Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.11, стр.879 - 884

НЕЛОКАЛЬНОСТЬ КОНТАКТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В СОСТАВНЫХ, ДВУМЕРНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ СИСТЕМАХ

В.Б.Шикин, Н.И.Шикина

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 19 октября 1995 г.

После переработки 9 ноября 1995 г.

Отмечено на примере двумерного корбино-диска, что контакт исходно нейтральной двумерной электронной системы (2DEG) с "внешними" металлическими электродами, имеющими отличные от 2DEG внутренние характеристики (разные работы выхода), приводит к нарушению локальной нейтральности двумерной части диска на всей ее ширине. Дано классическое описание аномально протяженных неоднородностей контактного происхождения в распределении 2D электронной плотности. Обсуждается роль квантовых поправок к классической теории. Исследовано влияние контактных неоднородностей плотности на линейную часть вольт-амперной характеристики корбино-образца в условиях квантового эффекта Холла. Предложена интерпретация имеющихся экспериментальных данных для корбино-диска, свидетельствующих о наличии в нем равновесной неоднородности 2D электронной плотности. В частности, оценена величина контактной разности потенциалов в этой системе.

Хорошо известно, что контакт двух 3D металлов с разными работами выхода W_i приводит к частичному переносу электронов из одного металла в другой для выравнивания их электрохимических потенциалов [1]. Соответствующее нарушение локальной нейтральности в хороших металлах происходит на масштабах порядка межатомных расстояний, а в образцах с пониженной проводимостью – на длине порядка дебаевского радиуса. Аналогичная задача имеет реальный смысл и для контактов между 2D и 3D проводящими системами. При этом выясняется, что в 2D системе отсутствует характерный размер, на котором нарушена локальная нейтральность 2DEG, то есть возмущение электронной плотности контактного происхождения захватывает практически всю доступную 2D область. Учитывая чувствительность многих двумерных задач (особенно в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ)) к локальной плотности 2DEG, можно предполагать, что аномальная протяженность возмущения электронной плотности в 2DEG контактного происхождения должна играть заметную роль в эффективном поведении 2DEG. Ниже на примере корбино-диска показано, что это действительно так. В частности, модифицируется вольт-амперная характеристика (ВАХ) корбино-образца в режиме КЭХ. Речь идет о появлении в задаче эффективной ширины 2a 2D области корбино-диска, для которой условие целочисленности фактора заполнения реально выполнено. Такая ширина может оказаться заметно меньше номинальных размеров $2w$ 2D области Корбино, если разность работ выхода между 2DEG и его металлическими "берегами" достаточно велика. Ясно, что именно ширина $2a$ входит в определение ВАХ, контролируя полное падение напряжения между "берегами" Корбино. Наличие эффективной области $a < w$ для корбино-диска в условиях КЭХ обнаружено в последнее время экспериментально [2].

1. Приступая к изложению конкретных результатов, напомним выводы классической электростатики для контакта двух металлов с разными объем-

ными характеристиками, что эффективно учитывается введением контактной разности потенциалов ϕ_{ab} [1]:

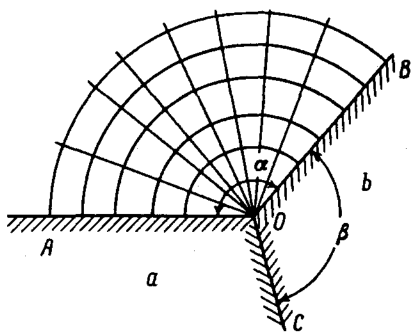
$$e\phi_{ab} = W_a - W_b, \tag{1}$$

где W_i – так называемые работы выхода соответствующих металлов, e – элементарный заряд.

Если теперь речь идет о контакте металлов A и B с открытыми гранями (см. рисунок), то в вакуумном промежутке между гранями AO и OB возникает электрическое поле с потенциалом ϕ [1]:

$$\phi(\theta) = \phi_{ab}\frac{\theta}{\alpha}, \tag{2}$$

где α – угол между гранями OA и OB.



Напряженность поля E равна

$$E_r = -\frac{1}{r}\frac{\partial\phi}{\partial\theta} = \frac{\phi_{ab}}{\alpha r}, \qquad E_r = 4\pi e\delta n(r) \tag{3}$$

и убывает обратно пропорционально расстоянию r до точки O. С этим полем связана поверхностная плотность заряда $\delta n(r)$, распределенная вдоль свободных граней OA и OB.

Пусть теперь роль луча OB играет 2D электронная система, и, для простоты, углы α и β на рисунке равны между собой. При этом дополнительная поверхностная плотность заряда из (3) является одновременно и добавкой к однородной электронной плотности n_s этой системы. Другими словами, контакт 2DEG с подводящими электродами (2D или 3D) может заметно и на больших расстояниях нарушать пространственную однородность 2D электронной плотности, если таковая и имелась в 2D образце без контактов. Нарушение однородности 2D электронной плотности за счет контакта с внешними электродами естественно назвать кулоновским эффектом близости.

Если вдоль луча OB расположена 3D тонкая пленка, то заряды вида (3) с плотностью, затухающей в глубь пленки на некой, дебаевской длине, влияют на граничные условия, определяющие вид электронной функции распределения внутри пленки. Следовательно, и в данном случае можно говорить о дальнодействующих кулоновских эффектах близости.

2. Расходимость поля E из (3) на малых расстояниях и интегральная расходимость для полного эффективного поверхностного заряда, также следующая из (3), устраняются естественными средствами. Первая из особенностей пропадает при введении в задачу квантовых поправок к условию термодинамического равновесия. Устранение интегральной расходимости заряда достигается ограничением размеров 2D системы, что естественно для корбино-диска.

Реализация этой программы будет выполнена нами для специально приготовленной, неэкранированной, вырожденной гетероструктуры, имеющей ступенчатое распределение плотности доноров $n_d(x)$. Доноры расположены в плоскости $z = 0$ по закону

$$n_d(x) = N_d, \qquad |x| > w \quad ; \qquad n_d(x) = n_d, \qquad |x| < w. \tag{4}$$

Здесь $2w$ – ширина ступеньки в распределении доноров вдоль оси x. Эта ступенька играет роль центральной части корбино-образца в одномерном приближении. Электроны находятся в той же плоскости, что и доноры, то есть толщина спейсера между электронами и донорами положена равной нулю.

Условие равновесия в электронной системе выглядит так:

$$e\phi(x) + \frac{\pi\hbar^2}{2m_*}n(x) = \text{const}, \tag{5}$$

$$e\phi(x) = \frac{2e^2}{\kappa}\int_{-\infty}^{+\infty} \delta n(s)\ln(x-s)ds, \tag{6}$$

$$\delta n(x) = n(x) - n_d(x). \tag{7}$$

Здесь κ – диэлектрическая постоянная, $n_d(x)$ взято из (4), термодинамическая часть электрохимического потенциала записана в обычном приближении Томаса–Ферми.

Для решения уравнения (5) относительно $\delta n(x)$ удобно продифференцировать это уравнение по x. В результате имеем

$$\frac{\pi\hbar^2}{2m_*}\frac{d\delta n(x)}{dx} - \frac{\pi\hbar^2(N_d - n_d)}{2m_*}[\delta(x+w) - \delta(x-w)] + \frac{2e^2}{\kappa}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\delta n(s)ds}{(x-s)} = 0. \tag{8}$$

Фурье-преобразование уравнения (8) приводит к определению δn_q:

$$\delta n(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} \delta n_q \exp(iqx)dq \ , \tag{9}$$

$$\sqrt{2}\pi\delta n_q = 2a_b^*(N_d - n_d)\frac{\sin(qw)}{(4 + a_b^* q)}, \qquad a_b^* = \frac{\kappa\hbar^2}{m_* e^2}, \qquad q \geq 0. \tag{10}$$

Очевидно, что сходимость интеграла (9) в "опасных" точках $x = \pm w$ обеспечивается конечностью эффективного боровского радиуса a_b^*. Что касается интегральных расходимостей, отмеченных выше, то они отсутствуют в меру конечности ширины w. В частности, избыточная плотность электронов $\delta n(0)$ оказывается равной

$$\delta n(0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\delta n_q dq = \frac{2}{\pi}(N_d - n_d)[\text{ci}(\gamma)\sin(\gamma) - \text{si}(\gamma)\cos(\gamma)], \tag{11}$$

$$\gamma = 4w/a_b^*. \tag{11a}$$

Здесь $\mathrm{ci}(x)$ и $\mathrm{si}(x)$ – интегральные косинус и синус.

Переход к классике, аналогичной (1),(2), в данной модели возникает, если

$$a_b^* \ll w, \quad \frac{\pi\hbar^2}{2m_*}(N_d - n_d) = e\phi_{ab}. \tag{12}$$

При этом

$$\delta n_0(x) = \frac{a_b^* w}{2\pi}\frac{(N_d - n_d)}{(w^2 - x^2)} = \frac{\kappa w \phi_{ab}}{\pi^2 e(w^2 - x^2)}. \tag{13}$$

В случае $a_b^* \ll w$ приближение (13) хорошо "работает" вдали от точек $x = \pm w$. С помощью (13) нетрудно убедиться, например, что на больших расстояниях $|x| > w$ добавка $\delta n(x)$ обратно пропорциональна квадрату x, то есть является интегрируемой. Очевиден также масштаб неоднородности в глубине 2DEG. В частности, при $x = 0$ формула (13) находится в соответствии с определением $\delta n(0)$ (11).

3.Среди характеристик 2D Корбино, чувствительных к кулоновским эффектам близости, следует назвать, в первую очередь, вольт-амперную характеристику (ВАХ). Пусть, например, речь идет о ВАХ в условиях целочисленного квантового эффекта Холла. Спрашивается, какая часть диска удовлетворяет требованию целочисленности фактора заполнения, если 2D система исходно пространственно неоднородна? Для ответа обратимся к результатам работы [3]. Из нее следует, что при известной кривизне $n''(0)$ классического распределения электронной плотности в ее экстремальной точке (точке с нулевой первой производной, $n'(0) = 0$), ширина $2a$ плато, на котором поддерживается целочисленность фактора заполнения $\nu_l = 1, 2, 3, \ldots$, оказывается равной

$$n''(0)a^2/4 = [\nu(0) - \nu_l]n_H, \qquad n''(0) = d^2n(0)/dx^2, \tag{14}$$

$$\nu(0) = n(0)/n_H, \qquad n_H^{-1} = \pi l_H^2, \qquad l_H^2 = \frac{c\hbar}{eH}. \tag{14a}$$

Здесь H – напряженность магнитного поля, нормального плоскости диска.

Ширина $2a$ максимальна, когда дополнительная кулоновская энергия, возникающая в связи с деформацией исходной, классической плотности электронов $n(x)$, сравнивается с циклотронной энергией $\hbar\omega_c$. При этом

$$a_{max}^3 = \frac{3\kappa\hbar\omega_c}{\pi e^2 \mid n''(0) \mid}. \tag{15}$$

Подставляя в определение (15) величину $n''(0)$, следующую из (9), (13), имеем

$$(a_{max}/w)^3 = \frac{3\pi\hbar\omega_c}{2e\phi_{ab}}. \tag{16}$$

Таким образом, величина a_{max} заметно меньше w, если $\hbar\omega_c < e\phi_{ab}$. Линейная часть ВАХ для корбино-диска при этом выглядит так:

$$j_x = \sigma_{xx}V/2a, \tag{17}$$

где j_x – плотность тока, σ_{xx} – диагональная часть тензора проводимости в условиях КЭХ, V – дрейфовая разность потенциалов между берегами Корбино,

$2a$ – ширина "несжимаемой " полоски из (14). Формула (17) верна, пока $a < a_{max}$ из (16). Традиционная формула для j_x без учета эффектов близости в данном случае имела бы вид (17) с заменой a на w.

Продолжая тему "несжимаемой" полоски, обратимся к работе [2]. В этих интересных экспериментах, выполненных с помощью линейного электрооптического эффекта, показано, в частности, что корбино-диск, имеющий номинальную ширину 2D области $2w = 700$ мкм, при симметричном возбуждении (переменное напряжение подается симметрично на оба контакта) электрически активен в условиях КЭХ лишь на краях 2D системы, прилегающих к этим контактам. Ширина активных областей порядка 100 мкм и не зависит (в определенном интервале частот порядка 5 кГц) от частоты измерения. Что касается центральной части Корбино, размерами $2a = 500$ мкм, имеющей целочисленный фактор заполнения $\nu_l = 2$, то она практически лишена диагональной проводимости и в экспериментах [2] оставалась эквипотенциальной. Наша трактовка наблюдаемой в [2] картины заключается в том, что благодаря отличной от нуля контактной разности потенциалов между 2DEG и металлическими берегами Корбино, 2D система теряет пространственную однородность. При этом в условиях КЭХ эффективная полоса с целочисленным фактором заполнения имеет размеры $a < w$ (16), зависящие от контактной разности потенциалов. Следовательно, отношение w/a из [2] вместе с (16) позволяют оценить масштаб контактной разности потенциалов для Корбино из [2]:

$$e\phi_{ab} = \hbar\omega_c(w/a)^3 = 2.74\hbar\omega_c. \tag{18}$$

Для магнитного поля $H = 8.5$ Тл, отвечающего в работе [2] $\nu_l = 2$, контактная разность потенциалов из (18) имеет масштаб порядка 390 К.

Более деликатным кулоновским эффектом близости является неоднородность электропотенциала вдоль равновесной 2D системы в условиях $H = 0$. Этот эффект, также качественно зафиксированный в [2], имеет квантовое происхождение, то есть возникает лишь при учете в уравнении равновесия (5) энергии нулевых колебаний. К сожалению, ничего, кроме качественного утверждения о наличии неоднородности в распределении $\phi(x)$, при нулевом магнитном поле и масштабе этой неоднородности порядка размеров w 2D системы работа [2] не содержит. Поэтому квантовое решение (8)–(11) задачи о равновесии в составной системе, свидетельствующее о неоднородности потенциала ϕ вдоль 2DEG, имеет смысл теоремы существования для этого эффекта. При оценке масштабов неоднородности $\phi(x)$ вдали от сингулярностей можно полвзоваться приближенной формулой, следующей из анализа квантового решения (5)–(11) задачи о равновесии в корбино-диске:

$$e\phi(x) = \text{const} - \pi\hbar^2\delta n_0(x)/2m_*, \tag{19}$$

где $\delta n_0(x)$ есть классическое распределение электронной плотности, отвечающее кусочно гладкому поведению электропотенциала. Такое квазиклассическое определение степени неоднородности $\phi(x)$ в заряженных 2D системах использовалось и ранее [4].

Таким образом, в работе обращается внимание на существование в низкоразмерных заряженных системах дальнодействующих кулоновских эффектов близости. Исходные причины для их появления аналогичны контактным явлениям в 3D металлах. Однако специфика решения уравнения Пуассона для низкоразмерных распределений зарядов ведет к аномальной "размазанности" возмущения электронной плотности по областям, далеким от зон контактов. Анализ этих аномалий приводит к ряду заключений, интересных с экспериментальной и теоретической точек зрения. Полученные выше результаты позволяют, в частности, привлекать кулоновские эффекты близости к объяснению экспериментов [2]. При этом оказалось возможным оценить масштаб контактной разности потенциалов (порядка 400 K) для неэкранированного корбино-диска с металлическими контактами. Насколько известно авторам, систематическая информация о контактной разности потенциалов между 2D и 3D проводящими системами пока отсутствует. Кулоновские эффекты близости позволяют восполнить этот пробел.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру и В.Т.Долгополову за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Работа поддержана грантами INTAS 93-933 и Российского фонда фундаментальных исследований 95-02-06108а.

---

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Гостехиздат, 1957, стр.133.
2. W.Dietsche, K.v.Klitzing, and K.Ploog, Workbook Program of the Conf. *"Electronic Properties of Two Dimensional Systems"*, Nottingham U.K., 1995, p.311.
3. D.B.Chklovskii, K.A.Matveev, and B.I.Shklovskii, Phys.Rev. **B47**, 12605 (1993).