

УДК 537.632

© 1990

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛЯ В КРАЕВЫХ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ В 2D КАНАЛЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ GaAs—AlGaAs

И. Е. Батов, В. И. Тальянский

Исследуются низкочастотные ( $\omega\tau \ll 1$ ,  $\tau$  — время релаксации импульса) краевые магнитоплазменные колебания (КМК) в 2D электронном канале гетероструктуры GaAs—AlGaAs. Показано, что в зависимости от формы диэлектрика, на котором находится электронный 2D канал, колебание может быть как распределенным, так и локализованным у края 2D канала. Впервые проведены измерения низкочастотных КМК в условиях, допускающих сравнение с теоретическими расчетами. Определен размер области вблизи границы 2D канала, в которой сосредоточен заряд КМК. Обсуждаются возможные механизмы, определяющие локализацию заряда КМК у края 2D канала.

Краевые магнитоплазменные колебания (КМК) в двумерных (2D) электронных системах интенсивно изучаются в последнее время теоретически и экспериментально [1–11]. КМК — это собственные колебания холловского тока в ограниченном 2D канале, помещенном в поперечное магнитное поле. Омические токи (т. е. токи, направленные вдоль электрического поля) должны быть много меньше холловских, чтобы КМК было слабозатухающим возбуждением. В [4] наблюдались низкочастотные ( $\omega \sim 2\pi \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>,  $\omega\tau \ll 1$ ,  $\tau$  — время релаксации импульса) КМК в 2D канале гетероструктуры GaAs—AlGaAs. Низкочастотные КМК можно использовать для изучения динамических свойств 2D системы в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ).

В работах [8, 10] предложен приближенный метод определения собственных частот КМК, основанный на представлении о том, что КМК локализовано у края 2D канала («периметрическая волна»). В этом методе используется найденный в [8] точный закон дисперсии  $\omega(q)$  для магнитоплазменной волны, распространяющейся вдоль края 2D канала в форме полуплоскости

$$\omega(q) = \frac{2\sigma_{xy}q}{\epsilon} \left[ \ln \frac{2}{ql} + 1 \right], \quad (1)$$

$\sigma_{xy}$  — холловская проводимость 2D электронного газа,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость окружающей среды. Величина  $l$  имеет смысл ширины распределения краевого заряда. Как следует из [8], в 2D канале с резкой границей

$$l = 2\pi\sigma_{xx}(\omega)/\epsilon\omega, \quad (2)$$

$\sigma_{xx}(\omega)$  — магнитопроводимость двумерного электронного газа. Значения собственных частот  $\omega_n$  КМК в ограниченном 2D канале можно получить, подставляя в (1) «квантованные» значения волнового вектора КМК

$$q_n = 2\pi n/P, \quad \omega_n = \omega(q_n), \quad (3)$$

$P$  — периметр 2D канала,  $n$  — целое число. Отметим, что рассматриваемый метод расчета спектра КМК применим для описания эксперимента в том случае, когда ширина области вблизи границы 2D канала, в которой

локализовано электрическое поле КМК, мала по сравнению с характерными размерами  $2D$  канала. Анализ результатов работ [8, 10] показывает, что это справедливо в сильных ( $\ln(q_n l)^{-1} \gg 1$ ) магнитных полях.

В реальных условиях некоторые из предположений, использованных при выводе (1), (2), могут нарушаться. В частности, вблизи края  $2D$  канала может существовать переходная область, в которой тензор проводимости  $\hat{\epsilon}$  изменяется. Кроме того, в достаточно сильных магнитных полях приближение локальной связи между током и полем ( $\mathbf{j} = \hat{\epsilon} \mathbf{E}$ ) может неадекватно описывать процессы переноса непосредственно вблизи края  $2D$  канала. Тем не менее представление о полоске, в которой сосредоточен основной заряд КМК, по-видимому, сохранится и в этих случаях, хотя величина  $l$  уже не будет определяться формулой (2).

Здесь важно отметить, что формулу (1) можно вывести (с точностью до множителя порядка единицы под логарифмом) с помощью простых качественных соображений [10], если ввести а priori величину  $l$ . При таком подходе величина  $l$  выступает как феноменологический параметр, зависящий от свойств  $2D$  канала вблизи края и подлежащий определению из эксперимента. Мы будем придерживаться этой точки зрения, более подробно возможную природу величины  $l$  обсудим ниже.

Сравнивая экспериментальные значения частоты КМК с расчетными (полученными из (1), (3)), можно определить параметр  $l$ .

Однако такое сравнение до настоящего времени было затруднено по следующей причине. Расчет [8, 10] проведен в предположении, что  $2D$  канал «погружен» в бесконечную диэлектрическую среду, в то же время все измерения низкочастотных КМК проведены на образцах с тонкой ( $\sim 0.4$  мм) диэлектрической подложкой. Как будет показано ниже, форма диэлектрического окружения существенно влияет на распределение поля КМК и, следовательно, сравнение теоретических и имевшихся экспериментальных результатов некорректно.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование распределения поля КМК в образцах с различной формой диэлектрической подложки, измерение частоты КМК в условиях, адекватно описываемых теорией [8, 10], и определение длины  $l$ .

## 1. М е т о д и к а и з м е р е н и й

Измеряли частоту основной моды КМК в гетероструктурах GaAs-AlGaAs с концентрацией и подвижностью носителей при 4.2 К —  $3 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и  $5 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с соответственно. Образцы помещали в перестраиваемый коаксиальный четвертьволновой резонатор (рис. 1), соединенный с помощью коаксиальных кабелей с генератором и приемником СВЧ. Внутренний электрод резонатора имел специальную форму (рис. 1), чтобы  $2D$  канал находился в сравнительно однородном возбуждающем СВЧ электрическом поле. Поэтому КМК высших типов не возбуждались. Постоянное магнитное поле направлено перпендикулярно  $2D$  каналу. Измеряли зависимость амплитуды  $A$  прошедшей через резонатор СВЧ волны от величины магнитного поля  $B$ . Принцип используемого метода измерений иллюстрируется на рис. 2. При изменении магнитного поля изменяется частота КМК  $\omega_{pl}$ , и при совпадении ее с частотой СВЧ поля  $\omega$  амплитуда СВЧ поля (и поглощение энергии) в образце возрастает, а на зависимости  $A(B)$  наблюдается «провал». Удобно подобрать частоту  $\omega$  таким образом, чтобы резонанс  $\omega_{pl}(B) = \omega$  наступал при значении  $B$ , соответствующем минимуму  $\sigma_{xx}$  или квантовому плато  $\sigma_{xy}$  (рис. 2). При этом затухание КМК становится минимальным, а «провал» на зависимости  $A(B)$  — наиболее глубоким и резким. В настоящей работе мы приводим результаты измерений  $\omega_{pl}(B)$  в магнитном поле  $B = 3$  Тл, при этом  $\sigma_{xy}$  принимала квантованное значение  $\sigma_{xy} = e^2 i / h = (6.45 \cdot 10^8 \text{ Ом})^{-1}$ . Для повышения точности измерений обычно снимали ряд зависимостей  $A(B)$

для близких значений  $\omega$ . Частота измерения  $\omega$ , при которой «провал» на зависимости  $A(B)$  находился при  $B=3$  Тл и был наиболее глубоким, принималась равной искомой частоте  $\omega_{pl}$ . На рис. 3, а показан пример

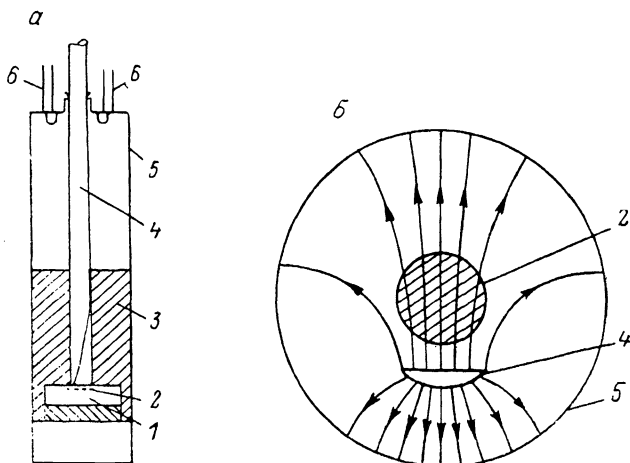


Рис. 1. Измерительный резонатор с образцом (а) и распределение возбуждающего электрического поля в плоскости образца (б).

1 — образец, 2 — 2D канал, 3 — пенопластовый держатель образца, 4 — внутренний электрод, 5 — внешний электрод, 6 — коаксиальные кабели.

таких измерений (приведена только часть экспериментальных кривых, чтобы не загромождать рисунок). Минимум на кривой 2 оказался самым глубоким и значение частоты КМК при  $B=3$  Тл принято равным  $\omega_{pl}/2\pi = 410$  МГц. На соседних кривых (значения  $\omega$  для соседних кривых отличаются на  $\sim 2.5\%$ ) минимальное значение  $A(B)$  заметно больше, чем на кривой 2. Точность определения  $\omega_{pl}$ , таким образом, составляет  $\pm 5\%$ .

Измерения проводили на образцах с различной формой диэлектрической подложки (рис. 4). Для качественного исследования распределения элек-

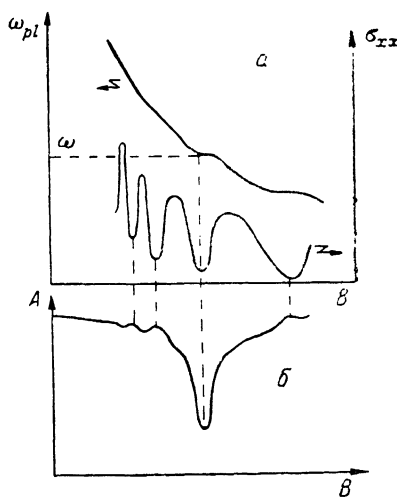


Рис. 2. Схематическое изображение зависимостей частоты КМК и компоненты  $\sigma_{xx}$  от магнитного поля (а). Зависимость амплитуды, прошедшей через резонатор волны, от магнитного поля (б).

трического поля в КМК использовали метод «возмущающего диэлектрика» (рис. 4). На поверхность 2D канала помещали «возмущающий» диэлектрик (тонкая пластинка GaAs) и измеряли возникающий сдвиг частоты КМК. Этот сдвиг частоты характеризует среднюю интенсивность поля в месте расположения «возмущающего» диэлектрика.

## 2. Результаты измерений и обсуждение

На рис. 5 (кривые 1, 2) показаны зависимости частоты основной моды КМК от толщины диэлектрической подложки  $d$  для образцов типа рис. 4, а, б соответственно (размеры 2D канала  $3 \times 3.2$  мм). Видно, что собственная

частота КМК изменяется в несколько раз при изменении  $d$  от 50 до 1200 мкм. Тот факт, что зависимости  $\omega_{pi}(d)$  не достигают насыщения даже при больших ( $> 0.5$  мм) значениях  $d$ , указывает на распределенный характер поля КМК в исследованных образцах. В пользу этого вывода свидетельствует также близость кривых 1 и 2 на рис. 5.

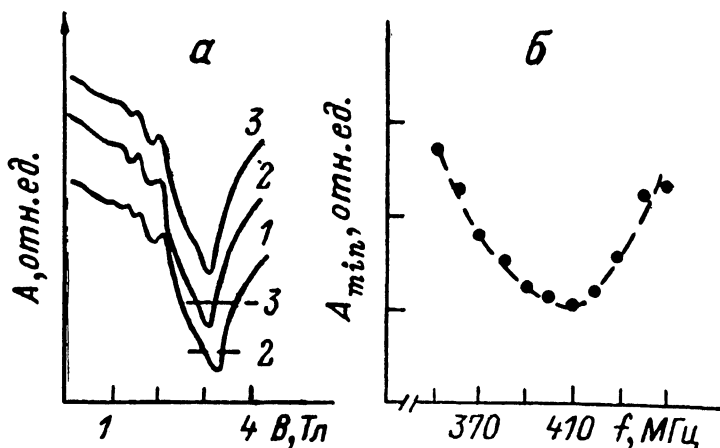


Рис. 3. Пример экспериментальных кривых  $A(B)$  (а) и зависимость величины минимума  $A_{min}$  на кривых  $A(B)$  от частоты измерения (б).

а: частота измерения 400 (1), 412 (2) и 420 МГц. Кривые 2, 3 сдвинуты по вертикали без изменения масштаба; отрезки с цифрами 2, 3 указывают положение горизонтальных осей для соответствующих кривых; б: минимальное значение  $A(B)$  для частоты измерения 410 МГц принято за единицу. Точки — эксперимент.

Ввиду важности вопроса о распределении поля КМК мы провели дополнительные измерения частоты КМК в присутствии «возмущающего» диэлектрика. Исходный образец (типа рис. 4, а) с размерами  $2D$  канала  $3 \times 3$  мм и толщиной подложки 0.4 мм имел частоту КМК  $\omega_{pi}/2\pi = 430$  МГц.

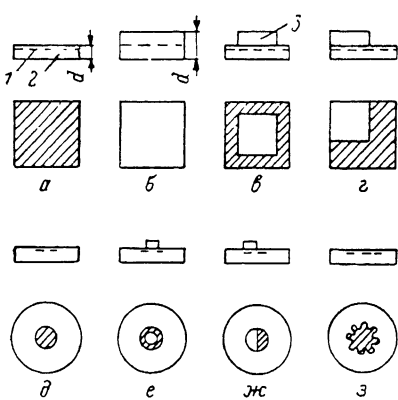


Рис. 4. Схематическое изображение образцов.

1 —  $2D$  канал, 2 — диэлектрик GaAs, 3 — «возмущающая» пластина.

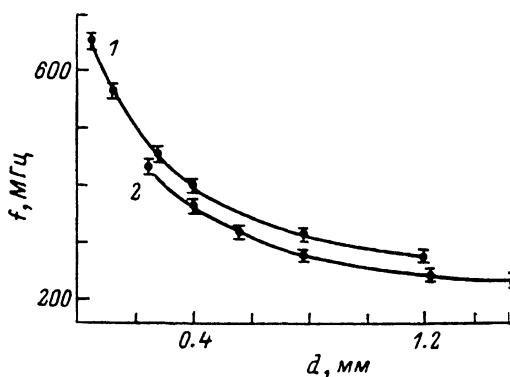


Рис. 5.

Если на центральную часть  $2D$  канала помещали пластину GaAs размерами  $2 \times 2$  мм и толщиной 0.4 мм (рис. 4, б), то частота КМК принимала значение 390 МГц. Если пластинку сдвигали в положение рис. 4, в, то получали для  $\omega_{pi}/2\pi$  значение 370 МГц. Таким образом, сдвиг частоты КМК при перемещении «возмущающей» пластинки с центра на край  $2D$  канала увеличивается с 40 до 60 МГц. Если всю поверхность  $2D$  канала закрывали пластиной GaAs, то сдвиг частоты был равен 120 МГц. Эти опыты свиде-

тельствуют, что поле КМК усиливается при приближении к краю  $2D$  канала. Тем не менее видно, что сдвиг частоты слабо меняется при перемещении «возмущающей» пластины, так что КМК следует считать распределенным колебанием (для образцов типа рис. 4, а). Таким образом, данные рис. 5 и качественные измерения с помощью «возмущающей» пластины согласуются друг с другом.

Обнаруженная существенная зависимость частоты КМК от толщины диэлектрической подложки и распределенный характер колебаний не позволяют непосредственно использовать формулы (1), (3) для образцов с геометрией рис. 4, а.

Учет влияния диэлектрика на частоту КМК не представляет затруднений в случае, когда  $2D$  канал расположен на поверхности диэлектрика, заполняющего полупространство. В этом случае распределение поля в КМК такое же, как и для  $2D$  канала, погруженного в бесконечную однородную диэлектрическую среду. Закон дисперсии КМК для  $2D$  полуплоскости, находящейся на поверхности диэлектрического полупространства, получается из (1) заменой  $\epsilon$  на  $(\epsilon+1)/2$ .

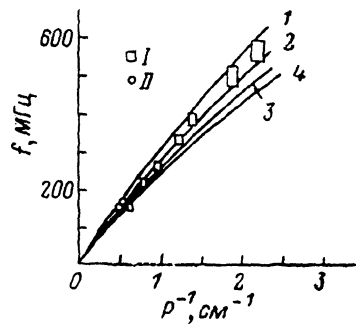


Рис. 6. Экспериментальные значения частоты КМК для образцов типа рис. 4, д (I) и 4, з (II) для различных значений периметра  $2D$  канала. Сплошные линии — расчет по формулам (1) и (3) для  $l=10$  (1), 20 (2), 30 (3) и 40 мкм (4).

Практически ситуацию, когда  $2D$  канал в форме диска находится на поверхности «диэлектрического полупространства», можно реализовать с помощью образцов, показанных на рис. 4, д. Все размеры диэлектрической подложки должны быть достаточно большими (по сравнению с радиусом  $2D$  канала). При работе с такими образцами мы всегда проверяли, что дальнейшее увеличение размеров подложки не изменяло частоту КМК.

Эксперименты с «возмущающим» диэлектриком на образцах типа рис. 4, д показали следующее. Если «возмущающую» пластинку (диск из GaAs диаметром 3 и толщиной 0.4 мм) помещали в центр  $2D$  канала диаметром 4 мм (рис. 4, е), то не удавалось заметить сдвиг частоты, т. е. по крайней мере он был не больше 5 МГц. Если же возмущающая пластина (такой же площади, но другой формы; рис. 4, ж) помещалась вблизи края  $2D$  канала, то это приводило к сдвигу частоты  $\approx 40$  МГц. Если «возмущающая» пластина покрывала весь  $2D$  канал, то сдвиг равнялся 80 МГц. Видно, что КМК в образцах типа рис. 4, д значительно сильнее локализовано у края  $2D$  канала, чем в образцах типа рис. 4, а. Остается проверить, что степень локализации КМК достаточна для того, чтобы процедура квантования волнового вектора КМК (3) не приводила к большой ошибке. Мы измерили зависимость частоты КМК от периметра круглого  $2D$  канала (рис. 6). Затем были изготовлены образцы, в которых  $2D$  канал имел границу сложной формы, напоминающей шестеренку (рис. 4, з). Характерный размер «зуба» составлял  $\sim 0.5$  мм, максимальный размер  $2D$  канала (диаметр описывающей окружности) — 4 мм и периметр  $\sim 20$  мм. Результаты измерений на двух таких образцах показаны на рис. 6, II. Видно, что частота КМК действительно определяется величиной периметра, а не формой  $2D$  канала в случае, когда диэлектрик «заполняет» полупространство. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими зависимостями, рассчитанными по формулам (1) и (3) (с заменой  $\epsilon$  на  $(\epsilon+1)/2$ ), дает значение  $l$  в интервале 10–20 мкм (рис. 6).

Полученное значение  $l \approx 10$  мкм соответствует магнитному полю  $B \approx 3$  Тл. В работах [4, 5] установлено, что с точностью 10%  $\omega_{pl}(B) \approx \omega_{xy}(B)$  ( $1.5 \text{ Тл} \leq B \leq 7 \text{ Тл}$ ). Такое же поведение  $\omega_{pl}(B)$  мы наблюдали

и в данном исследовании. Поэтому можно считать, что логарифмический множитель в (1) слабо зависит от магнитного поля и что полученное в данной работе значение  $l$  справедливо (по крайней мере по порядку величины) в целом интервале сильных магнитных полей.

Обсудим теперь возможные причины, определяющие величину  $l$ . Непосредственно сравнить расчетное (по формуле (2)) и экспериментальное значения  $l$  нельзя, т. е. величина  $\sigma_{xx}(\omega)$  неизвестна. Достаточно большое экспериментальное значение  $l$  может объясняться существованием переходной области вблизи края  $2D$  канала, в которой концентрация электронов меняется. Возможно также, что роль  $l$  в (1) может играть некоторая корреляционная длина, характеризующая пространственное распределение делокализованных холловских состояний с энергиями вблизи центров уровней Ландау. Проще всего такую ситуацию представить в пределе сильных магнитных полей [11]. В этом случае центр ларморовской орбиты электрона, находящегося в делокализованном состоянии, движется по эквипотенциали, которая только в «среднем» совпадает с направлением холловского тока  $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ , а локально отклоняется от этого направления. Степень этого отклонения можно характеризовать корреляционной длиной  $l^*$ . Представляется разумным, что величина  $l$  в законе дисперсии (1) будет определяться наибольшей из обсуждавшихся длин.

В заключение отметим, что обнаруженный нами факт влияния формы подложки на характер распределения поля КМК в  $2D$  канале, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Тонкая подложка существенно уменьшает поле вблизи края  $2D$  канала и незначительно в центральной части, делая тем самым КМК распределенным по  $2D$  каналу. Подложка в форме полупространства вообще не искажает распределение поля в  $2D$  канале (а лишь всюду уменьшает его в  $(\epsilon + 1)/2$  раз) и КМК оказывается локализованным у края.

Авторы благодарят С. В. Иорданского, Д. Е. Хмельницкого и В. Б. Шикина за полезные обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Mast D. B., Dahm A. J., Fetter A. L. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 15. P. 1706—1709.
- [2] Glattli D. C., Andrei E. Y., Deville G., Poitrenaud T., Williams F. I. B. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 15. P. 1710—1713.
- [3] Allen S. J. Jr., Stormer H. L., Hwang J. C. M. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 8. P. 4875—4877.
- [4] Говорков С. А., Резников М. И., Сеничкин А. П., Тальянский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 8. С. 380—382.
- [5] Говорков С. А., Резников М. И., Медведев Б. К., Мокеров В. Г., Сеничкин А. П., Тальянский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 5. С. 252—255.
- [6] Галченков Л. А., Гродненский И. М., Камаев А. Ю. // ФТП. 1987. Т. 21. № 12. С. 2197—2200.
- [7] Говорков С. А., Медведев Б. К., Мокеров В. Г., Сеничкин А. П., Тальянский В. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 226—231.
- [8] Волков В. А., Михайлов С. А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 11. С. 450—453.
- [9] Тальянский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 2. С. 96—98.
- [10] Волков В. А., Михайлов С. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 8. С. 217—241.
- [11] Iordansky S. V. // Sol. St. Comm. 1982. V. 43. N 1. P. 1—3.

Институт физики твердого тела АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
25 ноября 1988 г.  
В окончательной редакции  
21 августа 1989 г.