

## Проявление верхней зоны Хаббарда в проводимости двумерных структур $p$ -GaAs–AlGaAs

© Н.В. Агринская, Ю.Л. Иванов, В.М. Устинов, Д.А. Полоскин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 19 октября 2000 г. Принята к печати 23 октября 2000 г.)

На многослойных структурах GaAs/AlGaAs  $p$ -типа, легированных Be с шириной квантовых ям 15 нм, исследованы эффект Холла и проводимость в интервале температур 1.7–300 К. С помощью легирования самой ямы и близкого к яме барьерного слоя была реализована ситуация, когда верхняя зона Хаббарда ( $A^+$ -центры) была заполнена дырками и проводимость осуществлялась по ее состояниям. Проведенные эксперименты показали, что энергия связи  $A^+$ -центров заметно возрастает в ямах размером 15 нм по сравнению с объемным случаем, что объясняется близостью размеров ямы и радиуса дырки в  $A^+$ -центре. Указанный радиус был оценен независимым образом из анализа температурной зависимости прыжковой проводимости.

В последнее время заметно возрос интерес к исследованию проводимости двумерных (2D) структур. Это обстоятельство вызвано прежде всего экспериментальным обнаружением низкотемпературной проводимости металлического типа в Si MOSFET и гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs [1,2].

Поскольку, как известно, скейлинговая теория локализации предсказывает для двумерных структур диэлектрическое поведение в пределе низких температур, указанные наблюдения имеют принципиальное значение. К настоящему моменту предложено три возможных объяснения наблюдаемого поведения. Первое из них предполагает, что проводимость действительно носит металлический характер вплоть до нулевой температуры, а расхождение с результатами скейлинговой теории локализации связано с неферми-жидкостным поведением, обусловленным вкладом электрон-электронного взаимодействия (неучитываемым скейлинговой теорией локализации) [3]. Другое объяснение предполагает, что наблюдаемое поведение может быть описано обычной теорией грязных металлов (и, таким образом, при дальнейшем понижении температуры должен наблюдаться переход к диэлектрическому состоянию), тогда как металлическое поведение в исследованной области температур обусловлено температурной зависимостью структурного беспорядка (для случая кремниевых MOSFET указанный фактор был связан с рассеянием электронов на ловушках в Si) [4].

Однако единого механизма, способного объяснить все особенности наблюдаемого поведения для различных систем, предложено не было. В связи с этим мы недавно предложили третий вариант объяснения наблюдаемого поведения, который, хотя с точки зрения объяснения температурного поведения может рассматриваться как модификация второго подхода, апеллирует к некоторому общему фактору, а именно к каналу проводимости, связанному с верхней хаббардовской зоной [5].

Однако, в силу того что структура локализованных состояний в рассматриваемых системах не вполне ясна, количественное сопоставление предсказаний модели с

экспериментом затруднено. Несомненный интерес в этой связи вызывает возможность экспериментального исследования проводимости в верхней зоне Хаббарда в какой-либо модельной системе, где природа локализованных состояний была бы с самого начала ясна.

В трехмерном случае отделить проводимость по верхней зоне Хаббарда от зонной проводимости оказывается достаточно трудно, поскольку энергия связи заряженной мелкой примеси ( $A^+$  или  $D^-$ )  $\varepsilon_-$  относительно дна зоны проводимости в соответствии с теоретическими расчетами достаточно мала,  $\varepsilon_- = 0.055\varepsilon_0$ , где  $\varepsilon_0$  — энергия связи изолированной примеси, и, таким образом, проводимость по верхней зоне Хаббарда считалась неконкурентоспособной по сравнению с зоной проводимости. Однако в работе [6] наблюдалась проводимость по верхней зоне Хаббарда для асимметрично напряженного Ge:Si и отмечалось, что зоны Хаббарда отделены друг от друга и от валентной зоны. При этом энергия Хаббарда составляла 3.7 мэВ в слабо легированных образцах и обращалась в ноль при приближении концентрации примеси к критической. Кроме того, необходимо отметить данные по магнитосопротивлению в режиме прыжковой проводимости легированных полупроводников, которые надежно демонстрируют вклад в проводимость верхней зоны Хаббарда, причем энергия связи оказывается больше, чем теоретическая оценка [7]. Поскольку в трехмерных (3D) полупроводниках число двукратных состояний не может быть больше числа однократно заряженных состояний (исключение составляют центры  $U^-$ ), эти данные можно рассматривать как косвенные.

Иная ситуация может возникнуть в 2D системах с селективным легированием, где с помощью различных методов легирования, а также изменением напряжения смещения на затворе можно контролируемо изменять концентрацию электронов в яме и таким образом изменять соотношение центров  $D^-$  и  $D^0$ .

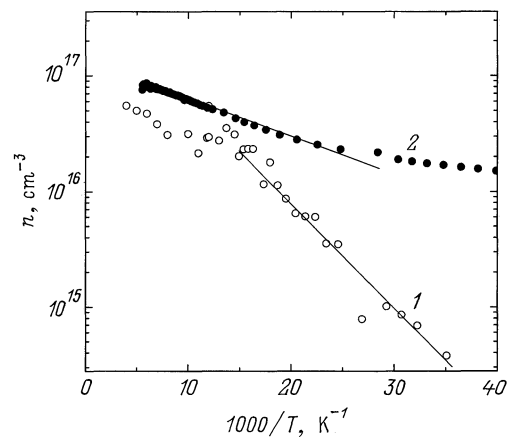
В достаточно узких квантовых ямах (когда масштаб волновой функции сравнивается с размером ямы) энергии  $\varepsilon_-$  и  $\varepsilon_0$  возрастают. При этом ясно, что указанное возрастание энергии связи будет более существенным

скорее для  $D^-$ -состояния, чем для  $D^0$ , в связи со значительно большим радиусом локализации электрона. В случае предельно узкой квантовой ямы энергии  $\varepsilon_-$  и  $\varepsilon_0$  возрастают в 10 и в 4 раза соответственно по сравнению с трехмерным случаем. В ямах конечной ширины может возникнуть ситуация, когда состояние  $D^-$  уже заглобляется, а состояние  $D^0$  остается на месте, это также может приводить к уменьшению энергии Хаббарда, что может облегчить наблюдение вклада верхней хаббардовской зоны и существенным образом сказаться на физических явлениях в данных системах.

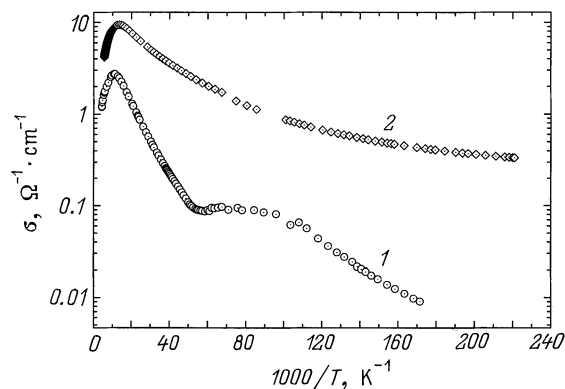
Нами была выбрана система GaAs/AlGaAs с шириной ямы порядка 15 нм, при этом система легировалась акцепторной примесью Ве, радиус локализации которой (2 нм) был существенно меньше ширины ямы. С помощью легирования самой ямы и близкого к яме барьерного слоя была реализована ситуация, когда верхняя зона Хаббарда была в равновесии заполнена дырками и проводимость осуществлялась по ее состояниям. В области температур 300–1.7 К исследованы эффект Холла, примесная и прыжковая проводимости. Проведенные эксперименты показали, что энергия связи центров  $A^+$  заметно возрастает в ямах размером 15 нм по сравнению с объемным случаем, что объясняется близостью размеров ямы и радиуса дырки в центре  $A^+$ . Указанный радиус был оценен независимым образом из анализа температурной зависимости прыжковой проводимости.

## Эксперимент

Исследуемые структуры были выращены на полуизолирующих подложках GaAs(100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии в установке Riber 32P, оснащенной твердотельными источниками Ga, Al, As и Ве. Рост проводился в As-обогащенных условиях при температуре подложки 580°C. Скорость роста составляла около 10 нм/мин. Структуры содержат 10 квантовых ям GaAs толщиной 15 нм, разделенных барьерами  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  толщиной 15 нм. Перед первой и после последней квантовой ямы были осаждены ограничивающие слои  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  толщиной 100 нм. Эпитаксиальный рост был завершен осаждением прикрывающего слоя GaAs толщиной 20 нм. В обоих исследуемых образцах средняя область квантовых ям (толщиной 5 нм) легирована. В одном из образцов (№ 293) барьеры  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  нелегированы, тогда как в другом образце (№ 213) легирована средняя область барьеров толщиной 5 нм. Таким образом, толщина нелегированных спейсерных слоев с обеих сторон барьера составляет 5 нм. В качестве легирующей примеси  $p$ -типа использовался Ве, вводимый в концентрации  $10^{17}$  ат/см<sup>3</sup>, измеренная при 300 К концентрация электронов в образцах (№ 293) и (№ 213) составляла  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Контакты к образцам выполнялись путем вжигания напыленного золота, содержащего 3% цинка в течение 2 минут при температуре 450°C.

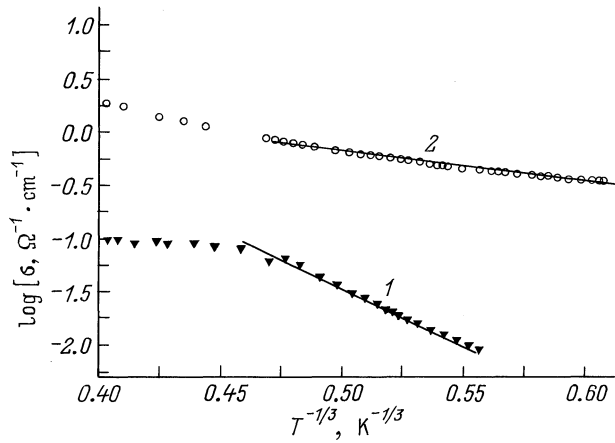


**Рис. 1.** Температурные зависимости холловской концентрации носителей для двух образцов: 1 — 293 и 2 — 213. Концентрации носителей рассчитывались как средние по объему, учитывая толщину образца — 150 нм (10 квантовых ям по 15 нм).



**Рис. 2.** Температурные зависимости проводимости для двух образцов: 1 — 293 и 2 — 213.

На рис. 1 показаны температурные зависимости холловской концентрации образцов (№ 293 и 213). Область температур 50–300 К соответствует ионизации дырок с акцепторного уровня в валентную зону. О переносе носителей по валентной зоне свидетельствуют достаточно большие значения подвижности  $\mu = 300\text{--}500$  см<sup>2</sup>/(В·с) при 300 К и ее температурная зависимость  $\mu(T) \propto T^{3/2}$ . В области низких температур наблюдается активационный закон изменения концентрации, при высоких температурах наблюдается уменьшение наклона зависимости  $\ln n = f(1/T)$ , что может свидетельствовать об истощении примеси. В частности, в образце 293 при наличии некоторой компенсации (что вполне вероятно из-за неконтролируемых примесей или состояний на границах раздела) в области низких температур имеет место участок с наклоном  $E_a$ , при более высоких температурах проявляется участок с наклоном  $E_a/2$ . Оцененные из наклонов значения энергии ионизации оказываются различными для двух типов образцов и составляют 7



**Рис. 3.** Температурные зависимости проводимости для двух образцов в масштабе  $\log \sigma$  от  $T^{-1/3}$ : 1 — 293 и 2 — 213.

и 21 мэВ для структур 213 и 293 соответственно. Ниже  $T = 50$  К (до 1.7 К) ход температурной зависимости проводимости  $\sigma$  свидетельствует о ее прыжковом характере (рис. 2). Наклоны зависимостей  $\sigma(T)$ , построенных в масштабе  $\log \sigma$  от  $T^{-1/3}$ , оказываются различными для двух образцов (рис. 3).

## Обсуждение результатов

В соответствии с литературными данными глубина залегания примеси Ве в GaAs составляет  $\varepsilon_0 = 27$  мэВ. Наш эксперимент для образца 293 (легированы только слои GaAs) дает значение энергии ионизации  $E_a = 21$  мэВ. Наблюдаемое расхождение можно приписать влиянию конечной ширины примесной зоны  $W$ , которая для слабо компенсированного образца в соответствии с предсказанием теории составляет

$$W = e^2 / \chi N^{1/3},$$

где  $\chi$  — диэлектрическая проницаемость,  $N$  — концентрация примеси. Эта оценка дает для  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  значение 10 мэВ, что хорошо согласуется с удвоенной разницей между  $\varepsilon_0$  и наблюдаемой энергией ионизации  $E_a$ .

Для образца 213 (легированы слои GaAs и барьеры) наблюдается значительно меньшая энергия ионизации акцепторов — 7 мэВ. В этом случае лишние дырки занимают второе зарядовое состояние акцептора  $A^+$  в слоях GaAs. Теоретически для трехмерного случая энергия ионизации центра  $A^+$  составляет  $0.05 \varepsilon_0$ . Мы наблюдаем значение в 5 раз больше, что объясняется, на наш взгляд, двумерностью структуры. В самом деле, если радиус основного состояния  $a_0$  составляет  $30 \text{ \AA}$ , что заметно меньше ширины ямы — 15 нм, то радиус центра  $A^+$  может быть значительно больше (в пределах порядка  $4a_0$ ) и приближаться к размерам квантовой ямы. Это в свою очередь приводит к заглужению состояния

центра  $A^+$  и к уменьшению энергии Хаббарда — зазора между состояниями центров  $A_0$  и  $A^+$ .

Независимую оценку радиусов центров  $A_0$  и  $A^+$  можно произвести из анализа низкотемпературной части проводимости, которая соответствует прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (VRH). Поскольку длина прыжка при низких температурах заведомо превышает размеры структуры, VRH-транспорт является двумерным и описывается выражением

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/3},$$

где  $T_0$  — параметр, связанный с плотностью состояний на уровне Ферми  $N_{E_F}$  и радиусом локализации

$$T_0 = C(N_{E_F} a^2)^{-1},$$

$C = 13.8$  — численный коэффициент.

На рис. 3 построены низкотемпературные части проводимости двух образцов в масштабе  $\log \sigma$  от  $T^{-1/3}$ . Видно, что зависимости спрямляются, а из наклонов прямых можно получить значения параметров  $T_0$  для двух образцов —  $10^3$  К (образец 293) и  $1.8 \cdot 10^4$  К (образец 213). Отношение этих параметров дает отношение радиусов для двух образцов:

$$\frac{T_{01}}{T_{02}} = \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^{1/2}.$$

Полученное таким образом отношение радиусов центров  $A^0$  и  $A^+$  равно 4, т. е. радиус центра  $A^+$  равен 8 нм, и это значение сравнимо с размером квантовой ямы.

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что энергия связи  $A^+$ -центров заметно (в 5 раз) возрастает в ямах размером 15 нм по сравнению с объемным случаем, что объясняется близостью размеров ямы и радиуса дырки в  $A^+$ -центре.

Авторы признательны А.Е. Жукову за участие в выращивании структур и В.И. Козубу за обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 00-02-16992, 00-15-96750 и 98-02-18403.

## Список литературы

- [1] S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D'Lorio. Phys. Rev. B, **50**, 8039 (1994).
- [2] D. Simmonian, S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik, V.M. Pudalov. Phys. Rev. Lett., **79** (12), 2304 (1997).
- [3] A. Perez-Garrido, M. Ortuno, E. Cuevas, J. Ruiz, M. Pollak. Phys. Rev. B, **55**, R8630 (1997).
- [4] B.L. Alsthuler, D.I. Maslov. Phys. Rev. Lett., **82**, 145 (1999).
- [5] V.I. Kozub, N.V. Agrinskaya, S.I. Khondaker, I. Shimak. Cond. Matt. 9911450 (1999).
- [6] O.D. Dubon, W. Walukiewicz, J.W. Beeman, E.E. Haller. Phys. Rev. Lett., **78**, 3519 (1997).
- [7] N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub, T.A. Polyanskaya. Phys. St. Sol. (b), **218**, 159 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

## Manifestation of upper Hubbard band in conductivity of 2D structures *p*-GaAs–AlGaAs

N.V. Agrinskaya, Yu.L. Ivanov, V.M. Ustinov,  
D.A. Poloskin

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Hall effect and conductivity were studied for *p*-type multiple-well GaAs/AlGaAs structures doped by Be with the well width 15 nm at temperatures 1.7–300 K. By means of selective doping of the well and barrier regions the situation was realized where the upper Hubbard band ( $A^+$  centers) was occupied in the state of equilibrium and the conductivity occurred through corresponding states. The experiment has shown that the binding energy of  $A^+$  centers increases significantly for well widths 15 nm with respect to the bulk case, due to comparability between the well width and the radius of  $A^+$  state. The radius was estimated independently by analyzing temperature behavior of the variable range hopping conductivity.