

10,16

Сравнение прямого и обменного вкладов в экситон-экситонное взаимодействие в квантовой яме GaAs/AlGaAs в электрическом поле

© Shiming Zheng, E.C. Храмов[¶], И.В. Игнатьев

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

[¶] E-mail: e.khramtsov@spbu.ru

Поступила в Редакцию 3 апреля 2026 г.

В окончательной редакции 20 мая 2026 г.

Принята к публикации 20 мая 2026 г.

Теоретически исследовано влияние электрического поля на величину экситон-экситонного взаимодействия в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с квантовой ямой шириной $L = 30$ nm. Рассмотрены вклады обменного и прямого кулоновского взаимодействия экситонов, находящихся в одинаковых спиновых состояниях. Установлено, что в электрических полях $F < 10$ kV/cm константа фермионного обменного взаимодействия (J_{exch}) отрицательна. Константа прямого кулоновского взаимодействия (J_{dir}) пренебрежимо мала в полях $F < 2$ kV/cm и постепенно нарастает до значения $J_{\text{dir}} = 8.5 \mu\text{eV} \mu\text{m}^2$ в поле $F = 10$ kV/cm. Суммарная энергия экситон-экситонного взаимодействия $H = n_X \cdot 2(J_{\text{dir}} - J_{\text{exch}})$ положительна, что соответствует отталкиванию экситонов. Она варьируется от значения $H \approx 10 \mu\text{eV}$ в нулевом поле до значения $H \approx 16 \mu\text{eV}$ в поле $F = 10$ kV/cm при плотности экситонов $n_X = 1 \mu\text{m}^{-2}$. Сделана оценка критической плотности экситонов, при которой экситоны становятся нестабильны, и формируется электронно-дырочная плазма в поле $F = 10$ kV/cm. Дальнейший рост поля приводит к увеличению энергии экситон-экситонного взаимодействия и более жестким ограничениям на плотность n_X для сохранения стабильности экситонов.

Ключевые слова: экситон-экситонное взаимодействие, квантовая яма, электрическое поле.

DOI: 10.61011/FTT.2026.05.63450.9387

1. Введение

Экситон-экситонное ($X-X$) взаимодействие играет большую роль в экситонной динамике в различных системах, включая полупроводниковые гетероструктуры [1–5], двумерные дихалькогениды переходных металлов [6–9], свинцово-галлоидные перовскиты [10,11] и другие материалы [12]. По сравнению с другими перспективными материалами, квантовые ямы (КЯ) GaAs/AlGaAs служат эталонной платформой для исследования фундаментальных экситонных свойств, благодаря исключительному качеству материала и хорошо разработанным теоретическим методам исследования экситонов и их взаимодействия [13–22]. Важной областью является исследование бозе-эйнштейновских конденсатов экситонных поляритонов, при формировании которых взаимодействие экситонов друг с другом и со светом играет ключевую роль [3,23–26]. Благодаря экситон-экситонному ($X-X$) взаимодействию, поляритонные системы обладают выраженной оптической нелинейностью, что обеспечивает им значительный потенциал для применения в различных устройствах [4,24]. Эффективной стратегией повышения этой нелинейности является увеличение $X-X$ взаимодействия [5,27]. Приложение электрического поля вдоль направления роста одиночной КЯ предоставляет значительный интерес для контроля этого взаимодействия [21,25,28–30].

В данной работе мы представляем результаты теоретического исследования $X-X$ взаимодействия в элек-

трическом поле в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 30 nm. КЯ такой, или немного меньшей, ширины активно изучаются в поляритонных структурах [5,24,31]. С теоретической точки зрения КЯ такой („промежуточной“) ширины представляют значительную трудность для моделирования экситонных состояний, так как их ширина приблизительно соответствует удвоенному борновскому радиусу экситона ($L \approx 2a_B$). Вследствие этого невозможно использовать приближения малой ($L \ll a_B$) или большой ($L \gg a_B$) ширины КЯ. В последних случаях, часто рассматриваемых в литературе [18,31–33], можно разделить относительное движение электрона и дырки в экситоне и движение экситона как целого и учесть их смешивание по теории возмущений. В связи с этим в литературе имеется мало сведений о $X-X$ взаимодействии в КЯ промежуточной ширины [13,20], и практически отсутствуют публикации о влиянии электрического поля на это взаимодействие.

2. Теория

В данной работе мы рассматриваем два экситона с тяжелой дыркой в основном состоянии ($Xhh1$) в КЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3$) шириной 30 nm. Предполагается, что внешнее электрическое поле напряженностью F приложено в направлении оси роста гетероструктуры с КЯ. Это типичная геометрия задачи, рассматриваемой во многих экспериментальных и теоретических исследованиях, см., например, [21,28–30].

Ранее нами был описан метод вычисления модельно-точной пространственной части волновых функций экситонов $Xhh1$ путем численного решения уравнения Шредингера с использованием метода конечных разностей четвертого порядка (МКР) [21,34]. В данной работе шаг сетки МКР был выбран равным 1 nm, что много меньше боровского радиуса экситона ($a_B = 15$ nm [33]). Материальные параметры GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$ взяты из работ [35,36].

Полученные в результате расчета волновые функции ψ_1 и ψ_2 использовались для построения пространственной части волновой функции системы двух экситонов, Ψ_{X1-X2} . Спинные части волновых функций обоих экситонов считаются одинаковыми, и в данной работе не рассматриваются. С учетом требования тождественности квазичастиц и антисимметрии относительно перестановки двух фермионов (электрона или дырки), функция Ψ_{X1-X2} имеет следующий вид [6,13,20]:

$$\begin{aligned} \Psi_{X1-X2}(F) = & (1/2)[\psi_1(r_{e1}, r_{hh1}; F)\psi_2(r_{e2}, r_{hh2}; F) \\ & + \psi_1(r_{e2}, r_{hh2}; F)\psi_2(r_{e1}, r_{hh1}; F)] \\ & - (1/2)[\psi_1(r_{e2}, r_{hh1}; F)\psi_2(r_{e1}, r_{hh2}; F) \\ & + \psi_1(r_{e1}, r_{hh2}; F)\psi_2(r_{e2}, r_{hh1}; F)]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь r_{e1} и r_{hh1} — координаты электрона $e1$ и тяжелой дырки $hh1$ в первом экситоне, а r_{e2} и r_{hh2} — соответствующие координаты во втором экситоне. В выражении (1) используются волновые функции только нижайших состояний тяжелых экситонов, что является основным приближением рассматриваемой модели (боровское приближение [37]). Выход за это приближение обсуждается в работах [14,15].

Отметим, что двухэкситонные волновые функции типа (1) образуют избыточно полный и неортогональный базис. Влияние неортогональности базиса на описание $X-X$ взаимодействия изучалось во многих работах, см., например, [14,16,17,25]. Было показано, что при низкой плотности экситонов поправки на неортогональность довольно малы. Поэтому в данной работе эта неортогональность не учитывается и не проводится перенормировка двухэкситонной волновой функции для упрощения вычислений. Также не рассматриваются эффекты, связанные с образованием биэкситонных состояний [15].

Согласно теории, изложенной в работах [13,20], полная энергия $X-X$ взаимодействия в КЯ равна:

$$H_{\text{tot}} = H_{\text{dir}} + H_{\text{exch}}^e + H_{\text{exch}}^h + H_{\text{exch}}^X. \quad (2)$$

Здесь H_{dir} — энергия прямого кулоновского $X-X$ взаимодействия. Слагаемые H_{exch}^e и H_{exch}^h представляют собой фермионные члены обменного взаимодействия, соответствующие обмену только электронами или только дырками. Слагаемое H_{exch}^X — бозонный член обменного взаимодействия, который описывает одновременный обмен электронами и дырками, составляющими каждый из экситонов (т.е., обмен экситонами).

Полная энергия $X-X$ взаимодействия пропорциональна двумерной плотности экситонов в КЯ n_X . В данной работе мы рассматриваем малые плотности экситонов, далекие от формирования электронно-дырочной плазмы $n_X \ll 1/(2a_B)^2$, где a_B — боровский радиус экситона. В этом случае можно пренебречь влиянием других экситонов (эффектом экранировки) на состояния заданного экситона. Как мы увидим ниже, такое приближение хорошо оправдано, так как энергия $X-X$ взаимодействия мала по сравнению с энергией связи экситона ($E_b \approx 6$ meV в нулевом поле для рассматриваемой КЯ) [21]. Для исключения плотности экситонов из рассмотрения, обычно вводятся константы взаимодействия, J_α , для различных вкладов в суммарное взаимодействие (2) [13,20]. Они определяются выражениями:

$$H_{\text{dir}} = n_X J_{\text{dir}}; \quad H_{\text{exch}}^{e(h)} = -n_X J_{\text{exch}}^{e(h)}; \quad H_{\text{exch}}^X = n_X J_{\text{exch}}^X. \quad (3)$$

Здесь обозначения отдельных констант согласованы с обозначениями парциальных вкладов в общее $X-X$ взаимодействие в формуле (2). В дальнейшем величины $J_{\text{exch}}^{e(h)}$ будем называть константами фермионного обменного $X-X$ взаимодействия, соответствующим обмену только электронами (дырками) между двумя экситонами, а J_{exch}^X — константой бозонного обменного $X-X$ взаимодействия, соответствующей обмену экситонами. Отметим, что связь между энергией $H_{\text{exch}}^{e(h)}$ и константой $J_{\text{exch}}^{e(h)}$ содержит знак „—“, что следует из общего квантовомеханического анализа фермионного обменного взаимодействия [37]. При этом положительной константе $J_{\text{exch}}^{e(h)}$ соответствует отрицательная энергия обменного $X-X$ взаимодействия, т.е., притяжение экситонов.

Константы J_{exch}^e и J_{dir} определяются следующими матричными элементами [13,20]¹:

$$\begin{aligned} J_{\text{exch}}^e(F) = & (1/n_X) \langle \psi_1(r_{e1}, r_{hh1}; F)\psi_2(r_{e2}, r_{hh2}; F) | V_{X-X} | \\ & \times \psi_1(r_{e2}, r_{hh1}; F)\psi_2(r_{e1}, r_{hh2}; F) \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} J_{\text{dir}}(F) = & (1/n_X) \langle \psi_1(r_{e1}, r_{hh1}; F)\psi_2(r_{e2}, r_{hh2}; F) | V_{X-X} | \\ & \times \psi_1(r_{e1}, r_{hh1}; F)\psi_2(r_{e2}, r_{hh2}; F) \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Кулоновский потенциал $X-X$ взаимодействия V_{X-X} имеет вид:

$$\begin{aligned} V_{X-X}(r_{e1}, r_{hh1}, r_{e2}, r_{hh2}) = & V(|r_{e1} - r_{e2}|) + V(|r_{hh1} - r_{hh2}|) \\ & - V(|r_{e1} - r_{hh2}|) - V(|r_{e2} - r_{hh1}|). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $V(r) = q^2/(\epsilon r)$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость материала (для GaAs $\epsilon = 12.53$ [35]). Первые два слагаемых в этом выражении описывают потенциалы взаимодействия между электронами и между дырками,

¹ В работе [20] в формулах (27) и (28) допущена опечатка, а именно, не указан знак „—“ перед интегралом. Выражение (33) должно быть заменено выражениями (3) данной работы.

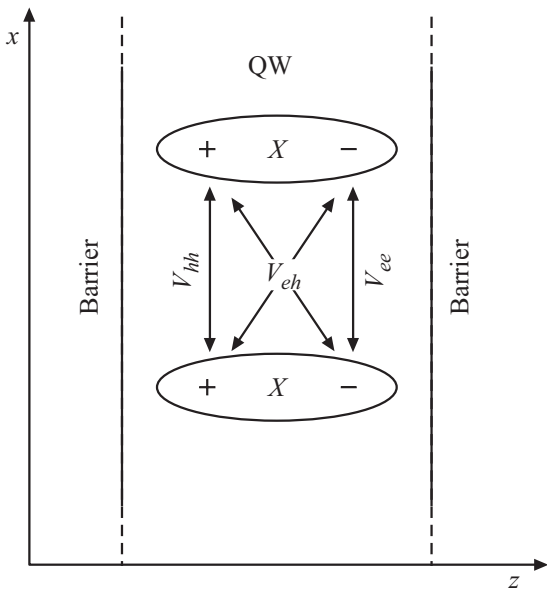


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой гетероструктуры с КЯ (QW), расположенной между двумя барьерными слоями (barrier), и потенциалов взаимодействия в двухэкситонной системе. Овалы представляют экситоны (X), поляризованные электрическим полем. Стрелки и их обозначения показывают взаимодействия электронов и дырок, описываемые формулой (6). Ось z показывает направление роста гетероструктуры (ростовая ось), а ось x — одно из направлений вдоль слоев гетероструктуры.

соответствующие отталкиванию одноименных квазичастиц. Третье и четвертое слагаемые описывают взаимодействие между электроном в одном экситоне и дыркой в другом экситоне, проявляющееся как притяжение разноименных квазичастиц. Обозначения, используемые в формуле (6), проиллюстрированы на рис. 1.

3. Результаты и обсуждение

Мы рассматриваем экситоны с нулевым волновым вектором $\mathbf{Q}$ движения вдоль слоя КЯ как до, так и после их взаимодействия. Учет волновых векторов экситонов требует большого объема вычислений и отдельных исследований, которые описаны, например, в работах [13,20]. Частный случай $Q = 0$ реализуется в экспериментах при нормальном падении излучения на образец, резонансного с экситонным переходом. При таких условиях константа обменного $X-X$ взаимодействия, обусловленная обменом экситонами (J_{exch}^X), в точности равна константе прямого экситон-экситонного взаимодействия, $J_{\text{dir}} = J_{\text{exch}}^X$ [13,20]. Кроме того, обмен только электронами или только дырками приводит к равным константам взаимодействия, то есть, $J_{\text{exch}}^e = J_{\text{exch}}^h \equiv J_{\text{exch}}$ [13,20].

Расчет всех констант требует вычисления 12-мерных интегралов по всем координатам электронов и дырок в двух экситонах (см. формулы (4) и (5)). Для

этих расчетов мы использовали метод Монте-Карло. Детали таких расчетов описаны в приложении статьи [20]. Проводились параллельные вычисления на графических процессорах (GPU) NVIDIA. С целью экономии вычислительного времени, абсолютная погрешность вычисления интегралов была установлена на уровне, $\Delta J_{\text{dir}} = \Delta J_{\text{exch}} = 0.15 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$. Итоговые расчеты проводились с меньшей погрешностью, $\Delta J_{\text{dir}} = \Delta J_{\text{exch}} = 0.05 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$. Для каждого значения электрического поля вычислялись парциальные вклады парных взаимодействий, см. формулу (6).

На рис. 2 для примера приведены результаты вычислений фермионного обменного взаимодействия (обмен электронами или дырками) и различных компонент этого взаимодействия. Компоненты вычислялись по формуле (4), в которой использовался один из членов кулоновского взаимодействия из формулы (6). Например, для вычисления J_{ee} использовался член $V(|\mathbf{r}_{e1} - \mathbf{r}_{e2}|)$.

Как видно из рис. 2, значения компонент J_{ee} и J_{hh} положительны, а значения компонент J_{e1h2} и J_{e2h1} отрицательны для всех значений электрического поля. Более того, эти компоненты в значительной мере компенсируют друг друга, так что значение суммарной величины фермионного обменного взаимодействия, $J_{\text{exch}} = J_{ee} + J_{hh} + J_{e1h2} + J_{e2h1}$, значительно меньше величины каждой из компонент. Почти во всем диапазоне электрических полей, представленных на рис. 2, обменная константа $J_{\text{exch}} < 0$, что соответствует отталкиванию экситонов за счет этого взаимодействия, см. формулы (3). С ростом электрического поля значения компонент растут по абсолютной величине. При этом

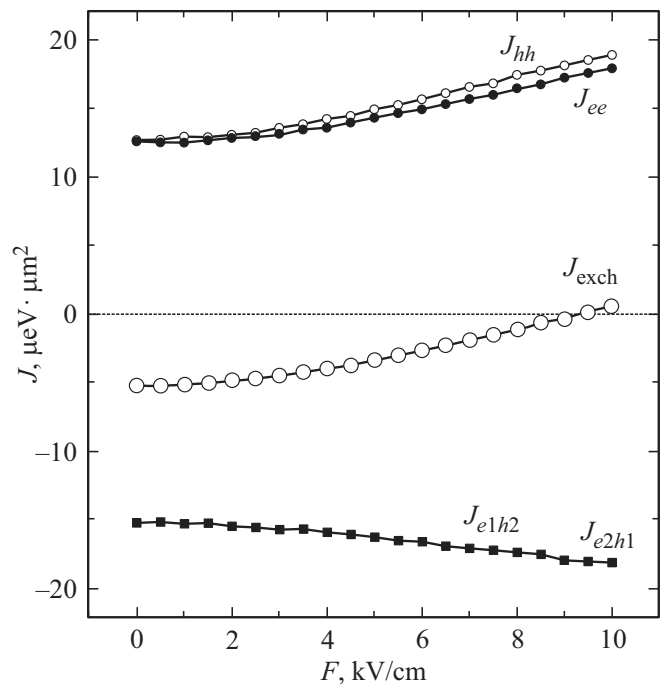


Рис. 2. Обменное взаимодействие J_{exch} и различные его компоненты как функции электрического поля.

значение суммарной компоненты J_{exch} стремится к нулю, а в поле $F \approx 9.5 \text{ kV/cm}$ происходит его переполюсовка.

Такое поведение J_{exch} можно пояснить следующим образом. Поляризация экситонов электрическим полем приводит к тому, что положительный заряд дырки сдвигается к одному краю КЯ, а отрицательный заряд электрона к другому краю КЯ, как это схематично показано на рис. 1. Кроме концентрации заряда вблизи гетерограницы КЯ, происходит также некоторое растяжение облака зарядов вдоль гетерограницы вследствие уменьшения энергии связи экситона в электрическом поле [21]. В результате одноименные заряды двух экситонов оказываются ближе друг к другу, их кулоновское отталкивание увеличивается с ростом поля, что и приводит к увеличению компонент J_{ee} и J_{hh} , наблюдаемому на рис. 2. Отметим, что несколько меньшее увеличение компоненты J_{ee} с ростом поля связано с меньшей массой электрона по сравнению с массой дырки в GaAs, что приводит к меньшей локализации электронной плотности вблизи гетерограницы.

Разноименные заряды прижимаются к различным гетерограницам КЯ и растягиваются вдоль них. Растяжение облака зарядов вдоль гетерограниц, в значительной степени, компенсируется их удалением поперек слоя КЯ, что и приводит к более медленному росту кулоновского притяжения электронов и дырок с ростом поля и, соответственно, более медленному росту (по модулю) компонент J_{e1h2} и J_{e2h1} (см. рис. 2).

Описанное поведение компонент в электрическом поле объясняет нетривиальную полевую зависимость обменной константы J_{exch} . Расчеты показывают, что с дальнейшим ростом поля F (не показано на рис. 2) происходит дальнейший рост константы J_{exch} в область положительных значений. Этот рост постепенно замедляется и стремится к насыщению в больших полях. Насыщение связано с ограничением разделения зарядов в экситоне потенциальными стенками [21]. Максимальная величина J_{exch} зависит от ширины КЯ.

Константа прямого кулоновского взаимодействия, J_{dir} , ведет себя аналогично J_{exch} , за исключением нескольких особенностей. В нулевом поле $J_{\text{dir}} = 0$, так как взаимное отталкивание одноименных зарядов полностью компенсируется взаимным притяжением разноименных зарядов вследствие симметричного распределения облаков положительно и отрицательного зарядов в экситоне относительно центра КЯ. В электрическом поле экситоны поляризуются, и возникает диполь-дипольное (строго говоря, мультиполь-мультипольное) взаимодействие, имеющее характер отталкивания. Расчеты показывают, что, также как и в случае обменного взаимодействия, компоненты отталкивания, J_{ee} и J_{hh} , с увеличением поля растут быстрее, чем компоненты притяжения, J_{e1h2} и J_{e2h1} . При этом для прямого взаимодействия их начальное значение в нулевом поле, $J_{ee} = J_{hh} = |J_{e1h2}| = |J_{e2h1}| \approx 80 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$, т.е., в несколько раз больше значений компонент обменного

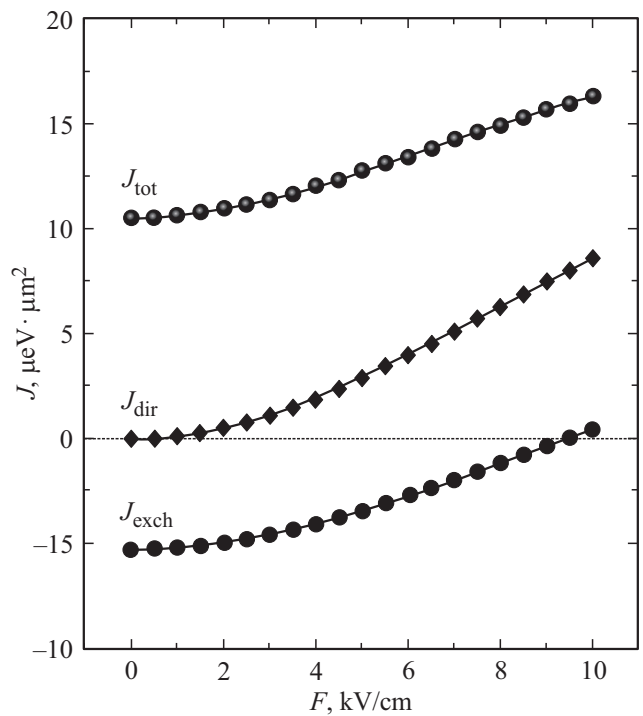


Рис. 3. Зависимость констант прямого J_{dir} и обменного J_{exch} $X-X$ взаимодействия, а также суммарного взаимодействия, $J_{\text{tot}} = 2(J_{\text{dir}} - J_{\text{exch}})$, от напряженности электрического поля F .

взаимодействия (ср. с рис. 2). Причины различия полевых зависимостей компонент прямого $X-X$ взаимодействия, описывающих взаимодействие одноименных и разноименных зарядов, аналогичны тем, которые были описаны выше для обменного $X-X$ взаимодействия.

Итоговые результаты расчетов $X-X$ взаимодействия приведены на рис. 3. При вычислении суммарного взаимодействия мы учли, что обмен электронами и обмен дырками дают одинаковый вклад в обменное $X-X$ взаимодействие, как это уже обсуждалось выше. Также одинаковый вклад дают обмен экситонами и прямое кулоновское взаимодействие. В результате константа полного $X-X$ взаимодействия вычисляется как: $J_{\text{tot}} = 2(J_{\text{dir}} - J_{\text{exch}})$. Как видно на рис. 3, взаимодействие экситонов во всех электрических полях соответствует их отталкиванию. При этом, в полях $F < 5 \text{ kV/cm}$, доминирующую роль играет фермионное обменное взаимодействие. В полях, $5 \text{ kV/cm} < F < 10 \text{ kV/cm}$, диполь-дипольное взаимодействие (J_{dir}) и обмен экситонами (J_{exch}^e) начинает превалировать над фермионными вкладами. Расчеты показывают, что дальнейший рост электрического поля сопровождается дальнейшим увеличением прямого кулоновского взаимодействия и более медленным ростом фермионного вклада. Например, в поле $F = 20 \text{ kV/cm}$, $J_{\text{dir}} = 16.4 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$, $J_{\text{exch}}^e = 6.33 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$, $J_{\text{tot}} = 20.0 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$. В поле $F = 40 \text{ kV/cm}$, $J_{\text{dir}} = 22.7 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$, $J_{\text{exch}}^e = 11.1 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$, $J_{\text{tot}} = 23.1 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$. Приведенные значения пока-

зывают, что в больших полях рост константы J_{tot} замедляется, что связано с ограничением поляризации экситонов потенциальными стенками КЯ [21].

Отталкивание экситонов должно сопровождаться высокоэнергетическим сдвигом экситонной полосы, который можно наблюдать экспериментально на фоне общего штарковского сдвига экситонных состояний [21,29]. Величина сдвига экситонных состояний зависит от концентрации экситонов. Используемая в данной работе модель $X-X$ взаимодействия применима при условии, что этот сдвиг меньше энергии связи экситона, $H_{\text{tot}} = n_X J_{\text{tot}} < E_b$. Это условие накладывает ограничение на концентрацию экситонов, $n_X < E_b/J_{\text{tot}}$. Отметим, что энергия связи уменьшается с ростом поля [21]. Для поля $F = 10 \text{ kV/cm}$ получаем ограничение, $n_X < 250 \mu\text{m}^{-2}$. Здесь использовано значение $E_b \approx 4 \text{ meV}$ в поле $F = 10 \text{ kV/cm}$ для КЯ 30 nm [21] и значение $J_{\text{tot}} \approx 16 \mu\text{eV} \cdot \mu\text{m}^2$ см. рис. 3. Полученное значение предельной плотности экситонов согласуется с описанным выше ограничением, $n_X \ll 1/(2a_B)^2 \approx 1000 \mu\text{m}^{-2}$, в рамках которого применимо выражение (1) для двухэкситонной волновой функции. С дальнейшим ростом напряженности поля, ограничение на концентрацию экситонов становится более жестким как за счет увеличения J_{tot} , так и уменьшения E_b . При превышении критической концентрации носителей, энергетический сдвиг экситонных состояний становится больше энергии связи экситонов, и энергетически выгодным становится распад экситона на свободные электрон и дырку, т.е., образование электронно-дырочной плазмы [38]. Следует подчеркнуть, что приведенные выше оценки предельной плотности экситонов являются крайне приближенными, поскольку в расчетах $X-X$ взаимодействия использовалась двухэкситонная волновая функция (1), не учитывающая корреляционные эффекты [15]. Такие эффекты становятся существенными при приближении к порогу формирования электронно-дырочной плазмы.

4. Заключение

В данной работе проведен теоретический анализ экситон-экситонного взаимодействия в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 30 nm во внешнем электрическом поле, приложенном вдоль оси роста гетероструктуры. Изучена роль обменного и прямого кулоновского взаимодействия тяжелых экситонов при следующих условиях: 1. Предполагается, что волновой вектор движения экситонов вдоль слоя КЯ равен нулю как до, так и после их рассеяния. 2. Спинные состояния экситонов считаются одинаковыми и не изменяются в процессе рассеяния. 3. Экситонная плотность считается малой по сравнению со значениями, соответствующими сильной экранировке кулоновского взаимодействия в экситоне.

Экситонные волновые функции получены с помощью численного решения трехмерного уравнения Шредингера

для экситона в КЯ конечно-разностным методом четвертого порядка. Двух-экситонные волновые функции строились как линейные комбинации произведения волновых функций двух экситонов с учетом требования тождественности квазичастиц и антисимметрии относительно перестановки двух фермионов (электрона или дырки). Константы прямого и обменного взаимодействия определялись путем вычисления 12-мерных интегралов методом Монте-Карло по всем степеням свободы электронов и дырок в двух взаимодействующих экситонах.

Установлено, что во всех рассмотренных электрических полях суммарное взаимодействие экситонов является положительным и соответствует отталкиванию экситонов. В малых электрических полях вклад прямого взаимодействия мал вследствие малой поляризации экситонов, а константа обменного взаимодействия является отрицательной. С ростом поля происходит рост прямого кулоновского взаимодействия экситонов и уменьшение по модулю величины обменного взаимодействия, что приводит к доминированию прямого взаимодействия. В поле $F \approx 10 \text{ kV/cm}$ энергия суммарного взаимодействия достигает величины, $H_{\text{tot}} \approx 16 \mu\text{eV}$, при концентрации экситонов, $n_X = 1 \mu\text{m}^{-2}$. При дальнейшем росте электрического поля происходит дальнейшее увеличение энергии взаимодействия с тенденцией к насыщению в больших полях. Сделана оценка величины концентрации экситонов в поле $F = 10 \text{ kV/cm}$, при которой энергия экситон-экситонного взаимодействия становится больше энергии связи экситона, и возможно формирование электронно-дырочной плазмы.

Благодарности

Исследования были проведены с использованием вычислительных ресурсов Ресурсного Центра “Вычислительный центр СПбГУ” (<http://www.cc.spbu.ru/>). Авторы благодарят Бориса Грибакина за обсуждение работы и программу для расчета <https://github.com/bgribakin/X-X-matrix-elements-with-CUDA>. Shiming Zheng благодарит Государственный стипендиальный комитет КНР (China Scholarship Council).

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Санкт-Петербургского Государственного Университета № 125022803069-4.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N. Peyghambarian, H.M. Gibbs, J.L. Jewell, A. Antonetti, A. Migus, D. Hulin, A. Mysyrowicz. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2433 (1984).
- [2] L.V. Butov, A.L. Ivanov, A. Imamoglu, P.B. Littlewood, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, K.L. Campman, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5608 (2001).
- [3] L. Butov, C. Lai, A. Ivanov, A. Gossard, D. Chemla. *Nature* **417**, 47 (2002).
- [4] L. Butov. *Superlattices Microstruct.* **108**, 2 (2017).
- [5] S.I. Tsintzos, A. Tzimis, G. Stavrinidis, A. Trifonov, Z. Hatzopoulos, J.J. Baumberg, H. Ohadi, P.G. Savvidis. *Phys. Rev. Lett.* **121**, 037401 (2018).
- [6] V. Shahnazaryan, I. Iorsh, I.A. Shelykh, O. Kyriienko. *Phys. Rev. B* **96**, 115409 (2017).
- [7] G. Wang, A. Chernikov, M.M. Glazov, T.F. Heinz, X. Marie, T. Amand, B. Urbaszek. **90**, 021001 (2018).
- [8] D. Erkensten, S. Brem, E. Malic. *Phys. Rev. B* **103**, 045426 (2021).
- [9] A. Steinhoff, E. Wietek, M. Florian, T. Schulz, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. Zhao, A. Högele, F. Jahnke, A. Chernikov. *Phys. Rev. X* **14**, 031025 (2024).
- [10] S. Grisard, A.V. Trifonov, T. Hahn, T. Kuhn, O. Hordiiichuk, M.V. Kovalenko, D.R. Yakovlev, M. Bayer, I.A. Akimov. *ACS Photonics* **11**, 2930 (2024).
- [11] T.J. Sheehan, S. Saris, W.A. Tisdale. *Adv. Mater.* **37**, 2415757 (2025).
- [12] J. Dostál, F. Fennel, F. Koch, S. Herbst, F. Würthner, T. Brixner. *Nat. Commun.* **9**, 1, 2466 (2018).
- [13] C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, P. Schwendimann. *Phys. Rev. B* **58**, 7926 (1998).
- [14] S. Ben-Tabou de Leon, B. Laikhtman. *Phys. Rev. B* **63**, 125306 (2001).
- [15] C. Schindler, R. Zimmermann. *Phys. Rev. B* **78**, 045313 (2008).
- [16] M. Combescot, O. Betbeder-Matibet, R. Combescot. *Phys. Rev. B* **75**, 174305 (2007).
- [17] M.M. Glazov, H. Ouerdane, L. Piloizzi, G. Malpuech, A.V. Kavokin, A. D'Andrea. *Phys. Rev. B* **80**, 155306 (2009).
- [18] K. Sivalertporn, L. Mouchliadis, A.L. Ivanov, R. Philp, E.A. Muljarov. *Phys. Rev. B* **85**, 045207 (2012).
- [19] J. Wilkes, E. Muljarov. *Superlattices Microstruct.* **108**, 32 (2017).
- [20] B.F. Gribakin, E.S. Khramtsov, A.V. Trifonov, I.V. Ignatiev. *Phys. Rev. B* **104**, 205302 (2021).
- [21] S. Zheng, E. Khramtsov, I. Ignatiev. *Phys. E* **174**, 116333 (2025).
- [22] P.A. Noordman, L. Maisel Licerán, H.T.C. Stoof. *Phys. Rev. B* **113**, 155440 (2026).
- [23] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jem-
brun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymańska,
R. André, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud,
L.S. Dang. *Nature* **443**, 409 (2006).
- [24] A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, F. Laussy. *Micro-
cavities, Series on Semiconductor Science and Technology.*
OUP Oxford (2007). 432 c.
- [25] T. Byrnes, P. Recher, Y. Yamamoto. *Phys. Rev. B* **81**, 205312 (2010).
- [26] F. Tassone, Y. Yamamoto. *Phys. Rev. B* **59**, 10831 (1999).
- [27] M.A. Masharin, V.A. Shahnazaryan, I.V. Iorsh, S.V. Makarov,
A.K. Samusev, I.A. Shelykh. *ACS Photonics* **10**, 691 (2023).
- [28] М.А. Чукеев, Е.С. Храмцов, Ш. Чжэн, И.В. Игнатьев,
С.А. Елисеев, Ю.П. Ефимов. *ФТП* **57**, 6, 461 (2023).
[M.A. Chukeev, E.S. Khramtsov, S. Zheng, I.V. Ignatiev,
S.A. Eliseev, Y.P. Efimov. *Semiconductors* **57**, 457 (2023)].
- [29] M.A. Chukeev, Sh. Zheng, E.S. Khramtsov, I.V. Ignatiev,
S.A. Eliseev, V.A. Lovtcius, Yu.P. Efimov, M.A. Lozhkin. *Phys.*
Rev. B **109**, 235305 (2024).
- [30] G. Aichmayr, M. Jetter, L. Viña, J. Dickerson, F. Camino,
E.E. Mendez. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2433 (1999).
- [31] C.J. Dorow, M.W. Hasling, D.J. Choksy, J.R. Leonard,
L.V. Butov, K.W. West, L.N. Pfeiffer. *Appl. Phys. Lett.* **113**,
21, 212102 (2018).
- [32] E.S. Khramtsov, P.S. Grigoryev, D.K. Loginov, I.V. Ignatiev,
Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, P.Yu. Shapochkin, E.L. Ivchenko,
M. Bayer. *Phys. Rev. B* **99**, 035431 (2019).
- [33] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor*
Nanostructures. Alpha Science International, Ltd (2005).
350 c.
- [34] E.S. Khramtsov, P.A. Belov, P.S. Grigoryev, I.V. Ignatiev,
S.Y. Verbin, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcius,
V.V. Petrov, S.L. Yakovlev. *J. Appl. Phys.* **119**, 184301 (2016).
- [35] B. Gerlach, J. Wuesthoff, M.O. Dzero, M.A. Smondyrev. *Phys.*
Rev. B **58**, 10568 (1998).
- [36] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*
89, 5815 (2001).
- [37] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. *Квантовая механика. Нереля-
тивистская теория.* Изд. „Наука“, физ.-мат. лит, М. (1974).
- [38] M. Capizzi, S. Modesti, A. Frova, J.L. Staehli, M. Guzzi, R.A.
Logan. *Phys. Rev. B* **29**, 2028 (1984).

Редактор А.Н. Смирнов