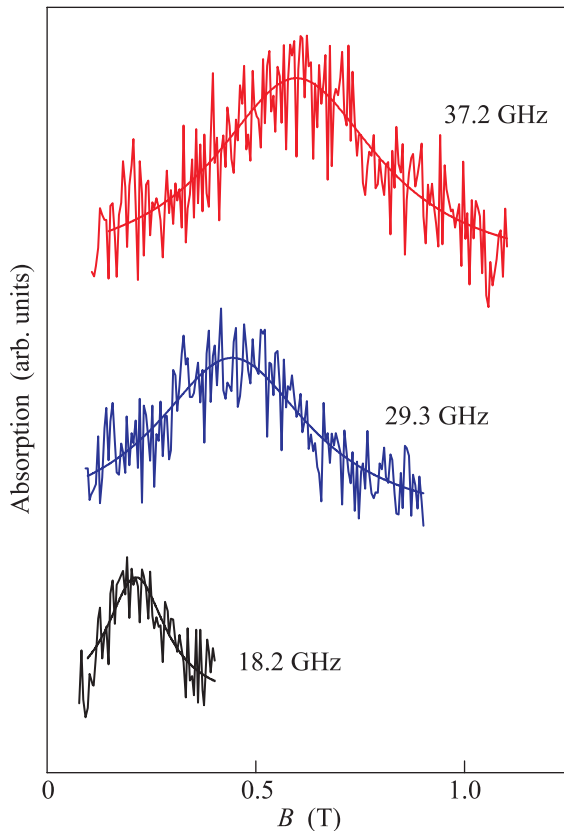


Рис. 2. (Цветной онлайн) Типичные магнитопольные зависимости резонансного поглощения, измеренные для серии частот микроволнового излучения 18.2, 29.3 и 37.2 ГГц ($T = 1.5$ К). Сплошными линиями показаны подгонки экспериментальных магнитопольных зависимостей лоренцевым контуром

щью копланарной методики (синие точки) [9]. В этих измерениях образец представлял собой шесть равноудаленных дисков ДЭС диаметром $d = 0.5$ мм, помещенных в щели согласованного микроволнового копланарного волновода. Измеряли пропускание СВЧ сигнала через копланарный волновод. На рис. 3b показано сравнение резонансных кривых микроволнового поглощения для частоты $f = 29$ ГГц, измеренных при помощи оптической (красная кривая) и копланарной (синяя) методик. Поглощение сигнала в копланарном волноводе, обусловленное возбуждением магнитоплазменного резонанса в дисках ДЭС, проявляется как минимум в пропускании. Стрелкой на рис. 3b показан уровень оптического сигнала и пропускания волновода в отсутствие СВЧ излучения. Видно, что резонансные плазмонные контуры, измеренные обеими методиками, имеют одинаковую форму и положение по магнитному полю.

Магнитодисперсионная зависимость, измеренная копланарной методикой, имеет две ветви, которые

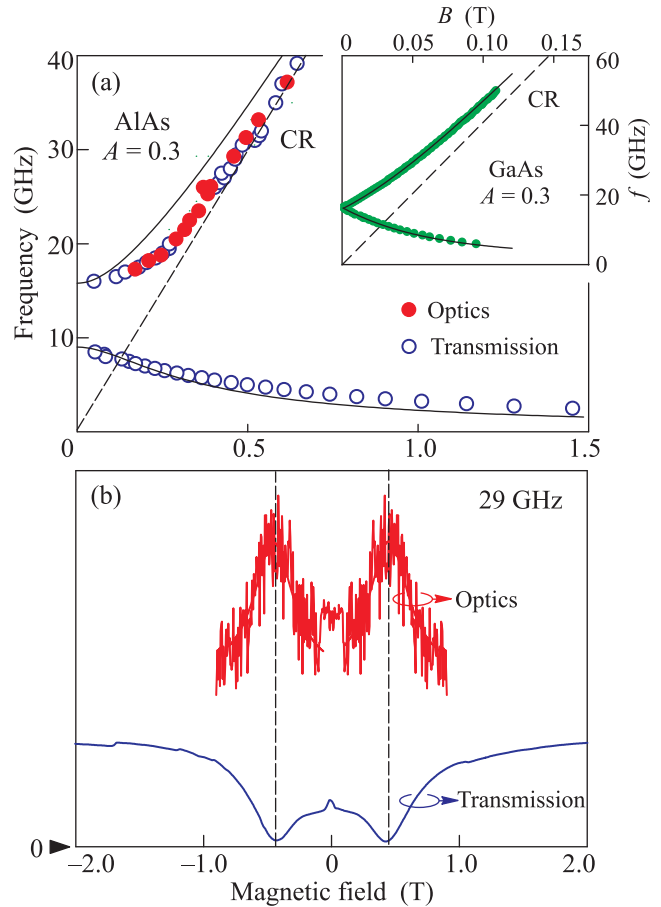


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Магнитодисперсия плазменных возбуждений, полученная методом оптического детектирования (красные точки) и при помощи копланарной методики (синие точки). Вставка: спектр магнитоплазменных возбуждений, измеренный на геометрически идентичном образце в GaAs квантовой яме с изотропной эффективной массой двумерных электронов. Штриховой линией показано положение циклотронного резонанса. (b) – Резонансные кривые микроволнового поглощения, измеренные на частоте $f = 29$ ГГц оптической (красная кривая) и копланарной (синяя кривая) методиками

разделены щелью в нулевом магнитном поле. Низкочастотная ветвь, обладающая отрицательной магнитодисперсией, соответствует возбуждению краевого магнитоплазмона (КМП) [5, 12, 13]. Волна КМП распространяется вдоль края образца в направлении, задаваемом ориентацией внешнего магнитного поля B . Скорость КМП пропорциональна холловской проводимости $\sigma_{xy} \sim n_s/B$. Высокочастотная ветвь, обладающая положительной магнитодисперсией, соответствует возбуждению циклотронной магнитоплазмонной моды. В пределе больших магнитных полей она асимптотически стремится к циклотронному ре-

зонансу. В однодолинных изотропных системах на основе GaAs циклотронная и краевая магнитоплазменные моды вырождены в нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл (вставка к рис. 3а). Анизотропия электронных масс в AlAs приводит к снятию этого вырождения и появлению щели в спектре (см. рис. 3а). Подобное явление наблюдалось в работах на GaAs/AlGaAs гетероструктурах [14, 15], где небольшая анизотропия в исходно изотропной ДЭС наводилась с помощью сильного магнитного поля в плоскости образца.

Сплошными линиями на рис. 3а показаны теоретические зависимости для спектра плазменных возбуждений в ДЭС с анизотропной эффективной массой в геометрии диска. В рамках дипольного приближения они могут быть описаны следующим выражением [16–18]:

$$\omega_{1, \text{tr}} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\Omega_{\text{tr}} + \Omega_1)^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_{\text{tr}} - \Omega_1)^2 + \omega_c^2} \right], \quad (1)$$

где $\Omega_1 = 9$ ГГц и $\Omega_{\text{tr}} = 16$ ГГц – плазменные частоты в нулевом магнитном поле, $\omega_c = eB/m_c$ – циклотронная частота. Циклотронную массу определяют как среднее геометрическое эффективных масс вдоль главных кристаллографических направлений $m_c = \sqrt{m_1 m_{\text{tr}}}$.

Магнитополевое поведение краевой магнитоплазменной моды хорошо описывается теоретической зависимостью (1). В отличие от краевой моды, верхняя циклотронная мода проходит значительно ближе к линии циклотронного резонанса (штриховая линия на рис. 3а), чем предсказывает теория. Такое поведение циклотронной магнитоплазменной моды возможно является проявлением сильного эффекта запаздывания – гибридизации плазменной и световой мод. Важнейшим параметром, характеризующим степень важности эффектов запаздывания в исследуемой структуре, является безразмерный параметр $A = \Omega \sqrt{\epsilon} d / 2c$. Этот параметр запаздывания определяется как отношение плазменной частоты Ω к частоте света с тем же самым волновым вектором $q = 2/d$. Для исследуемого образца AlAs/AlGaAs гетероструктуры параметр запаздывания составляет $A \approx 0.3$ для циклотронной моды ($\Omega_{\text{tr}} = 16$ ГГц) и $A \approx 0.17$ для краевой моды ($\Omega_1 = 9$ ГГц). Для сравнения на вставке к рис. 3а приведен спектр магнитоплазменных возбуждений, измеренный на идентичном по геометрии образце изотропных двумерных электронов ($m^* = 0.067 m_0$) в GaAs квантовой яме. Электронная концентрация в структуре ($n_s = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) была подобрана таким образом, чтобы плазменная частота в нулевом магнитном поле составила $\Omega \approx 16$ ГГц, что соответствует значению

параметра запаздывания $A \approx 0.3$. Следовательно, в случае образца GaAs обе магнитоплазменные ветви идеально ложатся на теоретическую зависимость (1) и не демонстрируют плазмон-поляритонных эффектов. Таким образом, поляритонные эффекты проявляются значительно сильнее в системе с анизотропным энергетическим спектром. Природа обнаруженного эффекта пока не ясна и будет предметом наших дальнейших исследований.

Таким образом, в данной работе была продемонстрирована возможность изучения магнитоплазменных возбуждений в непрямоугольном полупроводнике методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения. Этот результат открывает широкую перспективу использования данного метода для исследования других непрямоугольных полупроводников. Важным преимуществом метода является отсутствие контактов или затворов, вносящих возмущения в электромагнитное поле плазменной волны. Результаты измерений показали также значительно более сильное проявление эффектов запаздывания в двумерных системах с анизотропным энергетическим спектром.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 14-12-00693).

1. J. Łusakowski, *Semicond. Sci. and Technol.* **32**, 013004 (2016).
2. W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Łusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. Fatimy, Y. M. Meziani, and T. Otsuji, *J. Infrared Millimeter and Terahertz Waves* **30**, 1319 (2009).
3. V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat, and W. Knap, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 243504 (2011).
4. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 980 (1977).
5. S. J. Allen, Jr., H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875(R) (1983).
6. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
7. M. Shayegan, E. P. De Poortere, O. Gunawan, Y. P. Shkolnikov, E. Tutuc and K. Vakili, *Phys. Status Solidi B* **243**, 3629 (2006).
8. T. S. Lay, J. J. Heremans, Y. W. Suen, M. B. Santos, K. Hirakawa, M. Shayegan, and A. Zrenner, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 3120 (1993).
9. V. M. Muravev, A. R. Khisameeva, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **92**, 041303(R) (2015).

10. B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, and A. Ron, *Phys. Stat. Sol.* **164**, 231 (1997).
11. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Nature* **415**, 409 (2002).
12. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, *Pis'ma ZhETF* **42**, 450 (1985) [*JETP Lett.* **42**, 556 (1985)].
13. V. A. Volkov, D. V. Galchenkov, L. A. Galchenkov, I. M. Grodnenskii, O. R. Matov, and S. A. Mikhailov, *Pis'ma ZhETF* **44**, 510 (1986) [*JETP Lett.* **44**, 655 (1986)].
14. V. E. Kozlov, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **94**, 397 (2011).
15. V. E. Kozlov, S. I. Gubarev, A. A. Dremin, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **96**, 525 (2012).
16. C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, J. H. English, and M. Sundaram, *Solid State Commun.* **80**, 673 (1991).
17. V. Shikin, S. Nazin, D. Heitmann, and T. Demel, *Phys. Rev. B* **43**, 11903 (1991).
18. V. A. Geyler, V. A. Margulis, and A. V. Shorokhov, *Phys. Rev. B* **63**, 245316 (2001).