

## Коллективные магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных кольцах

С. И. Губарев, В. А. Ковальский<sup>1)</sup>, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, Ю. Смет<sup>+</sup>,  
К. фон Клитцинг<sup>+</sup>

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

<sup>+</sup>Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 10 июня 2004 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследованы спектры магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных дисках и кольцах. В структурах с кольцевой геометрией обнаружены два типа краевых магнитоплазменных мод, локализованных в больших магнитных полях вдоль внутренней и внешней границ кольца. Показано, что взаимодействие между этими модами приводит к сильной модификации их магнитопольевых зависимостей по сравнению с дисками. Помимо продольных краевых магнитоплазменных возбуждений обнаружены дополнительные поперечные плазменные моды, связанные с колебаниями электронной плотности вдоль радиуса кольца. В рамках электродинамической теории вычислены спектры магнитоплазменных возбуждений как для кольцевых структур, так и для дисков. Из сравнения экспериментальных и теоретических результатов проведена классификация всех обнаруженных мод коллективных магнитоплазменных возбуждений.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Низкоразмерные электронные системы в полупроводниковых структурах являются объектом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований. При этом значительный интерес вызывают изучения магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах, ограниченных определенной геометрией. В большинстве работ, посвященных этой теме, исследовались свойства 2D и 1D магнитоплазменных возбуждений в структурах с геометрией диска, квантовых точек, антиоточек и квантовых проволок [1–6]. Между тем, недостаточное внимание как в экспериментальном, так и в теоретическом планах было уделено изучению структур с кольцевой геометрией. В этой геометрии путем изменения отношения внешнего,  $a$ , и внутреннего,  $b$ , диаметров колец можно исследовать переход от двумерного ( $a/b \gg 1$ ) к одномерному ( $a/b \sim 1$ ) характеру плазменных возбуждений. Еще одной привлекательной особенностью кольцевой геометрии является возможность исследовать в таких структурах взаимодействие между двумя пространственно близкими краевыми магнитоплазменными модами, а также зависимость этого взаимодействия от расстояния, электронной плотности и магнитного поля. Единичные экспериментальные [7] и теоретические [8] попытки исследований двумерных структур с кольцевой геометрией не внесли ясность в вопрос о моди-

фикации плазменных возбуждений при переходе от одномерного случая к двумерному, поскольку в этих работах отсутствовал сравнительный анализ колец с различными отношениями  $a/b$  и не было проведено сравнение спектров плазменных возбуждений, измеренных в дисках и в кольцах. Кроме того, в эксперименте [7] не все моды магнитоплазменных возбуждений, характерные для геометрии кольца, были обнаружены и не была исследована зависимость энергии этих мод от концентрации двумерных носителей.

В настоящей работе исследован спектр коллективных возбуждений двумерной электронной системы с кольцевой геометрией. Проведен сравнительный анализ спектров возбуждений, измеренных в кольце и в диске с тем же внешним диаметром, а также изучена модификация мод магнитоплазменных возбуждений при изменении размеров, магнитного поля и концентрации двумерных электронов.

Измерения проводились на двух структурах GaAs/AlGaAs  $n$ -типа (одиночная квантовая яма шириной  $300 \text{ \AA}$ ) с электронной плотностью  $2.5 \cdot 10^{11}$  и  $0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . На этих подложках с помощью фотолитографии были изготовлены мезы в форме кольца с внешним диаметром  $a = 0.6 \text{ мм}$ , и внутренним диаметром  $b = 0.2 \text{ мм}$ . Для сравнения на тех же самых подложках были изготовлены диски с диаметром  $0.6 \text{ мм}$ , совпадающим с внешним диаметром кольца. Спектры размерного магнитоплазменного резонанса измерялись методом оптического де-

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

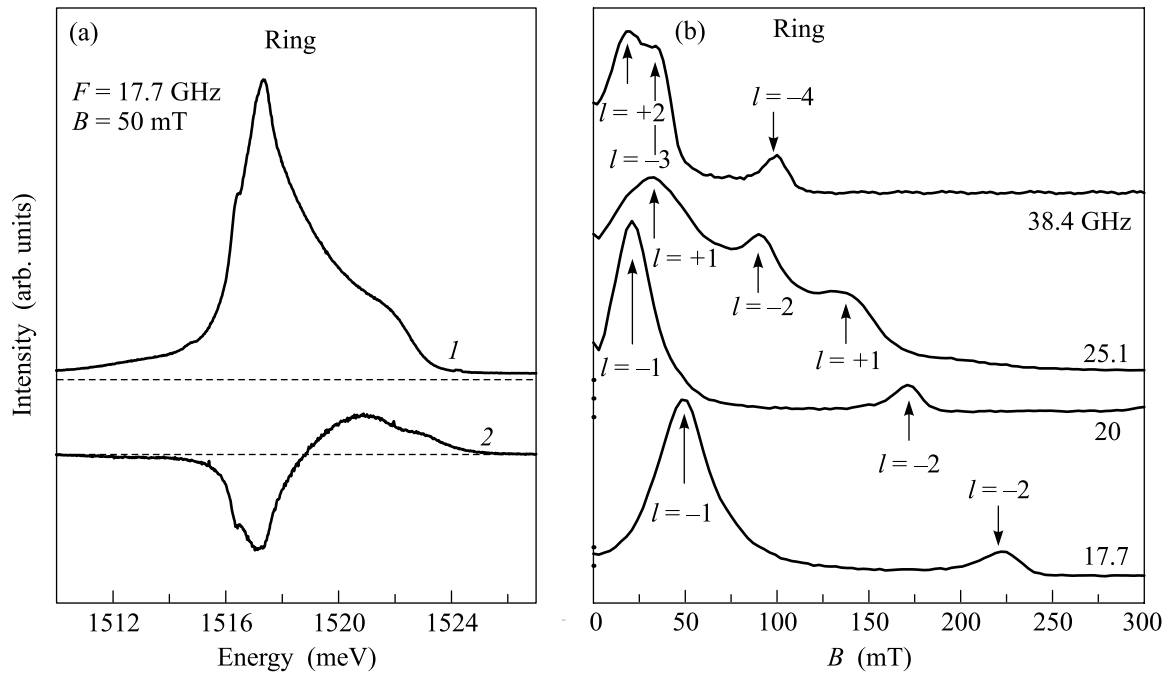


Рис. 1. (а) Спектр люминесценции 1 и дифференциальный по мощности СВЧ спектр излучения 2, измеренные в структуре с кольцевой геометрией ( $a = 0.6$  мм,  $b = 0.2$  мм) в резонансном магнитном поле  $B = 50$  мТл при микроволновом возбуждении с частотой 17.7 ГГц. (б) Типичные магнитопольевые зависимости резонансного поглощения, измеренные в той же структуре, для различных частот микроволнового излучения. Концентрация двумерных электронов  $2.6 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ .

тектирования микроволнового поглощения [9, 10], обладающим высокой чувствительностью. Исследовались дифференциальные (по мощности СВЧ) спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов при температуре  $T = 1.5$ – $4.2$  К и частотах микроволнового возбуждения в диапазоне частот от 4 ГГц до 50 ГГц. Фотовозбуждение и регистрация рекомбинационного излучения осуществлялись с помощью кварцевого оптического световода, подведенного непосредственно к образцу. Оптический сигнал регистрировался высокочувствительным ССД детектором и анализировался с помощью двойного спектрометра со спектральным разрешением 0.03 мэВ. Микроволновое излучение подводилось к образцу либо по СВЧ тракту, либо по коаксиальному СВЧ кабелю, позволяющему передавать высокочастотную мощность в частотном диапазоне 0–50 ГГц с затуханием менее 5 дБ. Абсолютная величина разностного сигнала интегрировалась по всему спектру рекомбинационного излучения, и, определенная таким способом, интегральная интенсивность дифференциального спектра служила мерой интенсивности микроволнового поглощения. Исследовалась зависимость измеренной таким способом интенсивности микроволнового поглощения как функции магнитного поля при

различных частотах микроволнового возбуждения.

На рис.1а показан типичный спектр излучательной рекомбинации двумерных электронов (верхняя кривая) и отвечающий ему дифференциальный по СВЧ мощности спектр (нижняя кривая), измеренные при  $T = 1.5$  К и концентрации двумерных электронов  $2.6 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  в условиях резонанса ( $f = 17.7$  ГГц) в магнитном поле  $B = 50$  мТл. Как видно из этого рисунка, резонансное микроволновое поглощение приводит к изменению формы линии рекомбинационного излучения, что связано с разогревом электронной системы в результате резонансного поглощения СВЧ мощности. На рис.1б представлены магнитопольевые зависимости резонансного поглощения, измеренные в структуре с кольцевой геометрией ( $a = 0.6$  мм,  $b = 0.2$  мм), с концентрацией двумерных электронов  $2.6 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  для различных частот микроволнового СВЧ возбуждения. Стрелками указаны наблюдаемые магнитоплазменные моды, классификация которых дана на основе сравнения с теоретическим расчетом (см. ниже). Зависимости измеренного таким способом резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения представлена на рис.2а. Для сравнения на рис.2б показана магнитопольевая зависимость резонансных мод, измеренная на структуре,

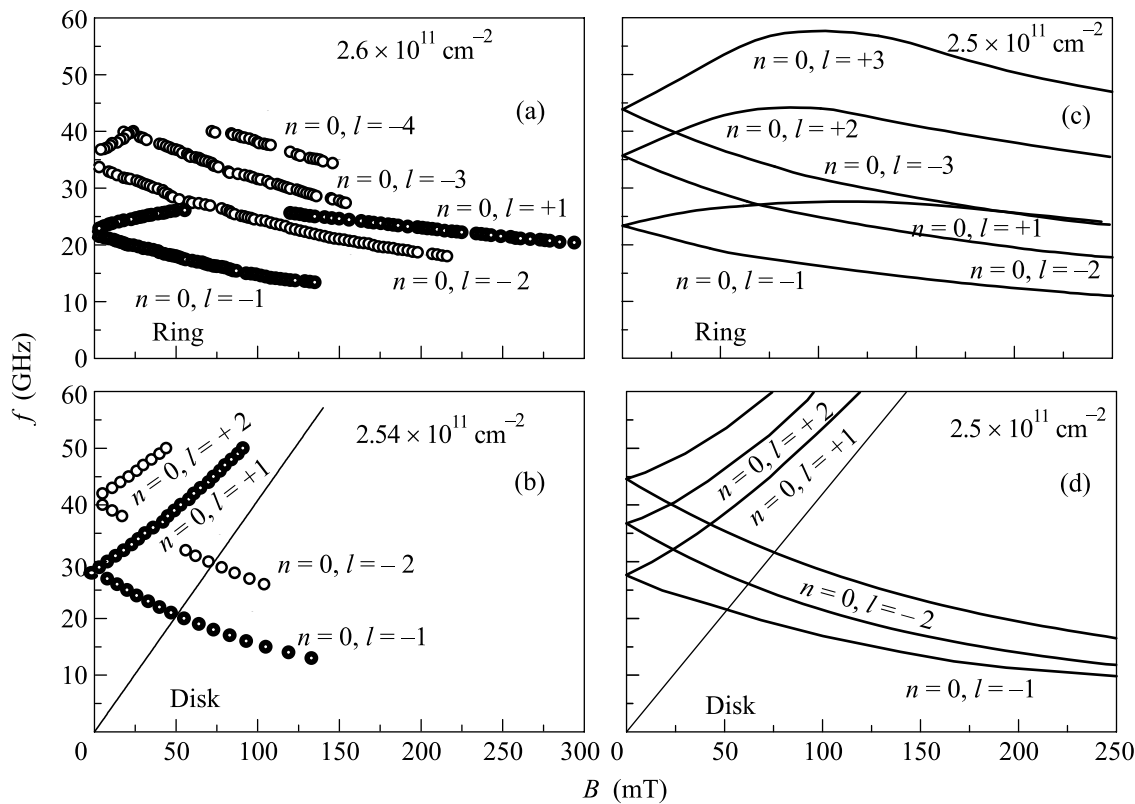


Рис.2. Магнитополевые зависимости частот резонансного возбуждения различных магнитоплазменных мод, измеренных в кольцевой структуре с размерами  $a = 0.6$  мм,  $b = 0.2$  мм (а) и в диске диаметром 0.6 мм (б) при  $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Теоретические зависимости  $f(B)$ , вычисленные для геометрий кольца (с) и диска (д) для тех же самых параметров

изготовленной на той же самой подложке и имеющей форму диска с диаметром, равным внешнему диаметру кольца. Из рис.2а, б видно, что, несмотря на равенство электронных концентраций и внешних диаметров структур, спектры магнитоплазменных возбуждений радикально отличаются.

Для классификации наблюдаемых резонансов удобно использовать два квантовых числа, которые полностью описывают все резонансные моды как в случае кольцевой геометрии, так и в случае диска. Одним из этих чисел является число  $n = 0, 1, 2, \dots$ , отвечающее количеству узлов в радиальном направлении для распределения возмущения зарядовой плотности. Другое, азимутальное число,  $l$ , описывает угловое распределение индуцированной зарядовой плотности и принимает значения  $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ . Применяя эту терминологию к магнитополевым зависимостям, изображенным на рис.2а и б, можно утверждать, что наблюдаемые резонансные моды относятся к серии возбуждений с  $n = 0$  и различными  $l$ ; в частности, для геометрии кольца проявляются моды с  $l = \pm 1, \pm 2, -3$  и  $-4$ , а для диска – моды с  $l = \pm 1, \pm 2$ . Несмотря на

одинаковую симметрию и схожий выбор квантовых чисел, поведение магнитоплазменных резонансов для случая кольцевой геометрии качественно отличается от геометрии диска. Наиболее ощутимая разница проявляется в поведении верхней ветви нижнего дублета резонансных мод (кривая  $n = 0, l = +1$  на рис.2а). В области малых магнитных полей эта мода обладает положительной магнитодисперсией, так же как и соответствующая мода в геометрии диска (кривая  $n = 0, l = +1$  на рис.2б). Однако в отличие от случая диска, где зависимость носит монотонный характер и в области больших магнитных полей асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса, в геометрии кольца она достигает максимума в районе 80 мТл, а затем уменьшается с ростом магнитного поля. Одновременно с этим происходит резкое уменьшение силы осциллятора соответствующего резонанса. Такое поведение резонансной моды свидетельствует о ее локализации вблизи одного из краев кольца, начиная с некоторого магнитного поля, и тем самым позволяет сделать вывод о краевом характере этой моды. Схожее поведение в больших полях демонстрирует и нижняя

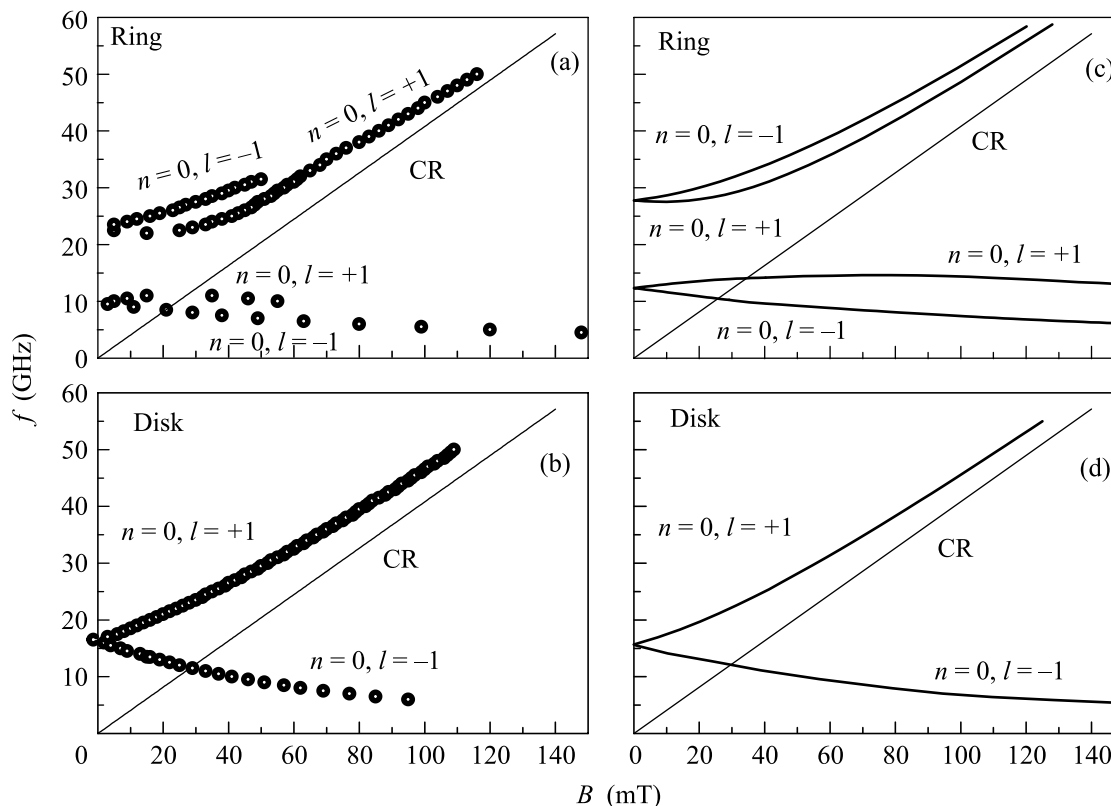


Рис.3. Магнитопольевые зависимости частот резонансного возбуждения различных магнитоплазменных мод, измеренных в кольцевой структуре с размерами  $a = 0.6$  мм,  $b = 0.2$  мм (а) и в диске диаметром 0.6 мм (б) при  $n_s = 0.8 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Теоретические зависимости  $f(B)$ , вычисленные для геометрий кольца (с) и диска (д) для тех же самых параметров

резонансная ветвь (кривая  $n = 0, l = -1$  на рис.2а). Эта мода сразу обладает отрицательной магнитодисперсией и с ростом магнитного поля локализуется вдоль внешнего края кольца, являясь аналогом краевой магнитоплазменной моды  $n = 0, l = -1$  в диске. Исходя из этого, можно предположить, что в больших полях мода  $n = 0, l = +1$  локализуется и распространяется вдоль внутренней границы кольца, поскольку ее энергия возбуждения в этих полях значительно превышает энергию возбуждения нижней резонансной моды  $n = 0, l = -1$ , распространяющейся вдоль внешней границы. Помимо вышеуказанных резонансов в магнитоплазменном спектре кольца наблюдаются и другие краевые моды – с квантовыми числами  $l = -2, -3$  и  $-4$ . Эти возбуждения также распространяются вдоль внешнего края кольца, но обладают большей энергией.

Нами также были проведены измерения для кольца с теми же размерами, но с меньшей концентрацией двумерных носителей  $0.8 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Результаты экспериментально полученных зависимостей энергий возбуждения резонансных мод от магнитного поля представлены на рис.3а. Как и в слу-

чае рис.2, на рис.3б показаны соответствующие магнитопольевые зависимости для диска, измеренные при той же концентрации двумерных носителей. Помимо нижних резонансных мод  $n = 0, l = \pm 1$ , при меньших концентрациях в кольцевых структурах наблюдаются также возбуждения, отвечающие  $n = 1$ . Принципиальным отличием этих возбуждений от резонансов  $n = 0$  является их поведение в больших магнитных полях. В то время как резонансные моды с  $n = 0$  локализируются вдоль внутреннего и внешнего краев кольца, верхние резонансы  $n = 1$  ведут себя кардинально другим образом. Как видно из рис.3а, нижняя ветвь резонансного дублета  $n = 1, l = +1$  в малых магнитных полях имеет отрицательную магнитодисперсию, а затем, с увеличением поля, начинает расти, и в больших магнитных полях стремится к частоте циклотронного резонанса, демонстрируя тем самым черты “объемного” магнитоплазмона. Наоборот, верхняя ветвь этого дублета  $n = 1, l = -1$  сразу обладает положительной магнитодисперсией, однако быстро затухает с ростом магнитного поля и потому наблюдается только в полях, меньших 50 мТл. Отметим, что в отличие от краевых мод  $n = 0, l = \pm 1$ ,

связанных с колебаниями зарядовой плотности вдоль периметра кольца, моды  $n = 1, l = \pm 1$  связаны с колебаниями плотности вдоль радиуса кольца, а величина  $\omega_{n=1}(B = 0) = \Omega$  отвечает соответствующей плазменной частоте.

Помимо уже указанных отличий в магнитопольных зависимостях резонансов для кольцевой и дисковой геометрий, в характере поведения магнитоплазменных мод наблюдаются и другие особенности, позволяющие сделать вывод о переходе от чистого двумерного случая (диск) к квазиодномерному случаю (кольцо). Прежде всего это касается нижней краевой резонансной моды в кольце, которая демонстрирует зависимость от магнитного поля, отличную от той, что характерна для случая диска. Такое поведение можно объяснить сильным взаимодействием двух краевых мод, отвечающих внешнему и внутреннему краям кольца. Это взаимодействие практически полностью отсутствует в кольце с малым диаметром внутреннего отверстия ( $a/b \gg 1$ ), как следствие, плазменная частота при  $B = 0$  и зависимость резонансных частот от магнитного поля должны в этом случае слабо отличаться от геометрии диска. Рис.4а иллюстрирует сравнение магнитопольных зависимостей частот нижних краевых магнитоплазменных мод  $n = 0, l = -1$ , локализованных на внешнем периметре структур, измеренных в геометрии диска диаметром  $d = 0.6$  мм, и кольца с размерами  $a = 0.6$  мм,  $b = 0.2$  мм при концентрации двумерных электронов  $0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Как видно из рисунка, помимо того, что величина плазменной частоты при  $B = 0$  уменьшилась почти в 2 раза, полевая зависимость в случае кольца стала значительно слабее, при этом характерная величина магнитного поля, при котором резонансная частота уменьшается вдвое, увеличилось с 0.06 Тл до 0.14 Тл. Такая зависимость частоты нижней резонансной моды от магнитного поля свидетельствует о значительном взаимодействии внутренней и внешней краевых мод. Действительно, как следует из теоретических расчетов [6], чем ближе краевые моды, тем больше частота  $\Omega$  и тем слабее магнитопольная зависимость  $\omega(B) \sim \Omega \cdot \left( \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \omega_c^2} \right)^{1/2}$ . Аналогичный эффект взаимодействия краевых мод наблюдается при концентрации двумерных электронов  $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (рис.4б).

Наши предположения относительно классификации и характера наблюдаемых магнитоплазменных мод подтверждаются теоретическими расчетами, выполненными в рамках классической электродинамики [11]. При этом находилось самосогласованное решение уравнения Пуассона и уравнения непре-

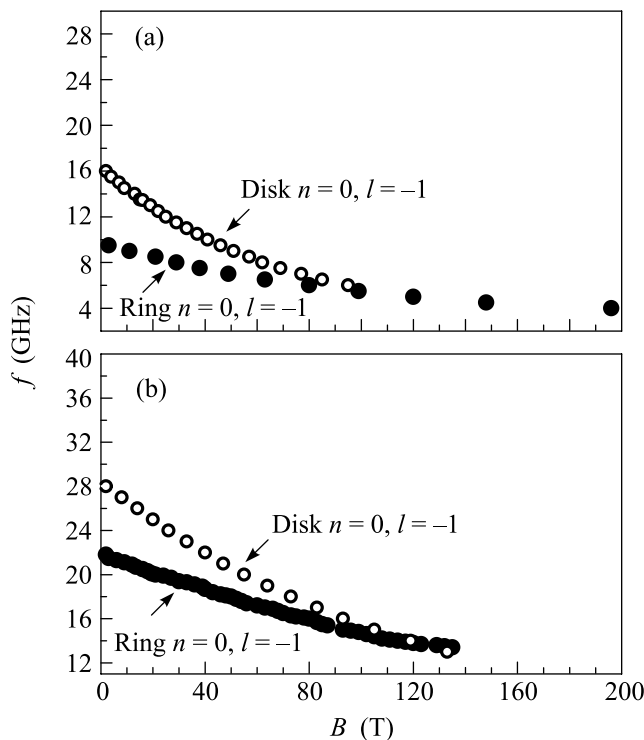


Рис.4. Сравнение магнитопольных зависимостей нижней резонансной моды  $n = 0, l = -1$ , измеренных в диске диаметром 0.6 мм и в кольце с размерами  $a = 0.6$  мм,  $b = 0.2$  мм при концентрациях двумерных электронов  $0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (а) и  $2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (б)

рывности относительно индуцированной плотности двумерных носителей заряда с дополнительными нулевыми граничными условиями для радиальной компоненты тока. Эта задача решалась методом разложения концентрации по ортонормированному базису функций Бесселя первого и второго родов  $J_l(\mu_{n,l}r)$  и  $Y_l(\mu_{n,l}r)$  в кольце с резким профилем потенциала<sup>2)</sup>. Этим способом нами были рассчитаны энергии собственных колебаний электронной плотности в кольцевой геометрии для различных квантовых чисел  $(n, l)$ . В частности, для мод с  $n = 0$  и  $l = \pm 1, \pm 2$  и  $\pm 3$  соответствующие расчетные магнитопольные зависимости представлены на рис.2с. Для сравнения, на рис.2д приведен спектр магнитоплазменных возбуждений, рассчитанный для геометрии диска. На рис.3с представлены аналогичным образом рассчитанные зависимости магнитоплазменных резонансов от магнитного поля для кольца с размерами  $a = 0.6$  мм,  $b = 0.2$  мм с концентрацией  $0.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и для диска диаметром  $D = 0.6$  мм с концентрацией двумерных

<sup>2)</sup> Числа  $\mu_{n,l}$  определяются из граничных условий.

электронов  $0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Из рис.2 и 3 видно, что согласие между экспериментальными и теоретическими результатами является хорошим и из него следует классификация всех наблюдаемых магнитоплазменных мод.

Таким образом, в настоящей работе методом оптического детектирования были экспериментально исследованы магнитопольевые зависимости частот резонансного возбуждения в двумерных электронных кольцах. В резонансных спектрах колец наблюдаются два типа мод – высокочастотные “объемные” магнитоплазменные возбуждения, стремящиеся в больших магнитных полях к частоте циклотронного резонанса, и набор лежащих ниже по энергии краевых магнитоплазменных мод, распространяющихся вдоль внутренней и внешней границ кольца. Проведена классификация наблюдаемых резонансов на основе радиальных и азимутальных квантовых чисел. Для сравнения с кольцевой геометрией тем же экспериментальным методом были измерены спектры возбуждений для диска с диаметром, равным внешнему диаметру кольца. Показано, что изменение геометрии исследуемой структуры приводит к качественно новому спектру резонансных возбуждений. В рамках электродинамической теории выполнены расчеты магнитопольевых зависимостей резонансных возбуждений как для случая кольца, так и для случая диска. Полученные энергии плазменных и магнитоплазменных возбуждений совпадают с экспериментально наблюдаемыми резонансами, что является хорошим доказательством применимости данного приближения. Все это позволило построить полную физическую картину коллективных возбуждений элект-

ронного газа в кольцах и открывает возможности для дальнейших исследований двумерных краевых плазмонов. Особенно интересным в этом плане представляется изучение перехода от 2D к 1D магнитоплазменным возбуждениям в кольцевой геометрии при уменьшении отношения внешнего и внутреннего диаметров кольца.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, а также гранта ИНТАС # 03-51-6453.

1. S. J. Allen, Jr., H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev.* **B28**, 4875 (1983).
2. T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 788 (1990); *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2657 (1991).
3. A. Lorke, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2559 (1990).
4. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1706 (1985).
5. D. C. Glatli, E. Y. Andrei, G. Deville et al., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1710 (1985).
6. I. L. Aleiner, Dongxiao Yue, and L. I. Glazman, *Phys. Rev.* **B51**, 13467 (1995).
7. C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, *Phys. Rev.* **B48**, 15480 (1993).
8. F. A. Reborado, and C. R. Proetto, *Phys. Rev.* **B53**, 12617 (1996).
9. B. M. Ashkinadze et al., *Phys. Status Solidi (a)* **164**, 523 (1997).
10. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
11. A. L. Fetter, *Phys. Rev.* **B33**, 5221 (1985).