Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 2, с. 120 – 124 © 2011 г. 25 июля

Разрушение виртуального перехода Андерсона в примесной зоне легированных структур квантовых ям

Н. В. Агринская[1], *В. И. Козуб*, *Д. С. Полоскин*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23 мая 2011 г.

В сильнолегированных слоях квантовых ям p-GaAs/AlGaAs при низких температурах мы ранее наблюдали активационную проводимость с малыми энергиями активации. Мы связывали ее с делокализацией электронных состояний в окрестности максимума узкой примесной зоны в смысле перехода Андерсона. Возможность такой делокализации при сравнительно малых концентрациях примесей связана с узостью примесной зоны в условиях слабого беспорядка. При этом носители, ответственные за перенос заряда, активировались из “хвоста” зоны, их наличие было связано с фоновой (слабой) компенсацией. В настоящей работе мы прослеживаем зависимость вышеуказанного “виртуального” перехода Андерсона от внешней компенсации и от концентрации примесей. Установлено, что рост компенсации изначально не влияет на переход Андерсона. Однако при больших степенях компенсации он приводит к его подавлению за счет роста беспорядка. Рост концентрации изначально также приводит к подавлению перехода Андерсона за счет беспорядка, связанного с частичным перекрытием зон Хаббарда. Однако при достаточно больших концентрациях проводимость становится металлической благодаря переходу Мотта.

1. Введение. В наших предыдущих работах [1, 2] мы наблюдали проявление делокализации электронных состояний в окрестности максимума узкой примесной зоны в квантовых ямах структур GaAs-AlGaAs при концентрациях легирования ям, значительно меньших, чем соответствующие критерию Мота–Андерсона. Такое поведение мы описали как виртуальный переход Андерсона, поскольку, несмотря на наличие делокализованных состояний, транспорт основных носителей по этим (заполненным) состояниям был блокирован хаббардовскими корреляциями. При этом малость критической концентрации для прехода Андерсона объяснялась малостью амплитуды случайного потенциала и, соответственно, малостью разброса энергий локализованных состояний. В этом случае линейный по полю транспорт был обусловлен неосновными носителями, активируемыми с ионизованных фоновыми примесями акцепторов. Указанное поведение может проявляться лишь для 2D-систем, в которых фоновые компенсирующие дефекты могут располагаться вне 2D-слоя, что существенно для формирования узкой примесной зоны. Поскольку наблюдаемая проводимость была связана с наличием конечной (незначительной) компенсации и активацией в зону делокализованных состояний неосновных носителей, соответствующая энергия активации была на порядок меньше энергии активации основной примеси. Другой механизм проводимости по делокализованным состояниям проявлялся в области конечных электрических полей и был связан с ударной ионизацией неосновных носителей в зону делокализованных состояний. Согласно изложенному, указанная картина соответствует положению уровня Ферми ниже края подвижности делокализованных состояний в примесной зоне. Можно было бы ожидать, что искусственное увеличение степени компенсации, приводящее к сдвигу уровня Ферми в сторону края подвижности, в конечном счете приведет к металлической низкотемпературной проводимости. Однако увеличение компенсации может приводить к увеличению беспорядка, т.е. к увеличению критической концентрации перехода Андерсона и, соответственно, к подавлению делокализации. С другой стороны, как отмечалось нами ранее [1], и увеличение концентрации легирования может приводить к подавлению виртуального перехода Андерсона. Увеличение этой концентрации может приводить к перекрытию хаббардовских зон и появлению заряженных центров, не связанных с компенсацией. Возникающий при этом беспорядок в принципе также может приводить к подавлению виртуального перехода Андерсона. Однако последующее увеличение концентрации в конечном счете приводит к переходу Мотта, когда уровень Ферми достигает края подвижности верхней зоны Хаббарда. Поэтому представляло интерес провести исследование зависимости проявления виртуального перехода Андерсона от концентрации искусственно вводимых компенсирующих центров. С другой стороны, узость примесной зоны в определенной степени связана с ограничениями на концентрацию ос-

[1] e-mail: nina.agrins@mail.ioffe.ru

Параметры исследованных образцов

N	N_A, см$^{-2}$	N_D, см$^{-2}$	p_{300K}, см$^{-2}$	ε_1, мэВ	ε_4, мэВ	$K = N_D/N_A$
1-7-582	$2.5 \cdot 10^{12}$	–	$2 \cdot 10^{12}$	–	–	< 0.01
2-7-580	$1.5 \cdot 10^{12}$	–	$1 \cdot 10^{12}$	21	3	< 0.01
3-8-291	$1 \cdot 10^{12}$	Si, $1,5 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$	21	1.5	0.1
4-8-292	$1 \cdot 10^{12}$	Si, $5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{11}$	40	10	0.5

новных примесных центров. Настоящая работа призвана исследовать влияние увеличения компенсации и концентрации на виртуальный переход Андерсона. Мы покажем, что рост компенсации вначале приводит к понижению энергии активации, как это и ожидалось. Дальнейший рост компенсации приводит к полному подавлению виртуального перехода Андерсона и к заметному уширению примесной зоны, что проявляется в увеличении всех энергий активации. С ростом концентрации примеси в отсутствие компенсации также наблюдалось подавление виртуального перехода Андерсона. Однако последующее увеличение концентрации приводило к проявлению металлического состояния, обусловленного переходом Мотта.

2. Эксперимент. 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 берилием (Be) только центр квантовых ям (5 нм) с достаточно большой концентрацией $(1{-}3) \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ (обр. *1*, *2*). Во второй серии образцов легировался Be центр квантовых ям, а также компенсирующей примесью (Si) был легирован центр барьеров (5 нм.), см. табл. (обр. *3*, *4*). Таким образом, степень компенсации составляла $K = N_D/N_A < 0.01$ для образцов *1*, *2* и $K = 0.1$ и 0.5 для образцов *3* и *4* соответственно. Концентрация акцепторной примеси в ямах выбрана достаточно большой, чтобы в центре примесной зоны Ao-центров появилась область делокализованных состояний (произошел переход Андерсона) [1, 2].

На рис. 1 представлены температурные зависимости проводимости σ и концентрации носителей P (полученные из коэффициента Холла R_h) для всех образцов. Как мы отмечали в предыдущей работе [3], одним из признаков виртуального перехода Андерсона в примесной зоне является смешанная проводимость (по разрешенной и примесной зонам), которая проявляется в температурной зависимости концентрации в виде характерного минимума. В области более высоких температур проявляется участок температурной зависимости концентрации, соответствую-

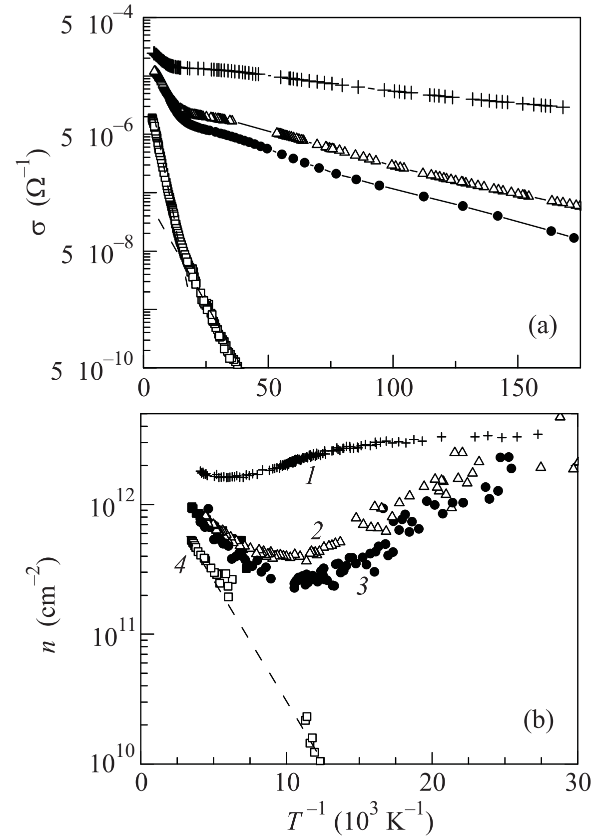

Рис. 1. Температурные зависимости проводимости (a) и концентрации дырок (b) для всех образцов, представленных в таблице

щий активации носителей с уровня Ферми в разрешенную зону (энергия $\varepsilon 1$; более подробно о расчете этой энергии активации в условиях смешанной проводимости см. [3]). Этот минимум оказывается более глубоким с резким возрастанием эффективной концентрации и, соответственно, спадом холловской подвижности в области температур 20–30 К, если знаки проводящих носителей в разрешенной и примесной зонах разные. При расчете смешанной концентрации из эффекта Холла P_m необходимо учитывать, что в полностью заполненной дырками примесной зоне проводящими носителями могут быть носители иного знака, чем основные. Их число равно $P_2 = N_D + P_1$.

В результате выражение для холловской концентрации P_H изменится следующим образом:

$$P_H = \frac{(N_D + P_1 + bP_2)^2}{b^2 P_1 - N_D - P_1}, \qquad (1)$$

где $P_1 = N_V \exp(\varepsilon_F / k_B T)$ – концентрация носителей в валентной зоне, b – отношение подвижностей в разрешенной и примесной зонах (μ_1 и μ_2).

Отметим, что выражение (1) может расходиться (стремиться к бесконечности) при приблизительно равной концентрации электронов в примесной зоне и дырок в разрешенной зоне. В результате холловская концентрация носителей при некоторых температурах может оказаться больше, чем концентрация при комнатной температуре. Смешанная проводимость, в отличие от холловской концентрации, не имеет максимумов (если не учитывать температурную зависимость подвижности) и определяется выражением

$$\sigma_m = (P_1 b + N_A - N_D - P_1)\mu_1. \qquad (2)$$

На температурных зависимостях проводимости эта область смешанной проводимости проявляется в виде полочки. Далее, при более низких температурах проводимость определяется энергией активации ε_4 (возбуждение носителей с уровня Ферми на край подвижности в примесной зоне). При слабой компенсации эта энергия составляет порядка полуширины примесной зоны.

При легировании только центра ям образуется примесная зона однократно заполненных акцепторов A_0, где степень компенсации достаточно мала и определяется наличием случайных донорных примесей в барьере ($N_D < 10^{16}\,\text{см}^{-3}$). Делокализованные состояния появляются в этой зоне при концентрации $N_A \sim 10^{18}$ см$^{-3}$. В этом случае для расчетов концентрации носителей в разрешенной зоне используется обычное выражение для слабокомпенсированной примеси. Такое поведение прослеживается в легированных квантовых ямах без компенсации и со слабой компенсацией (в образцах *2* и *3*). Температурная зависимость проводимости в области низких T имеет активационный характер с малой энергией активации ε_4, соответствующей переходу носителей с уровня Ферми на уровень края подвижности в примесной зоне. При температурах ниже 4 К в этих образцах наблюдались явления пробоя, связанные с ударной ионизацией носителей с уровня Ферми в область делокализованных состояний.

Важным отличием слабокомпенсированного образца *3* от некомпенсированного образца *2* являются меньшее почти в два раза значение энергии активации ε_4 и проявление пробоя при более высоких температурах (около 4 К), см. рис. 2 (измерения выполнены в режиме постоянного тока 1 нА).

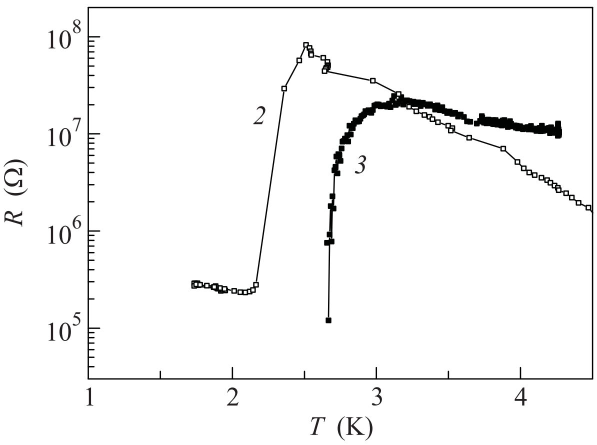

Рис. 2. Температурные зависимости низкотемпературной проводимости для образцов *2* и *3*, снятые в режиме постоянного тока 1 нА

В образце *4* с высокой степенью компенсации ($N_D/N_A \sim 0.5$) не отмечено проявлений смешанной проводимости, а также активационной низкотемпературной зависимости проводимости и явлений пробоя. Это связано с заметным увеличением степени беспорядка, ширины примесной зоны и подавлением перехода Андерсона. Энергия активации ε_1 (полученная из данных по эффекту Холла) в этом образце составляет $\sim$40 мэВ, что заметно превышает соответствующие энергии для слабокомпенсированных 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, она соответствует половине ширины примесной зоны. Увеличение энергии ε_1 в случае сильной компенсации согласно [4] составляет $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \varepsilon_3$, что при $\varepsilon_0 = 30$ МэВ дает наблюдаемую энергию $\varepsilon_1 = 40$ МэВ. Прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка не наблюдалось вследствие больших значений сопротивления при низких температурах.

С увеличением степени легирования в образце *1* наблюдается ослабление температурных зависимостей проводимости и эффекта Холла (рис. 1). Этот образец проявляет слаболокализационные эффекты как в температурной зависимости проводимости, так и в поведении магнетосопротивления (МС). При низких T в слабых магнитных полях МС оказывается положительным (антилокализация). Затем происходит переход к отрицательному МС (слабая локализация), что коррелирует с поведением квазиметаллических образцов [5]. Это соответствует произошедшему в данном образце переходу Мотта (перекрытию состояний верхней и нижней хаббардовских зон).

3. Обсуждение. 1. *Роль компенсации.* Как отмечалось выше, можно было бы ожидать, что рост 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 мы имеем

$$\int_{-\infty}^{\mu} g_0 \exp - \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon'}{\Delta\varepsilon_0}\right)^2 \mathrm{d}\varepsilon' = N_d, \qquad (3)$$

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 слабокомпенсированных образцов). В таком случае сдвиг уровня Ферми с ростом N_d описывается как

$$\frac{\partial\mu}{\partial n_d} = g_0^{-1} \exp\left(\frac{\varepsilon_0 - \mu}{\Delta\varepsilon_0}\right)^2. \qquad (4)$$

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

$$\Delta\varepsilon_C \sim \frac{e^2 N_d^{1/2}}{\kappa}, \qquad (5)$$

превышает значение $\Delta\varepsilon_0$. В соответствии с рассуждениями, представленными в наших работах [1, 2], в случае заметной компенсации критерий перехода Андерсона в примесной зоне выглядит как

$$N_A a^2 \geq \frac{\alpha}{\ln \varepsilon_0/(\Delta\varepsilon_C)}, \qquad (6)$$

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:

$$N_A a^2 \geq \frac{\alpha}{\ln \varepsilon_0/(\Delta\varepsilon_0)}. \qquad (7)$$

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 $\Delta\varepsilon_0$, что, как видно из сопоставления критериев (6) и (7), приводит (при фиксированной концентрации легирующей примеси N_A) к разрушению виртуального перехода Андерсона.

Как следует из оценки (5), при концентрациях компенсирующих доноров $\sim 10^{-11}\,\text{см}^{-2}$ масштаб потенциала беспорядка достигает ~ 6 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 [1, 2]), значение $\Delta\varepsilon_0$ имеет порядок 6 мэВ. Такая оценка непосредственно согласуется с энергией активации $\varepsilon_4 \sim 2$ мэВ.

Указанный сценарий полностью соответствует эксперименту. В частности, при умеренной степени компенсации ($K = 0.1$, образец *3*) критерий перехода Андерсона (6) еще выполняется и наблюдаемая картина аналогична поведению образца *1*. Отметим, что несмотря на ожидаемый сдвиг химического потенциала к центру примесной зоны, это не приводит к заметному уменьшению энергии активации, поскольку указанный эффект компенсируется как эффектом уширения самой примесной зоны, так и за счет роста беспорядка с сужением полосы делокализованных по Андерсону состояний. В то же время в сильнокомпенсированном образце *4* энергия активации ε_1 (полученная из данных по эффекту Холла) составляет ~ 40 мэВ, что заметно превышает соответствующие энергии для слабокомпенсированных 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, она тоже соответствует половине ширины примесной зоны.

Таким образом, отсутствие виртуального перехода Андерсона, так же как и сильное увеличение энергий ε_1 и ε_3, в случае сильной компенсации объясняется сильным уширением примесной зоны за счет кулоновских эффектов. При этом $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \varepsilon_3$, что при $\varepsilon_0 = 30$ мэВ дает наблюдаемую энергию $\varepsilon_1 = 40$ мэВ.

2. *Роль роста концентрации примеси.* В определенном смысле парадоксально 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 роста интеграла перекрытия волновых функций соседних примесей, которое мы обозначим как $\Delta\varepsilon_T$. В ситуации, когда $\Delta\varepsilon_T > \Delta\varepsilon_0$, 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 стандартным выражением (5), в которое 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 соответствии с (6), 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 сильнолегированного образца *1*. В этом образце температурные зависимости проводимости и эффекта Холла очень слабы, низкотемпературное МС демонстрирует эффекты слабой локализации и антилокализации (в слабых магнитных полях), что коррелирует с поведением грязных металлов. Это, как отмечалось выше, соответствует произошедшему в данном образце переходу Мотта (перекрытию состояний верхней и нижней хаббардовских зон).

4. Заключение. 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. Поскольку такое поведение было предсказано нами для виртуального перехода Андерсона [1, 2], полученные в настоящей работе результаты служат дополнительным подтверждением предложенной нами ранее модели.

Данная работа была поддержана РФФИ (проект # 10-02-00544).

---

1. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин, Письма в ЖЭТФ **85**,202 (2007).
2. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, Yu. M. Galperin, and D. V. Shamshur, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 395216 (2008).
3. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин, ФТП **40**, 491 (2010).
4. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer, Berlin, 1984.
5. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 36 (2004).