

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 10-02-00544

Особенности проводимости и магнетосопротивления легированных двумерных структур вблизи перехода металл–диэлектрик

Н. В. Агринская¹⁾, В. И. Козуб

Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 июля 2013 г.

Представлен обзор теоретических и экспериментальных результатов, относящихся к исследованию проводимости и магнетосопротивления селективно легированных структур квантовых ям GaAs–AlGaAs в окрестности перехода металл–диэлектрик. Особое внимание уделено роли структуры примесных зон, которые в отсутствие преднамеренной компенсации являются узкими, а при легировании барьеров включают также частично заполненную верхнюю зону Хаббарда. Показано, что в указанных структурах проявляются: 1) специфическая смешанная проводимость, которая может, в частности, включать вклад делокализованных состояний в примесной зоне, 2) виртуальный переход Андерсона, который подавляется с ростом беспорядка за счет компенсации или с повышением концентрации легирующей примеси, 3) медленные релаксации прыжкового магнетосопротивления, обусловленные эффектами кулоновского стекла, включающего, в частности, состояния верхней зоны Хаббарда, 4) подавление отрицательного интерференционного магнетосопротивления, обусловленное спиновыми эффектами.

DOI: 10.7868/S0370274X13170128

1. Введение. Хотя проблема перехода металл–диэлектрик обсуждается уже десятки лет, она далека от полного понимания. В особенности это относится к двумерным системам, для которых скейлинговая теория локализации предсказывает отсутствие такого перехода (т.е. слабо локализационное поведение в пределе достаточно низких температур должно приводить к расходимости сопротивления системы). Отметим, что некоторое время назад широко обсуждались эксперименты на достаточно чистых системах, в которых с изменением концентрации носителей наблюдался переход от “диэлектрической” температурной зависимости сопротивления к “чисто металлической” (см., например, [1]). Однако в дальнейшем мы не будем касаться данной проблемы, сосредоточившись на системах с относительно большим беспорядком. Для таких систем при изменении концентрации примеси в яме естественным образом проявляется кроссовер от случая “грязного металла” (слабо локализационное поведение, WL) к диэлектрическо-

му пределу (SL), характеризующему экспоненциальной зависимостью проводимости от температуры.

Отметим, что такой кроссовер (в дальнейшем мы будем говорить о нем как о переходе металл–диэлектрик, имея в виду уже сделанные оговорки) может происходить при концентрациях примесей, при которых примесная зона все еще отщеплена от зоны проводимости (или валентной зоны), так что формирование делокализованных состояний происходит в самой примесной зоне. Впервые такое поведение наблюдалось в трехмерных образцах [2]. Однако недавно мы обнаружили его для двумерных систем – квантовых ям GaAs–AlGaAs, легированных акцепторной примесью (Be) [3]. При этом переход происходил в верхней зоне Хаббарда.

В двумерных структурах с помощью селективного легирования (одновременное легирование как ям, так и барьеров) можно контролируемым образом изменять соотношение между концентрациями однократно и двукратно заряженных примесных центров (A^0 и A^+) и достигать частичного (или полного) заполнения верхней зоны Хаббарда (рис. 1a). В достаточно узких квантовых ямах (когда масштаб волно-

¹⁾e-mail: nina.agrins@mail.ioffe.ru

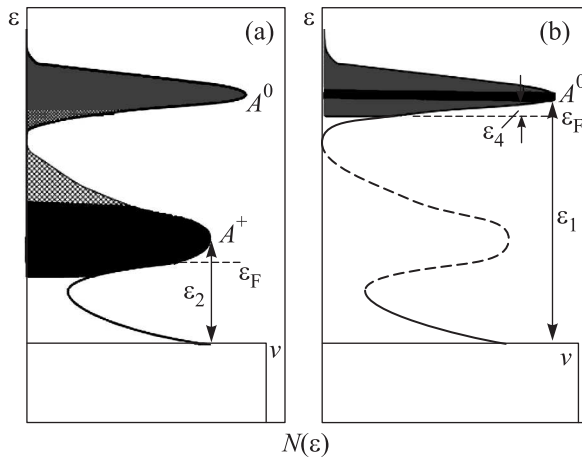


Рис. 1. Зависимости плотности состояний от энергии в образце, легированном барьерами и ямами (а) и только ямами (б). Черным отмечена область делокализованных состояний в примесных зонах

вой функции сравнивается с размером ямы) энергии связи нейтральной (ε_1) и однократно заряженной (ε_2) примесей возрастают. При этом ясно, что этот рост более существенен для A_+ -состояния, чем для A_0 , в связи со значительно большим радиусом локализации дырки. В случае предельно узкой квантовой ямы энергии ε_2 и ε_1 возрастают по сравнению с трехмерным случаем в 10 и в 4 раза соответственно. В ямах конечной ширины возможна ситуация, когда энергия ε_2 увеличивается, а энергия ε_1 сохраняет свое значение. Данное обстоятельство может облегчить наблюдение вклада верхней хаббардовской зоны и существенным образом сказаться на физике таких систем.

Ранее экспериментально и теоретически было показано, что энергия связи двукратно заполненного состояния в структурах p -GaAs/AlGaAs увеличивается с уменьшением ширины ямы [4]. Это способствует тому, что верхняя зона Хаббарда остается отщепленной от валентной зоны даже при значительных концентрациях примеси. Переход от чисто диэлектрического поведения (SL) к слаболокализационному (WL) в верхней зоне Хаббарда наблюдался при концентрациях примеси, значительно меньших, чем следует из критерия Мотта–Андерсона для однократно заполненных центров. Это связано с большими значениями радиуса локализации носителей в верхней зоне Хаббарда. При этом, хотя речь идет о верхней зоне Хаббарда, сам переход имел характер чистого перехода Андерсона, поскольку заполнение данной зоны осуществлялось за счет внешнего источника носителей.

В дальнейшем мы обратились к исследованию перехода металл–диэлектрик в нижней зоне Хаббарда (т.е. в отсутствие легирования барьеров) (рис. 1б). Оказалось, что при низких температурах соответствующие системы обнаруживали активационную зависимость проводимости с аномально малыми энергиями активации ε_4 (более чем на порядок меньшими, чем боровская энергия примеси). Другим аномальным явлением было скачкообразное увеличение проводимости с уменьшением температуры в режиме постоянного тока. Такое поведение могло свидетельствовать об электрическом пробое, поскольку изначально уменьшение температуры сопровождалось ростом сопротивления и, следовательно, увеличением падения напряжения на образце. Однако опять-таки пробой происходил при очень слабых полях, которые никоим образом не могли приводить к ионизации примесных состояний в валентную зону. Мы объяснили наблюдаемое поведение следующим образом. Поскольку наши образцы не были целенаправленно компенсированы, большинство примесей было нейтральным, тогда как наличие носителей был связано лишь с фоновой компенсацией. Таким образом, беспорядок являлся слабым и, соответственно, примесная зона была узкой. Поскольку в критерий Андерсона входит разброс энергий локализованных уровней, это приводит к тому, что образование делокализованных состояний в окрестности максимума примесной зоны происходит значительно раньше, чем следует из стандартного критерия Мотта–Андерсона, который записывается для зон с шириной порядка боровской энергии примеси. При слабой компенсации уровень Ферми лежит вне полосы делокализованных состояний и проводимость может осуществляться лишь за счет активации носителей с уровня Ферми в зону делокализованных состояний. Это и приводит к активационной зависимости проводимости. Однако поскольку в данном случае зона делокализованных состояний близка к уровню Ферми, энергии активации оказываются малыми ($\varepsilon_4 \sim (2-3)$ мэВ). Мы назвали такой сценарий виртуальным переходом Андерсона, поскольку несмотря на наличие делокализованных состояний он не приводит к металлическому поведению [5]. Соответственно малые значения энергий ионизации локализованных состояний обеспечивают возможность пробоя в сравнительно слабых полях [6]. Отметим, что в рассматриваемых слабо компенсированных системах металлическое поведение в слабых полях при низкой температуре могло бы быть достигнуто лишь за счет перехода Мотта (перекрытия верхней и нижней зон

Хаббарда), обеспечивающего появление двукратно заполненных состояний в примесной зоне.

В настоящем обзоре мы представим результаты наших дальнейших исследований вышеуказанных систем, проведенных в последние годы (2010–2012 гг.). В частности, мы рассмотрим проявление смешанной проводимости для квантовых ям p -GaAs/AlGaAs как с частично заполненной верхней зоной Хаббарда (демонстрирующей слабо локализованное поведение), так и с почти заполненной нижней зоной Хаббарда, в которой произошел виртуальный переход Андерсона и, таким образом, имеется полоса делокализованных состояний [7]. Особое внимание мы уделим эволюции виртуального перехода Андерсона с ростом как концентрации легирующей примеси, так и концентрации компенсирующих дефектов (за счет введения компенсирующих примесей в область барьеров). Мы покажем, что в обоих случаях виртуальный переход может подавляться за счет роста беспорядка в системе. Интересно, что при росте концентрации такой беспорядок связан именно с появлением двукратно заполненных состояний, которые (при дальнейшем росте концентрации) должны приводить к металлическому поведению проводимости [8]. Очень интересное явление наблюдалось нами в слабо легированных образцах с частично заполненной верхней зоной Хаббарда. Оно состояло в медленной релаксации проводимости в отклике на внешнее магнитное поле. Мы связываем такое поведение с эффектами кулоновского стекла. Структура последнего меняется во внешнем магнитном поле за счет частичного подавления концентрации дважды заполненных состояний в связи с наличием спиновых корреляций на двукратно заполненных узлах [9, 10]. Наконец, мы также обсудим механизмы, прежде всего связанные со спиновыми эффектами, которые позволяют объяснить наблюдавшиеся нами аномалии температурных зависимостей магнетосопротивления в прыжковой проводимости [11].

2. Смешанная проводимость. Здесь мы рассмотрим ситуацию достаточно высоких температур, при которых имеет место заметная активация носителей в валентную зону, и тем более в зону делокализованных состояний примесной зоны. Соответственно проводимость имеет смешанный характер и включает как вклад примесной зоны, так и вклад валентной зоны. На рис. 1 представлен ход плотности состояний для образцов двух типов.

На рис. 2 мы представили температурные зависимости концентрации, определяемой из эффекта Холла, для образцов с частично заполненной верхней зо-

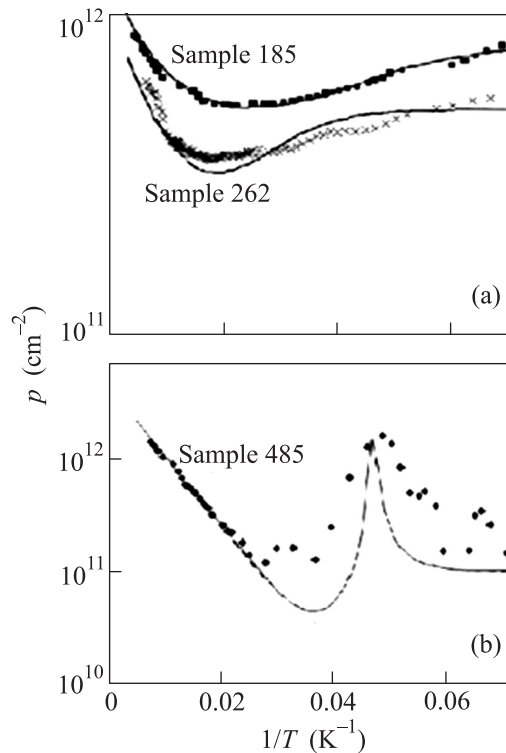


Рис. 2. Зависимости концентрации носителей от обратной температуры для образцов с заполненной A^+ -зоной (а) и с заполненной A^0 -зоной (б). Точки – эксперимент, кривые – теоретический расчет (параметры расчета – в тексте)

ной Хаббарда (рис. 2а) и с почти заполненной нижней зоной Хаббарда (рис. 2б). Заметим, что в случае смешанной проводимости стандартная связь коэффициента Холла с концентрацией не соблюдается, так что вычисляемая из коэффициента Холла величина не соответствует какой-либо парциальной концентрации. Рис. 2а демонстрирует наличие минимума холловской “концентрации”, тогда как рис. 2б, кроме минимума, демонстрирует резко выраженный максимум.

Для описания поведения холловской “концентрации” в первом случае мы воспользовались выражением для смешанной проводимости, аналогичным представленному в работе [12], в предположении, что число носителей (перераспределенных между примесной, p_2 , и основной, p_1 , зонами) является фиксированным: $p_1 + p_2 = N_A - N_D$, где N_A – концентрация всех акцепторов, N_D – число однократно заполненных акцепторов (A_0). Таким образом имеем

$$n = \frac{(N_A - N_D - p_1 + bp_1)^2}{N_A - N_D - p_1 + b^2p_1}. \quad (1)$$

Здесь $b = \mu_1/\mu_2$ – отношение подвижностей в основной и примесной зонах. Величину p_1 концентрации носителей в основной (валентной) зоне получаем исходя из положения уровня Ферми ε_F . Последнюю величину можно вычислить с помощью уравнения нейтральности. Мы полагаем, что при соответствующих температурах ионизация может происходить как из верхней, так и из нижней зон Хаббарда. В предположении предельно узких зон имеем

$$N_D + N_v \exp(\varepsilon_F/kT) = \frac{N_A}{1 + \exp(\varepsilon_F + \varepsilon_2)/kT} + \frac{N_A}{1 + \exp(\varepsilon_F + \varepsilon_1)/kT}. \quad (2)$$

Здесь N_v – плотность состояний в валентной зоне, ε_1 и ε_2 – энергии ионизации однократно и двукратно заполненных состояний соответственно.

Заметим, что, вообще говоря, выражение для смешанной проводимости и эффекта Холла, представленное в работе [12], в нашем случае не работает, поскольку и в образцах с легированными барьерами число A_0 -центров является конечным и составляет около 40%. Однако предположение о том, что число уровней в примесной зоне составляет $2N$, вследствие спинового вырождения является неверным. Вместо этого мы ввели в уравнение нейтральности выражения для ионизации верхней и нижней зон Хаббарда. Результаты расчета в соответствии с выражениями (1) и (2) приведены на рис. 2а для параметров $\varepsilon_2 = 13$ мэВ, $\varepsilon_1 = 30$ мэВ, $N_A = 8 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $N_D = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $b = 4$ (образец 262 с шириной ям 10 нм) и $\varepsilon_2 = 8$ мэВ, $\varepsilon_1 = 30$ мэВ, $N_A = 9 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $N_D = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $b = 4$ (образец 185 с шириной ям 15 нм). Согласие экспериментальных и расчетных кривых хорошее. При этом концентрации примеси соответствуют степени легирования. Энергия связи A^+ -центров уменьшается с увеличением ширины ямы от 10 до 15 нм, что наблюдалось ранее в экспериментах по фотолуминесценции следовало и из теоретических расчетов [4].

Обсудим теперь ситуацию образцов с почти заполненной нижней зоной Хаббарда (A^0). Делокализованные состояния появляются в этой зоне при концентрации $N_A > 10^{12}$ см $^{-2}$. Таким образом, при реалистических значениях концентрации фоновых компенсирующих доноров N_D степень компенсации здесь действительно очень мала. Имея это в виду, мы учитываем тот факт, что знак носителей в примесной и в валентной зонах различен. В результате

выражение для холловской концентрации принимает вид

$$p_m = \left| \frac{(N_D + p_1 + bp_1)^2}{b^2 p_1 - N_D - p_1} \right|. \quad (3)$$

Отметим, что данное выражение может расходиться при равной концентрации электронов и дырок, что хорошо описывает экспериментальное поведение, отраженное на рис. 2б. Расчет произведен в соответствии с выражением (4) для параметров $\varepsilon_1 = 21$ мэВ, $N_A = 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, $N_D = 1 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $b = 11$.

Таким образом, произведенные расчеты для смешанной проводимости в двумерных модуляционно легированных структурах показали хорошее согласие с экспериментом. Расчеты проводились с использованием известных выражений для смешанной проводимости [12]. Однако эти выражения потребовали корректировки, поскольку спиновое вырождение (предполагавшееся в [12]) не имеет места в отсутствие перекрытия верхней и нижней зон Хаббарда. Кроме того, знак носителей в примесной и в валентной зонах может быть различен. Отметим, что в наших расчетах мы исходили из предположения, что ширина примесной зоны заметно меньше, чем расстояние до валентной зоны. Указанное предположение особенно уместно для двумерных структур. Для более широких примесных зон существенную роль может играть энергетическая зависимость плотности состояний в зонах, которая не учитывалась в данной работе. Важно отметить, что сам факт проявления смешанной проводимости в достаточно сильно легированных образцах свидетельствует о наличии отщепленной примесной зоны (как основной, так и верхней зоны Хаббарда). Это явление было отмечено также в экспериментах по инфракрасному поглощению для двумерных структур с $5N_c > N > N_c$, [13].

3. Разрушение виртуального перехода Андерсона вследствие увеличения концентрации примеси и роста степени компенсации. Исследовались две серии образцов квантовых ям GaAs/Al $_{0.3}$ Ga $_{0.7}$ As, выращенных методом молекулярной эпитаксии. Образцы содержали 5 квантовых ям размером 15 нм и разделяющие их барьеры Al $_{0.3}$ Ga $_{0.7}$ As толщиной 100 нм. В первой серии образцов легировался бериллием (Be) только центр квантовых ям (5 нм) с достаточно большой концентрацией, $3 \cdot 10^{12}$ и $1 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ (образцы 1, 2). Во второй серии легировался Be центр квантовых ям, а также компенсирующей примесью (Si) был легирован центр барьеров (5 нм) (образцы 2, 3). Таким образом, степень компенсации составляла $K = N_D/N_A < 0.05$ для об-

разцов 1, 2; $K = 0.1$ и 0.5 для образцов 3 и 4 соответственно. Концентрация акцепторной примеси в ямах была выбрана достаточно большой, чтобы в центре примесной зоны A^0 -центров появилась область делокализованных состояний (произошел переход Андерсона) [5].

Роль компенсации. Как отмечалось выше, можно было бы ожидать, что рост степени компенсации, приводящий к сдвигу уровня Ферми μ в примесной зоне по направлению к зоне делокализованных состояний, может в конечном счете способствовать обращению энергии активации ε_4 в нуль и переходу к металлу. Действительно, предполагая гауссовскую форму плотности состояний в примесной зоне, для малых концентраций компенсирующих доноров N_d имеем

$$\int_{-\infty}^{\mu} g_0 \exp \left[- \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon'}{\Delta\varepsilon_0} \right)^2 \right] d\varepsilon' = N_d, \quad (4)$$

где ε_0 соответствует центру примесной зоны, $\Delta\varepsilon_0$ – полуширина примесной зоны в пределе малых N_d , которая определяется прежде всего деформационными эффектами некулоновской природы (по порядку величины она совпадает с энергией ε_4 , наблюдаемой для слабо компенсированных образцов). В таком случае сдвиг уровня Ферми с ростом N_d описывается как

$$\frac{\partial\varepsilon_F}{\partial n_d} = g_0^{-1} \exp \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_F}{\Delta\varepsilon_0} \right)^2. \quad (5)$$

Видно, что при малых N_d и, соответственно, расположении уровня Ферми достаточно глубоко в хвосте примесной зоны рост N_d изначально приводит к резкому подъему μ и, следовательно, к убыванию ε_4 . Однако рост кулоновского беспорядка приводит к ситуации, когда уширение примесной зоны за счет этого беспорядка, которое может быть оценено как

$$\Delta\varepsilon_C \sim \frac{e^2 N_d^{1/2}}{\kappa}, \quad (6)$$

превышает значение $\Delta\varepsilon_0$. В соответствии с рассуждениями, представленными в наших работах [3, 5], в случае заметной компенсации критерий перехода Андерсона в примесной зоне выглядит как

$$N_A a^2 \geq \frac{\alpha}{\ln[\varepsilon_0/(\Delta\varepsilon_C)]}, \quad (7)$$

где N_A – концентрация легирующих акцепторов, a – радиус локализации, α – число порядка единицы.

Это выражение можно сравнить с критерием для перехода Андерсона в некомпенсированных образцах:

$$N_A a^2 \geq \frac{\alpha}{\ln[\varepsilon_0/(\Delta\varepsilon_0)]}. \quad (8)$$

Поскольку уровень подвижности, как ожидается, находится в окрестности центра зоны, рост компенсации может приводить к “приближению к металлическому состоянию” лишь при малых степенях компенсации. Достижение же уровнем Ферми окрестности центра зоны неминуемо означает рост $\Delta\varepsilon_C$ до значений, существенно превышающих $\Delta\varepsilon_0$. Как видно из сопоставления критериев (7) и (8), это приводит (при фиксированной концентрации легирующей примеси N_A) к подавлению виртуального перехода Андерсона.

Как следует из оценки (6), при концентрациях компенсирующих доноров $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ масштаб потенциала беспорядка достигает $\sim 6 \text{ мэВ}$. Таким образом, в образце 3 с малой степенью компенсации с вышеуказанной концентрацией компенсирующих дефектов энергия $\Delta\varepsilon_C$ оказывается сопоставимой с энергией $\Delta\varepsilon_0$ (характеризующей ширину примесной зоны в отсутствие компенсации), поскольку, как следует из наших оценок ([3, 5]), значение $\Delta\varepsilon_0$ имеет порядок 6 мэВ . Такая оценка непосредственно согласуется с энергией активации $\varepsilon_4 \sim 2 \text{ мэВ}$.

Указанный сценарий полностью соответствует эксперименту (рис. 3). В частности, при умеренной

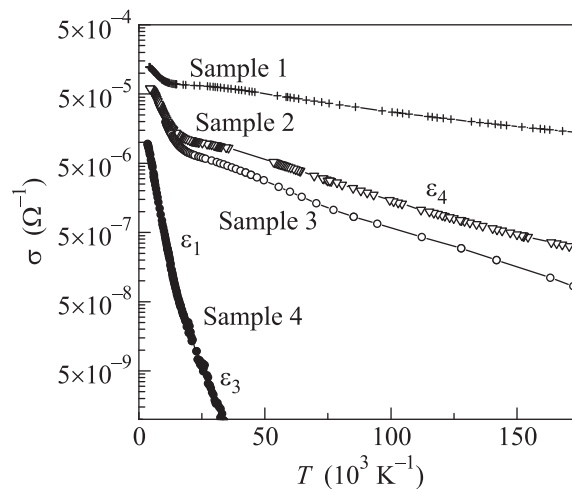


Рис. 3. Температурные зависимости проводимости образцов с различной степенью легирования и компенсации, (параметры образцов – в тексте)

степени компенсации ($K = 0.1$) в образце 3 (компенсация достигалась введением компенсирующей примеси Si в барьеры) критерий перехода Андерсона (7) еще выполняется и наблюдаемая картина аналогична поведению образца 2 ($K \leq 0.05$, компенсация за счет фоновых примесей). Отметим, что несмотря на ожидаемый сдвиг химического потенциала к центру примесной зоны, это не приводит к заметному умень-

пению энергии активации, поскольку указанный эффект компенсируется как эффектом уширения самой примесной зоны, так и сужением полосы делокализованных по Андерсону состояний за счет роста беспорядка. В то же время в сильно компенсированном образце 4 ($K = 0.5$, компенсация за счет примеси Si в барьерах) энергия активации ε_1 (полученная из данных по эффекту Холла) составляет ~ 40 мэВ. Это заметно превышает соответствующие энергии для слабо компенсированных образцов. С другой стороны, в низкотемпературной зависимости проводимости проявляется энергия $\varepsilon_3 \sim 10$ мэВ. Если эту энергию связать с прыжковой проводимостью по ближайшим соседям, то она тоже будет соответствовать половине ширины примесной зоны.

Таким образом, как отсутствие виртуального перехода Андерсона, так и сильное увеличение энергий ε_1 и ε_3 в случае сильной компенсации объясняются сильным уширением примесной зоны за счет кулоновских эффектов.

Роль концентрации примеси. Определенным парадоксом выглядит тот факт, что и рост концентрации легирующей примеси (при сохранении низкого уровня компенсации) изначально должен приводить к подавлению виртуального перехода Андерсона. Действительно, указанный рост концентрации приводит к уширению примесной зоны за счет перекрытия волновых функций соседних примесей. Обозначим его как $\Delta\varepsilon_T$. При $\Delta\varepsilon_T > \Delta\varepsilon_0$ можно ожидать перекрытия хвостов двух зон Хаббарда, что приводит к появлению в примесной зоне заряженных состояний и, соответственно, связанного с ними потенциала беспорядка. Последний может быть оценен с помощью стандартного выражения (6). Однако в качестве концентрации заряженных центров в него вместо N_d нужно подставить концентрацию возникающих в результате перекрытия зон Хаббарда дважды заполненных центров N_A^+ . В результате в соответствии с (7) это изначально приводит к подавлению делокализации. Однако следует иметь в виду, что рост перекрытия зон экспоненциально зависит от концентрации легирующей примеси, тогда как указанное перекрытие в конечном счете приводит к переходу Мотта и, соответственно, к “настоящей, безактивационной, металлической проводимости”. Именно такое поведение наблюдается для сильно легированного образца 1. В этом образце температурные зависимости проводимости и эффекта Холла очень слабы, низкотемпературное микроструктуры демонстрирует эффекты слабой локализации и антилокализации (в слабых магнитных полях), что коррелирует с поведением грязных металлов. Как отмеча-

лось выше, это соответствует произошедшему в данном образце переходу Мотта (перекрытию состояний верхней и нижней хаббардовских зон).

Таким образом, мы показали, что рост степени компенсации в образцах, демонстрирующих проявление виртуального перехода Андерсона, изначально приводит к росту низкотемпературной проводимости материала. Однако дальнейшее увеличение степени компенсации приводит к подавлению перехода (и, соответственно, к уменьшению проводимости) за счет роста потенциала беспорядка. Рост концентрации легирующей примеси изначально также может приводить к подавлению перехода Андерсона. Однако при больших концентрациях начинает проявляться переход Мотта и образец становится металлическим.

4. Явления медленной релаксации в кулоновском стекле на основе двумерных легированных структур с незаполненной верхней зоной Хаббарда. Мы исследовали отклик на приложенное магнитное поле магнетосопротивления структур квантовых ям GaAs/AlGaAs, слабо легированных акцепторной примесью. Легирование производилось в центре ям и барьеров. (Подробности, относящиеся к характеру структур, см. в [3].) Проводимость при низких температурах имела прыжковый характер и происходила по состояниям вблизи уровня Ферми в верхней зоне Хаббарда. Температурная зависимость сопротивления соответствовала закону Мотта для 2D. Магнетосопротивление в слабых полях, обусловленное интерференцией вкладов различных прыжковых траекторий [9, 10], было отрицательным и линейным по полю.

На рис. 4 представлена зависимость сопротивления образца, выдержанного в течение времени ~ 1200 с в магнитном поле 0.7 Т, от времени после выключения поля за вычетом вклада флуктуаций температуры. Видно, что сопротивление растет с тенденцией выхода на значение, соответствующее $H = 0$. Для объяснения наблюдаемого поведения мы предлагаем следующую теоретическую модель, использующую концепции, развитые ранее в работе [14]. Мы предполагаем, что некоторые локализованные состояния, включая A^+ -центры, формируют бистабильные агрегаты. Низкоэнергетические состояния таких агрегатов почти вырождены, но переходы между этими состояниями могут происходить лишь при участии многоэлектронных процессов, что приводит к очень большим временам релаксации агрегатов. В нашем случае в дополнение к однократно и дважды заполненным акцепторам (A^0 - и A^+ -центры) существуют еще нейтральные комплексы, включающие отрицательно заряженный акцептор в барьере и

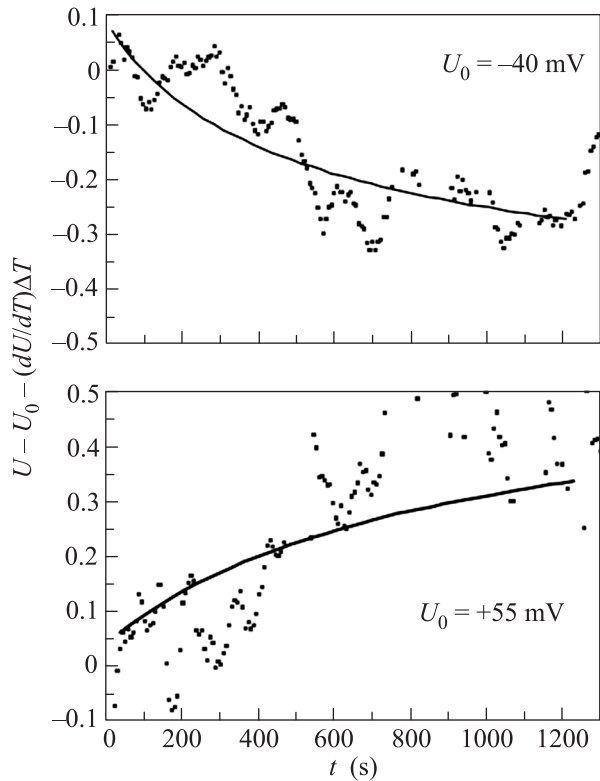


Рис. 4. Эволюция напряжения (сопротивления) образца после выключения магнитного поля для двух направлений тока (с учетом влияния флуктуаций температуры). Начало временной оси соответствует $H = 0$. Точки – эксперимент, кривые – расчет согласно выражению (13)

дырку, находящуюся в яме. Таким образом, мы имеем дело с четырьмя типами центров: A^0 , A^+ , A^- и \tilde{A}^0 . Последние два представляют собой отрицательно заряженный акцептор в барьере и комплекс такого акцептора и дырки в яме соответственно. Соотношение между концентрациями A^+ - и A^0 -центров определяется неравенством

$$U_{A^+} + \frac{e^2}{\kappa \sqrt{r^2 + (d_w + d_b)^2/4}} \geq U_{\tilde{A}^0}, \quad (9)$$

где U_i – энергия связи центра i -го типа, r – расстояние между двумя акцепторами (один из которых находится в яме, а другой – в барьере) в плоскости структуры, d_w и d_b – толщины барьера и ямы соответственно. Если это неравенство выполнено, то дырка, созданная в яме, уходит от “своего” акцептора в барьер на ближайший акцептор в яме, формируя A^+ -центр. В противном случае она остается, формируя \tilde{A}^0 -центр. Далее мы полагаем, что интересующие нас метастабильные агрегаты формируются из пар узлов, допускающих переходы между центрами

в парах. Эти переходы меняют типы парных комплексов следующим образом: $(A^+, A^0) \rightarrow (A^0, A^+)$, $(A^+, A^-) \rightarrow (A^0, \tilde{A}^0)$, $(\tilde{A}^0, A^0) \rightarrow (A^-, A^+)$. Вероятность первой конфигурации быть включенной в агрегат пропорциональна $N_{A^+}N_{A^0}$, а двух других – $N_{A^+}^2N_{A^0}^2$, где N_{A^+} и N_{A^0} – концентрации соответствующих узлов. Магнитное поле меняет энергию связи A^+ -центра на величину $\delta U_{A^+} = \mu_B g H$, поскольку полный спин соответствующего центра равен 2, а отдельной дырки – 3/2 [15]. Возникающее изменение концентрации A^+ -центров может быть оценено как

$$\frac{\delta N_{A^+}}{N_{A^+}} \simeq \frac{\delta U_{A^+}}{U_{\tilde{A}^0} - U_{A^+}}. \quad (10)$$

Согласно (9) магнитное поле приводит к уменьшению N_{A^+} . Как отмечалось выше, концентрация агрегатов контролируется произведением $N_{A^+}N_{A^0} = N_{A^+}(N_A - N_{A^+})$, тогда как его вариация есть $\delta N_{A^+}(N_A - 2N_{A^+})$. Таким образом, если $N_{A^+} < N_A/2$, то включение магнитного поля приводит к уменьшению концентрации метастабильных агрегатов. Рассмотрим теперь некоторый прыжковый узел, взаимодействующий с одним из метастабильных агрегатов за счет кулоновского взаимодействия с одним или несколькими ближайшими центрами, принадлежащими агрегату. Легко понять, что наличие такого взаимодействия приводит к полярному эффекту, поскольку при данном состоянии прыжкового центра агрегат стремится понизить полную энергию системы, меняя свое состояние. Это понижает и энергию прыжкового узла, создавая полярную щель в окрестности уровня Ферми. Для оценки этой щели учтем следующее. Во-первых, энергия взаимодействия узла и агрегата равна $U = e^2/\kappa R$, где R – расстояние между прыжковым узлом и ближайшим к нему узлом агрегата. Во-вторых, вклад в полярную щель вносят все агрегаты, у которых энергетическое расщепление $\varepsilon < U$. И в-третьих, функция распределения агрегатов по энергии ε при малых энергиях $P(\varepsilon) = \bar{P} = \text{const}$. С учетом этого для двумерной ситуации получаем распределение $\mathcal{F}(U) \propto 1/U$, которое на малых U естественным образом обрезается шириной полосы энергий прыжковых узлов ε_h . Нас, однако, интересует изменение полярной щели, связанное с приложенным магнитным полем. Оно может быть оценено исходя из уравнения (10), в котором $\delta N_{A^+}/N_{A^+} \propto \delta \bar{P}/\bar{P}$. Что касается временной зависимости полярной щели, то она определяется функцией распределения времен релаксации агрегатов $P(\tau)$, которая в условиях беспорядка имеет вид $P(\tau) \propto 1/\tau$, а также протоколом эксперимента.

Исходя из этих соображений для изменения плотности состояний прыжковых узлов, обусловленного изменением поляронной щели, получаем

$$\frac{\delta g_u}{g_u} \sim -\frac{2\pi\delta\bar{P}}{\sqrt{\varepsilon^2 + \varepsilon_h^2}} \left(\frac{e^2}{\kappa}\right)^2 \mathcal{G}(t, \tau_q). \quad (11)$$

Здесь функция \mathcal{G} для протокола, отвечающего рис. 4, имеет вид

$$\mathcal{G}(t, \tau_q) \approx \ln\left(1 + \frac{\tau_q}{t}\right), \quad (12)$$

где τ_q – время выдержки образца в магнитном поле. Воспользовавшись оценками, представленными в [15], находим $\bar{P} \sim 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ эрг}^{-1}$. Полагая $\langle H \rangle / (U_{\bar{A}^0} - U_{A^+}) \sim 3 \cdot 10^{-2}$, для оценки изменения кондактанса получаем

$$\delta G/G \approx \delta g_u/g_u \sim 0.003 \mathcal{G}(t, \tau_q). \quad (13)$$

Как видно из рис. 4, данная оценка хорошо согласуется с экспериментом.

5. Спиновые механизмы магнетосопротивления в режиме прыжковой проводимости.

Как известно, одним из ярких явлений, связанных с прыжковой проводимостью, служит линейное отрицательное магнетосопротивление, обусловленное интерференцией вкладов различных прыжковых траекторий, в том числе включающих акты подбарьерного рассеяния на промежуточных центрах (см., например, обзор [16]). Поскольку как возможное количество промежуточных центров, так и разность фаз, обусловленная магнитным полем, растут с ростом длины прыжка, а последняя возрастает с понижением температуры, первые предсказания для величины эффекта указывали на рост магнетосопротивления с понижением температуры. Тем более удивительным было обнаруженное нами ранее в CdTe [17] подавление отрицательного магнетосопротивления при понижении температуры. В работе [17] мы объяснили такое поведение следующим образом. Во-первых, в соответствующей экспериментальной ситуации длина прыжка такова, что имеет место в лучшем случае один рассеиватель. Во-вторых, с уменьшением температуры эффективная полоска энергий убывает с уменьшением температуры. Как оказывается, в режиме кулоновской щели это приводит к уменьшению вероятности найти рассеиватель. При этом коэффициент при линейном члене k ведет себя как $r_h^{-1/2}$ (где r_h – длина прыжка), т.е. уменьшается с уменьшением температуры. Однако позднее мы обнаружили, что эффект наблюдается и для проводимости в структурах квантовых ям GaAs-AlGaAs. Как мы показали в работе [11], для двумерных структур ранее предложенная аргументация не проходит, поскольку при

этом $k \propto r_h^{1/2}$. Поэтому мы связали указанное поведение со спиновыми эффектами в условиях большого числа промежуточных рассеивателей, в частности обусловленными вкладом свободных спинов. В дальнейшем указанные эффекты были более детально рассмотрены в работе [18]. То, что наличие свободных спинов на промежуточных узлах может приводить к подавлению отрицательного магнетосопротивления, отмечалось уже в обзоре [16]. В работе [19] было указано, что выстраивание спинов в магнитном поле (и восстановление интерференции) может приводить к положительному магнетосопротивлению. Однако последовательной теории магнетосопротивления в соответствующих условиях построено не было. Важно, что в реалистической ситуации наличие обменного взаимодействия между локализованными спинами “замораживает” заметную часть из них. Оставшуюся долю свободных спинов мы обозначим P_{free} . Как следует из детальных расчетов [18], интерференционное отрицательное магнетосопротивление в двумерных системах может быть оценено как

$$\ln \frac{R(H)}{R(0)} \propto -N(1 - P_{\text{free}})H \propto -r_h H, \quad (14)$$

где $N \propto r_h$ – число промежуточных рассеивателей. В то же время вклад положительного магнетосопротивления, обусловленный выстраиванием свободных спинов, есть

$$\ln \frac{R(H)}{R(0)} \propto r_h P_{\text{free}} T^{-2} H^2. \quad (15)$$

На рис. 5 представлены экспериментальные данные [11] для образцов с различной концентрацией примеси. Видно, что для образцов с малой концентрацией, далеких от перехода металл–диэлектрик, отрицательное магнетосопротивление растет с убыванием температуры. Для образцов, близких к этому переходу, с понижением температуры отрицательное магнетосопротивление подавляется. Мы связываем это с тем обстоятельством, что для первой группы образцов длина прыжка относительно мала за счет малых значений радиуса локализации и трехцентровое приближение применимо. Для образцов же второй группы длина прыжка больше за счет роста радиуса локализации, тогда как концентрация примесей также больше, и число промежуточных рассеивателей велико. Теоретические кривые для этой группы образцов построены на основании комбинации вкладов (14), (15). Наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом.

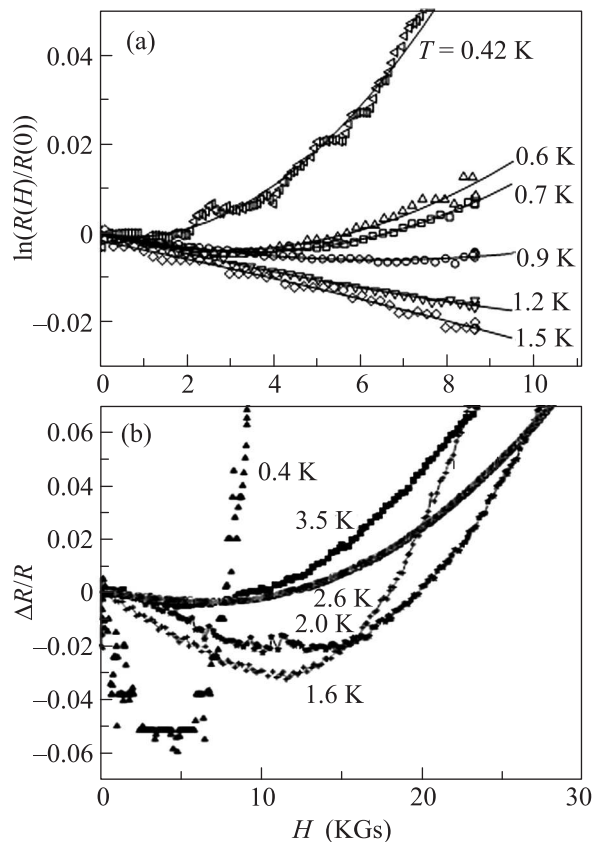


Рис. 5. Температурные зависимости магнетосопротивления структур GaAs/AlGaAs. Ширина ям 15 нм. Центральная часть ям и барьеров легирована акцепторной примесью Ве с концентрацией $\sim 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (a) и $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (b)

6. Заключение. Таким образом, полученные нами результаты подтверждают, что двумерные системы с модуляционным легированием акцепторной примесью обладают следующими особенностями. Во-первых, в них верхняя зона Хаббарда заметно отщеплена от валентной зоны даже при значительных концентрациях примеси (когда в этой зоне произошел переход Андерсона). Во-вторых, за счет относительно слабого беспорядка основная примесная зона оказывается достаточно узкой, что способствует проявлению виртуального перехода Андерсона. Последний может быть разрушен при увеличении степени беспорядка (за счет компенсации или перекрытия состояний верхней и нижней зон Хаббарда с ростом концентрации примеси). В-третьих, при одновременном легировании ям и барьеров возможны равновесное заполнение верхней зоны Хаббарда и сосуществование состояний обеих хаббардовских зон. При этом эффекты кулоновского стекла с учетом спиновых корреляций в верхней зоне Хаббарда приводят к медлен-

ным релаксациям магнетосопротивления в режиме прыжковой проводимости. И в-четвертых, возможно подавление отрицательного прыжкового магнетосопротивления с уменьшением температуры в структурах вблизи перехода металл–диэлектрик. Такое поведение можно объяснить лишь с учетом спиновых эффектов в двумерных структурах.

Работы поддержаны РФФИ (проект # 10-02-00544).

1. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001).
2. M.-W. Lee, D. Romero, H. D. Drew et al., *Solid State Commun.* **66**, 23 (1988); D. Romero, S. Lin, H. D. Drew et al., *Phys. Rev. B* **42**, 3179 (1990).
3. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**, 36 (2004).
4. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Ю. Л. Иванов и др., *ЖЭТФ* **120**, 480 (2001); Н. С. Аверкиев, А. Е. Жуков, Ю. Л. Иванов и др., *ФТП* **38**, 222 (2004).
5. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 202 (2007).
6. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, Yu. M. Galperin, and D. V. Shamshur, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 395216 (2008).
7. Н. В. Агринская, Д. С. Полоскин, В. И. Козуб, *ФТП* **44**, 491 (2010).
8. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 120 (2011).
9. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, D. V. Shamshur, and A. V. Shumilin, *Solid State Comm.* **149**, 576 (2009).
10. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, D. V. Shamshur et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 405301 (2010).
11. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, A. V. Shumilin, and E. Sobko, *Phys. Rev. B* **82**, 075201 (2010).
12. О. В. Емельяненко, Т. С. Лагунова, Д. В. Наследов, *ФТТ* **7**, 1315 (1965).
13. M. Carras, V. Berger, X. Marcadet, and B. Vinter, *Phys. Rev. B* **70**, 233310 (2004).
14. V. I. Kozub, Y. M. Galperin, V. M. Vinokur, and A. L. Burin, *Phys. Rev. B* **78**, 132201 (2008).
15. N. S. Averkiev and A. V. Rodina, *Phys. Solid State* **35**, 538 (1993).
16. B. I. Shklovskii and B. Z. Spivak, in *Hopping Transport in Solids* (ed. by M. Pollak and B. Shklovskii), Elsevier, N.Y., 1991, p. 271.
17. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, and D. V. Shamshur, *ЖЭТФ* **80**, 1142 (1995).
18. A. V. Shumilin and V. I. Kozub, *Phys. Rev. B* **85**, 115203 (2012).
19. H. L. Zhao, B. Z. Spivak, M. P. Gelfand, and S. Feng, *Phys. Rev. B* **44**, 10760 (1991).