

# Проявление несжимаемых полосок в спектре краевого магнитоплазмона в условиях квантового эффекта Холла

М. Н. Ханнанов<sup>1)</sup>, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 21 апреля 2011 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследовано поведение фундаментальной краевой магнитоплазменной моды в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ). Вблизи целочисленного фактора заполнения 2 при температуре 0.3 К обнаружено расщепление фундаментальной краевой моды на две, что, предположительно, связано с уширением несжимаемой полоски на краю двумерной электронной системы в этих условиях.

В ограниченной двумерной электронной системе (ДЭС), помимо объемных магнитоплазмонов, появляется новый тип коллективных магнитоплазменных возбуждений, распространяющихся вдоль границы ДЭС, – краевые магнитоплазмона (КМП). С момента своего открытия [1] КМП вызывают большой интерес как у экспериментаторов [2–4], так и у теоретиков [5–7]. К появлению КМП приводят краевые электронные состояния, играющие важную роль в построении теории КЭХ. Экспериментальное изучение КМП может помочь существенно продвинуться в понимании этого фундаментального явления. На сегодняшний день наиболее реалистичной моделью, описывающей краевые электронные состояния в условиях КЭХ, представляется модель, описанная в работе [8]. В этой модели учет экранирования краевого потенциала приводит к тому, что край ДЭС разбивается на череду сжимаемых и несжимаемых полос. На протяжении всей ширины сжимаемой полоски уровень Ландау совпадает с уровнем Ферми, при этом фактор заполнения плавно меняется от одного целочисленного значения до последующего. Сжимаемые полоски чередуются с несжимаемыми, где дно подзоны вместе с уровнями Ландау ползет вверх, а фактор заполнения остается постоянным. Существование несжимаемых полос было подтверждено в экспериментах по визуализации электронной структуры края (например, в эксперименте по измерению емкости между иглой атомно-силового микроскопа и двумерным электронным слоем [9]). Внутри несжимаемой полосы колебания зарядовой плотности невозможны, поскольку фактор заполнения, а следовательно, и концентрация постоянны. Поэтому наличие несжимаемых полос на краю образца должно вызывать расщепление в спектре КМП, и вместо одного краевого плазмона

должно возникнуть несколько, бегущих каждый по своей сжимаемой полоске [10]. Однако в отсутствие условий КЭХ несжимаемые полоски очень узки, и из-за сильного взаимодействия между сжимаемыми полосами экспериментальные спектры КМП остаются практически неизменными даже при очень низких температурах, когда ширина несжимаемых полосок максимальна. Единственной возможностью увидеть влияние несжимаемой полоски на спектр КМП является исследование КМП непосредственно в условиях КЭХ. Поскольку ширина несжимаемой полоски обратно пропорциональна наклону профиля концентрации  $dn/dx$  [8], то при приближении к целочисленному фактору заполнения снизу по магнитному полю ширине верхней несжимаемой полоски резко возрастает, так как в месте нахождения полоски профиль становится все более и более пологим. Таким образом, вблизи фактора заполнения 2, где несжимаемая полоска имеет максимальную ширину, становится возможным наблюдать вместо одной основной краевой моды две, бегущие с двух сторон от несжимаемой полоски.

На сегодняшний день все измерения КМП в условиях КЭХ выполнены посредством методики проходного резонатора [11–20]. Она основана на детектировании пропускания микроволнового излучения через ДЭС. Пропускание само по себе сильно зависит от того, насколько близко по полю от центра холловского плато находится система. Если судить по представленным в работах экспериментальным точкам, ДЭС, играющая роль резонатора, вообще перестает пропускать, когда значение магнитного поля не соответствует холловскому плато (длина свободного пробега КМП становится меньше размера образца). Таким образом, методика проходного резонатора не позволяет измерять модификацию спектра КМП при переходе в режим КЭХ, поскольку в отсутствие КЭХ

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

не является работоспособной. В работе [16] магнитодисперсия измерена достаточно подробно, однако температура, при которой производились измерения, составляла 1.6 К, что могло приводить к существенному сужению несжимаемой полоски и, как следствие, отсутствию в спектре эффекта расщепления.

В настоящей работе был изучен спектр КМП как в полях, соответствующих целочисленным факторам заполнения, так и в промежуточных и более низких магнитных полях при температуре 0.3–4.2 К.

В данной работе исследовалась система двумерных электронов на базе гетероперехода  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , где  $x = 0.3$ . Образец в форме диска диаметром  $d = 1$  мм был изготовлен при помощи оптической литографии. Концентрация и подвижность электронов в двумерной электронной системе составляли  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{s}$  при 4.2 К. Образец размещался внутри коаксиальной СВЧ линии и погружался в гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом, позволявшим создавать магнитное поле до 12 Тл в направлении, перпендикулярном двумерной электронной системе. Коаксиальная линия запитывалась от генератора СВЧ, позволявшего разворачивать частоту от 250 кГц до 25 ГГц. Другой конец линии завершался согласованной нагрузкой во избежание возникновения в линии стоячей волны. Такой способ помещения образца в поле СВЧ позволял плавно разворачивать частоту микроволнового излучения при практически неизменной мощности микроволнового излучения, падающего на образец. Измерения проводились методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения [21, 22]. Выбранная нами методика обнаружения магнитоплазменных резонансов основана на чувствительности спектра люминесценции фотовозбужденных электронов и дырок к разогреву системы. При совпадении частоты микроволнового излучения с частотой КМП образец резонансно поглощает микроволновое излучение, что приводит к его разогреву и изменению спектра люминесценции. Для сбора сигнала люминесценции использовалась односветоводная методика. Излучение возбуждающего лазера с длиной волны  $\lambda = 780$  нм мощностью 0.1 мВт подводилось к образцу с помощью 400-микронного световода, сигнал люминесценции собирался тем же световодом и исследовался одинарным монохроматором. Интеграл модуля разности спектров люминесценции ДЭС под микроволновым излучением и без него оказывается пропорциональным интенсивности поглощения системой микроволнового излучения. Нами были исследованы спектры микроволнового поглощения

при различных фиксированных магнитных полях. Измерения КМП производились в рекордно широком диапазоне частот. При изменении магнитного поля от 0 до 4 Тл частота КМП изменялась от 17 до 0.3 ГГц.

На рис. 1 представлен типичный спектр краевого магнитоплазмона в условиях КЭХ (фактор заполнения

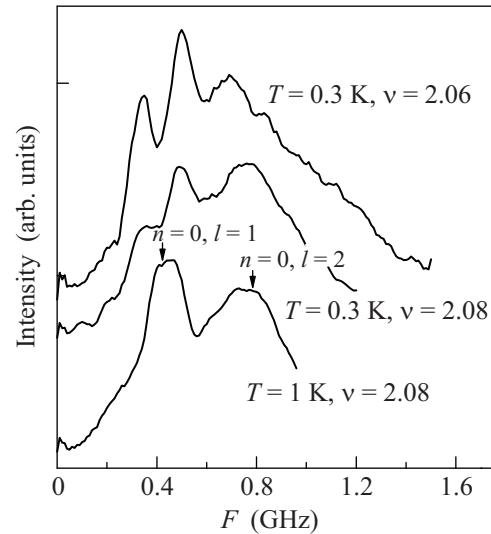


Рис. 1. Спектры микроволнового поглощения, измеренные вблизи фактора заполнения  $v = 2$  при различных температурах

нения чуть больше двух) при различных температурах. При температуре 1 К мы видим эквидистантный спектр краевых магнитоплазмонов (первая и вторая гармоники с радиальными и азимутальными числами  $n = 0, l = 1$ ;  $n = 0, l = 2$  [23]). Частоты этих резонансов, как обычно, отличаются примерно в два раза, поскольку волновой вектор фундаментальной краевой моды  $n = 0, l = 1$  в 2 раза больше волнового вектора моды  $n = 0, l = 2$ . При понижении температуры в фиксированном магнитном поле ( $v = 2.08$ ) основная краевая мода расщепляется на две, при этом обе расщепившиеся моды существенно уже (примерно в 2 раза), чем основная мода до расщепления. При приближении по полю к центру холловского плато (уменьшении фактора заполнения до  $v = 2.06$ ) расщепление увеличивается, и интенсивность расщепленных линий возрастает. Такое расщепление мы связываем с существенным уширением несжимаемой полоски при уменьшении температуры и приближении к целочисленному фактору заполнения. При большой ширине несжимаемой полоски край образца делится надвое, и вместо одного плазмона ( $n = 0, l = 1$ ) вдоль каждой стороны полоски бегут два. Плазмон, бегущий с внешней стороны от несжи-

маемой полоски, локализуется на внешней границе образца, и потому имеет большую (чем до появления несжимаемой полоски) частоту за счет меньшей ширины края и эффективной диэлектрической проницаемости. Плазмон, бегущий по внутренней стороне несжимаемой полоски, практически полностью локализуется внутри образца, при этом его частота уменьшается, поскольку соответствующая эффективная диэлектрическая проницаемость становится больше. Второй возможной причиной уменьшения частоты внутренней моды КМП является частичное ее проникновение в несжимаемую полоску (которая, на самом деле, "слабо сжимаема"). Мода  $n = 0, l = 2$  в этом поле не демонстрирует столь явного расщепления, однако существенно меняет свое положение. Кроме того, можно заметить, что линия в больших частотах имеет очень пологий склон. В чуть больших полях, когда фактор заполнения становится еще ближе к двум, на этом склоне вырастает линия и расщепление второй моды становится более отчетливым.

То, что обе новые моды произошли именно от основной, видно из рис. 2, где представлена зависи-

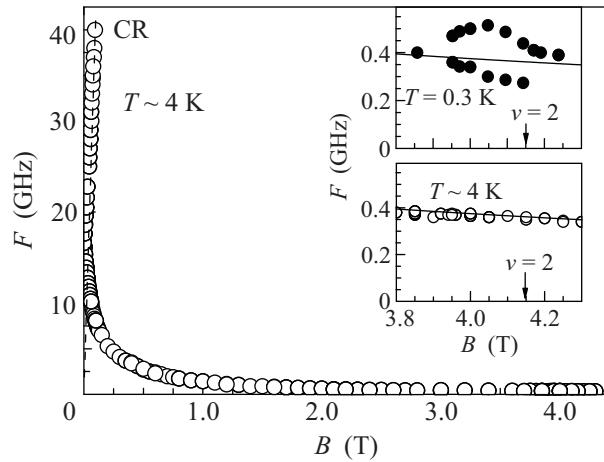


Рис. 2. Зависимость частоты КМП от магнитного поля при 4 К. На вставках в увеличенном масштабе показана та же зависимость вблизи фактора заполнения 2 при температуре 4 и 0.3 К

мость частоты основной моды краевого магнитоплазменного резонанса от магнитного поля, измеренная при 4.2 К. На нижней вставке показана та же зависимость в увеличенном масштабе вблизи фактора 2. Видно, что никаких особенностей вблизи целочисленных факторов заполнения, по крайней мере при температуре  $\geq 2-4$  К, в пределах погрешности измерений не наблюдается. Частота КМП в больших полях ведет себя как  $(2e^2 nq/\epsilon_{\text{eff}} m^* \omega_c)(\ln(2qa) + 0.577) \sim \sim 1/B$ , что предсказывается квазиклассической те-

орией [7], если ширину края принять равной 0.4–0.5 мкм. Здесь  $\omega_c$  – циклотронная частота,  $q = 2/d$  – волновой вектор КМП, направленный вдоль края системы,  $n$  – концентрация двумерных электронов,  $\epsilon_{\text{eff}}$  – усредненная диэлектрическая проницаемость,  $m^*$  – эффективная масса электрона. Иную картину можно наблюдать при температуре 0.3 К (верхняя вставка рис. 2). Вблизи целочисленного фактора заполнения 2 основная краевая мода расщепляется на две. Величина расщепления растет при приближении к центру холловского плато снизу по полю. После того как фактор заполнения оказывается больше двух, снова остается одна краевая мода.

Таким образом, подтверждается наше предположение о том, что к расщеплению основной краевой моды приводит несжимаемая полоска, которая уширяется при приближении к центру плато. При этом зависимость частоты КМП, распространяющегося по внешнему каналу, от поля демонстрирует локальный максимум. Это связано с существенным (примерно троекратным) сужением размера края, по которому бежит внешний плазмон (большую часть края занимает несжимаемая полоска), что качественно согласуется с нашими экспериментальными данными для верхней расщепленной моды, а также измерениями КМП в режиме КЭХ других авторов [12, 13, 15–17, 20].

В то же время нижняя мода отсутствует во всех вышеуказанных работах, что, по всей видимости, связано со спецификой использованной в этих работах пропускной методики открытого резонатора, которая чувствительна лишь к внешнему каналу, по которому и осуществляется пропускание.

На рис. 3 представлена зависимость интенсивности линий КМП от фактора заполнения. На рис. 3б показано изменение интенсивности верхней расщепленной линии и интенсивности основной линии КМП в тех полях, когда расщепление уже не наблюдается. На рис. 3а представлена зависимость интенсивности нижней расщепленной магнитоплазменной моды. Видно, что интенсивность обеих линий демонстрирует резонансное увеличение при приближении к центру холловского плато. Такое же поведение интенсивности КМП наблюдается и при более высоких температурах, когда расщепление основной моды не наблюдается, но все еще выполняются условия наблюдения КЭХ. Увеличение амплитуды плазменного резонанса в условиях КЭХ, по всей видимости, связано с увеличением времени жизни плазмонов, что при той же мощности поглощения СВЧ приводит к большему нагреванию электронной системы из-за образования большего количества плазмонов. При уменьшении фактора заполнения меньше двух, когда ис-

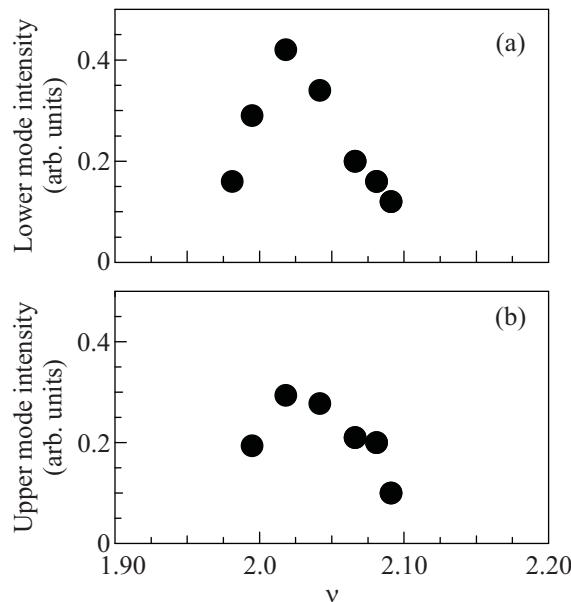


Рис. 3. Зависимость интенсивностей нижайших расщепленных мод КМП от магнитного поля. (а) Интенсивность нижней расщепленной моды. (б) Интенсивность верхней расщепленной моды

чезает верхняя несжимаемая полоска, расщепление исчезает.

Таким образом, в работе обнаружено расщепление фундаментальной моды КМП вблизи фактора заполнения 2, связанное с уширением несжимаемой полоски на краю образца. Расщепленные моды демонстрируют свойства двух магнитоплазмонов, бегущих вдоль внешней и внутренней сторон полоски.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. S. J. Allen, H. L. Stormer, J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
2. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).

3. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
4. T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 788 (1990).
5. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
6. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
7. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **72**, 2935 (1994).
8. D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026, (1992).
9. E. Ahlsweide, J. Weis, K. von Klitzing et al., Physica E **12** 165 (2002).
10. С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ, **61**, 412 (1995).
11. С. А. Говорков, М. И. Резников, Б. К. Медведев и др., Письма в ЖЭТФ **45**, 252 (1987).
12. В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 510 (1986).
13. В. И. Тальянский, И. Е. Батов, Б. К. Медведев и др., Письма в ЖЭТФ **50**, 196 (1989).
14. M. Wassermeier, J. Oshinowo, J. P. Kotthaus et al., Phys. Rev. B **41**, 10287 (1990).
15. V. K. Talyanskii, M. Wassermeier, A. Wixforth et al., Surface Science **229**, 40 (1990).
16. I. Grodnensky, D. Heitmann, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **67**, 1019 (1991).
17. V. I. Talyanskii, A. V. Polisski, D. D. Arnone et al., Phys. Rev. B **46**, 12427 (1992).
18. A. V. Polisskii, V. I. Talyanskii, N. B. Zhitenev et al., J. Phys. Condens. Matter **4**, 3955 (1992).
19. V. I. Talyanskii, J. E. F. Frost, M. Pepper et al., J. Phys. Condens. Matter **5** 7643 (1993).
20. V. I. Talyanskii, M. Y. Simmons, J. E. F. Frost et al., Phys. Rev. B **50**, 1582 (1994).
21. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
22. М. Н. Ханнанов, В. А. Ковалский, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 261 (2006).
23. V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **73**, 195302 (2006).