

Возникновение щели в спектре магнитоплазменных возбуждений $2D$ электронного диска в сильном параллельном магнитном поле

В. Е. Козлов, С. И. Губарев, А. А. Дремин, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 18 сентября 2012 г.

Исследовалось влияние параллельного магнитного поля на дисперсию объемных и краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронной системе с геометрией диска. Обнаружено, что анизотропия эффективной массы электронов, возникающая в параллельном магнитном поле, снимает вырождение для плазменных колебаний в диске. При этом в спектре магнитоплазменных возбуждений открывается щель, а закон магнитодисперсии для этих возбуждений меняется с линейного на параболический. Величина щели определяется разницей частот плазменных колебаний вдоль и поперек поля и растет квадратично с ростом величины параллельного магнитного поля.

В реальных квазидвумерных структурах, имеющих конечную толщину, сильное магнитное поле, направленное параллельно двумерному слою, перемешивает волновые функции различных размерно-квантованных подзон. Это приводит к уменьшению энергии расщепления между размерно-квантованными подзонами и заметно влияет на энергетический спектр двумерных электронов [1–3]. В частности, сильное параллельное поле должно приводить к анизотропии эффективной массы электронов в плоскости двумерного слоя [1–5]. Увеличение эффективной массы двумерных электронов регистрировалось ранее методом дальнего ИК-поглощения в области плазменных циклотронных переходов [6, 7]. В нашей предыдущей работе [8] исследовалось влияние наведенной параллельным магнитным полем анизотропии эффективной массы $2D$ -электронов на верхнюю “циклотронную” ветвь магнитоплазменных резонансов в $2D$ -электронном диске. Было обнаружено заметное увеличение циклотронной массы $2D$ -электронов с ростом параллельного поля. Исследовалась зависимость приращения циклотронной массы от величины параллельного магнитного поля. В то же время открытым остался вопрос о влиянии анизотропии эффективной массы на спектр плазменных колебаний в отсутствие нормальной компоненты поля. Также до настоящего времени не имелось ни экспериментальных данных, ни теоретического описания, касающихся поведения нижней “краевой” ветви магнитоплазменных возбуждений в условиях сильного магнитного поля, параллельного $2D$ -слою. Экспериментальному изучению вышеупомянутых явлений и посвящена настоящая работа.

Для исследования влияния параллельного поля \mathbf{B}_{\parallel} на частоту магнитоплазменных резонансов был изготовлен небольшой резистивный магнит [8], который

размещался внутри сверхпроводящего соленоида. Положение резистивного магнита подбиралось таким образом, чтобы его поле \mathbf{B}_{\perp} составляло угол, близкий к 90° , с полем сверхпроводящего соленоида \mathbf{B}_{\parallel} . При развороте магнитного поля резистивного магнита в направлении, перпендикулярном двумерному электронному слою, измерялись магнитоплазменные резонансы для различных значений параллельного магнитного поля B_{\parallel} (рис. 1b). Поправка, возникающая в результате неточного выставления образца относительно параллельного поля, оказалась порядка 10^{-3} . Она определялась и компенсировалась путем изменения направления поля у резистивного магнита или сверхпроводящего соленоида. В итоге она составляла не более 20 мТ.

Для исследования была взята структура, представляющая собой одиночную селективно легированную GaAs/AlGaAs квантовую яму шириной 50 нм с концентрацией двумерных электронов $n = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. На данной структуре методом оптической литографии была вытравлена меза в форме диска диаметром $d = 1 \text{ мм}$.

Для микроволнового возбуждения плазменных колебаний в двумерной электронной системе образец помещался в SMA-разъем. Расположение образца в разъеме выбиралось таким образом, чтобы напряженность электрического поля была либо сонаправлена с внешним магнитным полем сверхпроводящего соленоида, либо перпендикулярна ему (рис. 1a). Такая система позволяла при фиксированных значениях B_{\parallel} и B_{\perp} непрерывно разворачивать частоту микроволнового возбуждения, которое подводилось по коаксиальному кабелю в диапазоне частот от 0.05 до 20 ГГц.

Магнитоплазменные возбуждения исследовались при температуре жидкого гелия методом оптической

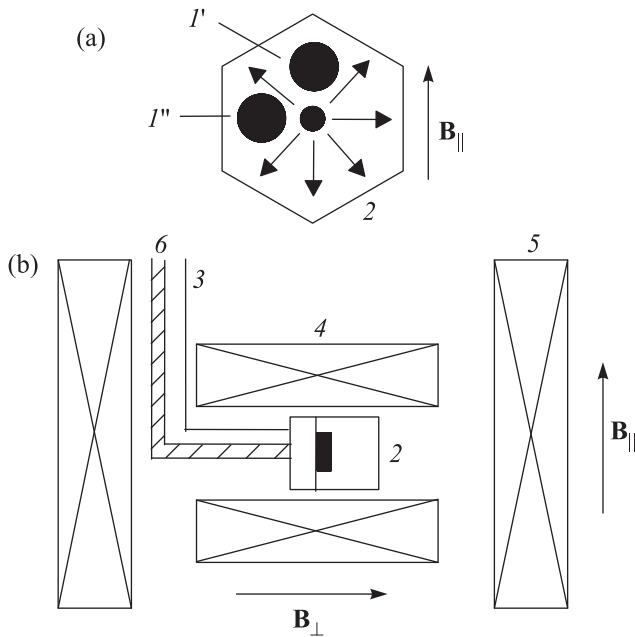


Рис. 1. (а) – Образец 1 размещался в SMA-разъеме 2. Напряженность возбуждающего электрического поля была либо сонаправлена (I'), либо перпендикулярна (I'') по отношению к B_{\parallel} . (б) – Оптическое возбуждение образца и регистрация люминесценции осуществлялись световодом 3. Резистивная катушка 4 располагалась таким образом, чтобы ее магнитное поле было перпендикулярно полю сверхпроводящего соленоида 5. SMA-разъем вместе с образцом помещался в отверстие резистивного магнита. Микроволновое излучение подводилось по коаксиальному кабелю 6

го детектирования микроволновых резонансов. Для наблюдения люминесценции от образца использовалась односветоводная методика: свет от полупроводникового лазера с длиной волны 780 нм заводился в световод, который также служил и для сбора люминесценции от образца. Люминесценция анализировалась двойным спектрометром, на выходе которого был установлен CCD-детектор. Резонансное поглощение микроволнового излучения детектировалось по изменению спектра рекомбинационного излучения двумерных электронов [9]. При фиксированном параллельном магнитном поле B_{\parallel} для различных значений перпендикулярного магнитного поля B_{\perp} находились значения частот, соответствующие резонансному поглощению.

Типичные резонансные кривые микроволнового поглощения для различных значений B_{\parallel} и B_{\perp} в положении 1 показаны на рис. 2. Видно, что с увеличением перпендикулярного магнитного поля наблюдается раздвоение пика. Пик с большей частотой отвечает в спектре магнитоплазменных волн моде с положи-

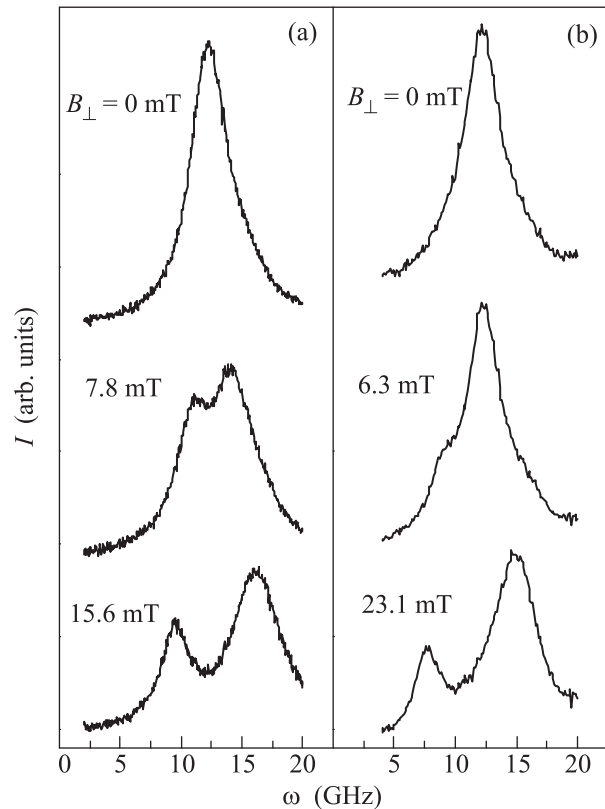


Рис. 2. Характерные зависимости резонансного поглощения от частоты микроволнового излучения для различных магнитных полей B_{\perp} , измеренные в диске диаметром $d = 1$ мм в поляризации $E \parallel B_{\parallel}$ при $B_{\parallel} = 0$ Т (а) и 7 Т (б)

тельной магнитодисперсией, а пик с меньшей частотой – моде с отрицательной магнитодисперсией.

В двумерной структуре в виде диска взаимодействие плазменного и циклотронного колебаний в отсутствие наведенной анизотропии ($B_{\parallel} = 0$ Т), приводит к появлению двух ветвей магнитоплазменных волн [10]:

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_c = eB_{\perp}/cm_c^*$ – циклотронная частота; ω_p – частота плазменных колебаний в диске, которая в отсутствие эффектов запаздывания имеет вид [9, 10]

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q, \quad (2)$$

где $\bar{\epsilon}$ – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs, m^* – эффективная масса электронов, $q = 2.4/d$ – волновой вектор плазменного колебания [9].

Из выражения (2) видно, что частота плазменного колебания непосредственно зависит от эффективной

массы двумерного носителя. В случае анизотропии эффективной массы в плоскости слоя, наведенной параллельным магнитным полем, следует ожидать заметной разницы в частотах плазменных колебаний вдоль и поперек магнитного поля. Ситуация качественно напоминает имеющуюся в двумерных структурах с геометрией эллипса, где вырождение снимается за счет различной длины, характерной для плазменных колебаний, распространяющихся вдоль различных осей эллипса [11].

Снятие вырождения плазменных колебаний для плоскости двумерного диска должно приводить к нескольким следствиям. Во-первых, вместо единой плазменной частоты ω_p появляются две моды с частотами ω_{p1} и ω_{p2} , отвечающие плазменным колебаниям вдоль и поперек параллельного поля \mathbf{B}_{\parallel} соответственно. Во-вторых, заметно меняется закон дисперсии магнитоплазменных колебаний в области малых полей B_{\perp} . Вместо линейного закона, характерного для плазменных колебаний, в диске с наклоном $\pm\omega_c/2$ для верхней и нижней магнитоплазменных ветвей в отсутствие параллельного поля B_{\parallel} следует ожидать квадратичного по B_{\perp} поведения, возникающего в результате отталкивания термов с частотами ω_{p1} и ω_{p2} за счет циклотронного характера движения двумерных электронов в нормальном магнитном поле B_{\perp} . В области больших магнитных полей для верхней циклотронной ветви следует ожидать перехода с квадратичного закона на линейный, отвечающий новой, большей циклотронной массе:

$$m_c^* = (m_{\perp} m_{\parallel})^{1/2}. \quad (3)$$

Помимо введения новой циклотронной частоты ω_c^* , отвечающей новой циклотронной массе m_c^* , для полей, таких, что $\omega_c^* \gg \omega_{p1}, \omega_{p2}$, в формуле (1) следует заменить плазменную частоту ω_p на некую усредненную по ω_{p1} и ω_{p2} частоту, поскольку при больших ω_c^* термы, отвечающие за колебания ω_{p1} и ω_{p2} , полностью перемешиваются и должны входить в выражение (1) равноправным образом.

Кроме изменения частот и характера закона дисперсии для магнитоплазменных колебаний, снятие вырождения за счет наведенной анизотропии эффективной массы должно приводить к существенной трансформации правил отбора. Если в отсутствие параллельного магнитного поля плазменное поглощение не зависит от направления электрического вектора \mathbf{E} микроволнового возбуждения в плоскости в силу круговой симметрии плазменных колебаний в двумерном диске, то в параллельном магнитном поле колебания вдоль магнитного поля с частотой ω_{p1} будут активными в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_{\parallel}$ (см. рис. 1(1')), а

колебания поперек магнитного поля с частотой ω_{p2} – в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_{\parallel}$ (см. рис. 1(1'')). Перпендикулярное поле \mathbf{B}_{\perp} перемешивает термы ω_{p1} и ω_{p2} и снимает запрет на поглощение терма ω_{p2} в геометрии $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_{\parallel}$ и терма ω_{p1} в геометрии $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_{\parallel}$.

На рис. 3 приведены зависимости магнитоплазменного поглощения от частоты микроволнового возбуждения для двух значений параллельного поля

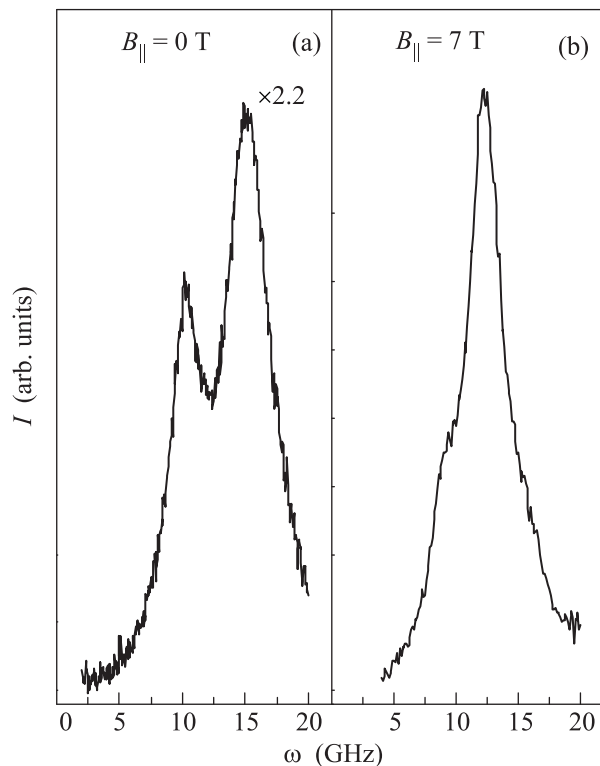


Рис. 3. Частотные зависимости резонансного поглощения микроволнового возбуждения для различных значений параллельного магнитного поля B_{\parallel} при фиксированном значении $B_{\perp} = 11.7$ мТ в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_{\parallel}$

($B_{\parallel} = 0$ и 7 Т), но одного и того же значения перпендикулярного двумерному слою магнитного поля ($B_{\perp} = 11.7$ мТ). Видно, что относительная интенсивность низкочастотной ветви магнитоплазменного резонанса в поле $B_{\parallel} = 7$ Т значительно подавлена по сравнению с наблюдаемой в поле $B_{\parallel} = 0$ Т.

На рис. 4 показаны зависимости от B_{\perp} частоты верхних и нижних ветвей магнитоплазменных резонансов для случаев $B_{\parallel} = 0$ Т (рис. 4а) и $B_{\parallel} = 7$ Т (рис. 4б). Видно, что наложение сильного параллельного магнитного поля приводит к появлению щели в спектре магнитоплазменных возбуждений. При этом частота плазменной моды ω_{p2} уменьшается почти на 3 ГГц по сравнению с ω_p при $B_{\parallel} = 0$ Т, в то время как частота ω_{p1} верхней плазменной ветви при

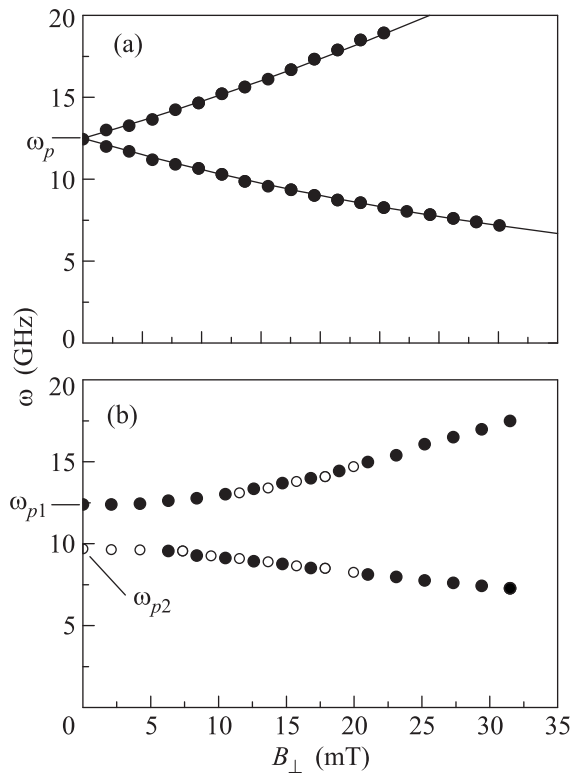


Рис. 4. Зависимости частоты магнитоплазменных резонансов от нормальной компоненты магнитного поля B_{\perp} , измеренные при значениях параллельного магнитного поля $B_{\parallel} = 0$ Т (а) (сплошной линией показана теоретическая зависимость (1)) и 7 Т (б) (\bullet – экспериментальные данные в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_{\parallel}$, \circ – в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_{\parallel}$)

$B_{\perp} = 0$ почти не зависит от величины параллельного магнитного поля B_{\parallel} . Следует обратить внимание и на качественное изменение наблюдаемого характера дисперсии магнитоплазменных возбуждений. Если в случае $B_{\parallel} = 0$ закон магнитодисперсии носит линейный характер в согласии с уравнением (1), то в параллельном магнитном поле $B_{\parallel} = 7$ Т изменения частот магнитоплазменных резонансов демонстрируют параболическое поведение относительно B_{\perp} .

Наведенная параллельным магнитным полем анизотропия эффективной массы обусловлена квазидвумерным характером поведения электронов в реальных квантовых ямах. Ввиду конечной величины размерного квантования в реальных структурах сильное параллельное магнитное поле приводит к подмешиванию волновых функций электронов в верхних размерно-квантованных подзонах к волновой функции электронов в основной размерно-квантованной подзоне. Это и сопровождается увеличением эффективной массы электронов в плоскости в

направлении, перпендикулярном полю B_{\parallel} . На рис. 5 показана зависимость расщепления плазменных ре-

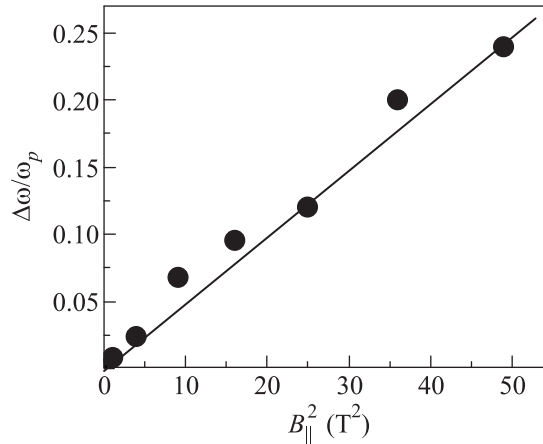


Рис. 5. Зависимость $\Delta\omega/\omega_p$ от квадрата параллельного поля B_{\parallel}^2

зонансов $\Delta\omega = \omega_{p1} - \omega_{p2}$ от квадрата параллельного поля B_{\parallel}^2 . Видно, что в условиях нашего эксперимента наблюдаемое расщепление можно описать в рамках существующей теории, предсказывающей квадратичную по B_{\parallel} зависимость наведенной анизотропии эффективной массы двумерных электронов.

Таким образом, в настоящей работе методом оптического детектирования магнитных резонансов исследована краевая ветвь магнитоплазменных колебаний в сильном параллельном магнитном поле для диска с $d = 1$ мм. При этом закон магнитодисперсии магнитоплазменных возбуждений меняется с линейного на параболический по B_{\perp} . Снятие вырождения происходит несимметричным образом. Частота верхней ветви ω_{p1} практически не зависит от параллельного поля B_{\parallel} и совпадает с плазменной частотой ω_p в отсутствие параллельного магнитного поля. Частота же нижней ветви ω_{p2} заметно уменьшается с ростом B_{\parallel} . Наведенное полем расщепление $\Delta\omega$ квадратично зависит от B_{\parallel} в исследуемом диапазоне полей. Это согласуется с теоретическими предсказаниями относительно зависимости наведенной параллельным полем анизотропии эффективной массы $2D$ -электронов для реальных квазидвумерных структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

1. В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Б. Тимофеев, В. И. Фалько, Письма в ЖЭТФ **51**, 383 (1990).
2. W. Zawadzki, S. Klahn, and U. Merkt, Phys. Rev. B **33**, 6916 (1986).
3. L. Smerčka and T. Junfirth, J. Phys. Condens. Matter **6**, 55 (1994).
4. J. C. Maan, Solid. State Science **53**, 184 (1984).

5. H. Tang and P. N. Butcher, *J. Phys. C* **21**, 3313 (1988).
6. E. Batke and C. W. Tu, *Phys. Rev. B* **34**, 3027 (1986).
7. L. Smerčka, P. Vašek, J. Koláček et al., *Phys. Rev. B* **51**, 18011 (1995).
8. В. Е. Козлов, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **94**, 429 (2011).
9. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
10. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875 (1983).
11. C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, and J. P. Kotthaus, *Solid State Comm.* **80**(9), 673 (1991).