

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИНАМИКА ОГРАНИЧЕННОЙ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.М.Гродненский, А.Ю.Камаев

Обнаружена частотная зависимость отклика двумерной ($2D$) электронной системы в магнитном поле B в области, лежащей существенно ниже известных характерных частот. Эффект возникает, когда размер $2D$ -системы L становится сравнимым с длиной l_E , определяющей область локализации наведенного краевого потенциала. Предложен способ бесконтактного измерения проводимости σ_{xx} .

Динамика $2D$ -электронов в магнитном поле в области низких частот $f \ll eB/2\pi m^*c$ определяется краевыми магнитоплазменными колебаниями (КМК), существование которых вызвано наличием границы у $2D$ -системы, см. ^{1, 2} и ссылки в них. В настоящей статье обнаружен и исследуется отклик $2D$ -системы, возникающий на частотах, меньших частоты основной моды КМК f_p , также связанный с ограниченностью размеров образца. Эффект объясняется существованием характерной для $2D$ -системы длины $l_E(f, \sigma_{xx})$, определяющей пространственную дисперсию продольной диэлектрической проницаемости $2D$ -электронов и область локализации краевых флуктуаций заряда ². В результате, динамический отклик на внешнее электрическое поле в плоскости образца определяется, в основном, его краевой областью шириной $\sim l_E$. Таким образом, изменение отклика $2D$ -системы происходит тогда, когда l_E сравнивается с L . Предложено использовать этот эффект для бесконтактного измерения σ_{xx} в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ).

При $T = 4,2$ К исследовались гетеропереходы AlGaAs/GaAs квадратной и прямоугольной формы со стороной $L = 1,5-6$ мм. Образец помещался внутри заземленного металлического экрана между двумя электродами, подсоединенными к генератору и приемнику, рис. 1 (экран не показан) ³. При постоянной амплитуде потенциала на возбуждающем электроде измерялась полевая зависимость нормированной амплитуды наведенного потенциала на измерительном электроде $A(f = \text{const}, B) = U(f = \text{const}, B)/U(f = \text{const}, B = 0)$. Эти зависимости затем использовались для построения частотной зависимости $A(f, B = \text{const})$.

Для измерительной ячейки с симметричным расположением электродов относительно образца (рис. 1) при возбуждении КМК $A \geq 1$ при $f < f_p$ и $A < 1$ при $f > f_p$, что объясняется характером экранирования компоненты внешнего электрического поля в плоскости образца полем наведенных $2D$ -зарядов E_{ind} ^{3, 4}. Экранирование возрастает при приближении к ре-

зонансу ($f < f_p$), так как возрастает амплитуда E_{ind} , и уменьшается после прохождения резонанса ($f > f_p$), так как падает E_{ind} и растет его фазовая задержка по отношению к внешнему полю.

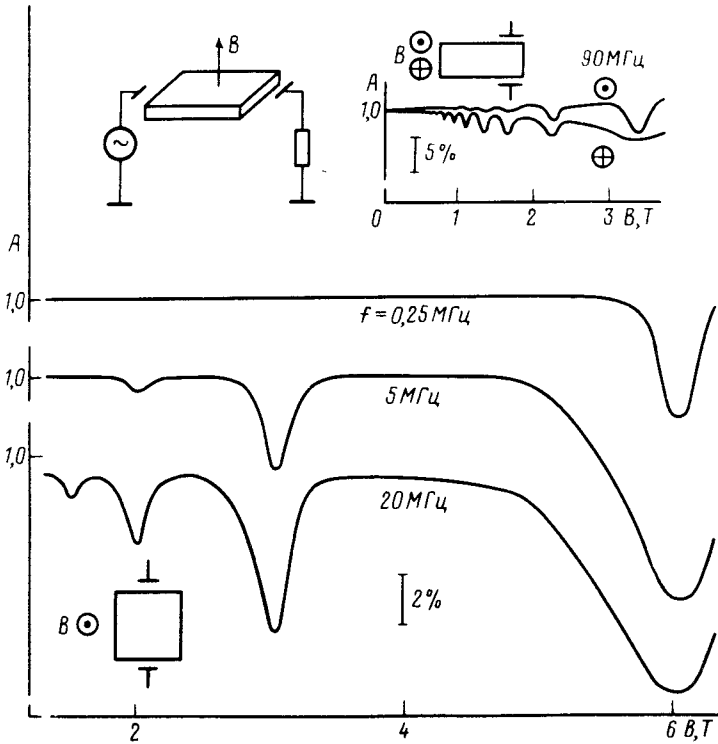


Рис. 1. Зависимости $A(f = \text{const}, B)$ для разных частот (симметричная геометрия), $L = 6$ мм. Подвижность электронов $\mu = 2 \cdot 10^5$ см²/В · с, концентрация $n = 2,9 \cdot 10^{11}$ см⁻². Слева сверху показана схема измерения. На вставке приведены зависимости $A(f = \text{const}, B)$ для разного направления B (несимметричная геометрия). $L_1 = 2$ мм, $L_2 = 5$ мм, $\mu = 2 \cdot 10^5$ см²/В · с, $n = 3,2 \cdot 10^{11}$ см⁻²

В настоящей работе исследовались частоты, существенно меньшие, чем в предыдущих экспериментах³. Обнаружено более сложное поведение величины A , которое не может быть объяснено только возбуждением КМК. Из рис. 1 следует, что для некоторых B в отличие от ожидаемого $A \geq 1$ наблюдается $A < 1$. Такое поведение указывает на ослабление экранирования внешнего поля на частотах, много меньших f_p . Эффект зависит от направления B при несимметричном расположении возбуждающего и измерительного электродов относительно образца. Этот результат, приведенный на вставке рис. 1, означает, что существенным для обнаруженного эффекта является вращательное движение зарядов $2D$ -системы в магнитном поле. Он также позволяет исключить из рассмотрения аппаратные эффекты, частотная зависимость которых определяется параметрами измерительной ячейки.

Важная информация содержится в частотных зависимостях $A(f, B = \text{const})$, рис. 2. Из них следует, что эффект можно охарактеризовать частотой включения f_0 , зависящей от B . При $f < f_0$ внешнее поле полностью экранируется зарядами $2D$ -слоя; при $f \sim f_0$ оно начинает проникать в образец. С увеличением частоты на этот процесс накладывается, как видно из вставки на рис. 2, процесс возбуждения КМК. Отметим, что зависимость $A(f)$ вблизи f_0 не удается представить в виде $\sim [f^2 + (1/2\pi\tau)^2]^{-0,5}$, характерном для релаксационного процесса с временем релаксации τ .

Из рис. 3 следует, что f_0 пропорциональна σ_{xx} и не зависит от холловской проводимости σ_{xy} . Коэффициент пропорциональности между σ_{xx} и f_0 не зависит от B и имеет размерность длины. Отметим, что измерения на образцах в геометрии диска Корбино показали отсутствие существенной частотной зависимости σ_{xx} вплоть до ~ 10 МГц. При изменении размера образца f_0 также меняется, уменьшаясь с увеличением L ; точки на вставке рис. 3.

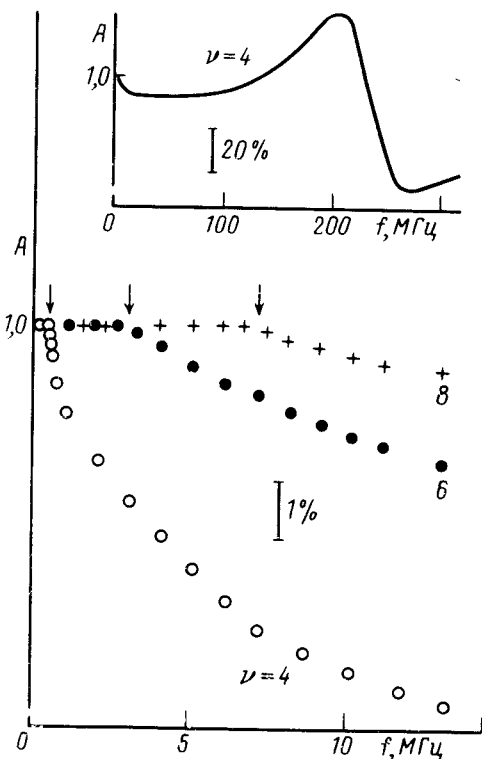


Рис. 2

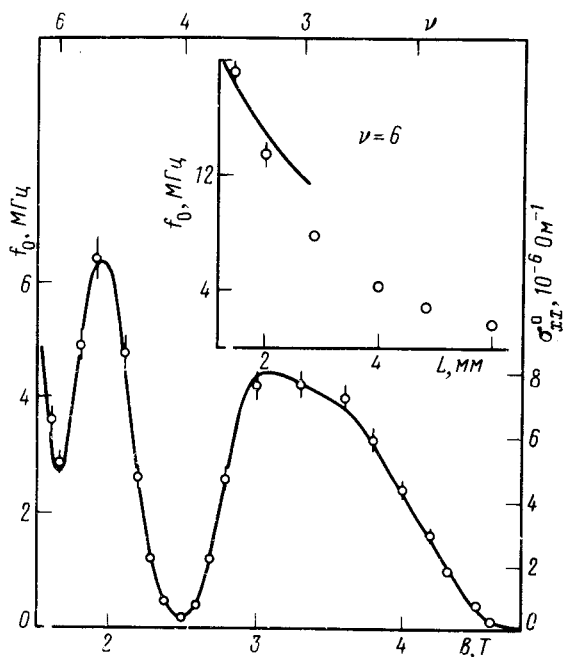


Рис. 3

Рис. 2. Зависимости $A(f, B = \text{const})$ для разных факторов заполнения ν . На вставке показана зависимость A в диапазоне частот, включающем область резонанса КМК, $f_p = 240$ МГц. Стрелками отмечены частоты включения f_0 . $L = 5$ мм, $\mu = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $n = 2,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Рис. 3. Зависимости f_0 (точки) и $\sigma_{xx}(f = 0)$ (линия) от B , $L = 5$ мм. На вставке представлены измеренная (точки) и расчетная (линия) зависимости f_0 от L для квадратного образца. $\mu = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $n = 2,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Приведенные результаты можно объяснить существованием характерной для $2D$ -системы длины $l_E = \sigma_{xx}/4\pi\kappa_0\kappa f$, где κ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей среды, а κ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. В ² показано, что эта длина, в частности, определяет размер области локализации флуктуаций заряда, образующих КМК. Так как l_E вводится в ² для произвольной частоты f , то можно полагать, что l_E имеет тот же смысл и далеко от резонанса, $f < f_p$. Рассмотрим динамику ограниченной $2D$ -системы при $f < f_p$. Когда $l_E < L$, флуктуации плотности $2D$ -электронов сосредоточены в основном в узкой области вблизи края шириной $\sim l_E$. С уменьшением f эта краевая область расширяется, во все большей степени экранируя внешнее электрическое поле внутри образца, пока l_E не сравняется с $\sim L/2$. На частотной зависимости A этому моменту соответствует частота f_0 . Для всех $f < f_0$ динамический отклик $2D$ -системы является "объемным", т.е. наведенные флуктуации заряда распределены по всей $2D$ -плоскости.

Приведенное выше выражение для l_E справедливо до тех пор, пока расстояние d от образца до электродов превышает размер области локализации наведенного поля, $d > L/2$. В эксперименте этому соответствуют малые значения L , для которых, как видно из вставки на рис. 3, наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных зависимостей $f_0(L)$. При расчете использовалось значение $\kappa = 3$, которое, по оценкам, справедливо для образцов толщиной 0,6 мм и размером $L = 2-3$ мм. Для больших L ($L/2 > d$) величина l_E также должна зависеть и от d . В этом случае расчеты затруднены сложной геометрией эксперимента. Вид частотной зависимости A вблизи f_0 также зависит от соотношения между d и L . Наиболее резкое изменение A наблюдается, когда электроды расположены близко к краю образца, что связано с сильной пространственной локализацией наведенного потенциала в этом случае.

Особенностью настоящего эффекта является то, что, хотя в образце текут как диссипативные, так и холловские токи, область локализации краевого заряда и потенциала определяется только величиной σ_{xx} . Это позволяет реализовать достаточно простой способ бесконтактного измерения $\sigma_{xx}(B)$. Наибольший интерес, как известно, вызывает определение σ_{xx} в режиме КЭХ в образцах с высокой подвижностью электронов, когда σ_{xx} очень мала. Для этого предлагается следующая процедура. Сначала на образце с известной величиной σ_{xx} и такой же геометрией и толщиной подложки, что и у исследуемого образца, находится отношение f_0/σ_{xx} . Найденная величина используется затем для определения искомой проводимости в исследуемом образце. Указанный метод применялся нами для измерения σ_{xx} в $2D$ -системе с концентрацией электронов $1,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\sim 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; образец был любезно предоставлен Г.Вайманом. При $T = 1,5 \text{ К}$ для фактора заполнения $\nu = 2$ величина σ_{xx} составила $\sim 10^{-11} \text{ Ом}^{-1}$; $f_0 \approx 30 \text{ Гц}$, $L = 2 \text{ мм}$.

В дальнейшем представляется интересным исследование образцов высокого качества, для которых l_E может стать сравнимой с другими характерными длинами $2D$ -системы, например, с магнитной длиной. В этом случае необходимо микроскопическое рассмотрение динамики $2D$ -электронов в сильном магнитном поле.

Авторы благодарят Волкова В.А. и Чаплика А.В. за многочисленные обсуждения, Галченкова Л.А. — за полезные замечания.

Литература

1. Волков В.А., Михайлов С.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 450.
2. Волков В.А., Михайлов С.А. ЖЭТФ, 1988, 94, 217.
3. Волков В.А., Галченков Д.В., Галченков Л.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 510.
4. Галченков Л.А., Гродненский И.М., Камаев А.Ю. ФТП, 1987, 21, 2197.