Физика низких температур, 1996, т. 22, № 3, с. 243–246 УДК 532.132

Исследование особенностей распространения краевых магнитоплазмонов в слое поверхностных электронов

О. И. Киричек, И. Б. Беркутов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail:kovdrya@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 21 сентября 1995 г.

С помощью нового метода возбуждения и регистрации краевых магнитоплазменных колебаний экспериментально исследована новая мода краевых магнитоплазмонов в слое поверхностных электронов над жидким гелием. Эксперименты проводились на частотах 1,5–3 МГц в магнитных полях до 0,5 Тл при температурах от 0,6 до 0,9 К. Проведено сравнение полученных результатов с существующими теоретическими моделями.

За допомогою нового методу збудження та реєстрації крайових магнітоплазмових коливань експериментально досліджено нову моду крайових магнітоплазмонів у шарі поверхневих електронів над рідким гелієм. Експерименти проведено на частотах 1,5–3 МГц у магнітних полях до 0,5 Тл при температурах від 0,6 до 0,9 К. Зроблено порівняння результатів з існуючими теоретичними моделями.

Конечность размеров двумерных электронных систем, реализуемых экспериментально в полупроводниковых структурах и на поверхности жидкого гелия (ПЭ), оказывает сильное влияние на спектр плазменных колебаний этих систем. Например, особенности строения границы образца резко изменяют свойства такой системы в условиях квантового эффекта Холла [1]. Этим обусловлено большое внимание, уделяемое, в частности, изучению плазменных возбуждений, локализованных у края образца в присутствии магнитного поля, приложенного перпендикулярно двумерному слою электронов. Известны теоретические предсказания [2–6] и экспериментальные свидетельства [7–9] существования иных мод плазменных колебаний в дополнение к достаточно хорошо изученным краевым магнитоплазмонам (КМП). В области больших магнитных полей все имеющиеся теоретические расчеты возможных новых краевых мод дают практически совпадающие результаты. При малых полях в [5] и [6] получены качественно различные зависимости частот спектра от магнитного поля. Проведенный в [9] анализ экспериментальных данных позволил высказать соображение в пользу теории Монархи [6], однако для окончательного решения вопроса необходимо проведение дополнительных исследований в условиях более высокого разрешения. В [9] было отмечено, что разрешение исследуемых резонансов можно улучшить, используя для регистрации электроды уменьшенных размеров. Целью данной работы являлась проверка этого предположения и проведение исследования краевых возбуждений с использованием ячейки, в которой генерация и детектирование сигналов магнитоплазменных колебаний производились с помощью электродов площадью менее 1 % площади образца.

Экспериментальная ячейка представляла собой плоский конденсатор, расположенный горизонтально, с зазором между пластинами 2 мм. Обе его пластины, изготовленные из фольгированного стеклотекстолита, имели форму круга с наружным диаметром 27 мм. Нижняя пластина располагалась под поверхностью жидкого гелия на глубине 0,53 мм. На верхней пластине была изготовлена система электродов Корбино [9], которая была использована для юстировки ячейки, а во время экспериментов все ее электроды были заземлены. Нижняя пластина, изображенная на рис. 1, представляла собой диск, на краях которого располагались две симметричные пары электродов, каждый из которых имел ширину 0,6 мм. Ширина щели между электродами составляла 0,05 мм, а длина хорды внешних электродов (расстояние между точками l_1 и l_2 на рис. 1) равнялась 7 мм. Для зарядки поверхности гелия использовалась вольфрамовая нить накала, разогреваемая импульсом тока. На все электроды нижней пластины (на рис. 1 обозначены A, B, C, D, E) подавался постоянный положительный потенциал, удерживающий электроны у поверхности гелия. Переменный сигнал с генератора (G.) подавался на электрод D. Отклик системы электронов снимался с электродов A и B и фиксировался фазо- и амплитудочувствительным детектором (S.D.). Электроды C и E были соединены с землей по переменному току. Ввиду неболь-

© О. И. Киричек, И. Б. Беркутов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, 1996

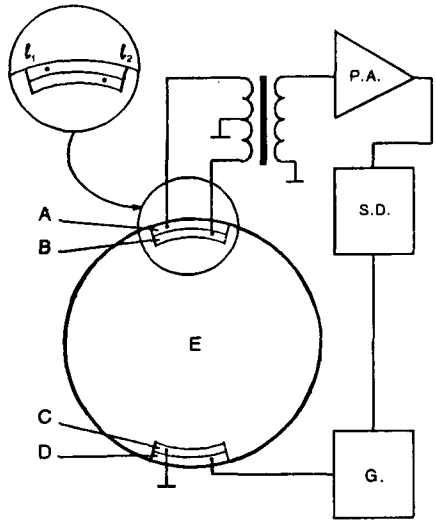

Рис. 1. Схема расположения элекродов на нижней пластине ячейки: (P.A.) — предусилитель; (S.D.) — синхронный детектор; (G.) — генератор сигналов; *A*, *B*, *C*, *D*, *E* — электроды.

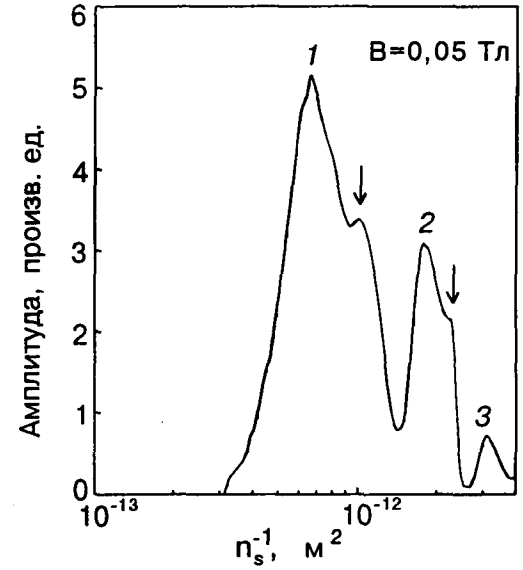

Рис. 2. Зависимость амплитуды прошедшего через ячейку сигнала от обратной концентрации электронов: $B = 0{,}05$ Тл, $f = 3$ МГц, $T = 0{,}64$ К; *1*, *2*, *3* — резонансные пики КМП; стрелками обозначены резонансы новой моды краевых магнитоплазменных колебаний.

шой величины площади электродов и слабости сигнала, измеряемого на электродах *A* и *B*, использовался предусилитель (P.A.), позволивший увеличить отношение сигнал—шум более чем в 20 раз. С целью подавления паразитного сигнала, наводимого на приемные электроды в отсутствие ПЭ, и дополнительного повышения отношения сигнал—шум в схеме подключения электродов *A* и *B* был использован высокочастотный трансформатор, подключенный по мостовой схеме и балансируемый ферритовым сердечником. Эксперименты проводились на частотах f от 1,5 до 3 МГц в магнитных полях до 0,5 Тл при температурах от 0,6 до 0,9 К.

В ходе экспериментов измерялись зависимости амплитуды принимаемого сигнала от концентрации электронов, магнитного поля и частоты. При этом переменным являлся один из названных параметров, в то время как остальные имели фиксированное значение. Следует отметить, что наблюдаемые при этом экспериментальные зависимости имели сходный характер. Однако возможности нашей экспериментальной установки позволяли изучать наиболее широкие области спектра краевых возбуждений при измерении зависимости амплитуды сигнала от концентрации электронов, причем плавное изменение концентрации осуществлялось с помощью удерживающего потенциала, подаваемого на нижний электрод. Такие зависимости представлены на рис. 2–5. Кривые имеют несколько ярко выраженных резонансных пиков, обозначенных на рис. 2–5 цифрами *1–3*, возникающих тогда, когда длина периметра электронного пятна становится кратной целому числу длин волн обычных КМП, возбуждаемых в эксперименте ($\lambda = P/m$, где λ — длина волны; P — периметр прижимающего электрода; $m = 1, 2, 3, \ldots$). Отметим, что в экспериментах не наблюдались резонансы с $m > 3$, это может быть объяснено тем, что ширина возбуждающего и приемных электродов (12% от размера периметра) становится сравнимой с длиной волны КМП. Подобный характер зависимости амплитуды резонансов от m отмечен в [7,8]. Результаты, полученные при измерении за-

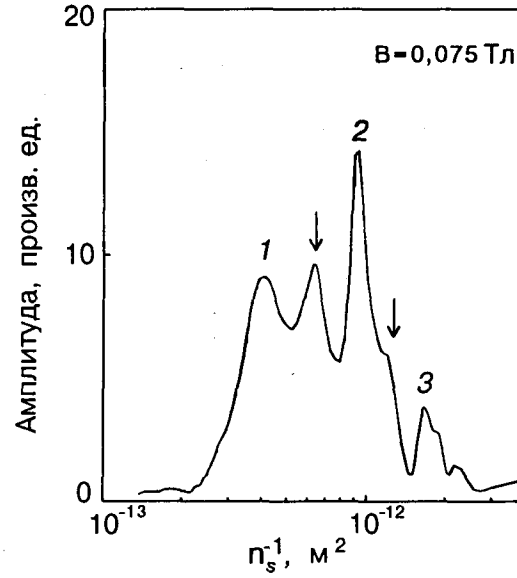

Рис. 3. Зависимость амплитуды прошедшего через ячейку сигнала от обратной концентрации электронов: $B = 0{,}075$ Тл, $f = 3$ МГц, $T = 0{,}64$ К; *1*, *2*, *3* — резонансные пики КМП; стрелками обозначены резонансы новой моды краевых магнитоплазменных колебаний.

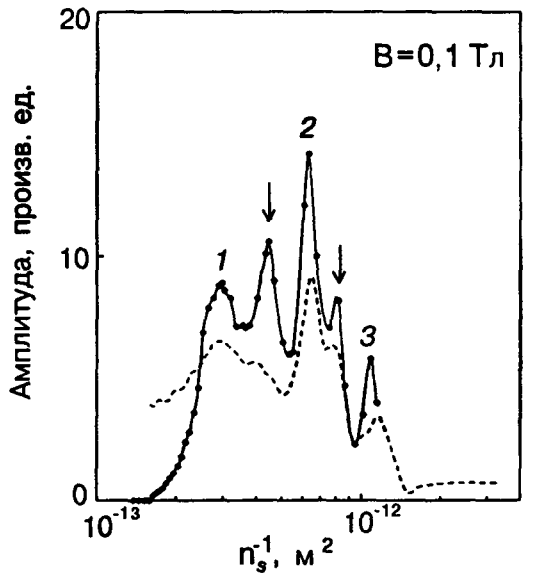

Рис. 4. Зависимость амплитуды прошедшего через ячейку сигнала от обратной концентрации электронов при T, К: 0,64 (——); 0,87 (– – –); *1*, *2*, *3* — резонансные пики КМП; стрелками обозначены резонансы новой моды краевых магнитоплазменных колебаний; B = 0,1 Тл, f = 3 МГц.

висимостей амплитуды сигнала от концентрации электронов n_s, представлены на рис. 6 (квадраты), на которой нанесена зависимость от магнитного поля величины $\tilde{\omega} = \omega/(kn_s)$ (ω — круговая резонансная частота, k — волновой вектор). Использование $\tilde{\omega}$ позволяет сопоставлять результаты различных экспериментов. Сплошные линии на рис. 6 соответствуют результатам расчета частоты КМП по теории [11]. Видно, что экспериментальные данные, отмеченные незачерненными значками (на рис. 2–5 соответствующие пики отмечены цифрами *1–3*), хорошо согласуются с расчетными значениями (прямые линии *1–3* на рис. 6). Такое же хорошее согласие наблюдается для значений $\tilde{\omega}$, полученных другими способами (при измерении зависимости амплитуды сигнала от частоты (треугольники) и от магнитного поля (кружки)). Однако, кроме указанных пиков на рис. 2–5, видны и отмеченные стрелками резонансы при промежуточных частотах, соответствующие им значения $\tilde{\omega}$ нанесены на рис. 6 зачерненными значками. В ходе экспериментов было обнаружено, что для достаточно сильных магнитных полей амплитуды как КМП, так и новых резонансов соизмеримы. С понижением величины магнитного поля B амплитуда дополнительных пиков начинает уменьшаться, при $B \simeq 0{,}05$ Тл они становятся едва различимыми, а при дальнейшем уменьшении поля исчезают полностью и на экспериментальных зависимостях наблюдаются только обычные КМП резонансы (см. рис. 2–5). Следует отметить также и более сильную зависимость амплитуды этих резонансов от температуры по сравнению с краевыми магнитоплазмонами. Как видно из рис. 4, новые резонансы при температуре 0,87 К (пунктирная линия) слабо различимы, в то время как обычные КМП видны достаточно четко.

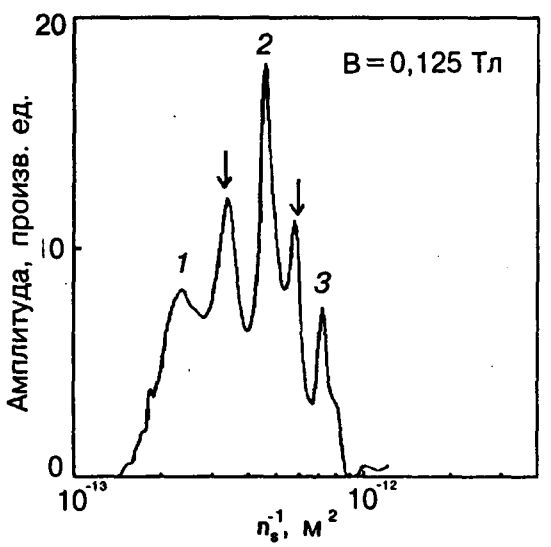

Рис. 5. Зависимость амплитуды прошедшего через ячейку сигнала от обратной концентрации электронов: B = 0,125 Тл, f = 3 МГц, T = 0,64 К; *1*, *2*, *3* — резонансные пики КМП; стрелками обозначены резонансы новой моды краевых магнитоплазменных колебаний.

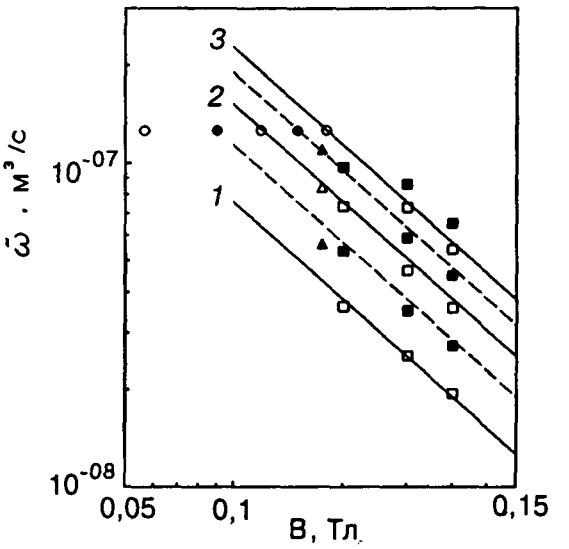

Рис. 6. Зависимость $\tilde{\omega} = \omega/(kn_s)$ от магнитного поля при T = 0,64 К: теоретически рассчитанные [11] значения резонансных частот для m = 1 (*1*), 2 (*2*), 3 (*3*) (сплошные линии). Значения $\tilde{\omega}$ в точках резонансов, полученные из зависимости амплитуды сигнала от магнитного поля для $n_s = 2 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$, f = 3 МГц (○); полученные из зависимости амплитуды сигнала от частоты для $n_s = 4 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$ (△); полученные из зависимости амплитуды сигнала от концентрации электронов для f = 2 МГц (□); – – – — новая мода КМП; (▲, ■, ●) — значения $\tilde{\omega}$, соответствующие резонансам новой моды (отмечены стрелками на рис. 2–5).

Поведение наблюдавшихся здесь резонансных особенностей аналогично поведению новой моды краевых магнитоплазмонов, обнаруженных ранее в работах [7–9]. Однако в данном случае они более ярко выражены и их амплитуды по порядку величины совпадают с амплитудами КМП. Относительное увеличение амплитуды новой моды в данном случае связано с тем, что переменное электрическое поле, возникающее при ее распространении, значительно быстрее затухает при удалении от края в глубь слоя ПЭ, чем в случае обычных КМП. Таким образом, чем уже расположенный на краю слоя ПЭ электрод, тем более заметен сигнал, наводимый новой плазменной модой, на фоне сигнала от обычного КМП. Эта закономерность должна сохраняться до тех пор, пока ширина электрода не станет соизмеримой с размером локализации магнитоплазмона на краю электронного слоя.

Отношение частот КМП к частотам дополнительных резонансных особенностей ($\omega_R/\omega_{\text{емр}}$) в настоящей работе равно $\simeq 0{,}5$, в то время как в [9] оно составляло $\simeq 0{,}3$. Такое отличие полученной в данной работе величины отношения $\omega_R/\omega_{\text{емр}}$ от приведенного в [9], возможно, связано с неточностью определения резонансного значения магнитного поля при малой амплитуде резонанса. В то же время результаты, полученные с использованием круговой геометрии [7,8], позволяли достаточно точно определить величину $\omega_R/\omega_{\text{емр}} \simeq 0{,}25$–$0{,}4$, которая заметно зависела от распределения электростатических полей в ячейке. Таким образом, частота первого резонанса новой моды всегда оказывается меньше частоты первого КМП резонанса, при этом величина $\omega_R/\omega_{\text{емр}}$ лежит в пределах от 0,25 до 0,5.

В настоящее время существует несколько теоретических подходов, объясняющих наличие дополнительных краевых мод в классическом двумерном электронном газе [3–6]. Модели [3,4] построены для более сильных магнитных полей, чем те, которые применялись в эксперименте. Теория [5] охватывает как область сильных, так и достаточно слабых полей. Однако ожидаемая частота этих магнитоплазмонов в области малых магнитных полей (см. рис. 4 в [8]) должна быть значительно ниже частотного диапазона, в котором проводились измерения в данной работе. К тому же теоретические модели [3–5] предполагают наличие дополнительных краевых мод, соответствующих более высоким гармоникам, которые в наших эксмериментах не наблюдались. Теоретическая модель Монархи [6,7], учитывающая, кроме конечности градиента плотности электронов, также и конечную жесткость границы слоя ПЭ, предполагает наличие только двух типов плазменных колебаний электронной жидкости и удовлетворительно описывает наблюдаемые нами резонансные особенности, при этом расчетное значение упомянутого выше отношения $\omega_R/\omega_{\text{емр}}$ составляет 0,33. Заметим, что результат расчета [6] зависит от формы профиля плотности на краю электронного слоя $n(r)$ и может изменяться при использовании другой зависимости $n(r)$.

Таким образом, в настоящей работе предложен способ возбуждения и регистрации краевых магнитоплазмонов в слое поверхностных электронов над жидким гелием, обеспечивающий высокое разрешение. Показано, что в этих условиях сигнал от новой КМП моды близок по порядку величины к сигналу от обычных краевых магнитоплазмонов. В настоящее время нами планируется проведение экспериментальных исследований при более низких частотах, целью которых является дальнейшее изучение резонансных особенностей и возможности существлования теоретически предсказанных новых мод плазменных колебаний двумерной электронной жидкости [3–5].

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность Ю. П. Монархе за обсуждение результатов и В. В. Доценко за помощь, оказанную при создании экспериментальной методики.

1. V. Iordansky, *Solid State Commun.* **43**, 1 (1982).
2. В. А. Михайлов, С. А. Волков, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 450 (1985).
3. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2935 (1994).
4. X. Xia and J. J. Quinn, *Phys. Rev.* **B50**, 11187 (1994).
5. С. С. Назин, В. Б. Шикин, *ЖЭТФ* **94**, 133 (1988).
6. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **21**, 588 (1995).
7. O. I. Kirichek, P. K. H. Sommerfeld, Yu. P. Monarkha, P. J. M. Peters, Yu. Z. Kovdrya, P. P. Steijaert, R. W. van der Heiden, and A. T. A. M. de Waele, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1190 (1995).
8. P. K. H. Sommerfeld, A. M. C. Valkering, R. W. van der Heiden, and A. T. A. M. de Waele, in: *Proc. of EP 2DS–11*, Nottingham, (1995), p. 187.
9. О. И. Киричек, И. Б. Беркутов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **21**, 1023 (1995).
10. Y. Iye, *J. Low Temp. Phys.* **40**, 441 (1985).
11. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, *Sov. Phys. JETP* **67**, 1639 (1988).

Investigation of peculiarities of edge magnetoplasmon propagation in a sheet of surface electrons

O. I. Kirichek, I. B. Berkutov,
Yu. Z. Kovdrya, and V. N. Grigor'ev

The new mode of edge-magnetoplasmons in a sheet of surface electrons over liquid helium is investigated by using a new method for the excitation and registration. The experiments are carried out at frequencies of 1.5 to 3 MHz in magnetic fields up to 0.5 T at temperatures from 0.6 to 0.9 K. The results obtained are compared with theoretical models available.