

Плазменные колебания и СВЧ отклик 2D электронной системы в магнитном поле

В. А. Волков

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Постановка проблемы и аннотация

На заре XXI века было обнаружено, что магнитосопротивление высококачественной двумерной (2D) системы в структуре GaAs/AlGaAs под действием СВЧ волны частоты Ω осциллирует как функция отношения Ω/ω_c , где ω_c — циклотронная частота [1]. При увеличении мощности волны наблюдаются состояния с нулевым сопротивлением [2]. Эти наблюдения, подтвержденные разными группами исследователей, см. обзор пионерских работ [3], вызвали поток теоретических статей с возможными объяснениями этого явления. В настоящее время общепризнанными считаются два теоретических сценария этого эффекта. Оба являются одночастичными и могут приводить к абсолютной отрицательной проводимости. Первый основан на механизме смещения электрона против электрического поля при примесном поглощении [4]. Второй сценарий основан на индуцированной СВЧ волной качественном изменении функции распределения электронов по высоким уровням Ландау и на данный момент считается доминирующим [5, 6]. Предсказано, что система в минимумах сопротивления неустойчива при сильной накачке и распадается на домены, что будет проявляться при развертке магнитного поля в виде интервалов с нулевым сопротивлением [7]. Оба сценария объясняют большинство основных экспериментальных фактов. Тем не менее, удовлетворительно объяснения ряда обнаруженных эффектов до сих пор достичь не удалось, что стимулирует поиск новых механизмов.

В лекции обсуждаются ключевые моменты развиваемого авторами в последнее время многоэлектронного подхода к объяснению этого явления. Строится вариант нелинейной квантовой теории электропроводности 2D электронно-примесной системы в сильных скрещенных магнитном (DC) и электрическом (AC+DC) полях при больших факторах заполнения уровней Ландау. Анализируется случай неограниченной 2D электронной системы с очень слабым примесным потенциалом. Диссипативная магнитопроводимость обусловлена рассеянием электронов на примесях, что рассматривается в рамках низшего порядка теории возмущений с учетом переходов лишь между уровнями Ландау. Изменением функции распределения для начала пренебрегается. Впервые учитывается, что СВЧ накачка, возбуждая виртуальные 2D магни-

топлазмоны, качественно перенормирует рассеивающий примесный потенциал, делая его динамическим, нелинейным и сингулярным. Это существенно изменяет картину примесного рассеяния в «чистой» 2D системе: за фототок ответственны не одноэлектронные переходы между уровнями Ландау, как считается в вышеуказанных сценариях, а возбуждение 2D магнитоплазмонов. Предсказывается, что в очень «чистой» системе магнитополевая зависимость фотоспротивления будет отражать тонкую структуру плотности состояний магнитоплазмонов. Проиллюстрируем основные моменты развиваемого подхода.

Влияние внешних полей на экранирование примесей

Рассмотрим влияние электрон-электронного (e-e) взаимодействия на потенциал рассеивателей в сильных внешних полях. Самое очевидное следствие e-e взаимодействия — экранирование примесного потенциала 2D электронами. На первый взгляд кажется, что оно не может качественно изменить одночастичные результаты [4]. Рассмотрим, однако, простой пример, демонстрирующий, что экранирование *статического* примесного потенциала в электронной системе, помещенной в однородные скрещенные магнитное и электрическое поля, определяется *динамическими* характеристиками системы даже в случае *статических* внешних полей.

Пример: динамическое экранирование статической примеси 2D электронами во внешних статических полях

Со школьных времен известно, что центры циклотронных орбит *всех* электронов, помещенных в поперечное магнитное поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ и продольное постоянное электрическое поле $\mathbf{F} = (F, 0, 0)$, движутся с дрейфовой скоростью $v_d = cF/B$ в направлении $\mathbf{B} \times \mathbf{F}$. Это приводит к доплеровскому сдвигу частоты ω в аргументе электронной диэлектрической функции, определяющей экранирование внешнего динамического потенциала: $\varepsilon(\mathbf{q}, \omega - \mathbf{q}\mathbf{v}_d)$, где $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ — 2D волновой вектор. Поэтому экранирование *статического* примесного потенциала по-прежнему определяется *динамической* функцией $\varepsilon(\mathbf{q}, -\mathbf{q}\mathbf{v}_d)$, имеющей в идеале нули при вещественных значениях $q = q_i$. При таких значениях q фурье-компоненты внешнего поля не уменьшаются за счет экранирования, как это обычно бывает, а резко усиливаются, ибо они становятся пропорциональными $1/\varepsilon(\mathbf{q}_p, -\mathbf{q}_p\mathbf{v}_d)$. Таким образом, экранирование является сингулярным, нелинейным по электрическому полю F и динамическим, поскольку оно вызвано временной дисперсией диэлектрической проницаемости. В результате для описания процессов рассеяния электронов на

примесях, экранированных такой динамической диэлектрической проницаемостью, в квантующем магнитном и постоянном электрическом поле нельзя напрямую использовать известные методы [8–10], разработанные без учета такой экранировки.

Перенормировка экранирования в поле СВЧ волны

Аналогичный вывод о сингулярном и динамическом характере экранирования можно сделать для примеси под действием сильной СВЧ волны. Для этого перейдем в систему покоя волны с помощью преобразования S , включающего волну из невозмущенного примесями гамильтониана H_0 . Преобразованные величины будем помечать знаком тильды. Так, новый беспримесный одночастичный гамильтониан примет вид:

$$\tilde{H} = S^+ H_0 S - i\hbar S^+ \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{1}{2m^*} \left(p_y + \frac{e}{c} Bx \right)^2 .$$

Оператор S отвечает такому выбору начала отсчета всех координат, которое в момент времени t совпадает с мгновенным положением классического центра циклотронной орбиты [11]:

$$\tilde{\mathbf{r}} = S^+ \mathbf{r} S = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t) .$$

При этом преобразовании положение каждой примеси начинает осциллировать с частотой СВЧ волны, т.е. исходно статический (в лабораторной системе отсчета) примесный потенциал $V(\mathbf{r})$, становится динамическим:

$$\tilde{V}(\mathbf{r}, t) = V(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)) ,$$

а полный одночастичный гамильтониан принимает вид:

$$\tilde{H} = \tilde{H}_0 + \tilde{V}(\mathbf{r}, t) .$$

Пространственная фурье-компонента примесного потенциала

$$\tilde{V}_0(\mathbf{q}, t) = V_0(\mathbf{q}) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}_0(t))$$

после фурьирования по времени экранируется обычным образом:

$$\tilde{V}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\tilde{V}_0(\mathbf{q}, \omega)}{\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)} .$$

При выполнении условия

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0 ,$$

которое отвечает возбуждению виртуальных магнитоплазмонов с законом дисперсии $\omega_p(q)$, экранированный примесный потенциал в совершенной системе почти расходится, что иллюстрирует качественное изменение экранировки под действием СВЧ волны.

Вычисление диссипативного тока

Рассмотрена 2D электрон-примесная система в скрещенных однородных магнитном и электрическом полях. Электрическое поле является суммой постоянного поля \mathbf{F}_{DC} и переменного поля частоты Ω и амплитуды W . Уравнение для матрицы плотности решено с помощью обобщения метода [9] в нижнем порядке по перенормированному внешними полями потенциалу примесей:

$$i\hbar \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = [\tilde{H}, \tilde{\rho}],$$

после чего найден фототок на произвольной частоте:

$$\mathbf{j} = -en_S Tr(\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{v}}).$$

Для диэлектрической функции использован простейший вариант приближения хаотических фаз. Без учета уширения уровней Ландау имеем известное выражение:

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + \frac{V_{ee}(q)}{\pi \hbar \lambda^2} \sum_{M, M'} \frac{(f_M - f_{M'}) I_{MM'}(q)}{\omega_c(M' - M) + \omega + i0},$$

где n_S — концентрация электронов, λ — магнитная длина, $V_{ee}(q)$ — фурье-компонента кулоновского e-e взаимодействия, $I_{M, M'}$ — квадрат стандартного матричного элемента, f_M — невозмущенная функция распределения электронов на M -ом уровне Ландау.

Результат для диссипативного фототока при линейной поляризации СВЧ волны

Выпрямленный (на нулевой частоте) фототок, усредненный по положению примесей,

$$\langle j_x \rangle = \frac{en_{\text{imp}}}{(2\pi)^2 m^* \omega_c} \int d^2 q \frac{|V(q)|^2}{V_{ee}(q)} q_y \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2(Q) \text{Im} \left(\frac{1}{\varepsilon(q, q_y v_d + n\Omega + i0)} \right),$$

определяется полюсами «функции потерь» $\text{Im} 1/\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)$ при $\omega = n\Omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_d$:

$$\text{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon(q, q_y v_d + n\Omega + i0)} \right) = \pi \sum_p \frac{\delta(q_y v_d + n\Omega - \omega_p)}{\varepsilon'_\omega(q, \omega_p)}.$$

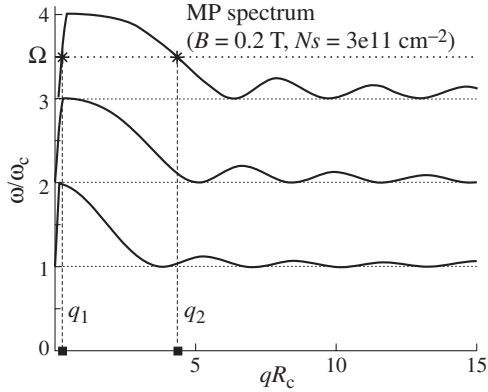


Рис. 1. The spectra of lowest MP branches and graphic solution of Eq.: $\omega_p(q_i) = \Omega$. R_c — cyclotron radius.

Ток не исчезает при условии $n\Omega = \omega_p(\mathbf{q}) + \mathbf{q}\mathbf{v}_d$, что эквивалентно виртуальному возбуждению p -ой моды магнитоплазмонов. Спектр нижних мод показан на рис. 1, откуда видно, что $\omega_p(q) \rightarrow p\omega_c$ в пределе $q \rightarrow \infty$. Штрих здесь и ниже означает производную, $v_d = cF_{DC}/B$ — дрейфовая (холловская) скорость в скрещенных полях F_{DC} и B , n_{imp} и V — концентрация и потенциал примесей, $J_n(Q)$ — функция Бесселя с аргументом Q , где

$$Q^2 = \left(\frac{eW}{m^*(\omega_c^2 - \Omega^2)} \right)^2 \left[q_x^2 + \frac{\omega_c}{\Omega} q_y^2 \right].$$

Таким образом, выпрямленный фототок при произвольной значении электри-

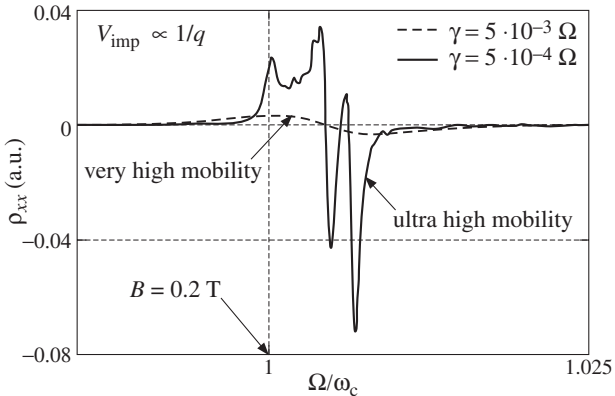


Рис. 2. The result for dissipative resistance near CR. Impurities inside 2D layer.

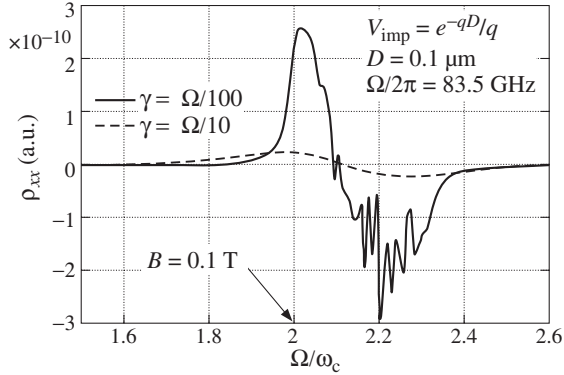


Рис. 3. The result for dissipative resistance near 2-nd CR harmonic. Remote impurities.

ческого поля, постоянного (\mathbf{F}_{DC} по оси x) и переменного (амплитуда W , частота Ω , поляризация вдоль оси x), определяется спектром виртуальных магнитоплазмонов $\omega_p(q)$:

$$\langle j_x \rangle = \frac{en_{imp}}{4\pi m^* \omega_c} \int d^2q \frac{|V(q)|^2}{V_{ec}(q)} q_y \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2(Q) \sum_p \frac{\delta(q_y v_d + n\Omega - \omega_p)}{\varepsilon'_\omega(q, \omega_p)}.$$

В режиме, линейном по тянущему электрическому полю F_{DC} и СВЧ мощности, знак фотопроводимости диктуется знаком групповой скорости магнитопазмонов $\omega'_p(q_i)$:

$$\sigma_{xx} = \left[1 + \frac{3}{4} \left(\frac{\omega_c^2}{\Omega^2} - 1 \right) \right] \frac{e^4 n_{imp} W^2}{8(m^*)^4 \omega_c^2 (\omega_c^2 - \Omega^2)^2} \cdot \sum_i \left[\frac{|V(q)|^2}{V_{ec}(q)} \frac{q_i^5}{\varepsilon'_\omega(q_i, \omega_p(q_i)) \omega'_p(q_i)} \right] \frac{1}{|\omega'_p(q_i)|},$$

где значения волнового вектора q_i отбираются резонансным условием $\omega_p(q_i) = \Omega$. Для параметров рис. 1 вклад магнитопазмонов положителен для $q = q_1$ и отрицателен для q_2 . Магнитосопротивление для примесей разного типа показано на рис. 2–4. В очень совершенной системе (слабое рассеяние) магнитолевая зависимость фотосопротивления отражает тонкую структуру плотности состояний магнитопазмонов, рис. 2, 3. При более сильном рассеянии, рис. 4, тонкая структура размывается, и результаты согласуются с опытом. В очень «грязной» 2D системе (низкая подвижность) роль межэлектронного взаимо-

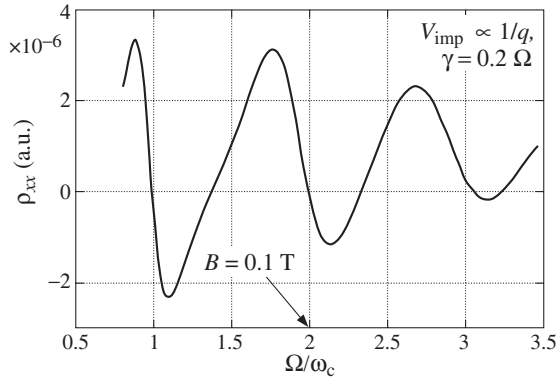


Рис. 4. The result for dissipative resistance. “Dirty” case.

действия падает, магнитоплазмы перестают существовать, и результаты переходят в известные, полученные в рамках одноэлектронного подхода [4].

Благодарности

Работа выполнена в соавторстве с Э.Е. Тахтамировым.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 05-02-17095) и РАН.

Литература

- [1] M. A. Zudov *et al.*, Phys. Rev. B **64**, 201311 (2001).
- [2] R. G. Mani *et al.*, Nature **420**, 646 (2002); M. A. Zudov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
- [3] R. R. Du *et al.*, arXiv:cond-mat/0409409.
- [4] В. И. Рыжий, ФТТ **11**, 2577 (1969); В. И. Рыжий и др., ФТП **20**, 2078 (1986); A. C. Durst *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 086803 (2003).
- [5] I. A. Dmitriev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 226802 (2003); Phys. Rev. B **70**, 161306 (2004); Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005); S. I. Dorozhkin, Письма в ЖЭТФ **77**, 681 (2003).
- [6] A. D. Mirlin, лекция на предыдущей Зимней школе, (Зеленогорск, 2005); тезисы: http://www.ioffe.ru/winter_school.
- [7] A. V. Andreev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 056803 (2003).
- [8] S. Titeica, Ann. der Phys. **22**, 129 (1935).
- [9] E. Adams, T. Holstein, Journ. Phys. Chem. Solids **10**, 254 (1959), русский перевод в сб. *Вопросы квантовой теории необратимых процессов*, (ИИЛ, 1961).
- [10] Б. А. Тавгер, М. Ш. Ерухимов, ЖЭТФ **51**, 528 (1966).

- [11] Д. М. Волков, *Z. Phys.* **94**, 250 (1935); *ЖЭТФ* **7**, 1286 (1937); К. Husimi, *Prog. Theor. Phys.* **9**, 381 (1953); А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, (Москва, Наука, 1971).