Физика низких температур, 1995, т. 21, № 10, с. 1023–1029 УДК 532.132

Новые моды краевых магнитоплазменных колебаний в электронной системе над жидким гелием

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 29 мая 1995 г.

Изучены характеристики новой моды краевых магнитоплазменных (КМП) колебаний в слое поверхностных электронов над сверхтекучим гелием. Эксперименты проводились на ячейке прямоугольной геометрии в области температур 0,4–1,6 К при частотах 1,5–5 МГц и концентрации электронов $2\cdot10^8$ см$^{-2}$ в магнитных полях до 0,15 Тл. Для детального анализа полученных данных был проведен расчет фазы сигнала, прошедшего через ячейку при возбуждении в нем КМП. Показано, что частоты новой моды [13] в три–четыре раза ниже частот обычных краевых магнитоплазмонов, а зависимость частоты от магнитного поля имеет вид $\omega \sim 1/B$ и совпадает с аналогичной зависимостью для обычных КМП. Положение резонансов обнаруженной новой моды хорошо соответствует теоретической модели Монархи, описывающей противофазные колебания границы электронного слоя и плотности заряда КМП.

Вивчено характеристики нової моди крайових магнітоплазмових (КМП) коливань у шарі поверхневих електронів над надплинним гелієм. Експерименти проведено на комірці прямокутної геометрії в області температур 0,4–1,6 К при частотах 1,5–5 МГц та концентрації електронів $2\cdot10^8$ см$^{-2}$ у магнітних полях до 0,15 Тл. Для деталевого аналізу отриманих даних було проведено розрахунок фази сигналу, що пройшов крізь комірку при збудженні в ньому КМП. Показано, що частоти нової моди [13] у три–чотири рази нижче частот звичайних крайових магнітоплазмонів, а залежність частоти від магнітного поля має вигляд $\omega \sim 1/B$ та збігається з аналогічною залежністю для звичайних КМП. Положення резонансів знайденої нової моди добре збігається з теоретичною моделлю Монархи, що описує протифазні коливання границі електронного шару та густини заряду КМП.

Магнитное поле, перпендикулярное слою двумерных электронов, сильно изменяет спектр их плазменных колебаний, приводя к появлению в нем пороговой частоты, равной циклотронной частоте ω_c. При этом вдоль границы электронного слоя может распространяться своеобразная мода плазменных колебаний, именуемая краевыми магнитоплазмонами (КМП). Экспериментальное обнаружение КМП [1,2] в свое время вызвало большой интерес, так как существование подобных колебаний было неожиданным с точки зрения теории двумерных электронных систем. Необычным казалось то, что спектр КМП имеет бесщелевой характер, а их частота $\omega \sim 1/B$ убывает с ростом магнитного поля B. Все это послужило причиной довольно интенсивного изучения КМП. Большое количество работ было посвящено изучению КМП в двумерных электронных полупроводниковых структурах, в частности, в условиях квантового эффекта Холла [3]. Однако наиболее полные и воспроизводимые данные были получены при изучении КМП в системе поверхностных электронов (ПЭ) над сверхтекучим гелием [4–6]. Найденный в этих работах спектр КМП имеет следующий вид [7]:

$$\omega_- = 4\pi\alpha \frac{\sigma_{xy}}{\varepsilon_{\text{He}}} k \ . \qquad (1)$$

Здесь ω_- — частота КМП; σ_{xy} — поперечная магнитопроводимость ПЭ; ε_{He} — диэлектрическая проницаемость гелия; k — волновой вектор колебаний; α — коэффициент, зависящий от геометрии системы и логарифмически от k [7]. Имеется теоретическое выражение для вычисления α, однако использование этого соотношения для обработки экспериментальных данных затруднено из-за сложности определения ряда входящих в него параметров. Полученные в ячейках с различной геометрией экспериментальные значения α составляют 0,2–0,4 [1,2,4–6].

В ряде теоретических работ [8–12] высказывалось предположение, что, помимо КМП, в двумерной электронной жидкости при наличии магнитного поля могут существовать и другие краевые моды. Совсем недавно [13] были опубликованы экспериментальные результаты, подтверждающие такое предположение. В этих экспериментах наблюдались дополнительные резонансы, частота которых при одном и том же магнитном поле была в 3–4 раза меньше частоты КМП. Амплитуда этих резонансов была в несколько раз меньше амплиту-

© О. И. Киричек, И. Б. Беркутов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, 1995

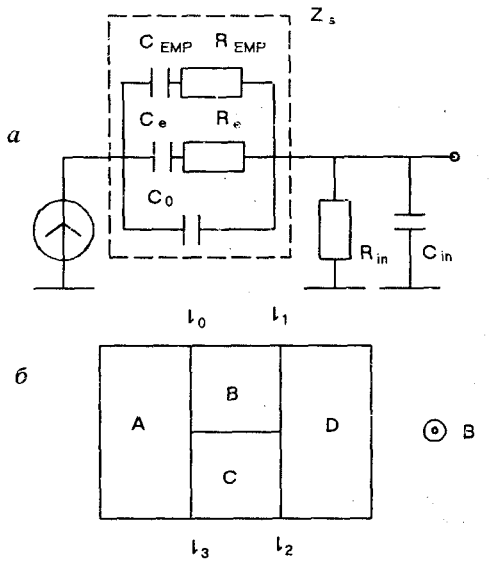

Рис. 1. Эквивалентная электрическая схема ячейки (*а*) и схема нижнего электрода ячейки (*б*).

ды КМП-резонансов, а спектр частот имел КМП-подобный вид. Следует отметить, что новые резонансы наблюдались в ячейках с совершенно различной геометрией в большом диапазоне магнитных полей и частот [13].

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований новой ветви в спектре краевых магнитоплазмонов для слоя поверхностных электронов над жидким гелием. Особое внимание уделено интерпретации полученных результатов и сравнению с существующими теоретическими моделями. Эксперименты проводились при температурах 0,4–1,6 К, в магнитных полях до 0,15 Тл при концентрации электронов $2\cdot10^8$ см$^{-2}$, в диапазоне частот 1,5–5 МГц.

Экспериментальная ячейка представляла собой прямоугольный конденсатор, между пластинами которого располагалась поверхность жидкого гелия. Зазор между пластинами составлял 1,5 мм, при этом расстояние от нижней пластины до поверхности гелия равнялось 0,5 мм. Для зарядки поверхности гелия использовалась разогреваемая вольфрамовая нить. Нижняя пластина состояла из четырех электродов (рис. 1,*а*). На все электроды подавался постоянный положительный потенциал, удерживающий электроны на поверхности гелия. Переменный сигнал с генератора подавался на электрод *A*. Один из электродов *B*, *C*, или *D* подсоединялся к входу измерителя разности фаз, при этом оставшиеся электроды соединялись по переменному току с землей. В процессе экспериментов измерялась зависимость фазы прошедшего через ячейку сигнала от магнитного поля при постоянной частоте f. Результаты измерений для концентрации $n_s = 2\cdot10^8$ см$^{-2}$ и различных частот представлены на рис. 2. Видно, что на зависимостях фазы φ от магнитного поля наблюдаются несколько особенностей. Положение и вид особенностей зависят от частоты и концентрации электронов. Из рисунков видно, что при определенных значениях магнитных полей на кривых наблюдаются резонансы, возникающие, если на периметре электронного слоя укладывается целое число длин волн колебаний (пунктирные линии). Интересно, что следующий более высокочастотный резонанс проявляется в виде уменьшения фазы (рис. 2,*в*,*г*). Отметим, что поведение фазы сильно зависит от формы и расположения электродов.

На всех зависимостях присутствуют также особенности, указанные штрих-пунктирными линиями, которые впервые наблюдались в [6] и были объяснены влиянием на холловское напряжение вытеснения тока к краю образца в электронном слое при наличии магнитного поля. Интересными и неожиданными на зависимостях φ от B являются максимумы, указанные стрелками. Их величины намного меньше величины максимумов обычных КМП, а зависимости положения резонансов от частоты и магнитного поля оказываются такими же, как и для КМП. Указанные максимумы как раз отвечают новой моде магнитоплазменных колебаний.

Для детального анализа полученных зависимостей необходимо интерпретировать поведение фазы сигнала, прошедшего через ячейку. Рассмотрим эквивалентную схему измерительной ячейки рис. 1,*а*. Слой ПЭ сопротивлением R_e связан емкостным образом с нижними электродами, что представлено на эквивалентной схеме емкостью C_e. Прошедший через ячейку сигнал поступает через коаксиальный кабель, имеющий емкость C_{in}, на вход фазочувствительного измерительного прибора, имеющего входное сопротивление R_{in}. При отсутствии электронов над поверхностью гелия измеряемый сигнал определяется величиной паразитной емкости C_0. При возбуждении КМП возникает дополнительный контур в цепи, обладающий импедансом R_{EMP}, характеризующем процессы, связанные с распространением КМП, и емкости связи C_{EMP}.

Краевые магнитоплазмоны являются бегущей волной, распространяющейся вдоль границы ПЭ только в одном направлении, которое определяется знаком проекции магнитного поля B на нормаль к слою ПЭ. Пусть x — текущая координата вдоль периметра электронного слоя (рис. 1,*б*). Тогда для КМП локальное изменение плотности заряда δn можно представить в виде

$$\delta n \sim e^{-gx}\cos(\omega t - kx)\ , \qquad (2)$$

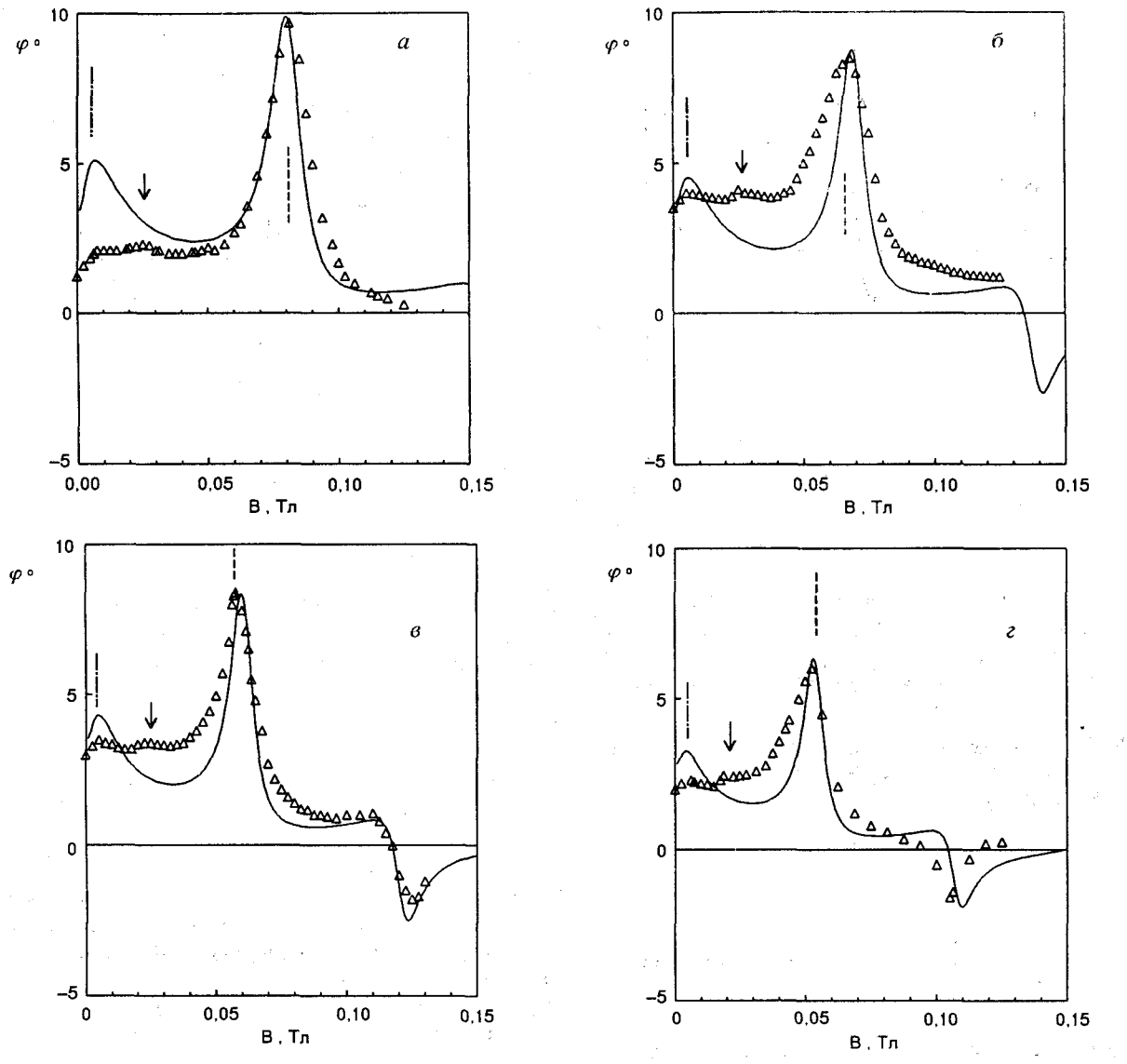

Рис. 2. Зависимость фазы прошедшего через ячейку тока, измеряемого с электрода D (рис. 1), от магнитного поля для $n_s = 2 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ при частотах f, МГц: 3 (*а*); 3,5 (*б*); 4 (*в*); 4,5 (*г*). Экспериментальные данные (△); расчет по (5) (———) положения резонансов обычных КМП (– – –); особенности, обусловленные влиянием на холловское напряжение вытеснения тока в магнитном поле (– · – · –); стрелками указаны положения резонансов новой моды КМП.

где g — коэффициент затухания КМП; $\omega = 2\pi f$; f — частота сигнала; волновой вектор k при $\omega = \text{const}$ определяется из (1):

$$k = \frac{\varepsilon_{\text{He}}\omega_-}{4\pi\alpha\sigma_{xy}} . \qquad (3)$$

Поскольку наибольшая амплитуда продольного, а значит, и поперечного токов достигается над зазором между электродом A и электродами B и C, наибольшее значение δn должно иметь место в точках l_0 и l_3 (рис. 1,*б*). Поэтому можно считать, что в этих точках возбуждаются две волны КМП с фазой, отличающейся на 180°.

Интегральное изменение плотности заряда над электродом D, обусловленное КМП, возбуждаемыми в точке l_0, и тем, что волны, прежде чем полностью затухнуть, способны многократно обойти периметр P, имеет вид

$$\delta n_D \sim \frac{1}{l_2 - l_1} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{l_2}^{l_1} e^{-g(x+Pm)} \cos(kx - \omega t + Pm)\, dx . \qquad (4)$$

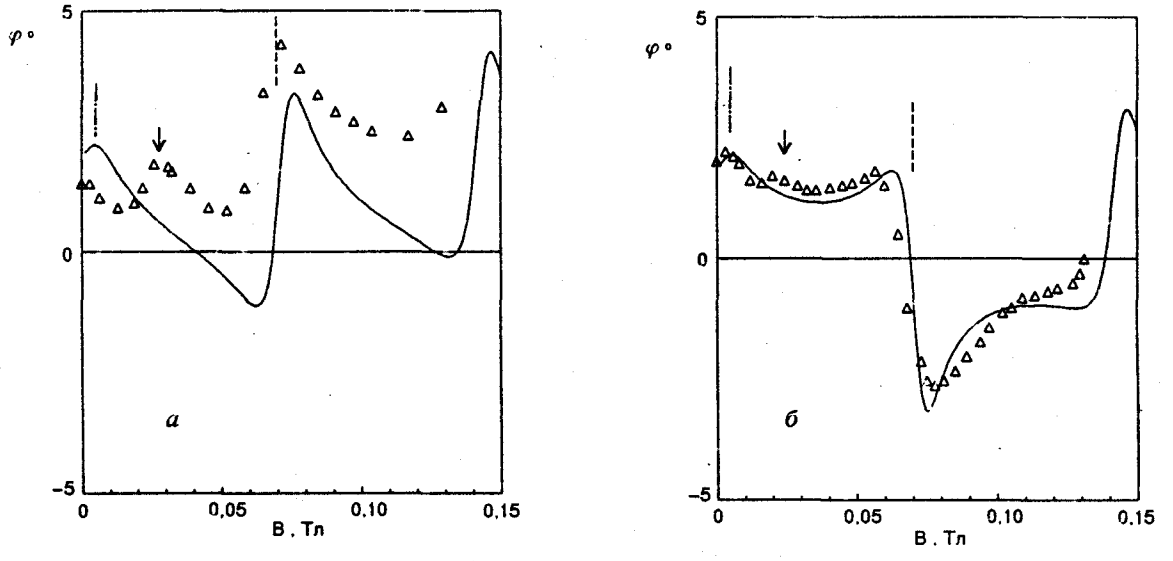

Рис. 3. Зависимость фазы прошедшего через ячейку тока, измеряемого с электрода B (*а*) и с электрода C (*б*) от магнитного поля для $n_s = 2 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ при, $f = 3{,}5$ МГц: экспериментальные данные (Δ); расчет по (5) (———); положения резонансов обычных КМП (− − −); особенности, обусловленные влиянием на холловское напряжение вытеснения тока в магнитном поле (− · − · −); стрелками указаны положения резонансов новой моды КМП.

Отсюда получается следующее выражение для тока, обусловленного распространением краевого магнитоплазмона по границе слоя ПЭ

$$I_{\text{EMP}} = \frac{dn_D}{dt} =$$

$$= \beta \frac{\omega}{l_2 - l_1} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{l_2}^{l_1} e^{-g(x+Pm)} \sin(kx - \omega t + Pm)\, dx \,, \qquad (5)$$

где β — коэффициент, связывающий амплитуду возбуждаемого КМП с величиной сигнала, поступающего с генератора. Этот коэффициент может зависеть от геометрии ячейки, сопротивления слоя ПЭ, частоты и величины магнитного поля. Определение β представляется достаточно сложной задачей. Но, поскольку целью данных расчетов является качественное объяснение поведения фазы измеряемого сигнала, можно допустить, что β зависит только от частоты сигнала, и использовать этот коэффициент как подгоночный параметр. Результаты моделирования указывают на правомерность этого допущения.

Далее, используя (5) для обеих волн и применяя метод контурных токов [14], можно определить фазу переменного напряжения на входном сопротивлении измерительного прибора (рис. 2,*б*):

$$\varphi = \operatorname{arctg}\left(-\frac{\operatorname{Im} X}{\operatorname{Re} X}\right) . \qquad (6)$$

Здесь

$$X = \left[Z_s(R_{\text{in}}^{-1} + i\omega C_{\text{in}}) + 1\right]^{-1} ,$$

где Z_s — комплексная передаточная функция ячейки (рис. 1,*а*). Рассчитанные таким методом значения фазы представлены на рис. 2 сплошными линиями. Видно, что форма рассчитанных кривых неплохо воспроизводит полученные экспериментальным путем зависимости. Амплитуда резонансов с более высоким порядковым номером заметно убывает. Это связано с тем, что длина пути проходимого КМП над электродом D, соизмерима с его длиной волны. В случае, когда на этом участке укладываются несколько длин волн, резонанс на зависимости фазы сигнала от магнитного поля становится плохо различимым. Для дополнительной проверки правильности предложенной модели были проведены измерения и расчеты для случая, когда сигнал подавался на вход измерительного прибора с электродов B (рис. 3,*а*) и C (рис. 3,*б*), при этом электрод D был закорочен по переменному току на землю. Как и в случае использования электрода D в качестве приемного, имеет место хорошее соответствие между экспериментальными результатами и расчетными кривыми.

На рис. 2 в магнитных полях, приблизительно в четыре раза меньших магнитного поля, при котором наблюдается первый резонанс КМП, видны резонансные особенности, отсутствующие на расчетных кривых. Подобные особенности можно на-

блюдать также на рис. 3. Характер и местоположение этих низкочастотных резонансов (НЧР) совпадает с описанными в [13]. Их амплитуда оказывается в несколько раз меньше, чем в случае КМП. Следует отметить, что при использовании ячейки круговой геометрии в [13] удавалось наблюдать до четырех НЧР, в то время как в нашем случае наблюдается только один. Причиной этого, как и для КМП, возможно, являются большие по отношению к длине волны размеры приемного электрода (в [13] для детектирования использовался электрод, длина которого составляла лишь 1/8 часть периметра).

В настоящей работе проводилась проверка предположения, не обусловлены ли резонансы, наблюдаемые в меньших магнитных полях, возбуждением обычных КМП более высокочастотными гармониками, которые могли бы присутствовать в спектре сигнала генератора. Однако измерения спектра сигнала используемого генератора показали, что амплитуда второй гармоники составляет 1,8%, а третьей — 0,6%. Использование в экспериментах синхронного фазометра, дополнительно понижает вклад этих гармоник до величины, во много раз меньшей наблюдаемых резонансов. Кроме того, отношение частот первого КМП резонанса к частоте НЧР составляет ~ 3,7, в то время как в случае возбуждения КМП высшими гармониками сигнала генератора или при нелинейном возбуждении КМП должны наблюдаться частоты кратные целым числам. Таким образом, наблюдаемые в экспериментах низкочастотные резонансы, очевидно, являются особой ветвью коллективных возбуждений, локализованных вблизи границы ПЭ в магнитном поле.

В настоящее время существует большое количество экспериментальных работ, посвященных изучению КМП. Полученные в них экспериментальные данные относятся к различным значениям концентраций электронов, волновых векторов, магнитных полей и частот. На рис. 4 приведена зависимость величины $\omega_- /(kn_s)$ от магнитного поля (где $\omega_- = 2\pi f$, k — волновой вектор КМП), которая позволяет сопоставить результаты всех работ. Видно, что все экспериментальные данные, относящиеся к краевым магнитоплазмонам, хорошо укладываются на единую кривую. Экспериментальная зависимость величины $\omega_- /(kn_s)$ от магнитного поля хорошо согласуется с теоретической кривой *1*, полученной в [7]. Это свидетельствует о слабой зависимости полученных результатов от конкретной геометрии использованных экспериментальных ячеек при наблюдении КМП-резонансов в слое ПЭ на поверхности ^{4}He. При малых магнитных полях наблюдается отклонение экспериментальных результатов от закона $\omega_- \sim 1/B$, и

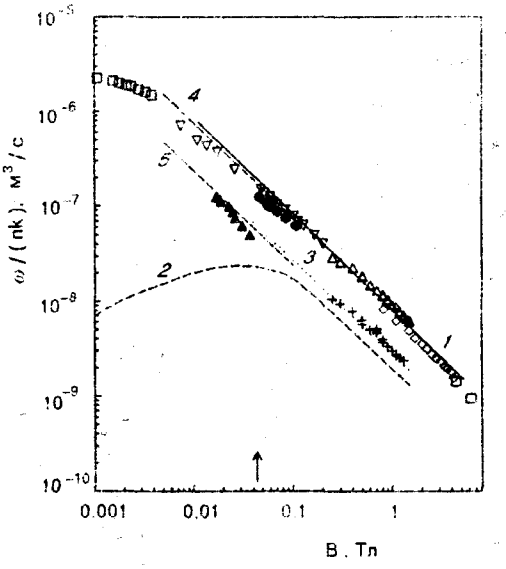

Рис. 4. Зависимость частоты сигналов, при которых наблюдаются резонансы КМП, от величины магнитного поля при $n_s = 2\cdot10^8$ см$^{-2}$. Первая мода обычных КМП: данные [1] (▽), [2] (□); [4,5] (◇); [12] (△). Новая мода КМП: данные [12] (+); данные настоящей работы (▲). Кривая *1* — расчет [7]; *2* — [8]; *3* — [9]; *4* и *5* — [11].

ω_- при уменьшении B стремится к значению, близкому к величине плазменной частоты ω_0 в нулевом магнитном поле. На рис. 4 приведены также экспериментальные данные для новых низкочастотных мод, полученные как в настоящей работе (темные треугольники), так и наблюдавшиеся в [13] (крестики). Отметим, что характер поведения фазы новой моды магнитоплазмонов, а также зависимость частоты резонансов от магнитного поля оказываются такими же, как и для обычных КМП.

Теоретически возможность существования дополнительных ветвей в спектре КМП для классической двумерной электронной системы была предсказана в работе Назина и Шикина [9], в которой был проведен расчет с учетом градиента плотности зарядов на границе электронного пятна. Показано, что в этой ситуации, кроме обычных КМП, могут появиться дополнительные акустические моды. В больших полях ($\gamma = d/d_B >> 1$) зависимость частоты этих мод от магнитного поля имеет такой же характер, как и для обычных КМП:

$$\omega_{LFR} \sim sk/\gamma \qquad (7)$$

(s — скорость плазмона при $B = 0$; $d_B = s/\omega_c$; d — ширина размытия профиля плотности электронов вблизи границы электронного слоя). Для малых магнитных полей ($\gamma << 1$) зависимость $\omega(B)$ изменяется на противоположную:

$$\omega_{LFR} \sim \gamma s k \ . \qquad (8)$$

Зависимость $\omega_-(B)/(n_s k)$ для первой акустической моды, найденная по приведенным на рис. 2 данным работы [9], представлена на рис. 4 (кривая 2).

Для больших магнитных полей учет влияния конечности градиента плотности электронов вблизи границы был проведен также в работе [10], в которой было подтверждено возникновение в этом случае серии дополнительных акустических мод, частоты которых описываются зависимостью

$$\omega_j \sim \frac{n_s e^2}{m\omega_c j} k \ , \qquad (9)$$

где m — масса электрона, $j = 1, 2, ...$

На рис. 4 (кривая 3) видно, что эта зависимость практически идентична (7). Согласно [10], соотношение (9) справедливо при условии

$$\omega_c >> \frac{n_s e^2}{\varepsilon m d} \ . \qquad (10)$$

На рис. 4 стрелкой отмечено значение магнитного поля, соответствующего знаку равенства в (10). Результаты, аналогичные приведенным в [9,10], при таких же предположениях были получены [11].

Существенно иной подход к расчету спектра КМП применил Монарха [12] (см. также [13]), который, кроме конечности градиента плотности, учел также конечную жесткость границы слоя ПЭ. Поскольку эта граница фиксируется электрическими полями, сравнимыми по величине с создаваемыми самими зарядами, она может испытывать заметные смещения при прохождении плазменной волны, что может существенно сказаться на поведении электронов вблизи границы. В [12,13] было показано, что край двумерной электронной жидкости, фиксируемый внешними полями, может легко смещаться, и вдоль границы электронного слоя, находящегося в магнитном поле, должны распространяться новые коллективные возбуждения — волны смещения границы, которые были названы магниториплонами (МР). В реальной электронной жидкости при этом возникают связанные МР–КМП моды, существенно различающиеся для синфазных и противофазных колебаний плотности электронов и границы образца. Спектр синфазных колебаний практически совпадает со спектром обычных КМП, в то время как частота противофазных колебаний оказывается заметно ниже частоты КМП в том же поле, хотя зависимости от B, n_s и k остаются такими же. На рис. 4 приведены зависимости, соответствующие синфазным (кривая 4) и противофазным (кривая 5) колебаниям в случае слабых магнитных полей*. Заметим, что в больших полях ($\gamma >> 1$) результаты всех теоретических расчетов для новых ветвей спектра приводят к практически совпадающим результатам [9–12], и экспериментальные данные не дают возможности сделать выбор в пользу какой-либо теории. В области малых полей имеются лишь результаты работ [9,12], и они оказываются существенно разными. Полученные в настоящей работе данные как по абсолютной величине, так и по характеру зависимости от магнитного поля дают серьезные аргументы в пользу предположения Монархи [12,13] о существенной роли конечной жесткости границы ПЭ.

Отметим, что указанные теоретические расчеты [9–13] могут объяснить также малую амплитуду низкочастотных резонансов по сравнению с резонансами обычных КМП. Это связано с тем, что противофазные МР–КМП колебания и моды, описанные в [9–12], значительно хуже возбуждаются и принимаются, поскольку данные моды носят «дипольный» характер. Чтобы добиться лучшей связи, очевидно, в эксперименте имеет смысл использовать электроды с минимальной площадью, расположенные у самой границы слоя ПЭ.

Таким образом, в результате проведенных исследований было показано, что, помимо КМП вдоль границы слоя ПЭ на поверхности жидкого гелия распространяются новые магнитоплазменные колебания. Их частоты оказываются в несколько раз меньше частот КМП, а характер закона дисперсии аналогичен закону дисперсии обычных магнитоплазменных колебаний. Полученные результаты свидетельствуют о многообразии интересных явлений, связанных с магнитоплазменными колебаниями в двумерных электронных системах. Обнаруженная новая мода магнитоплазмонов достаточно хорошо соответствует предсказанной в [12,13] моде, связанной с противофазными колебаниями плотности зарядов и границы слоя ПЭ. Однако для окончательных выводов требуются дополнительные исследования.

В заключение авторы выражают благодарность Р. Ван Дер Хейдену, Ю. П. Монархе, П. Зоммерфельду и С. С. Соколову за интерес к работе и обсуждение результатов.

Работа частично поддержана грантом NWO Нидерланды.

* Мы благодарны Ю. П. Монархе, предоставившему данные расчета, проведенного для условий наших экспериментов с использованием такого же профиля, как и в [9].

1. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1706 (1985).
2. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1710 (1985).
3. S. Grodnensky, D. Heitmann, and K. V. Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1019 (1991).
4. P. K. H. Sommerfeld, P. J. M. Peters, H. E. W. J. Vorstenbosch, R. W. van der Heijden, A. T. A. M. de Waele, and M. J. Lea, *Physica* **B194–196**, 1311 (1994).
5. P. K. H. Sommerfeld, P. P. Steijaert, P. J. M. Peters, and R. W. van der Heijden, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2559 (1995).
6. P. J. M. Peters, M. J. Lea, A. G. M. Janssen, A. O. Stone, W. P. N. M. Jacobs, P. Fozooni, and R. W. van der Heijden, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2199 (1991).
7. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, *Sov. Phys. JETP* **67**, 1639 (1988).
8. В. А. Волков, С. А. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 450 (1985).
9. С. С. Назин, В. Б. Шикин, *ЖЭТФ* **94**, 133 (1988).
10. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2935 (1994).
11. X. Xia and J. J. Quinn, *Phys. Rev.* **B50**, 11187 (1994).
12. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **21**, 588 (1995).
13. O. I. Kirichek, P. K. H. Sommerfeld, Yu. P. Monarkha, P. J. M. Peters, Yu. Z. Kovdrya, P. P. Steijaert, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M. de Waele, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1190 (1995).
14. Е. Г. Гринберг, Д. С. Колобков, А. А. Макаровский, А. П. Пинскер, *Теория электрорадиотехнических цепей*, ВИРТА, Харьков (1969), часть 1, с. 31.

Novel mode of edge magnetoplasmon oscillations in electron system over liquid helium

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

A study has been made of the characteristics of a novel mode of edge magnetoplasmon oscillations (EMP) in the sheet of surface electrons over superfluid helium. The experiments have been carried out into a cell of rectangular geometry in temperature range of 0.4–1.6 K at frequencies 1.5–5 MHz and electron concentration of $2\cdot10^8$ см$^{-2}$, and in magnetic fields up to 0.15 T. For detailed analysis of data obtained, the phase of signal passed through experimental cell was calculated under the excitation of EMP. It is shown that the frequency of the new mode similar to that observed in Ref. 12, is 3–4 times lower than the frequency of familiar EMP and its dependence on magnetic field is $\omega \sim 1/B$ which coincides with a similar dependence of familiar EMP. Positions of resonances of the new mode observed are in agreement with a theoretical model developed by Monarkha, which describes the oscillations of electron sheet boundary and electron density in opposite phases in EMP.