

## КРАЕВЫЕ МАГНЕТОПЛАЗМОНЫ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

В.А.Волков, Д.В.Галченков, Л.А.Галченков,  
И.М.Гродненский, О.Р.Матов, С.А.Михайлов

Исследованы краевые магнетоплазмоны (КМП) в ограниченной двумерной (2D) электронной системе на границе GaAs – AlGaAs в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ). Теоретически и экспериментально показано, что в низкочастотном пределе с изменением магнитного поля частота КМП осциллирует, а его затухание ведет себя подобно холловской проводимости.

Нарушение трансляционной инвариантности в ограниченной 2D электронной системе в магнитном поле  $H$  приводит к появлению нового типа плазменных колебаний, распространяющихся вдоль края системы – КМП. Частота КМП падает как  $H^{-1}$  в сильных  $H$  (классический режим). Именно такая мода наблюдалась в классической (электроны на гелии<sup>1, 2</sup>) и в вырожденной (электроны на гетерогранице<sup>3, 4</sup>) 2D системах.

Затухание КМП в сильных  $H$  может быть малым даже в низкочастотном пределе  $\omega\tau^* \ll 1$ <sup>5, 6</sup>. С другой стороны, при достаточно малых  $\omega$  (по крайней мере, до  $f = \omega/2\pi \sim 35$  ГГц<sup>7, 8</sup>) должен проявляться КЭХ. Возникает проблема влияния КЭХ на свойства КМП.

В работе исследованы КМП в условиях целочисленного КЭХ. Предсказан и обнаружен квантовый режим КМП: с изменением  $H$  частота КМП  $\omega'_p$  осциллирует с периодом эффекта Шубникова – де Гааза, а затухание  $\omega''_p$  повторяет поведение квантованной холловской проводимости  $\sigma_{xy}(H)$ .

1. Теория. Рассмотрим сначала полубесконечный 2D слой  $\{z = 0, x \geq 0\}$  в магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ . Из общего дисперсионного уравнения<sup>5</sup> для спектра КМП в 2D электронной системе на гетерогранице (металлические электроды отсутствуют) в низкочастотном пределе ( $\omega\tau^* \ll 1, \omega \ll \omega_c$ ) следует:

$$\omega_p(q) = \frac{2q\sigma_{yx}}{\epsilon} \ln \left[ \frac{2e}{\pi} \frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}} \ln \left( \frac{2e}{\pi} \frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}} \right) \right] + \frac{i\pi q\sigma_{yx}}{\epsilon}, \quad (1)$$

где  $\tau^* = \text{Im} \sigma_{xx} / \omega \text{Re} \sigma_{xx}$  (в модели Друде  $\tau^*$  совпадает с временем упругой релаксации),  $\omega_c$  – циклотронная частота,  $q$  – волновой вектор КМП, параллельный краю системы,  $e = 2,72 \dots$ ,  $\epsilon$  – средняя диэлектрическая проницаемость окружающей среды,  $\sigma_{xx}, \sigma_{yx}$  – компоненты тензора проводимости неограниченного 2D слоя при малых  $\omega$ . Подчеркнем необычность спектра (1): 1) КМП, в отличие от обычных плазмонов, хорошо определены даже в низкочастотном пределе, если  $\sigma_{xx} \ll \sigma_{yx}$ ; 2)  $\omega'_p = \text{Re} \omega_p$  зависит от диссипативной компоненты проводимости  $\sigma_{xx}$  и осциллирует при изменении  $H$ ; 3)  $\omega''_p = \text{Im} \omega_p$  не зависит от  $\sigma_{xx}$  и квантуется в режиме квантования  $\sigma_{yx}$ .

Можно показать, что значительная доля заряда КМП сосредоточена вблизи края образца в полосе шириной  $l = |2\pi\sigma_{xx} / \omega_p \epsilon|$ . Если в образце размером  $L_x \times L_y$  выполняется условие  $l \ll L_x, L_y$ , то спектр КМП сохраняет вид (1), но

$$q = q_n = 1 - \frac{\omega_p(q_n)}{\omega}, \quad (2)$$

где  $P$  – периметр образца,  $n = 1, 2, \dots$  – номер моды КМП. В этих условиях вклад КМП в отклик системы на внешнее электрическое поле описывается эффективной диэлектрической проницаемостью:

$$\tilde{\epsilon}(\omega, q_n) = 1 - \frac{\omega_p(q_n)}{\omega}. \quad (3)$$

Величина (3) определяет экранирование внешнего электрического поля. Так, для диска ра-

диуса  $R$  она связывает значения цилиндрических фурье-гармоник внешнего  $\varphi_{ext}$  и полного  $\varphi_{tot}$  потенциала на краю образца ( $q_n = n/R$ ):

$$\varphi_{tot}(\omega, q_n) = \varphi_{ext}(\omega, q_n) / \tilde{\epsilon}(\omega, q_n). \quad (4)$$

2. *Эксперимент.* При гелиевой температуре исследовались гетеропереходы GaAs – AlGaAs, подвижность и концентрация 2D электронов для разных образцов менялись в пределах  $\mu = (0,25 \div 1,0) \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с,  $n_s = (3 \div 7) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. С большим запасом выполнялись условия применимости (1) – (3). Образцы толщиной  $d = 0,4$  мм помещались на пенопластовой подставке между двумя стержневыми электродами, заключенными в цилиндрический экранированный экран, вставка на рис. 1. Амплитуда потенциала на подключенном к генератору электроде поддерживалась постоянной относительно экрана. Измерялись зависимости напряжения  $U$  на квадратичном детекторе от  $H$  при разных  $f$  в диапазоне 0,05 – 5 ГГц. Ток через детектор равен производной по времени от наведенного на измерительном электроде заряда и, таким образом, пропорционален  $f$  и электрическому полю  $E$  вблизи этого электрода. Величина  $E$  зависит от степени экранирования поля в образце: с возрастанием экранирования  $E$  увеличивается и наоборот. Степень экранирования определяется величиной  $\tilde{\epsilon}$ , которая должна осциллировать с изменением  $H$ , см. (1), (3).

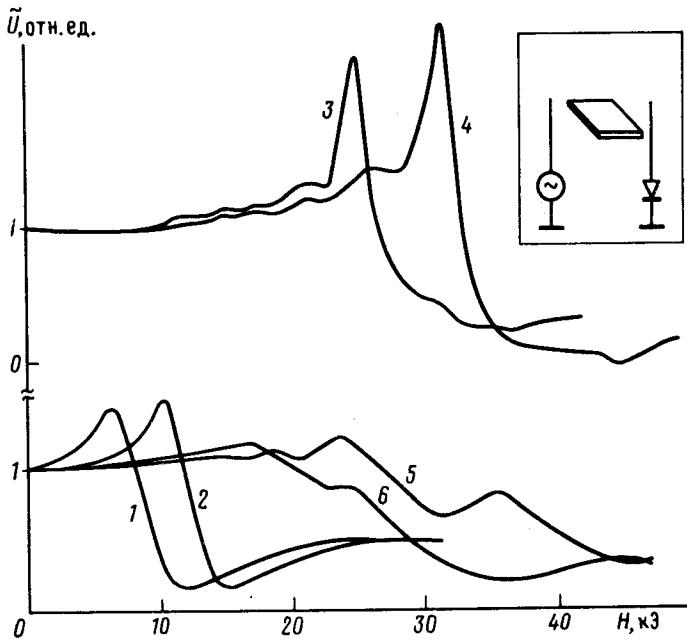


Рис. 1. Зависимости нормированного сигнала детектора  $\tilde{U} = U(H, f) / U(0, f)$  от  $H$  для разных образцов при  $f = \text{const}$ : кривые 1, 2 —  $f = 2$  и 1,5 ГГц,  $n_s = 3,7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $P = 1,2$  см; кривые 3, 4 —  $n_s = 3,7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и  $4,3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $f = 0,59$  ГГц,  $P = 1,2$  см; кривые 5, 6 —  $f = 0,4$  и 0,55 ГГц,  $n_s = 3,48 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $P = 1,0$  см

Действительно, степень экранирования электрического поля в образце зависит от  $H$  немонотонным образом, рис. 1. С изменением  $f$  (кривые 1, 2, 5, 6) и  $n_s$  (кривые 3, 4), а также периметра  $P$ , положение наиболее резких особенностей  $U(H)$  смещается по шкале  $H$ .

Форма этих особенностей, характер и величина их перемещения позволяет предполагать, что именно вблизи них  $\omega'_p / 2\pi$  близка к  $f$ .

Информацию о спектре КМП можно извлечь из зависимостей  $\tilde{U}(f)$ , рис. 2. Полученные кривые имеют аномальную дисперсию в районе плазменного резонанса. Можно показать, что, если образец слабо влияет на величину  $E$  при  $f$ , далеких от резонанса ( $\tilde{U}(f=0) \approx \tilde{U}(f=\infty)$ ), то для частоты и затухания основной моды КМП получаются соотношения:  $\omega'_p = \pi(f_- + f_+)$ ,  $\omega''_p = \pi(f_- - f_+)$ , где  $f_-$  и  $f_+$  — положение минимума и максимума в  $\tilde{U}(f)$ . На рис. 3 приведены зависимости  $\omega'_p$  и  $\omega''_p$  от  $H$ . Наблюдается качественное согласие обеих кривых с теорией (1), (2). Количественное согласие, которое проверялось в области плато  $\sigma_{yx}(H)$ , достигается в том случае, если в (1), (2) положить  $n = 1$  и  $\epsilon \approx 1,5$ , а для  $\sigma_{yx} / \sigma_{xx}$  использовать значения, найденные из измерений на постоянном токе. В нулевом

приближении по параметру  $qd \ll 1$  электрическое поле КМП находится, в основном, в пространстве вокруг образца и  $\epsilon = 1$ . Для образца на рис. 3 это приближение не очень точно ( $qd \approx 0,25$ ) и в  $\epsilon$  будет давать вклад поправка от  $\epsilon_{\text{GaAs}} = 12,8$ . Поэтому значение  $\epsilon \approx 1,5$  выглядит разумным. Данные рис. 2 и 3 позволяют и качественно понять все особенности экспериментальных кривых рис. 1 и результаты <sup>4</sup>. Осцилляции  $\tilde{U}(H)$  и сигнала в <sup>4</sup> объясняются осциллирующей зависимостью  $\tilde{\epsilon}[\omega'_p(H)]$ . Их амплитуда увеличивается при приближении к резонансу. Инверсия экстремумов некоторых осцилляций (кривые 5, 6 рис. 1 при  $H \approx 35$  кЭ) обусловлена сменой знака  $\partial \tilde{U} / \partial \omega$ , так как  $\text{sign } \partial \tilde{U} / \partial \omega = - \text{sign } \partial \tilde{U} / \partial \omega'_p$  для  $\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}(\omega / \omega'_p)$ .

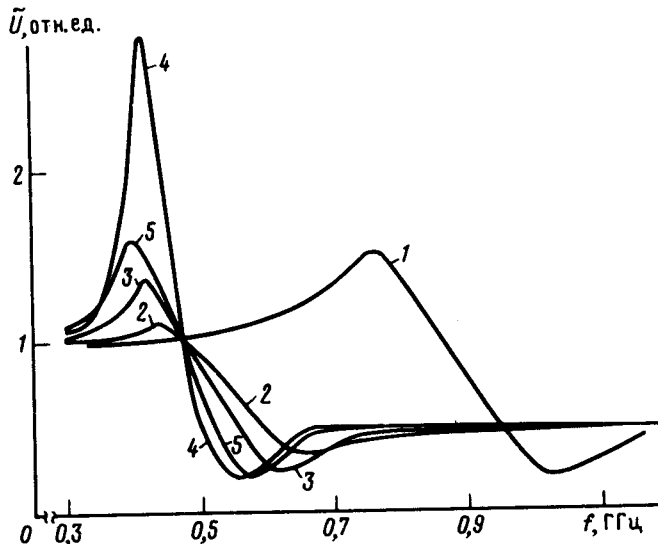


Рис. 2. Зависимости  $\tilde{U}$  от  $f$  при  $H = \text{const}$  для образца с  $n_s = 3,86 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $P = 1,2 \text{ см}$ : 1 -  $H = 22 \text{ кЭ}$ ; 2 -  $H = 34 \text{ кЭ}$ ; 3 -  $H = 38 \text{ кЭ}$ ; 4 -  $H = 40 \text{ кЭ}$ ; 5 -  $H = 42 \text{ кЭ}$

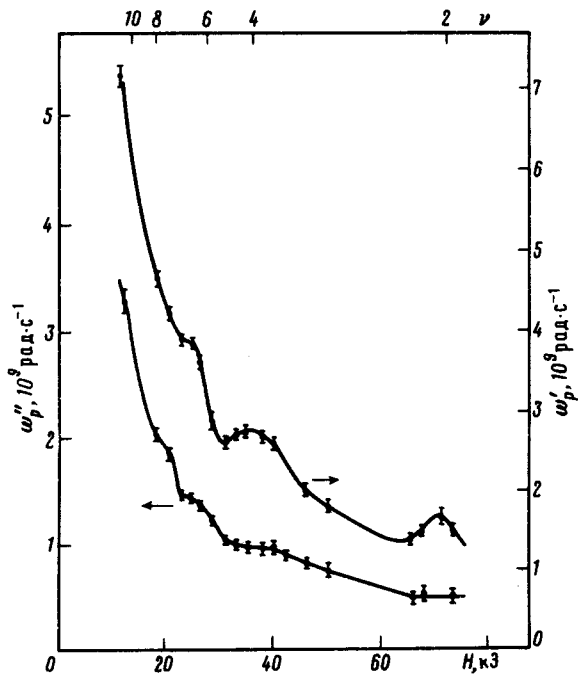


Рис. 3. Зависимости частоты  $\omega'_p$  и затухания  $\omega''_p$  основной моды КМП от  $H$  и фактора заполнения  $\nu$  для образца с  $n_s = 3,48 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $P = 1,0 \text{ см}$

В заключение авторы выражают благодарность М.В.Костовецкому за помощь в эксперименте, В.Б.Сандомирскому за обсуждение результатов, В.И.Покалякину за поддержку работы и В.И.Тальянскому за ознакомление с результатами работы <sup>4</sup> до ее опубликования.

## Литература

1. Mast D.B., Dahm A.J., Fetter A.L. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1706.
2. Glattli D.C., Andrei E.Y., Deville G., Poitrenaud J., Williams F.I.B. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1710.
3. Allen S.J., Jr., Störmer H.L., Hwang J.C.M. Phys. Rev., 1983, **28**, 4875.
4. Говорков С.А., Резников М.И., Сеничкин А.П., Тальянский В.И. Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 380.
5. Волков В.А., Михайлов С.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 450.
6. Волков В.А., Михайлов С.А. Тезисы докладов 4 Всесоюзной конференции по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах, Минск, 1986, часть I, с. 102.
7. Kuchar F., Meisels R., Weimann G., Schlapp W. Phys. Rev., 1986, **33**, 2965.
8. Волков В.А., Галченков Д.В., Галченков Л.А., Гродненский И.М., Матов О.Р., Михайлов С.А., Сеничкин А.П., Старостин К.В. Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 255.

Институт радиотехники и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 октября 1986 г.