Письма в ЖЭТФ, том 72, вып.11, стр.802 - 806 © 2000г. 10 декабря

КОНДАКТАНС 2D ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ НА НИЗКИХ ЧАСТОТАХ

В.Б.Шикин

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 2 ноября 2000 г.

Обсуждаются особенности кондактанса 2D электронной системы на низких частотах. Показано, что кроме параметра $\omega\tau$ (ω – внешняя частота, τ-время упругой релаксации), фигурирующего в частотной зависимости 3D проводимости в приближении Друде, 2D кондактанс содержит и другие безразмерные комбинации с участием внешней частоты и 2D проводимости. Введено понятие мобильности 2D системы, определяющее степень отклонения кондактанса 2D системы с переменным током от его значения в стационарных условиях. Приводятся экспериментальные факты, свидетельствующие о наличии обсуждаемых особенностей 2D кондактанса.

PACS: 73.40.Hm

Частотная зависимость проводимости 3D образцов контролируется (во всяком случае для приближения Друде) параметром $\omega\tau$, где τ – время импульсной релаксации, ω – частота внешнего сигнала. В 2D системах ситуация меняется по причинам, в основном, кулоновского происхождения. В частности, в 3D образцах однородное электрическое поле E не вызывает возмущения электронной плотности δn, ибо $\delta n \propto dE/dx$, где $E(x)$ – локальное электрическое поле. Что касается 2D систем, то здесь для поддержания однородного электрического поля необходимо нарушать однородность электронной плотности (некоторые детали такого сравнения приведены ниже). На конечных частотах это обстоятельство ведет к дополнительному электронному транспорту вдоль тянущего поля. Следовательно, в определении транспортного тока должны возникать новые безразмерные комбинации, содержащие проводимость σ и конкурирующие с $\omega\tau$.

Утверждение о неизбежности возмущения 2D электронной плотности тянущим электрическим полем имеет исключения, заслуживающие упоминания. Одно из них (реплика Долгополова) заключается в том, что подводящие терминалы устроены в виде двух достаточно протяженных проводящих пластин, нормальных поверхности 2D системы (плоский конденсатор, закороченный 2D проводником). В этом примере тянущее поле вдоль 2D системы не нарушает пространственной однородности ее плотности. Но очевидно, на конечных частотах существенной частью кондактанса обсуждаемой комбинации является емкость плоского конденсатора-терминала. Поведение таких систем требует отдельного рассмотрения и будет обсуждаться в отдельной работе.

Целью статьи является вычисление кондактанса Σ для типичных 2D заряженных систем с плоскими терминалами в низкочастотном режиме, содержащего (как будет видно из дальнейшего) дополнительные (наряду с $\omega\tau$) частотные характеристики 2D транспорта

$$I_x = \Sigma_{xx} V, \tag{1}$$

где I – полный ток и V – разность потенциалов между фиксированными точками 2D системы. Обычный, локальный закон Ома

$$j = \sigma E, \tag{1a}$$

где σ – проводимость 2D системы, сохраняет свой смысл и на конечных частотах, но тянущее электрическое поле в нем неоднородно по образцу, $E = E(x)$. Поэтому удобнее работать с законом Ома в форме (1).

Дополнительно к кондактансу имеет смысл понятие мобильности M 2D системы на конечных частотах. Этот параметр показывает, насколько эффективно возмущенная 2D система подстраивается к своему стационарному токовому состоянию. Для 2D систем без емкости в dc – режиме мобильностью M естественно назвать отношение

$$M = I_x(\omega)/I_x(0), \tag{2}$$

где $I_x(0)$ – транспортный ток на нулевой частоте.

1. Начнем с диска Корбино, имеющего заданную, однородную плотность 2D электронов n_s (управляющий электрод отсутствует). Магнитное поле равно нулю, внешняя частота конечна, но невелика (ограничения сверху на этот параметр указаны ниже, см. формулу (7)), терминалы расположены в той же плоскости, что и 2D система, и не имеют толщины.

В этом случае комбинация трех уравнений: движения, неразрывности и Пуассона – дает следующее уравнение на электропотенциал $\varphi(x)$:

$$\varphi''(x) = \frac{i\omega\kappa m_*(i\omega + \tau^{-1})}{2\pi^2 e^2 n_s} \int_{-w}^{+w} \frac{\varphi'(s)ds}{x-s}, \tag{3}$$

$$\varphi(x) = \begin{cases} 0, & -\infty \le x \le -w \\ V(t) & +w \le x \le +\infty \end{cases}. \tag{3a}$$

Здесь m_* – эффективная масса носителя заряда в 2D системе, κ – диэлектрическая постоянная среды, $2w$ – размеры 2D системы в направлении тока.

При записи (3) полагается, что диск Корбино квазиодномерен, то есть

$$\frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \equiv \frac{2w}{R_1 + R_2} \ll 1. \tag{3б}$$

Кроме того, граничащие с 2D системой металлические терминалы эквипотенциальны, расположены в плоскости 2D системы и "уходят" на $\pm\infty$.

Уравнение (3) при нулевых граничных условиях для электрического поля на концах $\pm w$ полосы,

$$\varphi'(\pm w) = 0,$$

определяет собственные плазменные частоты 2D полосы шириной $2w$ [1]. Это же уравнение, записанное для неограниченной среды с начальным распределением экстразаряда в виде δ-функции, описывает специфическое "расплывание" заряда в 2D системах [2, 3]. Нас интересует кондактанс диска Корбино на фиксированной, достаточно низкой частоте, с которой осциллирует дрейфовое напряжение $V(t)$ (3а) между металлическими терминалами.

Стационарное состояние $I_x(0)$ в данном случае выглядит так:

$$I_x(0) = \sigma_{xx}(0)V/2w, \quad \delta n(x) \propto Vx/\sqrt{w^2 - x^2}. \tag{4}$$

Здесь $\delta n(x)$ – поверхностное возмущение электронной плотности, связанное с протеканием тока вдоль 2D системы, $\sigma_{xx}(0)$ – проводимость в приближении Друде на нулевой частоте (явный вид $\sigma_{xx}(\omega)$ см. ниже, формула (10)).

Очевидно, утверждения (4) верны и для тонкой (в смысле $w \gg d$, где d – толщина образца) 3D проводящей пластины. В обоих (2D и 3D) случаях внешнее распределение электропотенциала, ведущее к возмущению $\delta n(x)$ (4), одинаково. Но для 3D пластины, конечной толщины $d \gg d_{screen}$, это возмущение захватывает лишь поверхностный слой вплоть до вертикальной экранирующей глубины d_{screen} (напоминаем, что в объеме 3D системы наличие постоянного электрополя не возмущает электронной плотности). Поэтому возмущение $\delta n(x)$ (4) несущественно для описания стационарного токового состояния 3D системы, если

$$d \gg d_{screen}. \tag{5}$$

Что касается 2D систем, то здесь понятие вертикальной экранировки отсутствует вообще и, следовательно, неравенство (5) всегда нарушено.

Обращаясь к (3) и имея в виду область низких частот, представим решение (2) следующим рядом:

$$\varphi(x,t) = E(t)(x+w) + \varphi_1(x,t) + ..., \tag{6}$$

$$E(t) = V(t)/2w, \qquad V(t) = V\exp(i\omega t),$$

причем

$$\omega \ll \omega_p^{min}, \tag{7}$$

где ω_p^{min} – минимальная поперечная плазменная частота в 2D полосе шириной $2w$.

Подставляя (6) в (3) и собирая слагаемые одного порядка малости по $\omega\tau_\sigma$, имеем следующую цепочку уравнений (определение τ_σ см. ниже, формула (11)):

$$\varphi_1''(x) = \frac{i\omega\kappa E}{2\pi^2\sigma_{xx}}\ln\frac{w+x}{w-x}, \quad \varphi_1(\pm w) = 0, \quad E = V/2w, \tag{8}$$

$$\varphi_2''(x) = \frac{i\omega\kappa}{2\pi^2\sigma_{xx}}\int_{-w}^{+w}\frac{\varphi_1'(s)ds}{x-s}, \quad \varphi_2(\pm w) = 0, \tag{9}$$

$$\varphi_3''(x) = \frac{i\omega\kappa}{2\pi^2\sigma_{xx}}\int_{-w}^{+w}\frac{\varphi_2'(s)ds}{x-s}, \quad \varphi_3(\pm w) = 0, \tag{10}$$

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{n_s e^2}{m_*(i\omega + \tau^{-1})}$$

и т.д.

Согласно (8)–(10), ряд (6) сходится, если

$$\omega\tau_\sigma \ll 1, \quad \tau_\sigma = \kappa w/2\pi^2\sigma_{xx}. \tag{11}$$

Комбинация (11) определяет (наряду с $\omega\tau$) низкочастотные свойства 2D кондактанса.

Появление дополнительного времени релаксации τ_σ (11) вполне естественно с размерной точки зрения. Однако размерные соображения не всегда достаточны для реализации того или иного эффекта. Например, 3D проводимость σ_3 имеет размерность обратной секунды, тем не менее в частотной зависимости $\sigma_3(\omega)$ нет параметра $\omega\sigma_3^{-1}$. В нашем случае комбинация (11) автоматически возникает при решении уравнения (4) и в большой степени определяет свойства кондактанса на низких частотах.

Существование времени τ_σ можно "угадать" среди результатов [2] о "расплывании" локального возмущения электронной плотности. Здесь показано, что в цилиндрически симметричной задаче исходное δ – возмущение плотности расплывается в радиальном направлении с линейной скоростью $\propto \sigma$. Ясно, что за время R/σ возмущение плотности достигает расстояния R. И это обстоятельство может служить основанием для введения времени τ_σ. Но, к примеру, в отсутствие цилиндрической симметрии процесс расплывания электронной флуктуации становится более сложным [3]. Следует отметить также работу [4] о кондактансе экранированного холловского образца в нормальном его поверхности магнитном поле на конечных частотах в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ). Специфика КЭХ достаточно велика. Так что говорить о перекрытии между [4] и данной работой не приходится, хотя признаки существования времени τ_σ в [4] (как и в [2, 3]) имеются.

Резюмируя, можно сказать, что результат (11) вполне коррелирует с предшествующими утверждениями и свидетельствует о достаточно общих основаниях для его появления среди основных характеристик кондактанса.

Возвращаясь к вычислениям и ограничиваясь определением поправки $\varphi_1(x)$, интегрируем выражение (8):

$$\varphi_1'(x) = \frac{i\omega\kappa E}{2\pi^2\sigma_{xx}(\omega)}\left[\int_{-w}^{+x} ds \ln\frac{w+s}{w-s} + A\right], \tag{12}$$

$$\varphi_1(x) = \frac{i\omega\kappa E}{2\pi^2\sigma_{xx}(\omega)}\left[\int_{-w}^{+x} ds \int_{-w}^{+s} dt \ln\frac{w+t}{w-t} + Ax + B\right]. \tag{13}$$

Константы A, B в (13) выбираются с помощью граничных условий (8):

$$\varphi_1(\pm w) = 0,$$

так что

$$Aw = B, \quad 2B = -\frac{i\omega\kappa E}{2\pi^2\sigma_{xx}(\omega)}\int_{-w}^{+w} ds \int_{-w}^{+s} dt \ln\frac{w+t}{w-t}. \tag{14}$$

Используя (8), (12), (14), находим ВАХ в линейном по $\omega\tau_\sigma$ приближении:

$$I_x = \sigma_{xx}(\omega)[E + \varphi_1'(w)], \tag{15}$$

а значит, и кондактанс

$$\Sigma_{xx} = \sigma_{xx}(\omega)[\ 1\ +\ i(a-b)\omega\tau_\sigma\ +\ ...]/2w, \tag{16}$$

$$a = \int_{-1}^{+1} ds \ln\frac{1+s}{1-s}, \quad b = 0.5\int_{-1}^{+1} ds \int_{-1}^{+s} dt \ln\frac{1+t}{1-t}.$$

Константы a, b порядка единицы.

Мобильность 2D диска Корбино без экрана определена выражением

$$M = \sigma_{xx}(\omega)[\ 1\ +\ i(a-b)\omega\tau_\sigma\ +\ ...]/\sigma_{xx}(0). \tag{17}$$

Очевидно, величина M близка к единице, пока

$$\omega\tau \ll 1, \quad \omega\tau_\sigma \ll 1. \tag{18}$$

При уменьшении σ_{xx} второе из неравенств (18), гарантирующих хорошую мобильность, становится определяющим.

2. Результаты (16), (17) вполне надежны в области их применимости (3б), (18). Что касается экспериментальных подтверждений, то, к сожалению, автору неиз-

вестны какие-либо публикации о кондактансе диска Корбино в обсуждаемых выше условиях. Тем не менее, имеются разнообразные косвенные факты, свидетельствующие о существовании времени τ_σ. Прежде всего, в работе [5], демонстрирующей сложное релаксационное поведение 2D холловского образца под действием резких одиночных всплесков тянущего поля, одно из наблюдаемых времен (самое длинное) обратно пропорционально проводимости 2D системы. Это наблюдение коррелирует со свойствами τ_σ (11). Отметим также серию работ [6 – 10] с электронами на поверхности гелия в нормальном этой поверхности магнитном поле. В указанных работах обнаруживаются довольно серьезные отклонения магнитной зависимости проводимости электронного газа от предсказаний теории $\sigma_{xx}(H) \propto H^{-2}$ в классическом приближении Друде. С ростом H зависимость $\sigma_{xx}(H)$ становится более пологой. Существующее объяснение этого феномена предполагает смену приоритетов: межзонные переходы, дающие $\sigma_{xx}(H) \propto H^{-2}$, сменяются более вероятными при больших циклотронных энергиях внутриподзонными переходами на основном уровне Ландау. Вполне вероятно, что последовательное использование кондактанса вида (16) в задачах с электронами над гелием содержит альтернативную возможность объяснения магнитных аномалий из [6 – 10], ибо здесь с падением проводимости должна происходить частичная самокомпенсация ее магнитной зависимости. Наконец, понятие мобильности (17) позволяет осмыслить интервал частот, на которых ведутся эксперименты [11 – 13] по изучению отрицательной сжимаемости 2D электронного (дырочного) газа. Интерпретация этих экспериментов предполагает хорошую мобильность 2D канала, $M \leq 1$. А уменьшение плотности 2D носителей, присутствующее в методике [11 – 13], неизбежно нарушает это неравенство. Конкуренция отмеченных факторов определяет интервал частот для их сосуществования.

Резюмируя, можно сказать, что кондактанс 2D заряженных систем на низких частотах обладает интересными качественными особенностями, заслуживающими специального внимания. Эти особенности косвенно обнаруживаются и в существующих экспериментах. Но конечно, желательны прямые измерения кондактанса в условиях, приближенных к расчетным.

Автор благодарен В.Т.Долгополову за обсуждение результатов работы и полезные замечания. Работа поддержана частично грантами Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 98-02-16640) и INTAS Network (грант #97 1643).

---

1. V.Shikin, T.Demel, and D.Heitman, Phys. Rev. **B46**, 3971 (1992).
2. А.Говоров, А.Чаплик, Поверхность **12**, 5 (1987).
3. М.Дьяконов, А.Фурман, ЖЭТФ **92**, 1012 (1987).
4. И.Долгополов, С.Дорожкин, Поверхность **2**, 5 (1985).
5. Н.Житенев, Письма в ЖЭТФ **55**, 722 (1992).
6. R.wan der Heijden et al., Euro.Lett. **6**, 75 (1988).
7. J.Frost, P.Fozooni, M.J.Lea, and M.I.Dykman, Euro. Lett. **16**, 575 (1993).
8. P.Peters, P.Scheuzger, M.J.Lea et al., Phys. Rev. **B50**, 11570 (1994).
9. M.Dykman, C.Fang-Yen, and M.Lea, Phys. Rev. **B55**, 16249 (1997).
10. M.Lea et al., Phys. Rev. **B55**, 16280 (1997).
11. J.Eisenstein, L.Pfeifer, and K.West, Phys. Rev. Lett. **68**, 674 (1992).
12. J.Eisenstein, L.Pfeifer, and K.West, Phys. Rev. **B50**, 1760 (1994).
13. S.Dultz and H.Jiang, Phys. Rev. Lett. **84**, 4689 (2000).