

Экситоны и трионы в двухслойных ван-дер-ваальсовых гетероструктурах

© М.А. Семина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия
E-mail: msemina@gmail.com

Поступила в Редакцию 24 июня 2019 г.
В окончательной редакции 24 июня 2019 г.
Принята к публикации 24 июня 2019 г.

Теоретически исследованы экситоны и трионы в двухслойных структурах на основе дихалькогенидов переходных металлов. Получены выражения для эффективного потенциала межчастичного взаимодействия в такой системе с учетом значительного диэлектрического контраста в гетероструктуре. Предложены простые и физически оправданные вариационные функции для электрон-дырочных комплексов. Выполнен вариационный расчет энергий связи экситона и триона в зависимости от расстояния между слоями с учетом особенностей экранировки кулоновского взаимодействия. Точность вариационного подхода подтверждена прямым численным расчетом энергии связи экситона в зависимости от расстояния между слоями.

Ключевые слова: пространственно непрямой экситон, трион, монослой дихалькогенидов переходных металлов, двухслойные структуры, потенциал Рытовой–Келдыша

DOI: 10.21883/FTT.2019.11.48434.531

1. Введение

В последние несколько лет активно ведутся экспериментальные и теоретические исследования полупроводниковых систем экстремальной двумерности: графена и монослоев дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) [1,2]. В отличие от графена, где валентная зона и зона проводимости смыкаются в точках K и K' на границах зоны Бриллюэна, наличие различных атомов в элементарной ячейке ДПМ приводит к открытию щели в этих точках [3–5]. В наиболее распространенных системах ДПМ на основе MoS_2 , $MoSe_2$, WS_2 и WSe_2 ширина запрещенной зоны оказывается около 2 eV, что делает эти материалы исключительно привлекательными для оптических исследований. К настоящему времени имеются широкие возможности создания ван-дер-ваальсовых гетероструктур, где монослой ДПМ, графен и другие двумерные полупроводники перемежаются гексагональным нитридом бора, обеспечивающим туннельно-непрозрачные барьеры и значительно улучшающим оптические свойства таких систем [6].

С точки зрения оптической спектроскопии, ключевыми особенностями монослоев ДПМ и гетероструктур на их основе являются киральные правила отбора (приводящие к тому, что электрон-дырочные пары в долинах K и K' возбуждаются фотонами с противоположной киральностью), а также исключительно сильные эффекты кулоновского взаимодействия [4,5,7]. В частности, энергия связи экситона — электрон-дырочной пары — достигает нескольких сотен meV, а триона — трехчастичного комплекса из двух одноименных носителей заряда и одного неспаренного — десятков meV. Тем самым, экситоны и трионы доминируют в оптическом отклике ДПМ [8,9].

Возможность создания и активные исследования ван-дер-ваальсовых гетероструктур и структур с несколькими слоями ДПМ (см., например, [10–15]) остро ставят вопрос о расчете кулоновских комплексов, в первую очередь, экситонов и трионов в двухслойных гетероструктурах на основе ДПМ с пространственным разделением заряда. Специфика этих систем по отношению к широко исследованным структурам с полупроводниковыми квантовыми ямами заключается в специфическом характере экранировки кулоновского взаимодействия. Монослой ДПМ обладают значительной поляризуемостью, заметно превосходящей поляризуемость окружающих материалов, в первую очередь нитрида бора. Это, как известно [8,9,17,18], приводит к существенным отклонениям закона взаимодействия квазичастиц от кулоновского: на больших расстояниях ρ между носителями заряда потенциальная энергия спадает как $1/\rho$, а на малых описывается логарифмическим законом. В монослоях это обстоятельство приводит к драматическим отличиям экситонной серии от водородоподобной [7,16,19]. Для двухслойных систем, где два монослоя ДПМ разделены туннельно-непрозрачным барьером, вопрос об энергиях связи экситона и триона не был подробно исследован. В работах [20,21] особенности экранировки кулоновского взаимодействия во внимание не принимались, а в статьях [22,23] использовалось упрощенное выражение, не учитывающее самосогласованное экранирование двумя слоями. Цель настоящей работы — восполнить указанный пробел.

В работе рассчитан эффективный потенциал межчастичного взаимодействия в двухслойных системах на основе ДПМ, а также разработан вариационный метод для расчета экситонных и трионных состояний в таких ван-дер-ваальсовых гетероструктурах.

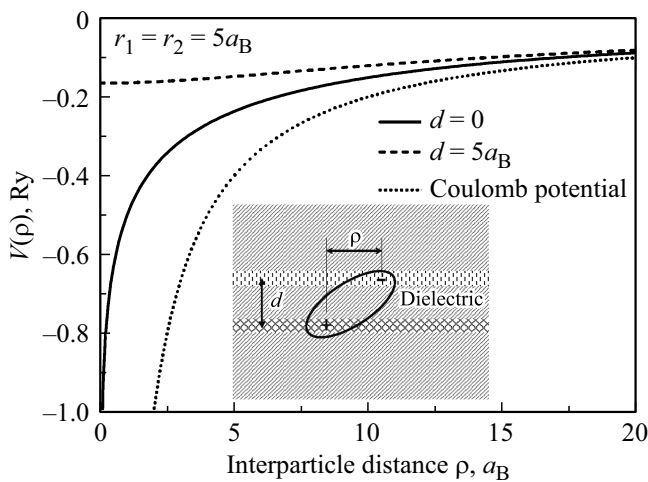


Рис. 1. Эффективные потенциалы $V_{eh}(\rho)$ для расстояний между слоями $d \rightarrow 0$ и $d = 5a_B$. Для сравнения показан кулоновский потенциал. На вставке изображена схема структуры.

2. Эффективный потенциал взаимодействия

Особенностью данной задачи является необходимость учета нелокальной экранировки кулоновского взаимодействия в двухслойной системе на основе ДПМ. Для этого было получено обобщение потенциала Рытовой–Келдыша [17,18] (ср. с [24]).

Рассмотрим двухслойную систему со слоями, расположенным на расстоянии d друг от друга. Предполагается, что в одном из слоев находятся электроны, а в другом — дырки; схематически изучаемая система показана как вставка на рис. 1.

Эффектами экранировки за счет свободных носителей заряда пренебрегается, она не существенна при расчете энергий связи электрон-дырочных комплексов в ДПМ [25]. Диэлектрический отклик слоев описываем двумерными поляризуемостями α_1 и α_2 первого и второго слоя соответственно, диэлектрическая проницаемость окружающей среды — ϵ . Пусть точечный заряд $e < 0$ находится в слое 1; получим эффективный потенциал, создаваемый этим зарядом. Поляризация \mathbf{P} в исследуемой системе может быть записана как

$$\mathbf{P} = \delta(z - z_1)\alpha_1\mathbf{E}_{\parallel} + \delta(z - z_2)\alpha_2\mathbf{E}_{\parallel}, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_{\parallel} — компоненты электрического поля в плоскости структуры, z_1 и z_2 — координаты слоев вдоль оси z , являющейся нормалью к слоям. Плотность заряда в слое 1 —

$$n_{ext}(\mathbf{r}) = e\delta(z - z_1)\delta(\boldsymbol{\rho}), \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\rho}$ — координата в плоскости структуры. По теореме Гаусса

$$\delta\varphi(\mathbf{r}) = -\frac{4\pi}{\epsilon}n(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где плотность заряда $n(\mathbf{r}) = n_{ext}(\mathbf{r}) + n_{ind}(\mathbf{r})$, $n_{ind}(\mathbf{r})$ — плотность наведенного заряда:

$$n_{ind}(\mathbf{r}) = -\text{div } \mathbf{P}. \quad (4)$$

Электрическое поле в плоскости системы выражается стандартным образом через компоненты градиента потенциала, $\mathbf{E}_{\parallel} = -\nabla_{\boldsymbol{\rho}}\varphi(z, \boldsymbol{\rho})$, тогда уравнение для потенциала, создаваемого точечным зарядом, принимает вид

$$\begin{aligned} \delta\varphi(z, \boldsymbol{\rho}) = & -\frac{4\pi e}{\epsilon}\delta(z - z_1)\delta(\boldsymbol{\rho}) \\ & - 4\pi\alpha_1\delta(z - z_1)\delta_{\boldsymbol{\rho}}\varphi(z, \boldsymbol{\rho}) - 4\pi\alpha_2\delta(z - z_2)\delta_{\boldsymbol{\rho}}\varphi(z, \boldsymbol{\rho}) \end{aligned} \quad (5)$$

Переходя к преобразованию Фурье по координатам в плоскости монослоев, получаем, в согласии с [24], следующие выражения:

$$\tilde{\varphi}_1 = \frac{2\pi e}{\epsilon q} \cdot \frac{1 + qr_2(1 - \xi^2)}{(1 + qr_2) \left(1 + qr_1 - \frac{q^2 r_1 r_2 - \xi^2}{1 + qr_2}\right)} \quad (6)$$

— для фурье-образа эффективного потенциала взаимодействия для зарядов, находящихся в одном слое, и

$$\tilde{\varphi}_2 = -\frac{qr_1\tilde{\varphi}_1\xi}{1 + qr_2} + \frac{2\pi e\xi}{\epsilon q(1 + qr_2)} \quad (7)$$

— для фурье-образа эффективного потенциала взаимодействия для зарядов, находящихся в разных слоях. Здесь $r_1 = 2\pi\alpha_1$ и $r_2 = 2\pi\alpha_2$ — эффективные радиусы экранировки в первом и втором слое, соответственно, $\xi = e^{-q|z_1 - z_2|} = e^{-qd}$ — безразмерный параметр, определяющий эффективность электростатического взаимодействия слоев. Потенциальная энергия электрон-электронного и электрон-дырочного взаимодействия получается из формул (6) и (7) путем домножения на $\pm e$ и обратного преобразования Фурье. Далее эти выражения будут использованы для расчета энергий связи экситона и триона в двухслойных ван-дер-ваальсовых гетероструктурах.

3. Энергия связи экситона

Для вычисления энергии основного состояния экситона и триона был использован вариационный метод, являющийся хорошим компромиссом между точностью расчета и требуемыми вычислительными затратами. В данном разделе исследуется основное состояние экситона, для которого вариационный метод подходит наилучшим образом. Гамильтониан относительного движения электрона и дырки в экситоне (напомним, что электрон и дырка находятся в разных слоях) —

$$\hat{H}_{ex} = -\Delta_{\boldsymbol{\rho}} + V_{eh}(\boldsymbol{\rho}), \quad (8)$$

где

$$V_{eh}(\boldsymbol{\rho}) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dq \tilde{\varphi}_2 J_0(q\rho). \quad (9)$$

Здесь $\delta_{\boldsymbol{\rho}}$ — оператор Лапласа; в качестве единиц измерения длины и энергии были выбраны $a_B = \epsilon\hbar^2/(\mu e^2)$, $Ry = \mu e^4/(2\epsilon^2\hbar^2)$, соответственно, μ — приведенная

масса электрон-дырочной пары. Эффективные потенциалы $V_{eh}(\rho)$ для расстояний между слоями $d \rightarrow 0$ (модель монослоя) и $d = 5a_B$, а также, для сравнения, кулоновский потенциал при $r_1 = r_2 = 5a_B$ показаны на рис. 1.

При $d \rightarrow 0$ потенциал (9) переходит в потенциал Рытовой–Келдыша. В противоположном пределе, $d \rightarrow \infty$ (и не слишком малых расстояниях $\rho > r_{1,2}$), потенциал взаимодействия, аналогично случаю без диэлектрического контраста, может быть приближен потенциалом гармонического осциллятора.¹

$$V_{eh}(\rho) \approx -\frac{2}{\sqrt{\rho^2 + d^2}} \approx -\frac{2}{d} - \frac{\rho^2}{d^3/2}. \quad (10)$$

Тогда уравнение Шредингера для экситона может быть решено аналитически, а энергия связи экситонных состояния может быть записана как [27,28]

$$E_b^{ex} \approx \frac{2}{d} - \frac{2}{d^{3/2}}(n+1), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (11)$$

где n — номер уровня.

В качестве пробной функции была выбрана

$$\Psi_{ex}(\rho, \alpha_1, \alpha_2, \beta, \delta) = e^{-\alpha_1 \rho - \beta \rho^2} + \delta \rho e^{-\alpha_2 \rho}, \quad (12)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \beta, \delta$ — подгоночные параметры. Вид функции обоснован следующими обстоятельствами: 1) при $d \rightarrow 0$ потенциал $V_{eh}(\rho)$ существенно отличается от кулоновского вблизи начала координат, и второй член при $\delta \neq 0$ позволяет учесть соответствующее отклонение от водородоподобной модели; 2) при больших значениях d потенциал $V_{eh}(\rho)$ хорошо аппроксимируется гармоническим, формула (10). Тем самым оправдано введение гауссова множителя в пробную функцию (12).

Чтобы проверить точность выбранной пробной функции, а также дополнительно исследовать энергии связи возбужденных состояний экситона, был сделан также численный расчет энергии экситона, основанный на разложении волновой функции по базису гауссовых функций. На рис. 2, *a* сплошными кривыми показаны зависимости энергии связи первых 6 экситонных уровней с $m = 0$ (s -состояния экситона); пунктирной кривой показана асимптотика в пределе больших d для основного состояния экситона. С целью проследить более подробно переход к пределу гармонического осциллятора, на рис. 2, *b* показаны зависимости от d параметра

$$\delta E = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{d} - E_B^{ex} \right) d^{3/2}, \quad (13)$$

который должен стремиться к $n + 1$, $n = 0, 2, 4, \dots$ для первых 6 уровней с $m = 0$ [28]. На графике хорошо видно выполнение этого условия. Напомним, что потенциал двумерного гармонического осциллятора интересен

¹ Отметим, что в статьях [22,23] использовался потенциал Рытовой–Келдыша, в котором в качестве аргумента выступает $\sqrt{\rho^2 + d^2}$. Такой подход не учитывает самосогласованное экранирование в двуслойной системе. При этом в пределе больших расстояний между слоями параболическая зависимость $V_{eh}(\rho)$ также имеет место.

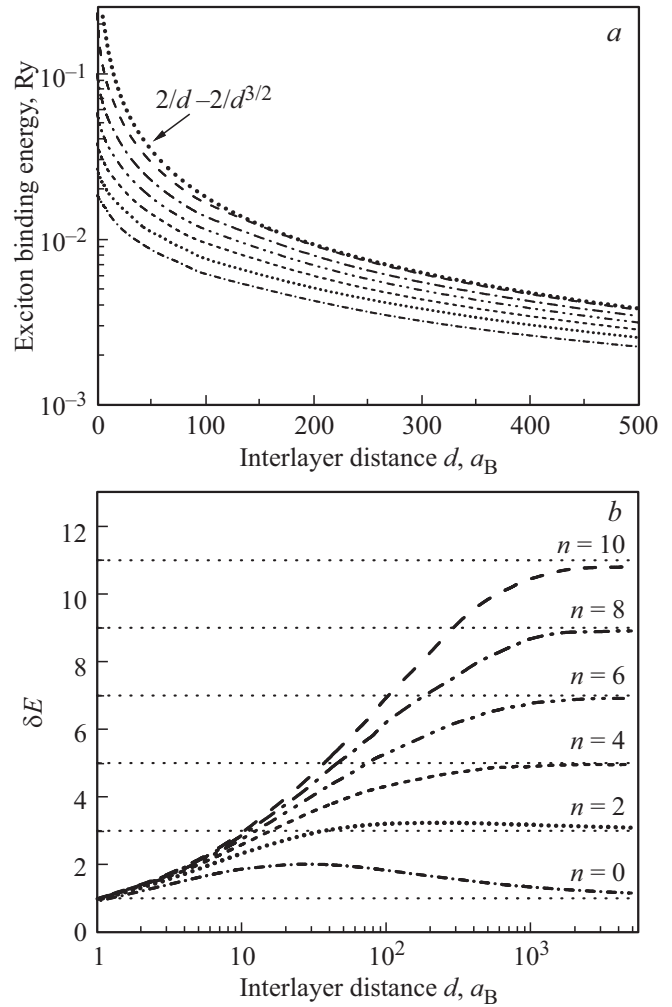


Рис. 2. *a*) Энергии связи первых 6 s -состояний экситона и асимптотика (11) энергии основного состояния (пунктирные линии) в борзовских единицах в зависимости от межслоевого расстояния d ; *b*) величина δE (13) в зависимости от d . Параметры экранировки $r_1 = r_2 = 6a_B$.

тем, что он, наряду с кулоновским, характеризуется дополнительным вырождением уровней, не связанным с пространственной симметрией задачи и вызванным наличием дополнительного нетривиального оператора, коммутирующего с гамильтонианом [28,29].

В качестве примера и для удобства сопоставления результатов расчета с возможным экспериментом энергия связи экситона E_{ex}^b была рассчитана в размерных единицах Ry для параметров, при которых при $d = 0$ энергии связи трионов окажутся равными $E_{tr}^b = 27$ meV, что отвечает структурам на основе WSe₂ [26]: $r_1 + r_2 = 3.3$ nm, $\epsilon = 1.2$, приведенная масса экситона взята $\mu = 0.16m_0$ [26], где m_0 — масса свободного электрона. Результаты вариационного расчета показаны на рис. 3. Были рассмотрены два частных случая, позволяющих наиболее четко проиллюстрировать метод. В первом случае считается, что эффективный радиус экранировки в одном слое $r_1 = 3.3$ nm, а во

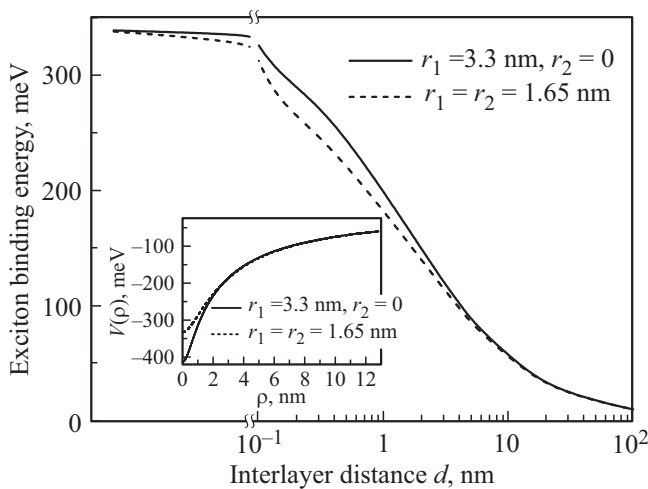


Рис. 3. Энергия связи экситона в зависимости от расстояния между слоями для $r_1 = 3.3 \text{ nm}$ и $r_2 = 0$ (сплошная кривая) и $r_1 = r_2 = 1.65 \text{ nm}$ (пунктирная кривая). На вставке показаны эффективные потенциалы взаимодействия $V_{ee}(\rho)$ для $r_1 = 3.3 \text{ nm}$ и $r_2 = 0$ (сплошная кривая) и $r_1 = r_2 = 1.65 \text{ nm}$ (пунктирная кривая), вычисленные для $d = 0.5 \text{ nm}$. Приведенная масса экситона $\mu = 0.16m_0$.

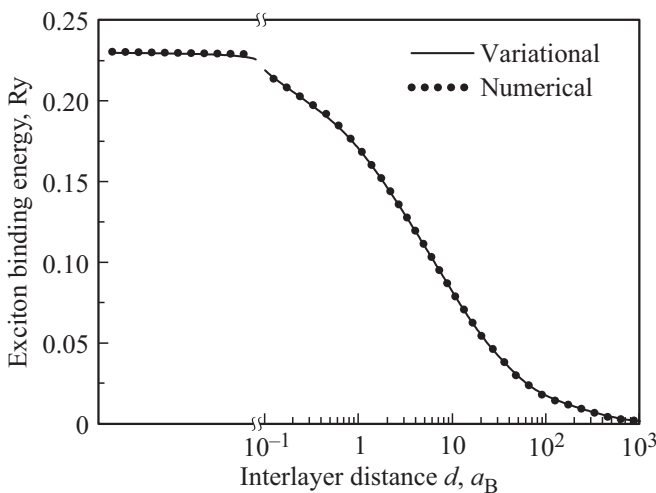


Рис. 4. Сравнение результатов вариационного (сплошная кривая) и численного (пунктирная кривая) расчетов энергии связи основного состояния экситона; параметры экранировки $r_1 = r_2 = 6a_B$.

втором — $r_2 = 0$ (предел асимметричной экранировки). Второй случай отвечает симметричной системе, где радиусы экранировки в обоих слоях одинаковы: $r_1 = r_2 = 1.65 \text{ nm}$. Как видно из рис. 3, энергии связи экситона для двух случаев совпадают, когда слои близко друг к другу ($d \rightarrow 0$), и эффективный потенциал взаимодействия сводится к потенциалу Рытовой–Келдыша с радиусом экранировки $r_1 + r_2$, а также при $d \rightarrow \infty$, когда особенности экранировки становятся не важны. При средних значениях d наблюдается отличие — энергия связи экситона при $r_1 = 3.3 \text{ nm}$ и $r_2 = 0$ оказывается

больше, т. к. при этом глубина эффективного потенциала взаимодействия $V_{eh}(\rho)$ оказывается больше, см. вставку на рис. 3.

Подчеркнем, что выбор пробной функции именно в виде (12) обусловлен тем, что в области значений d отличие энергий связи экситона в двух рассмотренных случаях максимально. Если же зафиксировать подгоночный параметр $\delta = 0$, то рассчитанная энергия связи экситона уменьшится чуть более чем на 10%. Учет ненулевого значения параметра β по сравнению с функцией без гауссова множителя приводит к увеличению энергии связи экситона лишь на несколько процентов. Это обстоятельство не слишком существенно для расчета основного состояния экситона, однако оказывается важным для расчета трионных состояний, чья энергия связи на порядок меньше, и требуется выбор согласованных пробных функций как для двух-, так и для трехчастичного комплекса. На рис. 4 показаны зависимости энергии связи экситона от расстояния между слоями d , найденные вариационным методом с полной пробной функцией (12) (сплошная кривая) и в численном расчете (пунктирная кривая) для конфигурации с симметричной экранировкой ($r_1 = r_2 = 6a_B$). Видно, что на графике результаты неразличимы, и это свидетельствует об очень высокой точности выбранной пробной функции.

4. Энергия связи триона

Рассмотрим трион, трехчастичный электрон-дырочный комплекс, состоящий из двух электронов и одной дырки (X^- -трион) или двух дырок и одного электрона (X^+ -трион).

В настоящей работе рассмотрен случай, когда два одноименных носителя заряда находятся в одном слое, а третий — во втором слое. Такая ситуация естественным образом реализуется в структурах с затвором, где приложенное электрическое поле приводит к пространственному разделению электронов и дырок [32]. Возможны и другие ситуации: например, экситон в одном слое, а дополнительный носитель заряда — в другом; или все носители заряда, составляющие трион, находятся в одном слое. Эти задачи требуют отдельного рассмотрения, которое выходит за рамки данной работы.

Гамильтониан, описывающий относительное движение носителей заряда в трионе (движение центра масс триона исключаем, считая его свободным) [26,31]:

$$\hat{H}_{tr} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{2\sigma}{\sigma + 1} \nabla_1 \nabla_2 \right] + V_{eh}(\rho_1) + V_{eh}(\rho_2) + V_{ee}(|\rho_1 - \rho_2|), \quad (14)$$

где $\rho_{1,2}$ — координаты идентичных носителей заряда относительно носителя заряда противоположного знака, Δ_i и ∇_i — операторы Лапласа и градиента, действующие на функции ρ_i , $\sigma = m_i/m_k$ — отношение эффективных

масс парных носителей заряда к эффективной массе одиночного. Потенциальная энергия электрон-дырочного взаимодействия дается формулой (9), а взаимодействие идентичных носителей описывается аналогичным выражением с заменой $\tilde{\varphi}_2$ на $\tilde{\varphi}_1$:

$$V_{ee}(\rho) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty dq \tilde{\varphi}_1 J_0(q\rho). \quad (15)$$

Поскольку эффективные массы электронов и дырок в монослоях дихалькогенидов переходных металлов близки друг к другу [26], то для простоты и без существенного ограничения общности рассмотрим X^- -трион (два электрона и неспаренная дырка) при отношении масс $\sigma = 1$. Рассматривается основное состояние триона, полная волновая функция которого антисимметрична относительно перестановки двух электронов. В нашем случае антисимметричной будет блоховская функция двух электронов (с учетом спиновых и долинных индексов) [26], тогда как координатная часть огибающей волновой функции будет симметричной по отношению к перестановкам тождественных частиц, в рассматриваемом частном случае — электронов. Анализ тонкой структуры энергетического спектра трионов выходит за рамки данной статьи; он может быть выполнен методами, развитыми в [26].

Близость эффективных масс носителей заряда в вандер-ваальсовых гетероструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов позволяет упростить форму пробной функции для трионов. В частности, использовать волновую функцию в универсальной форме, позволяющей описать весь диапазон изменения отношения масс электрона и дырки для обоих типов трионов [26,30,31] нет необходимости, и достаточно ограничиться пробной функцией с 9-ю подгоночными параметрами, в виде

$$\begin{aligned} \Psi_{tr} = & [\Psi_{ex}(\rho_1, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \delta_1) \Psi_{ex}(\rho_2, \alpha_3, \alpha_4, \beta_2, \delta_2) \\ & + \Psi_{ex}(\rho_2, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \delta_1) \Psi_{ex}(\rho_1, \alpha_3, \alpha_4, \beta_2, \delta_2)] \\ & \times (1 + c|\rho_1 - \rho_2|), \end{aligned} \quad (16)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \beta_1, \beta_2, \delta_1, \delta_2, c$ — подгоночные параметры. Форма предложенной пробной функции имеет ясное обоснование: множитель в квадратных скобках есть симметризованное произведение экситонных волновых функций (12), описывающих относительное движение электрона и дырки. Параметры в этих функциях свободны и позволяют „подстроить“ экситонные состояния с учетом межэлектронного отталкивания. Множитель $(1 + c|\rho_1 - \rho_2|)$ учитывает поляризационные эффекты [30]. Он играет существенную роль при ненулевом расстоянии между слоями. Указанная волновая функция хорошо зарекомендовала себя как для описания трионов в структурах с пренебрежимо малым диэлектрическим контрастом [30,31], так и для монослоев дихалькогенидов переходных металлов [26], где эффективные массы электрона и дырки не сильно

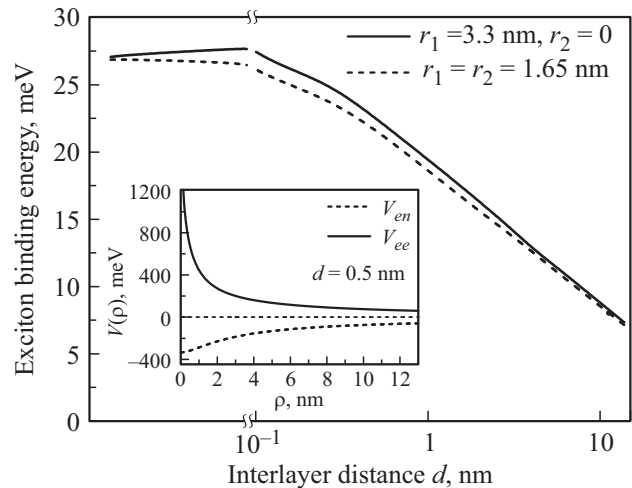


Рис. 5. Энергия связи триона в зависимости от расстояния между слоями для $r_1 = 3.3$ nm и $r_2 = 0$ (сплошная кривая) и $r_1 = r_2 = 1.65$ nm (пунктирная кривая). На вставке показаны эффективные потенциалы взаимодействия $V_{ee}(\rho)$ (сплошная кривая) и $V_{eh}(\rho)$ (пунктирная кривая), вычисленные для $r_1 = r_2 = 1.65$ nm и $d = 0.5$ nm. Приведенная масса $\mu = 0.16m_0$, $m_e = m_h$.

отличаются друг от друга (и составляют примерно $0.5m_0$, подробнее см. в [33]).

Энергия связи триона, по определению, есть разность между энергиями триона и энергией изолированных экситона третьего носителя, помещенных в такую же структуру. Результаты расчета энергии связи триона показаны на рис. 5. Как и для экситона, рассмотрены две ситуации: (a) оба слоя имеют одинаковые эффективные радиусы экранировки $r_1 = r_2 = 1.65$ nm; и (b) электроны находятся в слое с $r_1 = 3.3$ nm, дырка — в слое с $r_2 = 0$. Отметим, что в противоположном случае, $r_1 = 0, r_2 \neq 0$, т.е. когда электроны находятся в слое без экранировки, энергия связи триона становится нулевой при конечных значениях r_2 за счет сильного, по сравнению с притяжением к дыркам, кулоновского отталкивания между электронами. Даже при $r_1 = r_2$ отталкивание между электронами оказывается сильнее их притяжения к дырке (см. вставку на рис. 5), за счет пространственного разделения между носителями заряда разных знаков. Из рис. 5 видно, что энергия связи триона, как и энергия связи экситона, быстро убывает с ростом расстояния между слоями. Энергия связи триона в случае (a) оказывается больше, чем в случае (b), за счет более сильного кулоновского взаимодействия, так же как и для энергии связи экситона. Существенным обстоятельством является то, что даже при превышающих ~ 10 nm расстояниях между слоями энергия связи триона составляет единицы meV и может быть надежно измерена в экспериментах.

Необходимо отметить, что в отличие от энергии связи экситона, которая при большом расстоянии между слоями d имеет асимптотику (11) и всегда положительна, энергия связи триона обращается в ноль при

некоторой критической величине расстояния между слоями $d \sim 30a_B$ [27]. Это связано с тем, что электроны находятся в одном слое и отталкивание между ними, начиная с определенного значения d , не может быть скомпенсировано притяжением к дырке, находящейся в удаленном слое.

5. Заключение

В работе предложены простые и физически прозрачные пробные функции для описания экситонов и трионов в двухслойных ван-дер-ваальсовых гетероструктурах на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов. Выполнены расчеты энергии связи и показано, что даже при значительных расстояниях между слоями (~ 10 nm), энергия связи пространственно-непрямого экситона составляет десятки, а триона — единицы meV .

Благодарности

Автор выражает благодарность М.М. Глазову и А.В. Родиной за обсуждения и полезные вопросы, которые помогли улучшить работу.

Финансовая поддержка

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-12-00273).

Конфликт интересов

Автор конфликта интересов, связанного с материалом, изложенным в данной работе, не имеет.

Список литературы

- [1] A.K. Geim. *Sci.* **324** (5934), 1530 (2009).
- [2] K.S. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, A.H.C. Neto. *Science* **353**, aac9439 (2016).
- [3] A. Kormanyos, G. Burkard, M. Gmitra, J. Fabian, V.Zolyomi, N.D. Drummond, V. Fal'ko. *2D Mater.* **2**, 022001 (2015).
- [4] D. Xiao, G.-B. Liu, W. Feng, X. Xu, W. Yao. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 196802 (2012).
- [5] T. Cao, G. Wang, W. Han, H. Ye, C. Zhu, J. Shi, Q. Niu, P. Tan, E. Wang, B. Liu et al. *Nat. Commun.* **3**, 887 (2012).
- [6] F. Cadiz, E. Courtade, C. Robert, G. Wang, Y. Shen, H. Cai, Taniguchi, K. Watanabe, H. Carrere, D. Lagarde et al. *Phys. Rev. X* **7**, 021026 (2017).
- [7] A. Chernikov, T.C. Berkelbach, H.M. Hill, A. Rigosi, Y. Li, O.B. Aslan, D.R. Reichman, M.S. Hybertsen, T.F. Heinz. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 076802 (2014).
- [8] G. Wang, A. Chernikov, M.M. Glazov, T.F. Heinz, X. Marie, T. Amand, B. Urbaszek. *Rev. Mod. Phys.* **90**, 021001 (2018).
- [9] M.B. Дурнев, М.М. Глазов. *УФН* **188**, 913 (2018).
- [10] E.V. Calman, M.M. Fogler, L.V. Butov, S. Hu, A. Mishchenko, A.K. Geim. *Nat. Commun.* **9**, 1895 (2018).
- [11] C. Jin, E.C. Regan, A. Yan, M.I.B. Utama, D. Wang, S. Zhao, Y. in, S. Yang, Z. Zheng, S. Shi, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Tongay, A. Zettl, F. Wang. *Nature* 10.1038/s41586-019-0976-y (2019).
- [12] K.L. Seyler, P. Rivera, H. Yu, N.P. Wilson, E.L. Ray, D.G. Mandrus, J. Yan, W. Yao, X. Xu. *Nature* 10.1038/s41586-019-0957-1 (2019).
- [13] K. Tran, G. Moody, F. Wu, X. Lu, J. Choi, K. Kim, A. Rai, D.A. Sanchez, J. Quan, A. Singh, J. Embley, A. Zepeda, M. Campbell, T. Autry, T. Taniguchi, K. Watanabe, N. Lu, S.K. Banerjee, K.L. Silverman, S. Kim, E. Tutuc, L. Yang, A.H. MacDonald, X. Li. *Nature* 10.1038/s41586-019-0975-z (2019).
- [14] I.C. Gerber, E. Courtade, S. Shree, C. Robert, T. Taniguchi, K. Watanabe, A. Balocchi, P. Renucci, D. Lagarde, X. Marie, B. Urbaszek. *Phys. Rev. B* **99**, 035443 (2019).
- [15] A.O. Slobodeniuk, L. Bala, M. Koperski, M.R. Molas, P. Kossacki, K. Nogajewski, M. Bartos, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Faugeras. *2D Mater.* **6**, 025026 (2019).
- [16] C. Robert, M.A. Semina, F. Cadiz, M. Manca, E. Courtade, T. Taniguchi, K. Watanabe, H. Cai, S. Tongay, B. Lassagne, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, M.M. Glazov, B. Urbaszek. *Phys. Rev. Mater.* **2**, 011001(R) (2018).
- [17] Н.С. Рытова. *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* **3**, 30 (1967).
- [18] Л.И. Келдыш. *Письма в ЖЭТФ* **29**, 716 (1979).
- [19] R.Y. Kezerashvili, S.M. Tsiklauri. *Few-Body Systems* **58**, 1 (2017).
- [20] I.V. Bondarev. *Modern Phys. Lett. B* **30**, 24, 1630006 (2016).
- [21] I.V. Bondarev, M.R. Vladimirova. *Phys. Rev. B* **97**, 165419 (2018).
- [22] O.L. Berman, R.Y. Kezerashvili. *Phys. Rev. B* **96**, 094502 (2017).
- [23] M.N. Brunetti, O.L. Berman, R.Y. Kezerashvili. *J. Phys.: Condensed Matter* **30**, 225001 (2018).
- [24] N.A. Asriyan, I.L. Kurbakov, A.K. Fedorov, Y.E. Lozovik. *arXiv:1811.08802* (2018).
- [25] M.M. Glazov, A. Chernikov. *Physica Status Solidi B* **255**, 1800216 (2018).
- [26] E. Courtade, M. Semina, M. Manca, M.M. Glazov, C. Robert, F. Cadiz, G. Wang, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. Pierre, W. Escoffier, E.L. Ivchenko, P. Renucci, X. Marie, T. Amand, B. Urbaszek. *Phys. Rev. B* **96**, 085302 (2017).
- [27] P.A. Сергеев, P.A. Сурис. *ФТП* **37**, 1235 (2003).
- [28] М.А. Семина, P.A. Сурис. *Письма в ЖЭТФ*, **94** 7, 614 (2011).
- [29] R.D. Mota, V.D. Granados, A. Queijeiro, J. Garcia. *J. Phys. A* **35**, 2979 (2002).
- [30] P.A. Сергеев, P.A. Сурис. *ФТТ* **43**, 714 (2001).
- [31] M. Semina, R. Sergeev, R. Suris. *Physica E* **40**, 1357 (2008).
- [32] К настоящему времени выполнены первые эксперименты по спектроскопии пространственно не прямых экситонов в таких структурах. А. Imamoglu, частное сообщение.
- [33] M.M. Glazov, M.A. Semina, C. Robert, B. Urbaszek, T. Amand, X. Marie. *arXiv:1904.02674* (2019).

Редактор Е.В. Толстякова