

Наблюдение акустических краевых магнитоплазмонов вблизи фактора заполнения $\nu = 1$

И. В. Андреев¹⁾, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 20 сентября 2012 г.

Проведено исследование акустических краевых магнитоплазменных (АКМП) возбуждений в микрометровых дисках двумерных электронов. Показано, что при температурах ниже энергии спинового расщепления в двумерной электронной системе (ДЭС) могут возникать дополнительные АКМП-моды, связанные с существованием в ДЭС несжимаемых полосок, обусловленных зеемановским спиновым расщеплением. Изучена магнитодисперсия первой “спиновой” ветви АКМП. Показано, что эта мода исчезает при подходе к фактору заполнения $\nu = 1$. Также проведено исследование зависимости относительной амплитуды АКМП от фактора заполнения.

В режиме как целочисленного, так и дробно-квантового эффекта Холла (КЭХ) перенос заряда в двумерной электронной системе (ДЭС) происходит по системе квазиодномерных краевых состояний, возникающих вблизи края ДЭС в местах пересечения уровня Ферми с уровнями Ландау [1]. В реально существующих ДЭС краевой потенциал всегда имеет гладкий профиль. Поэтому край системы имеет вид чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок [2]. Основными типами возбуждений, возникающих на краю ДЭС в магнитном поле, являются краевой магнитоплазмон (КМП) [3, 4] и акустический краевой магнитоплазмон (АКМП) [5, 6]. Принципиальное отличие между ними состоит в том, что заряд в АКМП осциллирует не только вдоль, но и поперек края ДЭС [6]. Классифицируются АКМП по количеству узлов колебаний электронной плотности в направлении поперек края образца. При этом номер j акустической моды совпадает с числом узлов. АКМП в режиме КЭХ можно представить себе как совокупность взаимодействующих друг с другом волн зарядовой плотности, распространяющихся в противофазе по соседним сжимаемым краевым полоскам. Благодаря этому спектроскопия АКМП является перспективной методикой в плане исследования одиночных краевых каналов и их взаимодействия друг с другом [7–9]. Таким образом, исследование АКМП представляет значительный интерес. Однако на сегодняшний день имеются лишь немногие работы [10–13], посвященные экспериментальному изучению АКМП в двумерных электронных системах в полупроводниковых гетероструктурах. В основном это обусловлено мультипольной природой

АКМП, затрудняющей его возбуждение и детектирование.

Недавно нами было показано [13], что создание гладкого профиля краевого обеднения ДЭС [14] увеличивает дипольный момент АКМП-мод, значительно упрощая их наблюдение. В работе [13] были изучены АКМП-моды в режиме целочисленного КЭХ и исследована их магнитодисперсия. Неожиданным оказалось то, что в режиме квантового эффекта Холла АКМП существуют не во всем диапазоне магнитных полей. Они подавляются и исчезают при подходе к соответствующим целочисленным факторам заполнения (j -я мода исчезает на факторе заполнения $\nu = 2j$). При этом число наблюдаемых мод непосредственно определяется числом несжимаемых полосок, существующих на краю ДЭС. Следует отметить, что все измерения в [13] были выполнены при температурах $T \geq 1.6$ К. Поэтому можно ожидать, что при понижении температуры станет возможным наблюдение новых акустических магнитоплазменных мод, связанных с появлением несжимаемых полосок, обусловленных зеемановским спиновым расщеплением, а не циклотронной щелью в спектре ДЭС. Поскольку основное состояние ДЭС на факторе заполнения $\nu = 1$ является спин-поляризованным, акустическая мода, исчезающая на факторе заполнения $\nu = 1$, может давать прямой доступ не только к зарядовой, но и к спиновой динамике в режиме КЭХ. Поэтому исследование свойств такой моды представляет отдельный интерес.

Эксперименты были выполнены на GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3$) квантовой яме, расположенной на глубине 400 нм от поверхности кристалла. Легирующий слой кремния располагался на расстоянии 300 нм от поверхности. Концентрация

¹⁾ e-mail: andreev@issp.ac.ru

двумерных электронов составляла $n_s = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность $\mu = 15 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ($T = 0.5 \text{ К}$). В экспериментах применялась копланарная методика [15, 16, 13]. Она основывалась на измерении резонансного поглощения микроволнового сигнала ($f = (0.1\text{--}50) \text{ ГГц}$), распространяющегося по копланарному волноводу, литографически нанесенному на поверхность образца. В щелях копланарного волновода было литографически сформировано два ряда равноудаленных дисков ДЭС с диаметром d (см. вставку к рис. 1). В ходе экспериментов исследова-

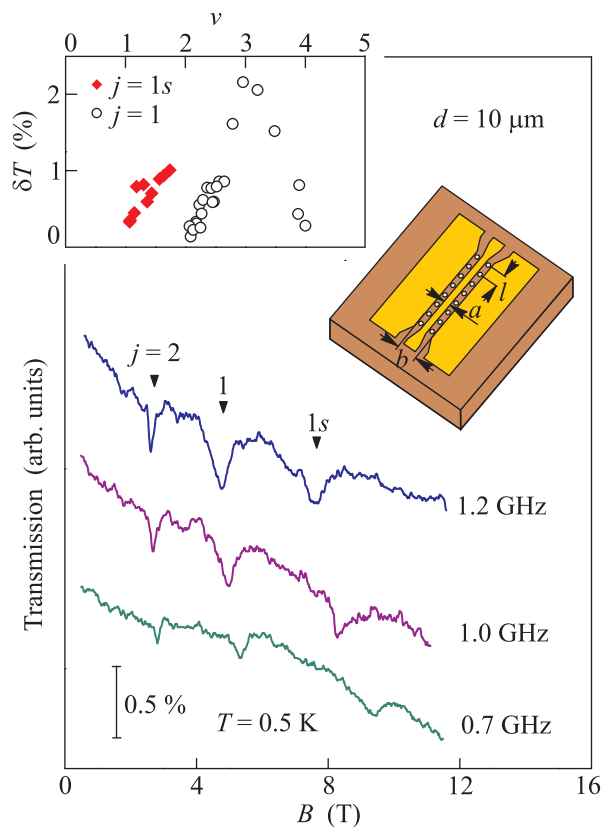


Рис. 1. Кривые пропускания копланарного волновода, измеренные для трех частот микроволнового сигнала: $f = 0.7, 1.0$ и 1.2 ГГц . Стрелками отмечены положения АКМП-резонансов, приведена их нумерация. На вставке показана зависимость относительной амплитуды АКМП-мод $j = 1s$ (ромбы) и $j = 2$ (кружки) от фактора заполнения. Справа приведено схематическое изображение образца

лись образцы с диаметрами дисков $d = 10$ и 20 мкм . Ослабление микроволнового сигнала, распространяющегося по копланарному волноводу, возникает преимущественно за счет резонансного разогрева ДЭС в дисках при возбуждении АКМП электрическим полем, сосредоточенным в щелях волновода. Полная длина копланарной линии составляла 10 мм ,

ширина центральной жилы $a = 44 \text{ мкм}$, расстояние между заземленными плоскостями $b = 104 \text{ мкм}$ (см. вставку к рис. 1). Параметры волновода были подобраны таким образом, чтобы обеспечить характеристическое сопротивление линии $Z_0 = 50 \text{ Ом}$. При изготовлении дисков двумерных электронов применялась методика неглубокого жидкостного травления [13]. Травление останавливалось на глубине 200 нм от поверхности кристалла. Ранее было показано [13], что такое травление ведет к получению рекордно больших длин краевого обеднения ДЭС (около 10 мкм). Увеличение длины краевого обеднения приводит к значительному росту амплитуды АКМП-резонансов, наблюдаемых с помощью копланарной методики. Образец с нанесенным на его поверхность копланарным волноводом подключался через 50-омные коаксиальные кабели между генератором микроволновых сигналов ($0.1\text{--}40 \text{ ГГц}$) и туннельным диодом, игравшим роль детектора. Выходная мощность генератора не превосходила 100 нВт и модулировалась с частотой 810 Гц . Сигнал на выходе детектора измерялся с помощью синхронного усилителя SR 830. Образец был погружен в криостат со сверхпроводящим магнитом. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца. Измерения проводились в температурном диапазоне $0.5\text{--}4.2 \text{ К}$.

На рис. 1 приведены типичные зависимости сигнала пропускания копланарного волновода от магнитного поля, измеренные для дисков диаметром $d = 10 \text{ мкм}$ для трех микроволновых частот: $f = 0.3, 0.6$ и 1.3 ГГц . При температуре $T = 0.5 \text{ К}$ на этих кривых наблюдаются три резонанса, соответствующие резонансному поглощению микроволнового сигнала. Резонансы вблизи магнитных полей 3 и 5 Тл соответствуют АКМП-модам, наблюдавшимся ранее при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ [13]. Эти моды ($j = 1$ и 2) отвечают антифазным колебаниям электронной плотности в соседних сжимаемых краевых полосках, разделенных несжимаемыми областями ДЭС. При этом образование на краю электронной системы несжимаемых областей обусловлено наличием циклотронной энергетической щели в объеме системы. Резонанс же в больших магнитных полях на факторах заполнения $\nu = 1\text{--}2$ ранее не наблюдался. Новый резонанс ($j = 1s$) соответствует дополнительной АКМП-моде, обусловленной появлением новой несжимаемой полоски, связанной со спиновым расщеплением энергетического спектра двумерных электронов, возникающим при понижении температуры от 4.2 до 0.5 К . Обозначение $j = 1s$ выбрано исходя из предположения о том, что распределение потенциала плаз-

менной волны в направлении поперек края ДЭС имеет один узел [6]. В конце статьи мы рассмотрим это предположение более подробно.

Вставка к рис. 1 демонстрирует зависимости относительных амплитуд $j = 1$ и $1s$ АКМП-мод от фактора заполнения ν . Относительная амплитуда рассчитывалась по формуле $\delta T = \Delta T / T_0$, где ΔT – абсолютное значение изменения пропускания копланарного волновода в резонансном минимуме, T_0 – величина сигнала пропускания в нулевом магнитном поле. Отметим следующие экспериментальные особенности. Во-первых, в момент возникновения мод (на факторах заполнения $\nu = 1$ и 2) их относительная амплитуда равна нулю. Далее она возрастает при отклонении магнитного поля в сторону больших факторов заполнения. Во-вторых, относительная амплитуда АКМП-моды $j = 1$ имеет максимум вблизи фактора заполнения $\nu = 3$. Объяснение этих особенностей заключается в том, что при изменении ν меняется число электронов, принимающих участие в коллективном акустическом возбуждении [13]. Действительно, рассмотрим моду $j = 1s$. При небольшом отклонении фактора заполнения от единицы количество электронов, которые могут принимать участие в таком коллективном возбуждении, пропорционально $(\nu - 1)/\nu$ (это соответствует тому, что нижний спиновый подуровень занят и не принимает участия в коллективном возбуждении), что качественно объясняет наблюдаемую картину. Аналогично можно объяснить поведение амплитуды АКМП-моды $j = 1$ при приближении к фактору заполнения $\nu = 4$. Для моды $j = 1$ можно пренебречь спиновой щелью на факторе заполнения $\nu = 3$ и рассматривать спин-вырожденный первый уровень Ландау. Тогда при приближении к фактору заполнения $\nu = 4$ этот уровень окажется полностью заполненным и электроны на нем не смогут принять участия в коллективном акустическом возбуждении. Значит, амплитуда АКМП-моды $j = 1$ обратится в нуль. Между двумя нулями амплитуда $j = 1$ АКМП-моды проходит максимум на факторе заполнения $\nu = 3$.

На рис. 2 приведена магнитодисперсия трех наблюдаемых АКМП-мод ($j = 1s$, 1 и 2), измеренная для дисков диаметром $d = 10$ мкм (контурные символы) и 20 мкм (сплошные символы). Магнитодисперсионные зависимости для мод $j = 1$ и 2 имеют тот же характер, что и в работе [13]: положения резонансов по магнитному полю обратно пропорциональны j . При этом главной их особенностью является резкое исчезновение j -й АКМП-моды при приближении (со стороны меньших магнитных полей) к фактору заполнения $\nu = 2j$. Спиновая АКМП-мода $1s$ таким же

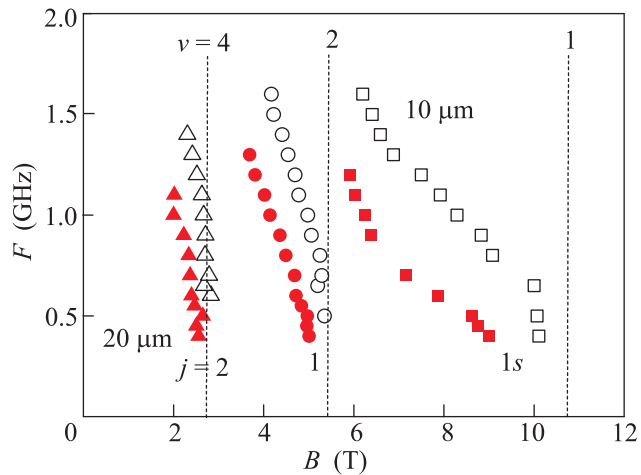


Рис. 2. Зависимость частот АКМП-резонансов от магнитного поля. Символы разной формы соответствуют разным ветвям АКМП: квадраты – $j = 1s$, круги – $j = 1$, треугольники – $j = 2$. Контурные символы соответствуют диаметру дисков $d = 10$ мкм, сплошные – 20 мкм

образом исчезает при приближении к фактору заполнения $\nu = 1$. Такое исчезновение является существенно квантовым эффектом, который можно объяснить, учтя структуру края ДЭС в условиях целочисленного квантового эффекта Холла. Когда фактор заполнения приближается к соответствующему целому значению, внутренняя несжимаемая полоска уширяется и уходит в объем образца. Это уширение приводит к значительному увеличению пространственного разделения противофазных осцилляций электронной плотности в соседних сжимаемых краевых каналах. В результате кулоновское взаимодействие между рядами ослабляется, что, в свою очередь, вызывает уменьшение частоты и исчезновение соответствующей моды. Таким образом, в режиме квантового эффекта Холла сам факт возникновения АКМП в двумерной системе и количество возникающих мод непосредственно определяются количеством несжимаемых полосок, образующихся на краю ДЭС. В частности, можно ожидать, что при $\nu < 1$ возникновение АКМП возможно только в режиме дробного КЭХ.

Рис. 3а демонстрирует влияние на наблюдаемые резонансы температуры электронной системы. Видно, что особенности $j = 1$ и 2 практически не меняют своей амплитуды при изменении температуры от 0.5 до 4.2 К. Мода $j = 1s$ более чувствительна к температуре. Резонанс, соответствующий этой моде, при увеличении температуры от 0.5 до 4.2 К исчезает. Обратим внимание на тот факт, что величина спинового расщепления в магнитном поле $B = 10$ Тл

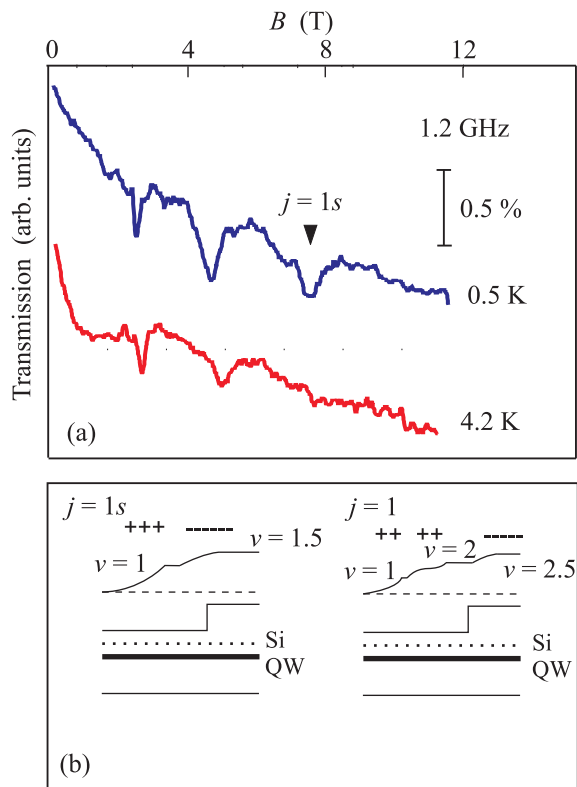


Рис. 3. (а) – Кривые пропускания копланарного волновода, измеренные на частоте $f = 1.2$ ГГц для температур $T = 0.5$ и 4.2 К. (б) – Схематическое изображение травления края структуры и профиля электронной плотности для фактора заполнения $\nu = 1.5$, при котором на краю образца существует одна несжимаемая полоска с локальным фактором заполнения $\nu = 1$, и фактора заполнения $\nu = 2$, при котором несжимаемых полосок две. Качественно изображено распределение зарядовой плотности для мод $j = 1$ и $j = 1s$ (QW – квантовая яма, Si – слой доноров)

составляет $g\mu_B B \approx 3$ К. Таким образом, подтверждается, что $1s$ АКМП-мода действительно обусловлена возникновением при понижении температуры новых несжимаемых полосок, связанных со спиновым расщеплением спектра двумерных электронов. Исчезновение новой моды при повышении температуры можно объяснить термическим размытием энергетических уровней. Следует отметить ненаблюдение в экспериментах следующей спиновой моды, $j = 2s$. Скорее всего, это связано с тем, что температура $T = 0.5$ К все еще слишком высока для существования выраженной несжимаемой полоски на краю ДЭС и требуется охлаждение образца до более низких температур. Необходимо отметить, что, как показывают температурные измерения, даже вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ физические свойства $j = 1s$ моды определяются зеемановским значением энергетичес-

кой щели. Обменное усиление энергии спиновых возбуждений ДЭС на факторе заполнения $\nu = 1$ [17] не оказывает влияния на свойства $j = 1s$ АКМП-моды. Это можно объяснить, приняв во внимание, что обменное взаимодействие вносит вклад в энергию спиновых возбуждений (спин-экситонов) только в области $kl_B \gtrsim 1$ (где k – волновой вектор возбуждения, l_B – магнитная длина). В нашем же случае, если взять в качестве k волновой вектор плазмона $k = 2/d$, параметр $kl_B \sim 10^{-3}$ и вклад обменного взаимодействия пренебрежимо мал по сравнению с обычным зеемановским расщеплением.

Связанная со спиновым расщеплением в энергетическом спектре электронов АКМП-мода $j = 1s$ должна, очевидно, иметь один узел колебаний электронной плотности. Ее наблюдение поднимает вопрос о количестве узлов колебаний электронной плотности, соответствующих моде $j = 1$. Для ответа на него качественно рассмотрим динамику ширины несжимаемой полоски при уменьшении магнитного поля. С одной стороны, уменьшение спинового расщепления, пропорционального полю, приводит к уменьшению ширины соответствующих несжимаемых полосок, которая прямо пропорциональна величине расщепления [2]. Кроме того, термическое размытие энергетических уровней приводит к исчезновению в малых полях несжимаемых полосок как таковых. С другой стороны, ширина несжимаемых полосок обратно пропорциональна крутизне профиля электронной плотности на краю образца [2]. Поэтому увеличение фактора заполнения, приводящее к смещению уже имеющихся полосок к краю образца, в область большей крутизны, также приводит к уменьшению их ширины (см. рис. 3b). Исходя из этого разумно предположить, что мода $j = 1s$ исчезает при приближении к фактору заполнения $\nu = 2$ из-за “неэффективности” соответствующей несжимаемой полоски. Моде же $j = 1$ также имеет один узел электронной плотности и наблюдается при факторах заполнения, больших $\nu = 2$. На рис. 3b приведены качественные распределения зарядовой плотности для $j = 1$ и $1s$ мод.

Таким образом, нами проведено исследование акустических магнитоплазменных возбуждений в микродисках ДЭС в условиях, когда спиновая щель оказывает существенное влияние на свойства двумерной системы. Показано, что при температурах ниже энергии спинового расщепления в ДЭС могут возникать дополнительные, не описанные в работе [13] акустические моды, исчезающие на нечетных факторах заполнения. Изучена дисперсия такой моды, исчезающей на факторе заполнения $\nu = 1$.

Проведено исследование зависимости относительной амплитуды $j = 1$ и $1s$ АКМП-мод от фактора заполнения. Показано, что в момент возникновения мод (т.е. на факторах заполнения $\nu = 2j$ для основных мод $j = 1, 2, 3$ и на факторах заполнения $\nu = 2j - 1$ для спиновых мод $1s, 2s, 3s, \dots$) их относительная амплитуда равна нулю. Далее она возрастает при отклонении в сторону больших факторов заполнения. Качественно это объясняется увеличением количества электронов на верхнем частично заполненном уровне Ландау, принимающих участие в АКМП-возбуждении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, РАН и гранта Президента РФ.

1. D. Sarma and S. Pinczuk, *Perspective in Quantum Hall Effects: Novel Quantum Liquid in Low-Dimensional Semiconductor Structures*, Wiley, 1997.
2. D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
3. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **94**, 217 (1988).
4. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875 (1983).
5. S. S. Nazin and V. B. Shikin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **94**, 133 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67**, 288 (1988)].
6. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2935 (1994).
7. I. P. Levkivskiy and E. V. Sukhorukov, *Phys. Rev. B* **78**, 045322 (2008).
8. X. G. Wen, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2206 (1990).
9. H. le Sueur, C. Altimiras, U. Gennser et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 056803 (2010).
10. G. Ernst, R. J. Haug, J. Kuhl et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4245 (1996).
11. M. N. Khannanov, A. A. Fortunatov, and I. V. Kukushkin, *Pis'ma v ZhETF* **90**, 740 (2010) [*JETP Lett.* **90**, 667 (2010)].
12. E. V. Deviatov, V. T. Dolgoplov, F. I. B. Williams et al., *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3655 (1997).
13. I. V. Andreev, V. M. Muravev, D. V. Smetnev, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **86**, 125315 (2012).
14. D. V. Smetnev, V. M. Muravev, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, *Pis'ma v ZhETF* **94**, 141 (2011) [*JETP Lett.* **94**, 137 (2011)].
15. L. W. Engel, D. Shahar, C. Kurdak, and D. C. Tsui, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2638 (1993).
16. I. V. Andreev, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin et al., *Phys. Rev. B* **83**, 121308(R) (2011).
17. C. Kallin and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).