Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 9, с. 672 – 677

Интерфейсные D^- комплексы в двумерной электронной системе

А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, В. Е. Бисти, И. К. Дроздов, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 24 сентября 2010 г.

Методом неупругого рассеяния света исследован спектр возбуждений двумерной электронной системы в высококачественных AlGaAs/GaAs квантовых ямах. Идентифицированы новые линии неупругого рассеяния света возбуждений интерфейсных D^- комплексов – объектов, в которых два электрона, локализованных в квантовой яме, связываются с заряженной примесью, расположенной на интерфейсе квантовой ямы. Обнаружено, что основное состояние интерфейсных D^- комплексов изменяется в магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, со спин-синглетного на спин-триплетное аналогично тому, как изменяется основное состояние системы двух электронов, локализованных в гармоническом потенциале.

Проблема формирования многочастичных электронных комплексов в двумерных системах рассматривалась в работах [1 – 7]. Методами инфракрасной спектроскопии наблюдались циклотронные возбуждения D^- комплексов – связанных состояний ионизованного донора и двух электронов [1 – 3]. D^- комплексы могут рассматриваться как модельные объекты, свойства которых аналогичны свойствам отрицательно заряженного иона водорода H^-. Однако вследствие того, что положительный заряд является трехмерным объектом, а электроны – двумерными (здесь и далее предполагается, что характерные энергии кулоновского взаимодействия между частицами комплекса много меньше энергии размерного квантования), двумерные D^- комплексы обладают рядом отличительных особенностей. Во внешнем магнитном поле все состояния D^- комплекса квантованы, несмотря на то, что далеко не все из этих состояний являются связанными (в том смысле, что суммарная энергия электрона, связанного на положительном заряде, и второго электрона комплекса может быть больше энергии одиночного электрона, связанного на положительном заряде, и дополнительного электрона, находящегося от них на бесконечном расстоянии). Переходы между связанными и несвязанными состояниями могут проявляться в процессах поглощения электромагнитного излучения. В эксперименте действительно наблюдаются линии, соответствующие циклотронным переходам электронов из спин-синглетного (S) и спин-триплетного состояний D^- комплексов с нулевого уровня Ландау, причем возбужденные состояния в этом случае могут быть и не связанными [8]. Асимптотически точное в пределе большого магнитного поля теоретическое описание двумерных D^- комплексов было дано в работах [4 – 7], где показано, что основным состоянием ямного D^- комплекса, в котором ионизованный донор находится в одной плоскости с двумерными электронами, является спиновой синглет. Методами туннельной спектроскопии была получена оценка для энергии связи ямного D^- комплекса в AlGaAs/GaAs квантовой яме, которая находится в хорошем согласии с теоретическими расчетами [9].

Особый интерес для физики низкоразмерных систем представляют не ямные, а барьерные D^- комплексы, в которых электроны в квантовой яме пространственно отделены от положительного заряда, находящегося в барьере [10]. Это связано с тем, что непосредственно в самой квантовой яме концентрация заряженных примесей может быть достаточно малой (меньше $10^8\,\text{см}^{-2}$). Поэтому влиянием ямных D^- комплексов на свойства двумерного электронного газа обычно пренебрегают. Число положительно заряженных примесей в AlGaAs барьере, находящихся вблизи (на расстоянии порядка боровского радиуса электрона) от квантовой ямы, почти на два порядка выше, и именно они определяют оптические и транспортные свойства двумерного электронного газа малой плотности ($\sim 10^{10}\,\text{см}^{-2}$). С этими же примесями связана проблема "локализованных трионов" и D^0X комплексов – состояний двух электронов и валентной дырки в квантовой яме, связанных на положительном заряде ионизованной примеси в барьере [11].

Барьерные D^- комплексы не исследовались методами инфракрасной (ИК) магнитоспектроскопии вследствие малости сигнала ИК поглощения примесными комплексами по сравнению с сигналом циклотронного поглощения свободными электронами [7]. Основную информацию об их свойствах получают из спектров фотолюминесценции D^0X комплексов. Однако из-за появления в задаче четвертой частицы – валентной дырки со сложной дисперсионной зависимостью, прямое количественное сравнение теоретических расчетов с результатами эксперимента невозможно. В работах [12, 13] было показано, что электронные возбуждения барьерных D^- комплексов активны в неупругом рассеянии света. Оказывается, что сечение неупругого рассеяния света на возбуждениях барьерных D^- комплексов может существенно превышать сечение неупругого рассеяния света от возбуждений двумерного электронного газа. Поэтому линии, связанные с рассеянием света на плазменных и спиновых возбуждениях двумерного электронного газа, имеют интенсивность, меньшую, чем линии возбуждений барьерных D^- комплексов даже в том случае, если плотность комплексов на порядки величины меньше плотности двумерного электронного газа. Именно рассеяние света на барьерных D^- комплексах ответственно за появление линий "ротонов" в спектре неупругого рассеяния света [13].

Заметим, что все наблюдаемые до сих пор возбуждения как ямных, так и барьерных D^- комплексов являются циклотронными возбуждениями, то есть возбуждениями с изменением номера уровня Ландау одного из электронов комплекса. В настоящей работе обнаружены возбуждения барьерных D^- комплексов, связанные с изменениями внутриуровневых степеней свободы электронов комплекса. Поскольку задача о барьерном D^- комплексе может быть решена асимптотически точно в пределе большого магнитного поля, становится возможным прямое сравнение эксперимента с теоретическими расчетами. Показано, что наблюдаемые возбуждения связаны с переходами между состояниями интерфейсных D^- комплексов, особом случае барьерных D^- комплексов, в которых два электрона, локализованных в квантовой яме, связываются с заряженной примесью, расположенной на интерфейсе квантовой ямы. Интерфейсные D^- комплексы обладают интересным физическим свойством, симметрия волновой функции основного состояния комплексов изменяется в магнитном поле аналогично тому, как это происходит в системе двух электронов в параболическом потенциале двумерного гармонического осциллятора.

Исследования проводились на серии высококачественных гетероструктур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Гетероструктуры представляли собой асимметричные селективно-легированные $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ одиночные и двойные квантовые ямы ширинами $170 \div 300$ Å. Темновые электронные концентрации в квантовых ямах составляли $3 \div 15 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$, подвижности – на уровне $2 \div 20 \cdot 10^6$ см^2/В·с. Концентрация электронов (n) в исследуемых структурах изменялась с помощью методики фотообеднения и измерялась по скачкам химического потенциала в спектрах магнитофотолюминесценции [14]. Измерения проводились при температурах $0.3 \div 1.5$ К в криостате со сверхпроводящим соленоидом в диапазоне магнитных полей $0 \div 15$ Тл. Угол между направлением магнитного поля и направлением, перпендикулярным к плоскости квантовой ямы, изменялся в пределах от 0 до 90° с точностью, лучшей, чем 0.1°. Для исследования неупругого рассеяния света использовалась двухсветоводная методика. Посредством первого световода осуществлялось оптическое возбуждение электронной системы, а второй световод служил для детектирования сигнала неупругого рассеяния света. Возбуждение электронной системы осуществлялось перестраиваемым Ti/Sp-лазером с энергией возбуждающего кванта $1.51 \div 1.54$ эВ. Плотность мощности выбиралась на уровне ~ 0.1 Вт/см^2. Спектральным прибором служил рамановский спектрометр, который вместе с многоканальным полупроводниковым детектором с зарядовой связью обеспечивал разрешение 50 мкэВ.

Спектры низкоэнергетического (< 2 мэВ) неупругого рассеяния света двумерной электронной системы малой плотности при нескольких значениях магнитного поля представлены на рис.1. Самая низкоэнергетическая линия SW соответствует процессам неупругого рассеяния света с рождением спиновой волны – возбуждения с изменением спинового квантового числа электронной системы на единицу. Энергия спиновой волны изменяется от магнитного поля (B) как $\mu g_e^* B$, где μ – магнетон Бора, а g_e^* – эффективный g-фактор электрона в GaAs квантовой яме. Возбуждение, связанное с более высокоэнергетической линией T, обладает рядом необычных физических свойств. Его энергия зависит от обеих компонент магнитного поля, направленных вдоль и поперек квантовой ямы, причем зависимость от компоненты магнитного поля вдоль квантовой ямы ($B_{||}$) при постоянной компоненте магнитного поля, нормальной к плоскости квантовой ямы ($B_\perp$), совпадает с зависимостью зеемановского расщепления для электронов в квантовой яме от магнитного поля (рис.2). Таким образом, наблюдаемое возбуждение связано с изменением проекции электронного спина на единицу. Оставшаяся часть энергии возбуждения зависит только от перпендикулярной компоненты магнитного поля. Наблюдается рост этой энергии с увеличением магнитного поля, причем даже при факторах заполнения электронов менее 1/10 (рис.3). При столь малых электронных концентрациях и факторах заполнения электронная система может рассматриваться как совокупность невзаимодействующих между собой D^-

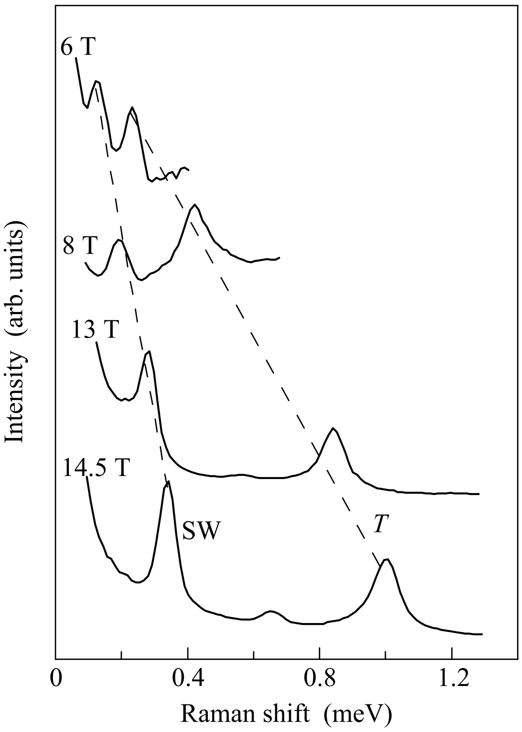

Рис.1. Спектры неупругого рассеяния света, измеренные при различных значениях магнитного поля. В спектре присутствуют линии спиновой волны (SW) и внутриуровнего возбуждения барьерного D^- комплекса (T)

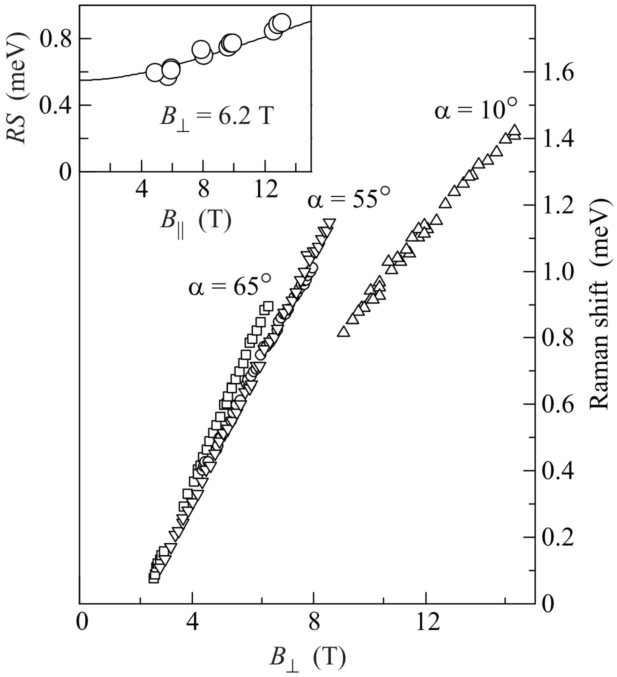

Рис.2. Зависимости энергии возбуждения D^- комплекса от магнитного поля при различных значениях угла наклона вектора индукции магнитного поля к плоскости квантовой ямы. На вставке показана зависимость энергии возбуждения D^- комплекса от магнитного поля, направленного вдоль плоскости квантовой ямы, при постоянной величине компоненты магнитного поля нормальной к плоскости квантовой ямы ($B_\perp =$ 6.2 Тл). Сплошной линией изображено изменение энергии зеемановского расщепления для электронов в квантовой яме в зависимости от параллельной компоненты магнитного поля, отсчитанное от энергии возбуждения D^- комплекса при $B_\perp = 6.2$ Тл

комплексов [15]. Естественно поэтому связать новую линию неупругого рассеяния света с внутриуровневым возбуждением барьерного D^- комплекса. Действительно, линия T не наблюдается в спектре возбуждений нейтральной системы, когда электронная плотность уменьшается до $\sim 10^9$ см$^{-2}$, то есть до концентраций, когда электронная система представляет собой совокупность нейтральных D^0 комплексов – состояний ионизованного донора в барьере квантовой ямы и электрона в квантовой яме. С увеличением электронной концентрации линия T сдвигается в фиолетовую область спектра и уширяется, а при некоторой критической концентрации ($4 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$) исчезает из спектра (рис.4). Подобное увеличение энергии возбуждений D^- комплексов при росте концентрации электронного газа наблюдалось ранее для циклотронных возбуждений и связывалось с ростом кулоновского расталкивания возбужденного электрона и окружающих D^- комплекс свободных электронов [2, 3, 13].

Главная проблема, с которой сталкиваются экспериментаторы при исследовании барьерных D^- и D^0X комплексов, состоит в том, чтобы определить пространственное положение ионизованного донора в барьере квантовой ямы [11, 16]. Изменения энергии циклотронных возбуждений D^- комплексов при варьировании положения донора невелики. Гораздо более существенным оказывается вклад в энергию, связанный с взаимодействием D^- комплексов и свободных электронов [3, 13]. Напротив, для внутриуровневых возбуждений D^- комплексов пространственное положение донора в барьере является определяющим, и, поскольку задача о барьерном доноре в магнитном поле может быть решена асимптотически точно, положение донора может быть найдено путем количественного сравнения результатов теоретического расчета с экспериментом.

В теоретических моделях, описывающих спектр возбуждений D^- комплексов, локализующее действие заряженной примеси рассматривается обычно как слабое возмущение к гамильтониану свободных

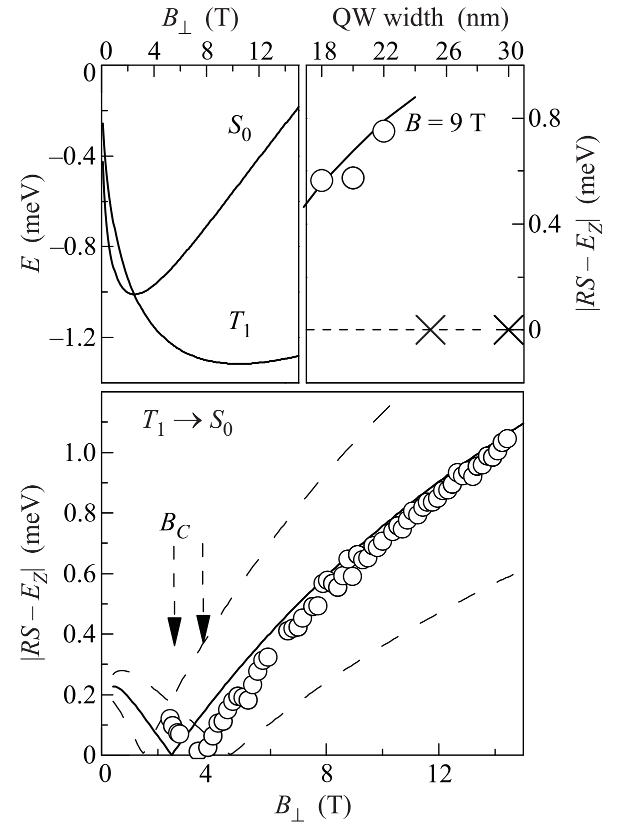

Рис.3. Верхний левый рисунок: теоретические зависимости нижайших по энергии связанных состояний двух электронов и положительного заряда на гетероинтерфейсе квантовой ямы для квантовой ямы шириной 20 нм. Верхний правый рисунок: зависимость энергии возбуждения $T_1 \to S_0$ барьерного D^- комплекса от ширины ямы. Светлые точки – измеренные значения энергий. Кресты указывают на квантовые ямы, в которых линия, соответствующая $T_1 \to S_0$, не обнаружена. Сплошная линия – теоретический расчет. Нижний рисунок: экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости энергии возбуждения $T_1 \to S_0$ и $S_0 \to T_1$ барьерного D^- комплекса для ямы 20 нм. Стрелками указаны теоретическое и экспериментальное магнитные поля, в которых изменяется симметрия основного состояния D^- комплекса. Теоретический расчет энергий возбуждений $T_1 \to S_0$ и $S_0 \to T_1$ для D^- комплексов, в которых положительный заряд расположен в 10 Å по обе стороны от гетероинтерфейса, показан штриховыми линиями

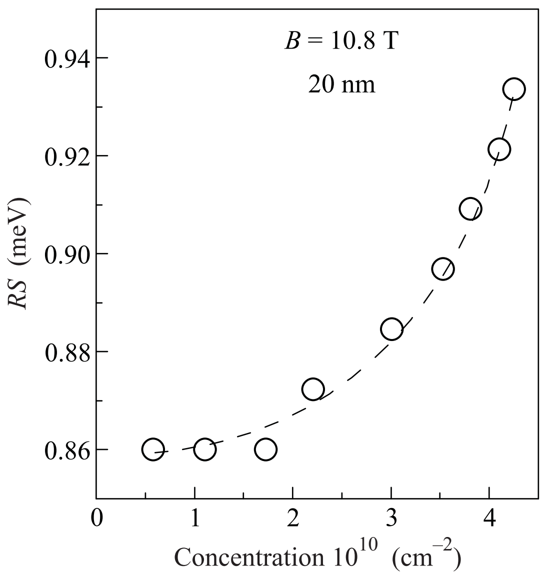

Рис.4. Экспериментальная зависимость энергии возбуждения $T_1 \to S_0$ барьерного D^- комплекса от концентрации электронов в квантовой яме при $B_\perp = 10.8$ Тл

электронов в магнитном поле [4, 10]. Волновые функции электронов в z-направлении (ось z направлена перпендикулярно плоскости ямы, $z = 0$ соответствует середине ямы) $\psi(z)$ можно определить, решая совместно уравнения Шредингера и Пуассона при заданной концентрации электронов. Ионизованный донор (единичный положительный заряд) расположен на некотором расстоянии Z от слоя электронов, в барьере, а его расположение в плоскости соответствует началу координат. Кулоновское взаимодействие электронов между собой выражается как

$$V(r) = \frac{e^2}{\varepsilon} \int \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z_1 - z_2)^2}} \psi^2(z_1)\psi^2(z_2) dz_1 dz_2,$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ – двумерные радиус-векторы электронов. Кулоновское взаимодействие электронов $(i = 1, 2)$ с положительным зарядом может быть получено как

$$V(r_i, Z) = \frac{e^2}{\varepsilon} \int \frac{1}{\sqrt{r_i^2 + (z - Z)^2}} \psi^2(z) dz.$$

В сильном магнитном поле энергию D^- комплекса можно найти, рассматривая кулоновское взаимодействие $V(r) + V(r_1) + V(r_2)$ как возмущение [5, 10].

Волновые функции электронов на нулевом уровне Ландау в магнитном поле вдоль оси z вырождены по проекции момента M на ось z и имеют вид

$$\psi_{M_i}(r_i, \varphi_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} l_B} \left(\frac{r_i}{l_B}\right)^M e^{-iM\varphi} e^{-\frac{r_i^2}{4l_B^2}},$$

l_B-магнитная длина. Здесь используется аксиальная калибровка векторного потенциала. Волновая функция пары электронов зависит от их спинового состояния, поскольку полная волновая функция двух фермионов должна быть антисимметричной. Для спинового синглета (пары электронов с противоположными спинами) координатная часть симметрична, и электроны могут находиться в одинаковых состояниях с нулевым моментом. Полный орбитальный момент пары равен $M = M_1 + M_2 = 0$, а волновая функция имеет вид

$$\Psi_S = \psi_0(r_1, \varphi_1)\psi_0(r_2, \varphi_2).$$

Для спинового триплета (пары электронов с одинаково направленными спинами) координатная часть антисимметрична, электроны находятся в разных орбитальных состояниях. Полный минимальный орбитальный момент системы равен $M = M_1 + M_2 = 1$, а волновая функция имеет вид

$$\Psi_T = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_0(r_1, \varphi_1)\psi_1(r_2, \varphi_2) - \psi_1(r_1, \varphi_1)\psi_0(r_2, \varphi_2)).$$

Поскольку кулоновское взаимодействие не изменяет проекцию орбитального движения, для нахождения энергии взаимодействия электронов с положительным зарядом можно пользоваться теорией возмущений для невырожденных состояний. Гамильтониан системы двух электронов в гармоническом потенциале и, в частности, в магнитном поле допускает разделение переменных в координатах центра масс $\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$ и относительного движения электронов $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, что удобно использовать для определения энергии взаимодействия электронов. Волновая функция центра масс $\Psi_0(R, \Phi)$ всегда четна относительно перестановки координат электронов, поэтому отличие в четности для синглета и триплета определяется только функцией относительного движения $\Psi_0(r, \varphi)$, имеющей тот же вид, что и волновые функции электронов $\psi_{M_i}(r_i, \varphi_i)$, с заменой l_B на $\sqrt{2}l_B$. Для синглета с $M = 0$

$$\Psi_S = \Psi_0(R, \Phi)\Psi_0(r, \varphi),$$

а для триплета с $M = 1$

$$\Psi_T = \Psi_0(R, \Phi)\Psi_1(r, \varphi).$$

Энергии взаимодействия электронов с положительным зарядом по теории возмущений

$$E_{Di}(Z) = <\psi_i(r, \varphi)|V(r, Z)|\psi_i(r, \varphi)>,$$

а энергии взаимодействия электронов между собой

$$E_{Ii} = <\Psi_i(r, \varphi)|V(r)|\Psi_i(r, \varphi)>.$$

Отсюда получается энергия синглета с моментом $M = 0$:

$$E_{S0} = E_{I0} - 2E_{D0}(Z)$$

и энергия триплета с моментом $M = 1$

$$E_{T1} = E_{I1} - E_{D1}(Z) - E_{D0}(Z).$$

Можно ввести энергию связи двух электронов. Для этого надо вычесть из полной энергии соответствующую энергию взаимодействия с положительным зарядом. Для синглета получаем

$$\Delta E_{S0} = E_{I0} - E_{D0}(Z),$$

а для триплета

$$\Delta E_{T1} = E_{I1} - E_{D1}(Z).$$

Разность энергий связи (или просто энергий) синглета и триплета с учетом одночастичной зеемановской энергии $E_Z = 2\mu g_e^* H$ равна

$$E_S - E_T = E_{I0} - E_{I1} + E_{D1}(Z) - E_{D0}(Z) + E_Z.$$

В диапазоне магнитных полей $3 < B < 15$Т в квантовых ямах с шириной до 20 нм основным состоянием барьерного D^- комплекса является спиновой триплет с полным моментом $M = 1$ ($1T$) (рис.3). При этом наблюдаемое в эксперименте возбуждение – это переход $T_1 \to S_0$. При увеличении ширины ямы состояние S_0 перестает быть связанным. Действительно, в ямах с ширинами 25 нм и более возбуждение $T_1 \to S_0$ экспериментально не наблюдается (рис.3).

Варьированием z-координаты ионизованного донора в барьере квантовой ямы можно достичь количественного совпадения экспериментальных и теоретических результатов. Оказывается, что теория и эксперимент согласуются, если поместить положительный заряд на гетероинтерфейс между квантовой ямой и барьером. При этом согласие с теорией улучшается с увеличением перпендикулярной компоненты магнитного поля, т.е. когда улучшаются условия применимости теории возмущений (рис.3). Если отодвинуть примесь всего на 10 Å от гетероинтерфейса, теоретическая оценка для энергии возбуждения уменьшается на 40% по сравнению с экспериментально полученными значениями. Таким образом, можно заключить, что ионизованный донор расположен непосредственно на гетерогранице, разделяющей квантовую яму и барьер. Данный факт не является удивительным, так как диффузия объемных примесей в AlGaAs барьере в процессе эпитаксиального роста замедляется на дефектах решетки гетероинтерфейса GaAs/AlGaAs, то есть гетероинтерфейс является особой точкой, в которой концентрация примесей превышает среднюю концентрацию примесей в барьере. Неожиданным является то, что концентрация ионизованных доноров на гетероинтерфейсе должна как минимум на порядок величины превышать среднюю концентрацию ионизованных доноров в барьере квантовой ямы, что следует непосредственно из анализа интенсивности линии T рамановского рассеяния D^- комплекса. До сих пор гетероинтерфейс в высокоподвижных квантовых ямах GaAs/AlGaAs рассматривался как источник короткопериодных флуктуаций случайного потенциала, связанных с вариацией ширины квантовой ямы в процессе эпитаксиального роста на один монослой. Наличие макроскопического положительного заряда ионизованных примесей ($\sim 10^9$ см$^{-2}$), расположенных на гетероинтерфейсе квантовой ямы, и возможность формирования системы интерфейсных D^- комплексов той же плотности должны учитываться при рассмотрении физических свойств двумерного электронного газа малой плотности.

Полученные результаты применимы не только к одиночным, но и к двойным квантовым ямам. Известно, что для исследования коррелированных состояний в двойных электрон-электронных слоях используются гетероструктуры с узкими двойными квантовыми ямами ($<$ 200 Å) и малой электронной концентрацией ($\sim 2 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$) в каждой из ям [17, 18]. В этом случае число гетероинтерфейсов удваивается. Нами обнаружено, что именно линии интерфейсных D^- комплексов, а не межподзонных спин-флип возбуждений, становятся доминирующими в спектре неупругого рассеяния света двойных квантовых ям.

В критическом магнитном поле около 3 Тл теория предсказывает изменение симметрии основного состояния барьерного D^- комплекса с триплетного на синглетное. Характеристикой этого изменения является зануление энергии возбуждения $T_1 \to S_0$. Изменение симметрии основного состояния наблюдается и в эксперименте, но из-за того, что теория возмущений плохо работает в данном диапазоне магнитных полей, теоретические и экспериментальные значения для критического магнитного поля, при котором происходит изменение симметрии, отличаются на 1 Тл (рис.3). При более низких магнитных полях возможно возбуждение $S_0 \to T_1$, которое также наблюдается в эксперименте (рис.3). Интересно, что аналогичное изменение основного состояния системы двух электронов, локализованных в потенциале гармонического осцилятора, обсуждалось в работе [19]. В этом случае задача о двух электронах может быть решена точно в произвольном магнитном поле.

В заключение отметим, что методом неупругого рассеяния света обнаружены и исследованы возбуждения интерфейсных D^- комплексов в высококачественных GaAs/AlGaAs квантовых ямах. Рассчитаны энергии связанных состояний D^- комплексов с учетом нелокальности волновых функций электронов в направлении роста квантовых ям. Обнаружено изменение симметрии основного состояния D^- комплекса, индуцированное магнитным полем.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. S. Huant, S. P. Najda, and B. Etienne, Phys. Rev. Lett. **65**, 1486 (1990).
2. J-P. Cheng, Y. J. Wang, B. D. McCombe, and W. Schaff, Phys. Rev. Lett. **70**, 489 (1993).
3. Z. X. Jiang, B. D. McCombe, and P. Hawrylak, Phys. Rev. Lett. **81**, 3499 (1998).
4. A. B. Dzyubenko and A. Yu. Sivachenko, Phys. Rev. B **48**, 14690 (1993).
5. D. M. Larsen and S. Y. McCann, Phys. Rev. B **45**, 3485 (1992).
6. P. Hawrylak, Phys. Rev. Lett. **72**, 2943 (1994).
7. A. B. Dzyubenko, A. Mandray, S. Huant et al., Phys. Rev. B **50**, 4687 (1994).
8. S. Huant, A. Mandray, J. Zhu et al., Phys. Rev. B **48**, 2370 (1993).
9. J. G. S. Lok, A. K. Geim, J. C. Maan et al., Phys. Rev. B **53**, 9554 (1996).
10. H. L. Fox and D. M. Larsen, Phys. Rev. B **51**, 10709 (1995).
11. Подробное обсуждение проблемы "локализованных трионов" и D^0X комплексов можно найти в статье V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **79**, 233306 (2009).
12. A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik et al., Phys. Rev. B **77**, 155404 (2008); A. B. Van'kov, L. V. Kulik, S. Dickmann et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 206802 (2009).
13. А. Б. Ваньков, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 170 (2008).
14. Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, УФН **176**, 365 (2006).
15. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. B **63**, 201402(R) (2001).
16. О. В. Волков, С. В. Товстоног, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 588 (1999).
17. I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **84**, 5809 (2000).
18. B. Karmakar, V. Pellegrini, A. Pinczuk et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 036802 (2009).
19. M. Wagner, U. Merkt, and A. V. Chaplik. Phys. Rev. B **45**, 1951 (1992).