

АНОМАЛЬНОЕ ЗАТУХАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КРАЕВЫХ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Ю.А.Косевич

Показано, что диффузионная составляющая тока вблизи границы приводит к дополнительному затуханию низкочастотных краевых магнитоплазменных колебаний (КМК) в неоднородных $2D$ -электронных системах (в том числе сверхрешетках), растущему с уменьшением диссипативной проводимости σ_{xx} . Обсуждается возможность экспериментального обнаружения аномального затухания КМК в условиях целочисленного квантования эффекта Холла (КЭХ).

Плазмоны в двумерных ($2D$) электронных системах ¹ в отсутствие внешнего магнитного поля слабо затухают лишь в бесстолкновительном пределе $\omega\tau \gg 1$ (τ — время релаксации импульса). В сильном магнитном поле $\omega_c\tau \gg 1$, когда холловские токи доминируют над диссипативными, слабозатухающие низкочастотные магнитоплазменные колебания могут существовать как в бесстолкновительном, так и в локальном гидродинамическом пределе $\omega\tau \ll 1$ (ω_c — циклотронная частота). В последнее время были экспериментально обнаружены и интенсивно исследуются слабозатухающие магнитоплазменные колебания с частотами, меньшими ω_c и $1/\tau$ — КМК в ограниченных $2D$ -электронных системах в условиях КЭХ (см., например, работы ²⁻⁵ и ссылки в них). Частоты КМК обратно пропорциональны магнитному полю и поперечному размеру $2D$ -системы. Из последних экспериментов ⁶ следует, что затухание низкочастотных ($\omega\tau \ll 1$) КМК существующими теориями полностью не описывается. В настоящей работе показано, что при достаточно малом отношении диссипативной и холловской проводимостей $\sigma_{xx}/\sigma_{xy} \ll 1$ неоднородных $2D$ -систем (в том числе сверхрешеток) диффузионная составляющая электрического тока вблизи границы приводит к затуханию КМК, растущему с уменьшением отношения σ_{xx}/σ_{xy} . В условиях целочисленного КЭХ в сильных магнитных полях этот механизм может привести к аномальному затуханию и исчезновению КМК. Это свойство КМК связано с занулением нормальной составляющей тока на границе системы — в условиях исчезающе малой диссипативной проводимости при конечной холловской это приводит к сильному возрастанию приграничных градиентов концентрации неравновесных носителей и к росту диссипации. В идеальном холловском образце ($\sigma_{xx} = 0, \sigma_{xy} \neq 0$) его границы являются эквипотенциалами, что приводит к невозможности распространения в нем краевых магнитоплазменных волн, сопровождающихся колебаниями электронной плотности и граничного потенциала.

1. Рассмотрим полубесконечную ($y < 0$) проводящую $3D$ -среду, помещенную во внешнее магнитное поле $H_0 \parallel OZ$. Такой эффективной средой может быть, например, сверхрешетка из $2D$ -электронных слоев, разделенных тонкими диэлектрическими прослойками толщиной d в пределе $kd \ll 1$ ^{7, 8}. Рассматриваемый эффект можно корректно описать лишь при одновременном учете дрейфовой и диффузионной составляющей тока в замагниченной проводящей среде, поэтому система уравнений низкочастотных колебаний ($\omega\tau \ll 1$) состоит из уравнений Пуассона, электростатики и закона сохранения заряда совместно с материальными уравнениями для векторов индукции $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$ и плотности тока $\mathbf{j} = \hat{\sigma}(\mathbf{E} - \beta\nabla\varphi)$, где $\epsilon, \rho, \hat{\sigma}$ — диэлектрическая проницаемость, объемная плотность заряда и тензор проводимости $3D$ -среды, $\beta > 0$ — коэффициент Эйнштейна. На границе раздела $y = 0$ проводящей среды с внешней диэлектрической средой (с проницаемостью ϵ_0) необходимо удовлетворить граничным условиям непрерывности электростатического потенциала φ и нормальной составляющей индукции D_y , а также обращения в ноль нормальной составляющей то-

ка j_y . Для частоты $\omega(k)$ поверхностного магнетоплазмона (ПМП), распространяющегося вдоль рассматриваемой границы поперек внешнего магнитного поля (см., например, ^{9, 10}), получаем дисперсионное уравнение:

$$(\sigma_{xx} + i\sigma_{xy})(\epsilon\kappa_D + \epsilon_0 k) = \frac{i\omega\epsilon}{4\pi\sigma_{xx}}(\epsilon + \epsilon_0)(\sigma_{xx}\kappa_D + ik\sigma_{xy}), \quad (1)$$

где $\kappa_D = [k^2 + (\frac{4\pi\sigma_{xx}}{\epsilon} - i\omega)/\beta\sigma_{xx}]^{1/2}$ – параметр обратной глубины проникновения

δ колебаний концентрации носителей в проводящей среде ($1/\delta = \text{Re}\kappa_D$). В случае малой, но конечной σ_{xx} , отвечающей условиям $\sigma_{xx} \ll \sigma_{xy}$, $k\delta \ll \sigma_{xx}/\sigma_{xy}$, когда $\delta = (2\beta\sigma_{xx}/\omega)^{1/2}$, спектр ω' и затухание ω'' ПМП принимают вид:

$$\omega' = \frac{4\pi\sigma_{xy}}{\epsilon + \epsilon_0}, \quad \omega'' = \frac{4\pi}{\epsilon + \epsilon_0}(\sigma_{xx} + \frac{\sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}}k\delta), \quad (2)$$

т. е. в случае $(\sigma_{xx}/\sigma_{xy})^2 \ll k\delta \ll \sigma_{xx}/\sigma_{xy}$ затухание ПМП полностью определяется приграничными диффузионными процессами и действительно растет с уменьшением отношения σ_{xx}/σ_{xy} как $\omega'' \propto (\sigma_{xy}/\sigma_{xx})^{1/2}$. В случае же исчезающе малых значений σ_{xx} ($\sigma_{xx}/\sigma_{xy} \ll k\delta \ll 1$) добротность поверхностных магнетоплазменных колебаний становится меньше единицы и рассматриваемые слабозатухающие ПМП перестают распространяться.

Отметим, что спектр и затухание ПМП вида (2) в области их слабого поглощения могут быть получены не только из дисперсионного уравнения (1), но и непосредственно с использованием закона сохранения поверхностного заряда $\dot{\rho}_S = -i\omega'\rho_S = -j_y = -ik\varphi_S\sigma_{xy}$, $4\pi\rho_S = k\varphi_S(\epsilon + \epsilon_0)$ и вида диссипативной функции $\psi(\omega'' = \psi/2\mathcal{E})$

$$\psi = \int_V dV \sigma'_{xx} [|E_x - \beta \frac{\partial \rho}{\partial x}|^2 + |E_y - \beta \frac{\partial \rho}{\partial y}|^2] \quad (3)$$

и электростатической энергии колебаний \mathcal{E}

$$\mathcal{E} = \int_V dV \frac{\epsilon}{8\pi} (|E_x|^2 + |E_y|^2) + \int_{V_0} dV_0 \frac{\epsilon_0}{8\pi} (|E_x|^2 + |E_y|^2) \quad (4)$$

с учетом обращения в ноль полного тока внутри диффузионного слоя вблизи границы раздела: $ik\varphi_S\sigma_{xy} - \sigma_{xx}\beta\rho/\delta \approx 0$. В выражениях (3), (4) V и V_0 – области проводящей и внешней сред, при этом в (3) интеграл вне (внутри) диффузионного приповерхностного слоя определяет соответственно первое (второе) слагаемое в выражении (2) для затухания ПМП.

2. Аналогичный качественный метод можно применить и для нахождения спектра и затухания КМК (в области их слабого поглощения) с учетом приграничной неоднородности носителей в ограниченной 2D-электронной системе (см., также ⁴). Так, исходя из закона сохранения краевого заряда Q , создающего в вакууме потенциал $\varphi = 2Q \ln(1/kr) \exp(ikx - i\omega t)$ (r – расстояние от края 2D-системы, k – волновое число вдоль него, $kr \ll 1$) и вида диссипативной функции и электростатической энергии, аналогичного выражениям (3), (4), в случае $k\delta \ll \sigma_{xx}/\sigma_{xy}$, $k\delta \ll 1$ с логарифмической точностью можно получить следующую оценку для спектра и затухания КМК:

$$\omega'_p = 2\sigma_{xy} k \ln(1/k\delta),$$

$$\omega''_p = 2\sigma'_{xx} \left[\frac{1}{\delta \ln(1/k\delta)} + \frac{k}{\ln(1/k\delta)} + \left| \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \right|^2 k^2 \delta \ln(1/k\delta) \right], \quad (5)$$

$$\omega'_p \gg \omega''_p,$$

где для глубины δ локализации неравновесных носителей вблизи края $2D$ -системы в рассматриваемом диффузионном приближении справедливо выражение

$$\frac{1}{\delta} = \text{Im} \left\{ \left[\left(\frac{\pi}{\beta} \right)^2 + \frac{i\omega}{\beta\sigma_{xx}} \right]^{1/2} - \frac{\pi}{\beta} \right\}. \quad (6)$$

Первое и второе слагаемые в выражении (5) для ω'' КМК определяются диссипацией вне слоя δ , а третье слагаемое – в самом слое. В области частот $\omega \ll |\sigma_{xx}|/\beta$ из (5), (6) получаем

$$\delta = 2\pi |\sigma_{xx}|^2 / (\omega\sigma'_{xx}), \quad \omega'' \approx 2\pi\sigma_{xy}k + 2\sigma'_{xx}k / \ln(1/k\delta). \quad (7)$$

Выражение (7) для ω'' КМК отличается от соответствующего выражения, полученного Волковым и Михайловым⁴, наличием слагаемого, пропорционального $\sigma'_{xx}k$. Это слагаемое может давать заметный вклад в затухание КМК в области магнитных полей (или ϵ_F $2D$ -электронов), не отвечающих серединам плато квантованных значений σ_{xy} , когда σ'_{xx} сильно зависит от внешних параметров и заметно возрастает (см.⁶). В области частот $\omega \gg |\sigma_{xx}|/\beta$ глубина δ совпадает с диффузионной длиной ($\delta = (2\beta\sigma_{xx}/\omega)^{1/2} \gg 2\pi\sigma_{xx}/\omega$) и из (5) следует, что при $\sigma_{xx} / [\sigma_{xy} \ln(1/k\delta)] \ll k\delta \ll \sigma_{xx}/\sigma_{xy}$ затухание КМК полностью определяется приграничными диффузионными токами и растет с уменьшением отношения σ_{xx}/σ_{xy} как $\omega'' \propto (\sigma_{xy}/\sigma_{xx})^{1/2}$ (в пренебрежении $\sigma''_{xx}(\omega)$ при $\omega\tau \ll 1$ – сравни выражение (2) для затухания ПМП). В случае же $k\delta \gtrsim \sigma_{xx}/\sigma_{xy}$ КМК становятся сильнозатухающими (с добротностью, меньшей единицы). Таким образом, переход от слабого к аномальному затуханию КМК происходит при $\omega \sim \sigma_{xx}/\beta$, $\delta \sim \beta$, т. е. при

$$\sigma_{xx}/\sigma_{xy} \lesssim k\beta \ln(1/k\beta), \quad (8)$$

когда $\omega''/\omega' \sim \sigma_{xy}k\delta/\sigma_{xx} \sim 1/\ln(1/k\beta) \ll 1$.

Из экспериментальных данных по плотности состояний на уровне Ферми $D(\epsilon_F)$ для значений ϵ_F между уровнями Ландау¹¹ можно оценить $\beta = 1/e^2 D(\epsilon_F) \sim 10^{-5}$ см. Поэтому в сильных магнитных полях $H_0 \approx 10$ Тл длина $\delta \sim \beta \gg r_c \sim v_F/\omega_c \sim 10^{-6}$ см, $\delta \gg a_H = (\hbar c/eH_0)^{1/2} \sim 10^{-6}$ см, что оправдывает применимость локального гидродинамического приближения в рассматриваемых условиях (r_c – радиус циклотронной орбиты, a_H – магнитная длина)^{12, 13}. Для реализуемых в экспериментах⁶ значений $k \sim 10 \text{ см}^{-1}$ из (8) следует ограничение на минимальную динамическую диссипативную проводимость $\sigma_{xx}(\omega_p)$ образца, приводящую к аномальному затуханию КМК:

$$\sigma_{xx}/\sigma_{xy} \sim 10^{-3} \div 10^{-4}.$$

Такая динамическая проводимость, по-видимому, может быть достигнута в совершенных $2D$ -проводящих каналах с высокой подвижностью носителей в области сильных магнитных полей (малых целочисленных факторов заполнения $\nu = 1, 2$).

Автор благодарен Н.Н.Белецкому, В.А.Волкову, И.М.Гродненскому, М.И.Каганову, А.Ю.Камаеву, С.А.Михайлову, Л.П.Питаевскому, В.Л.Покровскому, В.М.Пудалову и М.И.Резникову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Андо Т. и др.* Электронные свойства двумерных систем. М.: Наука, 1985.
2. *Волков В.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 510.
3. *Говорков С. А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 380.
4. *Волков В.А., Михайлов С.А.* ЖЭТФ, 1988, **94**, вып. 8, 217.
5. *Andreï E. Y. et al.* Surf. Sci., 1988, **196**, 501.
6. *Тальянский В.И. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1989, **50**, 196.
7. *Тальянский В.И.* ЖЭТФ, 1987, **92**, 1845.
8. *Вендлер Л., Каганов М.И.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 345.
9. *Wi J.-W. et al.* Phys. Rev. B, 1986, **33**, 7091.
10. *Белецкий Н.Н. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, **45**, 589.
11. *Кукушкин И.В. и др.* УФН, 1988, **155**, 219.
12. *Kazarinov R.F., Luryi S.* Phys. Rev., B, 1982, **25**, 7626.
13. *Шикин В.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 471.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 ноября 1989 г.