

## НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИНАМИКА СИСТЕМ КВАНТОВЫХ НИТЕЙ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.А.Михайлов

*Институт радиотехники и электроники РАН  
141120 Фрязино, Московская область, Россия*

Поступила в редакцию 2 апреля 1993 г.

Обсуждаются физические особенности низкочастотного электромагнитного отклика системы квантовых нитей в условиях квантового эффекта Холла.

1. До недавнего времени коллективные возбуждения в системах квантовых нитей (КН) исследовались в далеком ИК диапазоне [1–4]. В спектрах прохождения ИК излучения в магнитном поле  $B$  был обнаружен резонанс, соответствующий возбуждению "объемного" двумерного (2D) магнетоплазмона с частотой  $\omega = (\omega_c^2 + \omega_\perp^2)^{1/2}$ , где  $\omega_c$  – циклотронная частота,  $\omega_\perp \propto W^{-1/2}$  – частота плазмона при  $B = 0$ ,  $W$  – ширина нити. Теории ИК спектров поглощения систем КН посвящена обширная литература, см., например, [5,6] и ссылки в них. В [7] с использованием дополнительной решетки, перпендикулярной нитям, наблюдался также резонанс краевого типа, частота которого падает с ростом  $B$ .

Недавно, в работе [8] был исследован электродинамический отклик системы КН на частотах радиодиапазона ( $f < 200$  МГц). Образцы создавались с помощью глубокого травления GaAs–AlGaAs гетероструктур с 2D электронным газом. В квантующих магнитных полях в окрестности холловских плато с малыми номерами ( $\nu$  равно 2 и 4) при низких температурах обнаружены своеобразные особенности отклика системы. В некоторой малой окрестности плато наблюдались резонансы, соответствующие возбуждению слабозатухающих волн, которые интерпретировались как краевые магнетоплазмоны, бегущие вдоль периметра каждой КН. При удалении от центров плато отклик носил релаксационный характер. В зависимости от направления внешнего возбуждающего поля относительно оси нитей характерная частота релаксации либо росла по мере удаления от центра плато, либо резко падала. В настоящей работе обсуждаются основные физические особенности низкочастотного отклика систем КН в квантующих магнитных полях и дается качественное объяснение результатов эксперимента [8].

2. Рассмотрим систему КН в магнитном поле, перпендикулярном плоскости структуры (рис.1). Длина нитей равна  $L$ , период структуры –  $a$ , полное число нитей –  $N$ . Примем модель, в рамках которой проводимость 2D электронов внутри каждой нити описывается локальным тензором  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega)\delta(z)$ , где  $\{\alpha, \beta\} = \{x, y\}$ ,  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ ,  $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ . При  $L \gg W$  и  $Na \gg L$  временная эволюция флуктуаций плотности заряда в системе определяется из уравнений (все величины предполагаются пропорциональными  $\exp(-i\omega t)$ )

$$-i\omega\rho_1 + j_y = 0, \quad -i\omega\rho_2 + fj_x = 0, \quad (1)$$

$$j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta}E_\beta, \quad (2)$$

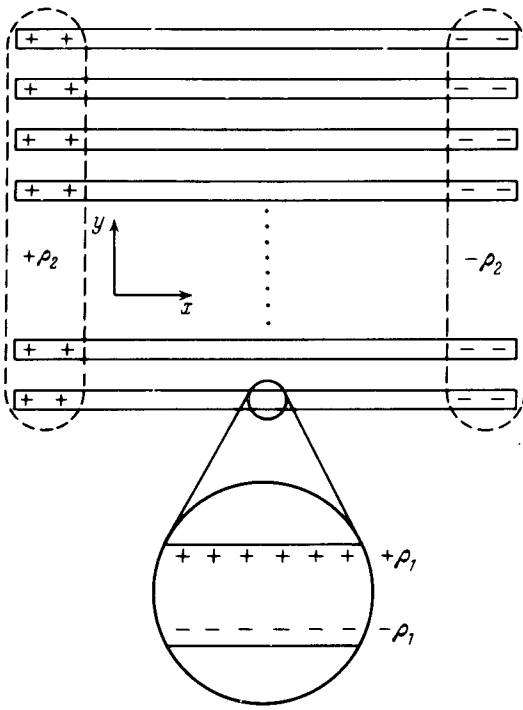


Рис.1. Геометрия рассматриваемой системы квантовых нитей

где  $\rho_1$  – линейная плотность заряда вблизи боковых сторон нити,  $\rho_2$  – средняя линейная плотность заряда вблизи торцевых сторон образца (см. рис.1),  $j_\alpha$  – компоненты локальной плотности тока внутри нитей,  $f = W/a$  – геометрический фактор заполнения системы. Электрическое поле, действующее на электроны внутри нитей, можно оценить следующим образом:

$$E_x = 4\gamma_2\rho_2/\kappa L, \quad E_y = 4\gamma_1\rho_1/\kappa W. \quad (3)$$

Здесь  $\kappa$  – диэлектрическая проницаемость окружающей среды,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – числа порядка единицы (при учете дипольного взаимодействия между нитями  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  могут слабо зависеть от фактора заполнения  $f$ ). Записывая систему уравнений (1)–(3) в виде

$$\begin{aligned} (-i\omega + 4\gamma_1\sigma_{xx}/\kappa W)\rho_1 - (4\gamma_2\sigma_{xy}/\kappa L)\rho_2 &= 0, \\ (4\gamma_1f\sigma_{xy}/\kappa W)\rho_1 + (-i\omega + 4\gamma_2f\sigma_{xx}/\kappa L)\rho_2 &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

получим закон дисперсии собственных мод системы:

$$\omega^2 + i\omega(4\sigma_{xx}/\kappa)(\gamma_1/W + \gamma_2f/L) - 16\gamma_1\gamma_2f(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)/\kappa^2WL = 0. \quad (5)$$

3. Проанализируем уравнение (5). Рассмотрим сначала предельный случай высоких частот ( $\omega\tau \gg 1$ ), когда для  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega)$  можно воспользоваться моделью Друде (здесь  $\tau$  – время релаксации импульса). Уравнение (5) переписывается в виде

$$\omega^2(\omega^2 - \omega_c^2) - \omega^2(\omega_\perp^2 + \omega_\parallel^2) + \omega_\perp^2\omega_\parallel^2 = 0, \quad (6)$$

где введены характерные частоты плазменных колебаний поперек,  $\omega_\perp^2 = 4\gamma_1ne^2/m\kappa W$ , и вдоль,  $\omega_\parallel^2 = 4\gamma_2fne^2/m\kappa L$ , оси нитей;  $n$ ,  $e$  и  $m$  – концентрация, заряд и эффективная масса 2D электронов. Решение уравнения (6)

даст две ветви колебаний,  $\omega_{up}$  и  $\omega_{low}$ , магнитополевые зависимости которых качественно изображены на рис.2а. В предельном случае узких нитей ( $L \gg W$  или  $\omega_{\parallel}^2 \ll \omega_{\perp}^2$ )

$$\omega_{up}^2 = \omega_c^2 + \omega_{\perp}^2, \quad \omega_{low}^2 = \omega_{\perp}^2 \omega_{\parallel}^2 / (\omega_{\perp}^2 + \omega_c^2). \quad (7)$$

Верхняя ветвь  $\omega_{up}$  дает спектр "объемных" 2D магнетоплазмонов. Частота нижней моды  $\omega_{low}$  падает с ростом  $B$  подобно частоте краевых магнетоплазмонов. Уравнение (6) качественно согласуется с полученным в [9] для другой анизотропной 2D электронной системы – эллиптического диска – в модели сплюсненного эллипсоида.

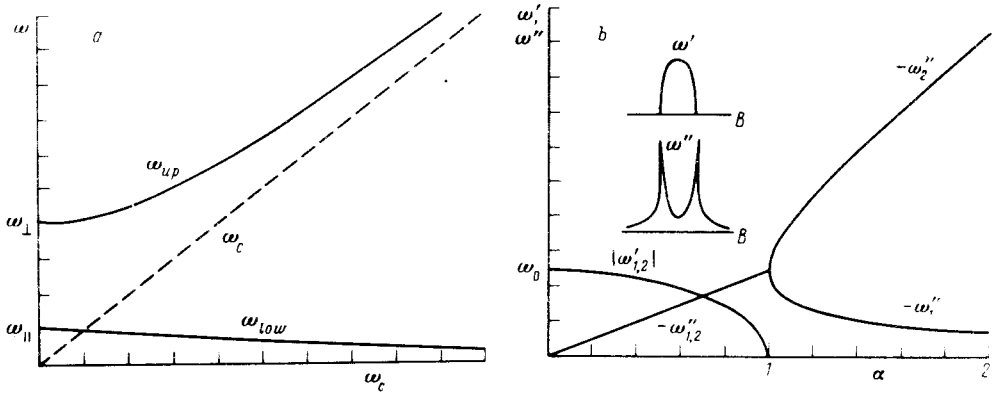


Рис.2. а) Магнитополевые зависимости мод  $\omega_{up}$  и  $\omega_{low}$ ; пунктир – циклотронная частота. б) Частота ( $\omega'$ ) и затухание ( $\omega''$ ) низкочастотной моды  $\omega_{low}$  (формула (8)) в зависимости от параметра  $\alpha$ ; на вставке схематически изображены зависимости  $\omega'$  и  $\omega''$  от магнитного поля в окрестности холлового плато

Рассмотрим теперь обратный предельный случай, когда частота возбуждения  $\omega$  настолько низка, что частотной дисперсией проводимости можно полностью пренебречь:  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega) = \sigma_{\alpha\beta}(0)$ . В этом пределе при  $W \ll L$  уравнение (5) имеет решения:

$$\omega_{1,2} = \omega_0 [\pm (1 - \alpha^2)^{1/2} - i\alpha], \quad (8)$$

где введены следующие обозначения:

$$\omega_0^2 = 16\gamma_1\gamma_2 f (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2) / \kappa^2 W L, \quad \alpha^2 = (\gamma_1/\gamma_2) (L/4fW) [\sigma_{xx}'^2 / (\sigma_{xx}'^2 + \sigma_{xy}^2)], \quad (9)$$

$\sigma_{xx}' = \sigma_{xx}(0)$ . На рис.2б показаны зависимости частоты  $\omega'$  и затухания  $\omega''$  собственных мод (8) от параметра  $\alpha$ . В пределе  $\alpha \ll 1$ , что соответствует очень узкой окрестности центра холлового плато ( $\sigma_{xx}'^2 / \sigma_{xy}^2 \ll 4fW/L \ll 1$ ), в системе существует слабозатухающая мода с частотой  $\omega'_{1,2} = \pm\omega_0$ , затуханием  $\omega''_{1,2} = -\omega_0\alpha$  и эллиптической поляризацией локального электрического поля внутри нитей  $(E_x/E_y)_{1,2} = (\pm i \text{sign} \sigma_{xy}) (\gamma_2 W f / \gamma_1 L)^{1/2}$ . Она представляет собой низкочастотный предел ветви  $\omega_{low}$  краевого типа (уравнение (7)). При  $\alpha > 1$  отклик системы становится релаксационным, в пределе  $\alpha \gg 1$

$$\omega_1 \approx -i\omega_0/2\alpha = -i4\gamma_2 f / \kappa L \rho'_{xx}, \quad \omega_2 \approx -i\omega_0 \cdot 2\alpha = -i4\gamma_1 \sigma'_{xx} / \kappa W, \quad (10)$$

$\rho'_{xx} = \sigma'_{xx}/(\sigma'^2_{xx} + \sigma^2_{xy})$ . Физический смысл решений (10) очевиден: мода  $\omega_2$  соответствует поперечной релаксации заряда на расстояние  $\simeq W$  с максвелловской скоростью  $\simeq \sigma'_{xx}/\kappa$ ; мода  $\omega_1$  отвечает продольной релаксации заряда на расстояние  $\simeq L$  с максвелловской скоростью  $\simeq f/\kappa\rho'_{xx}$ . Граница между релаксационным и колебательным режимами определяется условием  $\alpha = 1$ , или  $\sigma'^2_{xx}/\sigma^2_{xy} \approx 4fW/L$ .

Согласно [10], масштаб локализации заряда краевых магнетоплазмонов у края макроскопического образца определяется длиной

$$l = 2\pi i\sigma_{xx}(\omega)/\omega\kappa = l_0 + 2\pi i\sigma'_{xx}/\omega\kappa, \quad (11)$$

где вклад  $l_0 \equiv -2\pi\sigma''_{xx}(\omega)/\omega\kappa$  связан с поляризуемостью 2D электронов  $\chi'_{xx} = -\sigma''_{xx}(\omega)/\omega$ . Найдем отклик системы КН с учетом  $\sigma''_{xx}(\omega)$ . Подставим в дисперсионное уравнение (5)  $\sigma_{xx}(\omega)$  в виде

$$\sigma_{xx}(\omega) = \sigma'_{xx} - i\omega\kappa l_0/2\pi; \quad (12)$$

в низкочастотном пределе  $l_0$  и  $\sigma'_{xx}$  можно считать не зависящими от частоты в силу четности  $\sigma'_{xx}$  и нечетности  $\sigma''_{xx}$ . В этом случае спектр возбуждений системы описывается выражением (8), в котором ширина нити  $W$  заменяется на  $W^* = W + 2\gamma_1 l_0/\pi$ :

$$\omega_0^2 = 16\gamma_1\gamma_2 f\sigma^2_{xy}/\kappa^2 LW^*, \quad \alpha^2 = (\gamma_1/\gamma_2)(\sigma'^2_{xx}/\sigma^2_{xy})(L/4fW^*) \quad (13)$$

(мы положили здесь  $\sigma'^2_{xx} \ll \sigma^2_{xy}$ ). Таким образом, пренебрежение мнимой частью  $\sigma_{xx}(\omega)$  оправдано лишь при  $l_0 \ll W$ . Учет длины  $l_0$  приводит к уменьшению характерной частоты отклика  $\omega_0$ .

Описываемая формулой (8) зависимость частоты и затухания собственных мод системы нитей от магнитного поля (вставка на рис.2б) качественно согласуется с обнаруженной в эксперименте [8]. Из сравнения измеренной в [8] частоты резонанса в центре плато  $\nu = 2$  с (13) можно оценить длину  $l_0$ . Полагая  $L = 4,5$  мм,  $a = 1$  мкм,  $f \simeq 0,2$ ,  $\kappa \simeq 12,8$ ,  $\gamma_1 \simeq \gamma_2 \simeq 1$  и  $\omega_0/2\pi \simeq 70$  МГц, получим  $l_0 \simeq 19$  мкм, что по порядку величины согласуется с оценкой, полученной в [11] ( $l_0 \simeq 10$  мкм). Таким образом, в условиях эксперимента [8]  $l_0 \gg W$  и поле возбуждения внутри нити однородно. Отметим, что в системе КН частота возбуждения зависит от  $l_0$  степенным, а не логарифмическим образом, как в макроскопических образцах [10], что может облегчить определение длины  $l_0$  (и поляризуемости  $\chi'_{xx}$  2D системы) в режиме квантового эффекта Холла.

4. При исследовании низкочастотного отклика систем КН новых особенностей можно ожидать при учете эффектов запаздывания. В работах [12] и [13] было показано, что в образцах с высокой подвижностью электронов скорость максвелловской релаксации в нулевом магнитном поле  $2\pi\sigma/\kappa$  ( $\sigma$  – проводимость) может стать больше скорости света  $c$ , что приводит к существенному изменению характера растекания заряда [12] и спектра плазменных колебаний [13]. В макроскопическом образце при  $B \neq 0$  учет конечности скорости света теряет актуальность, так как параметр  $2\pi\sigma'_{xx}/\kappa c$ , определяющий скорость максвелловского растекания в магнитном поле, уменьшается с ростом  $B$ . Иная ситуация в случае системы нитей, поскольку скорость продольной максвелловской релаксации  $2\pi f/\rho'_{xx}\kappa$  расходится при приближении к центру плато и при

$$\sigma'_{xx}/\sigma_{xy} < 2\pi f\sigma_{xy}/\kappa c = \nu f e^2/\hbar\kappa c \approx \nu f/137\kappa \quad (14)$$

становится больше скорости света. При этом, если  $\nu fe^2/\hbar ck \ll 2(fW^*/L)^{1/2}$ , что имело место в [8], полученные выше результаты остаются справедливыми. В обратном пределе,  $\nu fe^2/\hbar ck > 2(fW^*/L)^{1/2}$ , область существования слабозатухающей моды  $\omega_0$  расширяется.

Таким образом, характер низкочастотного электромагнитного отклика системы КН в квантующих магнитных полях зависит от относительной величины трех малых параметров:  $\sigma'_{xx}/\sigma_{xy}$ ,  $2(fW^*/L)^{1/2}$  и  $\nu fe^2/\hbar ck$ . Экспериментально можно реализовать любые соотношения между ними, что открывает новые интересные возможности для исследования отклика системы КН на низких частотах.

Автор благодарен И.Гродненскому за предоставленную возможность ознакомиться с работой [8] до ее опубликования и В.А.Волкову за полезные замечания.

- 
1. W.Hansen, M.Horst, J.P.Kotthaus et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 2586 (1987).
  2. J.Alsmeier, Ch.Sikorski, and U.Merkt, Phys. Rev. B **37**, 4314 (1988).
  3. F.Brinkop, W.Hansen, J.P.Kotthaus, and K.Ploog, Phys. Rev. B **37**, 6547 (1988).
  4. T.Demel, D.Heitmann, P.Grambow, and K.Ploog, Phys. Rev. B **38**, 12732 (1988).
  5. V.A.Shchukin and K.B.Efetov, Phys. Rev. B **43**, 14164 (1991).
  6. V.Shikin, T.Demel, and D.Heitmann, Phys. Rev. B **46**, 3971 (1992).
  7. T.Demel, D.Heitmann, P.Grambow, and K.Ploog, Phys. Rev. Lett. **66**, 2657 (1991).
  8. I.Grodzensky, D.Heitmann, K.v.Klitzing et al., Submitted to Phys. Rev. Lett.
  9. C.Dahl, F.Brinkop, A.Wixforth et al., Sol. St. Comm. **80**, 673 (1991).
  10. В.А.Волков, С.А.Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988) (Sov. Phys.-JETP **67**, 1639 (1988)).
  11. K.C.Ashoori, H.L.Störmer, L.N.Pfeiffer et al., Phys. Rev. B **45**, 3894 (1992).
  12. А.О.Говоров, А.В.Чаплик, ЖЭТФ **95**, 1976 (1989).
  13. В.И.Фалько, Д.Е.Хмельницкий, ЖЭТФ **95**, 1988 (1989).