

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ С АКТИВАЦИОННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

В.Б.Шикин

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 28 ноября 1996 г.

После переработки 18 декабря 1996 г.

Отмечено, что контакты незранированной, двумерной электронной системы с "внешними" металлическими электродами приводят к нарушению пространственной однородности ее электронной плотности, медленно (обратно пропорционально расстоянию до границы раздела) спадающему при удалении от зоны контакта. Особенно ярко эти эффекты проявляются в системах с малым числом носителей, например в полупроводниковых пленках с экспоненциально малой плотностью электронов (дырок), когда неоднородная часть плотности контактного происхождения без труда конкурирует с ее исходной, однородной компонентой. Дано подробное описание влияния контактных явлений на проводимость пленки полупроводника, являющейся центральной частью корбино-диска, в различных режимах по температуре, уровню и составу легирования, размерам образца вдоль направления тока и т.д. Приводится сравнение с имеющимися экспериментами.

PACS: 73.20.Dx

Контактные явления хорошо известны в физике трехмерных (3D) проводящих сред (см., например, [1, 2]). В частности, эти явления сопровождаются нарушением локальной нейтральности проводников в зоне контакта, связанным с необходимостью переноса части свободных носителей из одной среды в другую. При этом в глубине контактирующей пары нейтральность нарушена экспоненциальным образом на межатомных расстояниях для хороших металлов и на соответствующей дебаевской длине экранирования в типичных полупроводниках. Что касается свободных граней проводников, то здесь электрические поля контактного происхождения "выходят" в вакуум и экранируются проводниками заметно слабее (степенным образом), чем в объеме [1].

Естественно, что в различных объемных задачах типа описания барьеров Шоттки или свойств $p-n$ -переходов поверхностные эффекты несущественны [1, 2]. Однако в контактных проблемах с участием двумерных (2D) проводников положение меняется. Исходные причины, ведущие к появлению контактной разности потенциалов (в основном, разные работы выхода контактирующих сред), сохраняются и для таких контактов. Но в 2D системе экранирование контактных полей через вакуум оказывается единственно возможным. В результате медленно спадающая поверхностная плотность заряда контактного происхождения, не имевшая существенного значения в трехмерных задачах, оказывается в центре внимания при изучении низкоразмерных контактных явлений.

Среди немногих пока примеров явного проявления "дальнодействия" во влиянии контактов на свойства низкоразмерных электронных систем назовем несовпадение реальных и номинальных размеров области с целочисленным фактором заполнения в 2D части корбино-диска, находящегося в условиях

квантового эффекта Холла (эксперимент [3], интерпретация [4]), специфические осцилляции проводимости Корбино по магнитному полю [5], когда сопротивление устройства определяется, в основном, его центральной частью, имеющей малый фактор заполнения, а осцилляции имеют период, характерный для металлических "берегов" Корбино с квазиклассически большим фактором заполнения, и т.д.

Целью данной работы является обсуждение в духе [4] свойств квазиодномерного корбино-диска, имеющего центральной частью 2D полупроводниковую пленку с активационной проводимостью. Металлические контакты для простоты также считаются двумерными. Требование двумерности пленки означает, что ее толщина d меньше соответствующего дебаевского радиуса для данного полупроводника. Квазиодномерность геометрии Корбино предполагает выполнение условия

$$R_2 - R_1 \ll (R_2 + R_1)/2, \quad (1)$$

где R_2, R_1 – внешний и внутренний радиусы полупроводниковой части Корбино.

Более конкретно, речь в дальнейшем идет о предельном варианте задачи, в котором пленка полупроводника занимает полосу $z = 0$, $-w < x < +w$ и находится в контакте с полубесконечными металлическими берегами, также расположенными в плоскости $z = 0$. Составной характер системы определяется, в основном, скачком работы выхода $\Phi(x)$:

$$\Phi(x) = \Phi_m, \quad |x| > w; \quad \Phi(x) = \Phi_s, \quad |x| < w. \quad (2)$$

Здесь $2w$ – ширина полосы вдоль оси x , занятая полупроводником. Кроме работы выхода характеристиками полупроводника являются еще плотность доноров n_d и акцепторов n_a , а также положение их уровней E_d и E_a относительно дна зоны проводимости.

Электроны занимают ту же плоскость $z = 0$, что и доноры, меняя свою плотность $n(x)$ вдоль оси x , отвечающей радиальному направлению Корбино. Свойства пленки в вертикальном направлении не конкретизируются. Считается, что она достаточно тонка, и все ее характеристики однородны по толщине пленки d .

Модель (2) удобна с формальной точки зрения ввиду своей простоты. Она содержит известные из [1] сингулярности электронной плотности в зонах контактов (см. определение $\delta n_0(x)$ (4)) и доступна для их регуляризации методами, изложенными в [4].

1. Приступая к изучению свойств системы (2), остановимся сперва на равновесных результатах, сравнивая при этом "картины" 3D и 2D контактов металл-полупроводник для случая с обогащением полупроводника n -типа лишними электронами.

В 3D случае переход электронов в полупроводник приводит к появлению вблизи контакта, помещенного в точку $x = 0$, зоны с повышенной плотностью электронов [2]:

$$\delta n(x) = n_k \left(\frac{a}{a + x} \right)^2, \quad a^2 = \kappa T / 2\pi n_k e^2, \quad x > 0. \quad (3)$$

Здесь n_k – некая 3D плотность электронов на границе металл-полупроводник, пропорциональная разности работ выхода, κ – диэлектрическая постоянная.

Для двумерной задачи с той же точностью, что и в (3), распределение возмущенной электронной плотности $\delta n_o(x)$ контактного происхождения выглядит так (начало координат расположено в точке $x=0$, согласно модели (2)):

$$\delta n_o(x) = \frac{\kappa w \varphi_{m_s}}{\pi^2 e (w^2 - x^2)}, \quad e \varphi_{m_s} = \Phi_m - \Phi_s > 0, \quad (4)$$

где Φ_m , Φ_s – работы выхода для металлических берегов и данного полупроводника. Знак > 0 в определении φ_{m_s} (4) отвечает случаю обогащения для пленки полупроводника. Степенные особенности на концах интервала $2w$ не очень существенны для эффективной проводимости системы (подробнее см. ниже) и при желании могут быть устранены (см. [4]). Что касается центральной части, где распределение $\delta n_o(x)$ (4) имеет минимум, то, как и в случае (3), определением (4) можно пользоваться, пока

$$\delta n_o(x) > n_e, \quad n_e = \sqrt{n_c n_d} \exp(-E_d/2T), \quad n_c = \frac{4\pi m_* T}{h^2}; \quad (5)$$

здесь n_c и m_* – 2D плотность состояний и эффективная масса электрона в зоне проводимости полупроводника n -типа, E_d – энергия активации (положение уровня донора относительно дна зоны проводимости).

В ситуации $\delta n_o(x) < n_e$ задача о распределении электронов в пленке должна решаться более аккуратно, чем это сделано при получении (4). На качественном уровне, как и в 3D теории, хорошим приближением для этой области оказывается интерполяция

$$n_e(x) = n_e + \delta n_o(x), \quad -w \ll x \ll +w \quad (6)$$

где n_e взято из (5), $\delta n_o(x)$ – из (4).

Сравнивая (3) и (4), нетрудно видеть сходство между ними (слабая зависимость от T) и различие (распределение (4) существенно более плавно, не имея никакого, даже степенного, как в (3), радиуса сходимости). Одинакова и степень точности асимптотик (3),(4) на больших расстояниях от контактов. Это оправдывает, в частности, интерполяцию (6) для $n_e(x)$, составленную по аналогии с 3D случаем.

2. Следующая часть расчета касается введения поправки $\delta n(x)$ в закон Ома для корбино-диска. Здесь мы ограничимся простейшей возможностью – приближением Друде:

$$j = \frac{n_e(x) e^2 \tau}{m_*} \frac{d\mu}{dx}, \quad n_e(x) = n_e + \delta n_o(x), \quad (7)$$

где μ есть электрохимический потенциал, τ – импульсное время релаксации, n_e из (5), $\delta n_o(x)$ из (4). Полагая теперь, что плотность тока j сохраняется вдоль радиального направления корбино-диска, можно определить эффективную связь между j и разностью потенциалов V на берегах высокоомной части диска:

$$V = \int_{-w}^{+w} ds d\mu/ds = \frac{m_* j}{e^2 \tau} \int_{-w}^{+w} \frac{ds}{n_e + \delta n_o(s)}. \quad (8)$$

Определение (8) свидетельствует, в частности, о нулевом вкладе в интеграл сингулярных точек функции $\delta n_o(x)$ из (4).

Выражение (8) может быть сведено, в конечном итоге, к следующему эффективному закону Ома:

$$j = \sigma \frac{V}{2w}, \quad \sigma = \sigma_0 f(\delta), \quad \sigma_0 = e^2 \tau n_0 / m_* \quad (9)$$

$$f(\delta) = \frac{\delta}{\delta - 0.5(1 - \delta^2) \ln \frac{1+\delta}{1-\delta}} \quad \delta = (1 + l/w)^{-1/2}, \quad l = \frac{\kappa e \varphi_{ms}}{\pi^2 e^2 n_e}.$$

Здесь φ_{ms} - из (4), n_e - из (5).

Если $\delta = 1 - \epsilon$, $\epsilon \ll 1$,

$$f(\delta) \simeq \frac{1}{1 - \epsilon \ln(2/\epsilon)}, \quad \epsilon = 0.5l/w. \quad (10)$$

В обратном предельном случае $\delta \rightarrow 0$ ($l \gg w$)

$$f(\delta) \simeq 3/2\delta^2. \quad (11)$$

Формулы (9)–(11) содержат каноническую часть ВАХ: $j = \sigma_0 V/2w$ и корректирующий множитель $f(\delta)$, учитывающий влияние контактов. При фиксированной температуре этот множитель эффективно увеличивает проводимость с уменьшением w в связи с изменением параметра l/w . Если же фиксирована величина w и меняется температура, то в соответствии с определением длины l (9) этот множитель модифицирует активационную температурную зависимость σ_0 , содержащуюся в определении n_e .

3. В дополнение к задаче о пленке полупроводника n -типа рассмотрим еще случай смешанного легирования: доноры+акцепторы, причем степень компенсации

$$k = n_a/n_d, \quad k \leq 1, \quad (12)$$

полагается достаточно большой, а температурный интервал отвечает простой прыжковой проводимости.

Очевидно, что в данном случае контактные электроны, не задерживаясь в зоне проводимости, попадают на акцепторы, заряжая их и, тем самым, локально меняя степень компенсации полупроводника, что, в свою очередь, влечет за собой перенормировку основных параметров прыжковой проводимости. Учитывая сказанное, запишем с помощью [6] эффективное сопротивление пленки в интересующем нас предельном случае глубокой компенсации:

$$V = \int_{-w}^{+w} \rho(x) j dx; \quad \rho(x) = \rho_0 \exp\left[\left(\frac{2.86}{a\sqrt{n_d}}\right) + \left(\frac{\epsilon(x)}{T}\right)\right], \quad (13)$$

$$\epsilon(x) = \epsilon \ln\left[\frac{1}{1 - k(x)}\right], \quad k(x) = \frac{n_a(x)}{n_d}, \quad [1 - k(x)] \ll 1,$$

$$n_a(x) = n_a - \delta n_0(x), \quad \epsilon = e^2 \kappa^{-1} \sqrt{n_d}. \quad (14)$$

Здесь n_a, n_d - соответствующие двумерные плотности акцепторов и доноров, a - характерный боровский радиус электрона на отдельном доноре. Как отмечалось выше, контактные электроны с плотностью $\delta n_0(x)$ (4) влияют на локальную плотность акцепторов $n_a(x)$ (14) (лишние электроны уходят на

акцепторы, уменьшая их активное число, а количество донорных мест, по которым осуществляются прыжки, неизменно).

Очевидно, что интеграл (13) имеет седловую точку $x = 0$. Учитывая сказанное, перепишем определение (13) в виде

$$V = \rho j, \quad \rho = \rho_0 w^* \exp\left[\left(\frac{2.86}{a\sqrt{n_d}}\right) + \left(\frac{\epsilon(0)}{T}\right)\right], \quad (15)$$

$$\epsilon(0) = \epsilon \ln\left[\frac{1}{1 - k(0)}\right], \quad k(0) = \frac{n_a(0)}{n_d}, \quad [1 - k(0)] \ll 1,$$

$$w^* = \sqrt{\frac{\pi T}{|\epsilon''(0)|}}, \quad \epsilon''(0) = -\frac{2\epsilon\delta n_0}{n_d w^2 (1 - \Delta)}, \quad \Delta = \frac{n_a - \delta n_0}{n_d}.$$

Здесь $n_a(0)$ - из (14).

Формула (15) для ρ позволяет говорить об экспоненциальном влиянии контактных явлений на энергию активации прыжковой проводимости. В режиме сильной компенсации энергия активации определяется, в основном "расстоянием" между положением уровня Ферми и максимумом донорной плотности состояний. С появлением избыточных электронов, меняющих степень компенсации полупроводника в его центральной части, это "расстояние" уменьшается, что влечет за собой уменьшение энергии активации в прыжковой проводимости.

Размерные эффекты в прыжковой проводимости полупроводниковых пленок наблюдались в [7]. Для количественной обработки данных [7] удобно переписать определение $\epsilon(0)$ (15), выделив в нем геометрический фактор l/w :

$$\epsilon_w \equiv \epsilon(0) = e^2 \kappa^{-1} \sqrt{n_d} \ln\left[\frac{1}{1 - k(1 - l/w)}\right], \quad k = n_a/n_d, \quad (16)$$

$$l = \frac{\kappa \phi_{ab}}{\pi^2 e^2 n_d}. \quad (17)$$

Определение энергии активации (16) содержит три параметра: n_a, n_d, l . Для их численной оценки воспользуемся данными [7]. Рис. 29 этой диссертации позволяет выделить следующие пары чисел для длины канала w в микрометрах и соответствующей энергии активации ϵ_w в градусах Кельвина:

$$(w, \epsilon_w) = (145; 15); (12; 10.8); (3.5; 9.0); (1; 7.6); (0.45; 4.4). \quad (18)$$

Формула (16) наиболее близка к данным (18), если

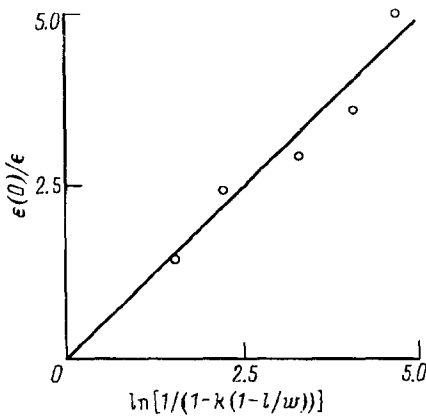
$$k = 0.99, \quad l = 0.1 \text{ мкм}. \quad (19)$$

Степень соответствия точек (18) определениям (16), (19) иллюстрируется рисунком.

Зная k и l , оцениваем с помощью $\epsilon(0)$ (15) и l (17) величины n_d и $e\varphi_{ms}$. Для $\kappa = 10$

$$n_d = 10^9 \text{ см}^{-2}, \quad e\varphi_{ms} = \pi^2 e^2 n_d \kappa^{-1} l \simeq 10 \text{ К}. \quad (20)$$

Отсюда следует, что среднее расстояние между условными донорами и акцепторами больше или порядка 10^{-5} см. Это расстояние больше толщины



Зависимость относительной энергии активации $e(o)/\epsilon$ от ширины канала w при фиксированных значениях k и l . График построен в спрямляющих координатах для $k = 0.99$, $l = 0.1$ мкм. Светлые кружки отвечают экспериментальным точкам из [7], значения которых приведены в (18)

пленок, использованных в экспериментах [7], что, как отмечалось выше, дает возможность использовать 2D приближение при записи формулы (13) для $\rho(x)$.

Величина $e\varphi_{ms} \simeq 10$ К (20) относительно мала, если сравнивать ее с известными значениями контактной разности потенциалов. Но надо учитывать, что и энергии активации (18) малы для типичных полупроводниковых объектов. В данном случае важно, что уже небольшие значения контактной разности потенциалов достаточны для наблюдаемой зависимости энергии активации от размеров канала.

В заключение отметим, что контактные явления в низкоразмерных системах и, в частности, полупроводниковых пленках оказывают заметное влияние на их равновесные и транспортные свойства. Это происходит в тех случаях, когда пространственно неоднородная добавка к электронной плотности контактного происхождения оказывается сравнимой с исходной электронной плотностью полупроводника. Учитывая сильную зависимость неоднородной части плотности от геометрических параметров задачи и температуры, можно предсказывать различные размерные и температурные эффекты контактного происхождения в проводимости полупроводниковых пленок. Часть из этих эффектов уже обнаружена экспериментально.

Автор благодарен В.Ф.Гантмахеру за возможность ознакомления с работой [7] и полезные дискуссии. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 95-02-06108а и 96-02-19568.

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Гостехиздат, 1957, стр.133.
2. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1977.
3. W.Dietsche, K. v. Klitzing, and K.Ploog, *Workbook Program of the Conference "Electronic Properties of Two Dimensional Systems"*, Nottingham U.K., 1995, p.311.
4. В.Б.Шикин, Н.И.Шикина, *Письма в ЖЭТФ* 62, 879 (1995).
5. В.Т.Долгополов, А.А.Шашкин, Г.В.Кравченко и др., *Письма в ЖЭТФ* 63, 55 (1996).
6. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
7. D.Kowal, *Characterization of the percolative resistor network in the hopping regime*, PhD Thesis, Hebrew University, 1995.