

05,10

Многочастичные комплексы в инкапсулированных монослоях дихалькогенидов переходных металлов

© В.Е. Бисти¹, Г.М. Голышков^{1,2}, А.С. Бричкин¹, А.В. Черненко¹

¹ Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

E-mail: bisti@issp.ac.ru

Поступила в Редакцию 30 июня 2025 г.

В окончательной редакции 22 июля 2025 г.

Принята к публикации 25 июля 2025 г.

Изучалась возможность образования многочастичных комплексов в структурах, состоящих из монослоев дихалькогенидов переходных металлов, инкапсулированных гексагональным нитридом бора. Рассчитывались энергии связи трионов и экситонов, локализованных на заряженных примесях, для взаимодействия, рассматриваемого на больших расстояниях как диполь-зарядное, а на малых аппроксимируемого двумя различными способами. Диапазон значений поляризуемости выбирался из условия, чтобы полученные энергии связи комплексов были близки к наблюдаемым экспериментально. Сравнение проводимых расчетов позволило оценить допустимый диапазон экситонной поляризуемости, а также выделить наиболее реалистичную аппроксимацию диполь-зарядного взаимодействия на малых расстояниях. Проведена оценка концентрации электронов по соотношению интенсивностей экситонов и многочастичных комплексов в спектре отражения. Проводимые расчеты позволили оценить концентрацию электронов и положение примесей в барьере.

Ключевые слова: дихалькогениды переходных металлов, нитрид бора, трионы и экситоны.

DOI: 10.61011/FTT.2025.09.61634.1-25

1. Введение

Монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) являются двумерными полупроводниками с шириной запрещенной зоны, соответствующей энергии межзонных переходов в видимом диапазоне, что делает их удобными для изучения оптическими методами. Гетероструктуры на основе ДПМ бывают разных типов: слои ДПМ на подложке из SiO_2/Si ; монослои ДПМ, инкапсулированные гексагональным hBN, на подложке; гетероструктуры, покрытые слоями графена. Кулоновское взаимодействие в монослоях ДПМ за счет диэлектрического окружения может быть усилено или ослаблено по сравнению с объемными материалами или подвешенными монослоями. Покрытие таких структур слоями графена позволяет прикладывать к гетероструктурам электрическое напряжение, изменяя при этом параметры структур. Энергия связи межподзонных экситонов достигает несколько сотен мэВ, что позволяет наблюдать экситонные эффекты при температурах вплоть до комнатной [1–3]. Энергии экситонов в слоях ДПМ определены экспериментально, существуют хорошо разработанные методы расчета, согласующиеся с экспериментальными значениями [4,5]. В монослоях ДПМ находятся равновесные носители заряда — электроны или дырки, попадающие из примесных центров, находящихся в окружающих слоях hBN [4,5]. Часть из них локализованы за счет взаимодействия с ионизированными центрами, а часть — свободны и

образуют Ферми-газ. Также концентрация зарядов может изменяться приложением напряжения непосредственно к слою ДПМ [8].

Возбуждения в структурах изучаются с помощью спектров отражения, поглощения и люминесценции. Основными возбуждениями в рассматриваемых системах являются межзонные экситоны. Взаимодействие экситонов с равновесными электронами существенно влияет на наблюдаемые спектры. В спектрах люминесценции различаются две линии, интерпретируемые обычно как линии излучательной рекомбинации экситона и триона [1]. В спектрах отражения видны линии основного и возбужденных состояний экситона, при определенных условиях наблюдаются и низкоэнергетические линии, ассоциирующиеся с трионами. Следует заметить, что то, что высокоенергетическая линия является линией люминесценции экситона, сомнений не вызывает. Это общепринятая точка зрения, подтвержденная теоретически и экспериментально [1–3]. Однако относительно линии, трактуемой как линия триона, возможны другие объяснения. Так, при изучении люминесценции квантовых ям в GaAs/AlGaAs [9,10] при исследовании температурной и магнитополевой зависимости было показано, что линии, которые ранее приписывались свободному триону, следует относить к связанному состоянию многочастичного комплекса, а именно экситону, связанному на нейтральном доноре или акцепторе в барьере.

В зависимости от используемых экспериментальных методов применяются и различные подходы к теорети-

ческому рассмотрению межзонных возбуждений в слоях ДПМ. Существуют два подхода к учету кулоновского взаимодействия экситонов с электронами: образование трионов (связанных состояний экситона и электрона) [11,3] или Ферми-поляронов (за счет взаимодействия экситонов с Ферми-морем электронов) [12–17]. При низких концентрациях свободных электронов n_s оба рассмотрения эквивалентны [3,16]. Интерпретация с помощью образования трехчастичных комплексов верна при выполнении условия $E_F \ll E_T$, где E_F — энергия Ферми-газа электронов, E_T — энергия связи триона, однако соответствующий пик в поглощении или отражении мал по сравнению с экситонным пиком. Трионный пик четко наблюдается и сравним по интенсивности с экситонным только если $E_F \sim E_T$. Следует отметить, что в структурах со слоями ДПМ всегда $E_x \gg E_F, E_T$, где E_x — энергия связи экситона.

Впервые влияние взаимодействия межзонных экситонов с возбуждениями электронной Ферми-системы типа частица-дырка (тетроны Суриса) было предложено в работе [12].

Идея Ферми-поляронов была использована при исследовании двухкомпонентных ультра-холодных газов. В поглощении атома примеси в двумерном Ферми-газе с короткодействующим притягивающим потенциалом взаимодействия между атомом примеси и частицами газа, существуют две линии, соответствующие „притягивающему“ и „отталкивающему“ поляронам [13–15].

Концепция экситонов, окруженных облаком электронно-дырочных пар, возбужденных из Ферми-моря, оказалась плодотворной для описания спектров отражения или поглощения в структурах со слоями ДПМ не только при малых, но и при промежуточных значениях n_s ($E_F \sim E_T$) [16,17]. В этом диапазоне n_s присутствие „трионного“ пика не может быть интерпретировано как образование трехчастичных комплексов. Взаимодействие экситона с Ферми-морем приводит к расщеплению спектра возбуждений на низкоэнергетичную экситон-поляронную ветвь с энергией ϵ_T^* , обычно идентифицируемую как трион, и высокоенергетичную ветвь с энергией ϵ_X^* , идентифицируемую как экситон. Проведенные расчеты [16] показали, что расщепление между линиями растет линейно с E_F равновесных носителей заряда, трионный пик доминирует при $E_F \sim E_T$, ширина трионного пика заметно меньше ширины экситонного пика.

Следует заметить, что в монослоях ДПМ имеется долинное вырождение и сильное спин-орбитальное расщепление Δ_{so} . При $E_F < \Delta_{so}$ имеются 2 типа электронов из разных долин, взаимодействующих с экситонами. Однако если экситоны и электроны из Ферми-моря принадлежат одной долине, короткодействующее обменное взаимодействие подавляет корреляции. При условии $E_F \ll E_T$ обменное взаимодействие не способствует образованию трионов, за исключением большой разницы эффективных масс электрона и дырки, что не реализуется в ДПМ. Предполагается, что экситон и

окружающее его поляронное облако электронов относятся к разным долинам. При условии $E_F \ll E_x$ возможность образования нескольких возбуждений Ферми-моря пар электрон-дырка можно не рассматривать. Фотовозбужденные электрон и дырка взаимодействуют как с возбужденным электроном, так и с дыркой Ферми-моря, однако взаимодействие с Ферми-дыркой менее существенно из-за малости фазового пространства дырки, и его можно опустить. Взаимодействие экситона с Ферми-электроном, диполь-зарядное на больших расстояниях, можно аппроксимировать короткодействующим контактным потенциалом (константой в импульсном представлении). Единственным параметром, характеризующим взаимодействие, остается энергия связи триона, E_T , что заметно упрощает задачу об экситон-поляронах [13–15]. Энергия E_T представляет расщепление между „притягивающей“ и „отталкивающей“ поляронными линиями Δ_{XT} при $n_s \rightarrow 0$, что может быть определено экспериментально. При $E_F \ll E_T$ величина расщепления и перераспределение спектральных весов в поглощении выражаются аналитически. Так,

$$\Delta_{XT} = \epsilon_X^* - \epsilon_T^* = E_T + E_F m_e / \mu_T, \quad (1)$$

$$A_X(\omega, 0) \approx 2\pi Z_T \delta(\omega - \epsilon_T^*) + 2\pi(1 - Z_T) \delta(\omega - \epsilon_X^*) \quad (2)$$

$Z_T = E_F m_e / \mu_T$, m_e — масса электрона, μ_T — приведенная масса триона.

В работе [18] рассчитывались энергии связанных состояний (основного и возбужденных) и состояний рассеяния (непрерывный спектр) для трех частиц в двумерных ДПМ. Фазовый сдвиг при рассеянии электронов и экситонов позволял определить энергетический сдвиг при конечной плотности электронов, для этих целей был предложен эффективный экситон-электронный потенциал рассеяния, что позволяло определить влияние плотности электронов на спектры оптического поглощения ДПМ в полярной модели. В работе [19] рассматривалась задача о поглощении света в двумерных ДПМ при промежуточных концентрациях дополнительных зарядов $E_F \sim E_T$ в терминах экситон-поляронах. Представлен микроскопический вывод электрон-экситонного взаимодействия с использованием вариационного подхода и теории возмущений. Авторы применили разработанную теорию для расчета спектров поглощения и показали, что зависимость от концентрации хорошо объясняется моделью с контактным потенциалом. В обеих работах [18,19] показано, что на больших расстояниях можно использовать классическое заряд-дипольное взаимодействие.

Обобщение полярной теории на случай конечных температур T было проведено в работах [20,21]. Был использован метод вириального разложения оптического отклика двумерного легированного полупроводника для случая высоких температур или слабого легирования, когда температурная длина волны электронов мала по сравнению с межчастичным расстоянием ($T \gg E_F$).

Показано, что традиционная концепция трионов соответствует высокотемпературному и слабовзаимодействующему пределу теории ферми-поляронов. Используя теорию ферми-поляронов при конечной температуре, авторы обнаружили переход от квантово-вырожденного режима с четко определенными поляронными квазичастицами к некогерентному режиму при высокой температуре или низком легировании, где „притягивающая“ полярона квазичастица с наименьшей энергией разрушается, поглощаясь широким трионно-дырочным континуумом. С ростом температуры (или уменьшением легирования) профиль излучения притягивающей ветви эволюционирует от симметричного лоренцева к асимметричному пику с экспоненциальным хвостом, включающим трионы и электроны отдачи с конечным импульсом.

Определение энергии триона остается отдельной задачей. Расчеты энергии связи триона проводились вариационными методами [11,22], методом прямой численной диагонализации для трех частиц [18,23], методом Монте-Карло [24].

В работе [25] оценивались энергии трионов и экситонов, локализованных на заряженных донорах или акцепторах монослоев ДПМ. Расчеты проводились для логарифмического потенциала, что принципиально отличает рассмотренную задачу от случая инкапсулированных монослоев ДПМ.

Результаты расчетов энергии связи триона и других комплексов, как и энергии связи экситона, зависят от вещества монослоя ДПМ (MoS_2 , MoSe_2 , WS_2 , WSe_2), окружения монослоя (свободно подвешенный, на подложке, инкапсулированный hBN), вида используемого потенциала взаимодействия (кулоновский потенциал или учитывающий экранирование в плоскости монослоя потенциал Рытовой–Келдыша [26,27]).

В данной работе изучались возможности образования многочастичных комплексов (трионов и экситонов, связанных на примесях) в инкапсулированных монослоях ДПМ и их проявления в оптических спектрах при низких температурах и концентрациях электронов: $T \ll E_F$, $E_T, E_x \gg E_T \gg E_F$. Целью работы являлось определение природы низкоэнергетичной по отношению к экситонной линии в спектрах люминесценции и отражения, относительно интерпретации которой единого мнения до сих пор нет. Ставилась задача расчета энергии связи и радиусов состояний как трионов, так и экситонно-примесных комплексов в рамках одного подхода.

2. Расчеты и обсуждение результатов

Расчет проводился в двухчастичном приближении для двух видов потенциалов взаимодействия V_H и V_S . На больших расстояниях $r \gg a_{ex}$ в обоих случаях использовалась диполь-зарядное взаимодействие (r — координата в плоскости слоя, a_{ex} — радиус экситона).

Энергия диполь-зарядного взаимодействия определялась как энергия экситона в основном состоянии, помещенного в электрическое поле заряда, во втором порядке теории возмущений:

$$V_{ex}(E) = -\frac{1}{2} \alpha_0 E^2, \quad \alpha_0 = 2e^2 \sum_v \frac{|x_{0v}|^2}{E_0 - E_v} \quad (3)$$

α_0 — поляризуемость экситона в основном состоянии. Для потенциала точечного заряда $U(r)$ в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ на расстоянии r от заряда $U(r) = -e/(\epsilon r)$, $E = dU/dr = e/(\epsilon r^2)$,

$$V_{ex-e}(r) = -\frac{\alpha_0 e^2}{2\epsilon^2 r^4} \quad (4)$$

В рассматриваемом случае инкапсулированных монослоев ДПМ (MoSe_2 , WSe_2) на расстояниях $r > a_{ex}$ достаточно использовать этот потенциал. В общем случае в качестве $U(r)$ можно использовать потенциал Рытовой–Келдыша.

На малых расстояниях для V_H использовалась модель твердого центра: $V_H(r) = V_{ex-e}(r)$, $r > r_{min}$, $V_H(r_{min}) \rightarrow \infty$ с радиусом обрезания $r_{min} \sim a_x$ [18,28].

На малых расстояниях для V_S использовались интерполяция плавным потенциалом согласно [16,19]:

$$V_{ex-e}^{eff} = -\frac{\alpha_0 e^2 r}{2\epsilon^2 (r^2 + a^2)^{5/2}}, \quad a \sim 0.5 a_{ex}. \quad (5)$$

Важным параметром задачи является экситонная поляризуемость α_0 . Для двумерного экситона с обычным кулонаевским взаимодействием (2DX) эта величина известна. Поляризуемость вычислялась как с учетом только связанных состояний [28], так и с учетом состояний непрерывного спектра [16,19].

$$\alpha_0 = \frac{21}{16} \epsilon a_{ex}^3 [28], \quad \alpha_0 = \frac{8}{5} \epsilon a_{ex}^3 [16,19]. \quad (6)$$

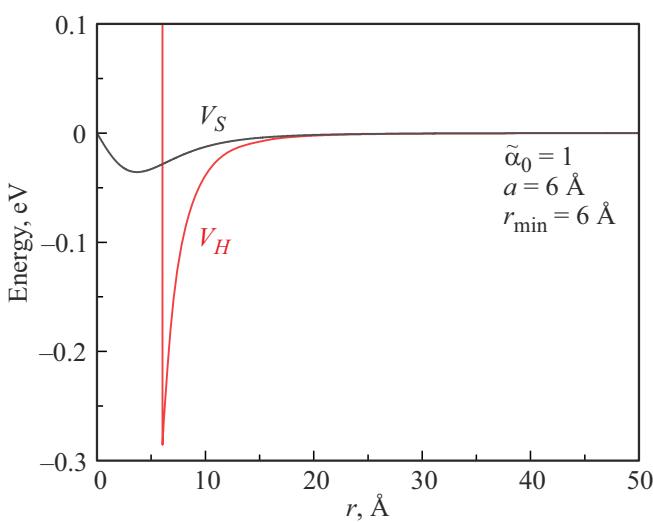
Если взаимодействие отличается от кулонаевского, то оценочно $\alpha_0 \sim (2-5)\epsilon a_{ex}^3$.

Используем в качестве единиц энергии и длины $E_0 = \mu e^4 / (2\hbar^2 \epsilon^2)$, $a_0 = \hbar^2 \epsilon / (\mu e^2)$. Для MoSe_2 $E_0 = 265 \text{ meV}$, $a_0 = 6.33 \text{ \AA}$, $(\mu/m_0) = 0.35 m_0$, $m_e/\mu = 2$ (μ — приведенная масса электрона и дырки, m_0 — масса свободного электрона). Для удобства расчетов введем безразмерную величину поляризуемости $\tilde{\alpha}_0$:

$$\alpha_0 = 2\epsilon a_0^3 \tilde{\alpha}_0, \quad \tilde{\alpha}_0 = \alpha_0 / (2\epsilon a_0^3) \quad (7)$$

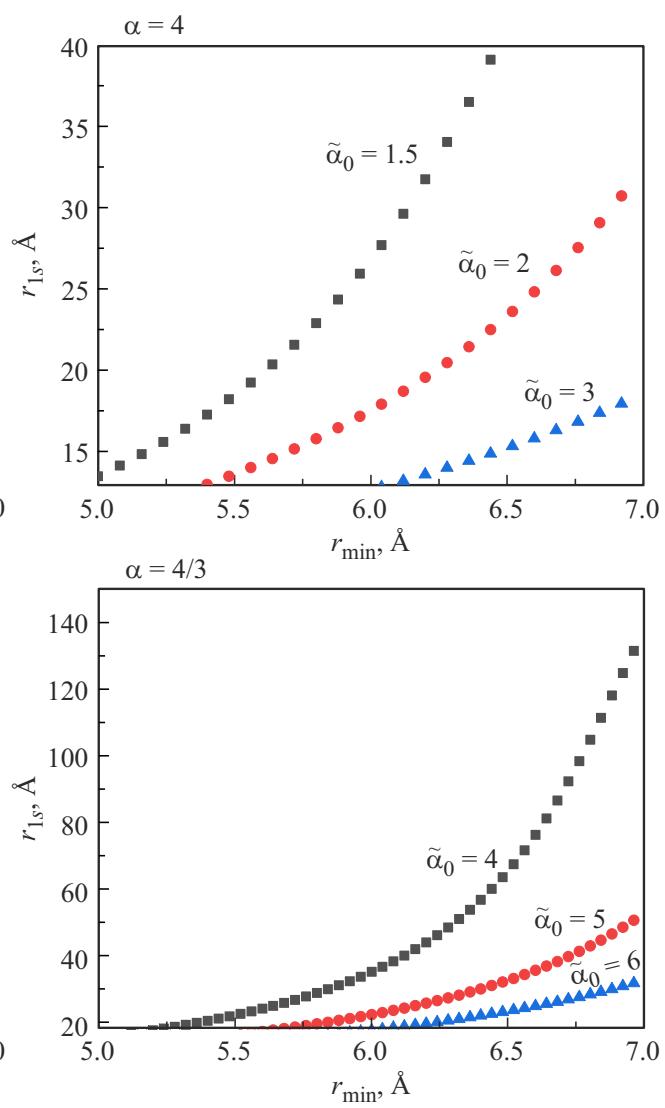
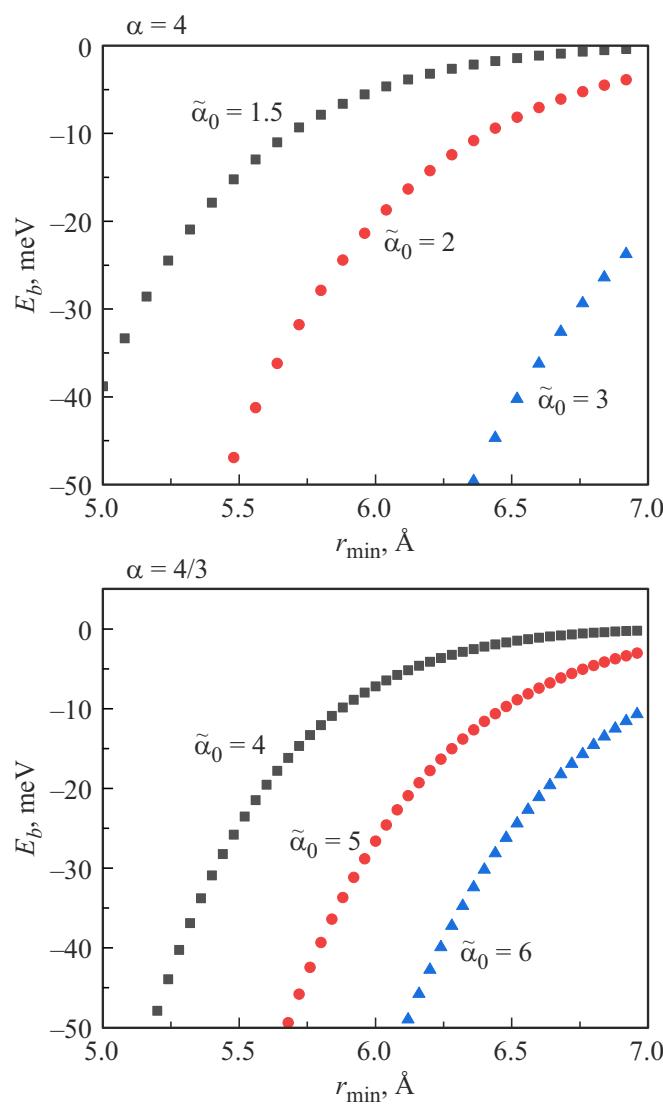
Для 2DX $\tilde{\alpha}_0 = 0.08$ ($a_x = a_0/2$). Оценка для экситона в инкапсулированном монослое $\tilde{\alpha}_0 \sim 2-5$ ($a_{ex} = 0.9 \text{ nm}$ для MoSe_2 [5]). Для сравнения, в атомных единицах поляризуемости $10^{-22} \text{ eV}(\text{m}/\text{V})^2$, для 2DX $\alpha_0 = 2.2 \cdot 10^3$, в инкапсулированном монослое $\alpha_0 \sim (60-150) \cdot 10^3$, для свободного монослоя (данные работы [18]) $\alpha_0 = 61 \cdot 10^3$.

На рис. 1 приведены потенциалы V_H и V_S для параметров MoSe_2 , варьируемые параметры $\tilde{\alpha}_0$, r_{min} , a указаны на рисунке.

Рис. 1. Потенциалы V_H и V_S .

Расчеты проводились для нескольких значений $\tilde{\alpha}_0$ для каждого из потенциалов, диапазон значений выбирался из условия, чтобы полученные энергии связи комплексов были близки к экспериментальным (наблюдаемый энергетический зазор между наблюдаемыми линиями для монослоя $\text{MoSe}_2 \simeq 26 \text{ meV}$). На рис. 2–3 приведены данные расчетов энергии связи E_b и радиусов состояний r_{1s} трионов и примесных комплексов в зависимости от параметров используемых потенциалов. Приведенная масса трехчастичного комплекса $M = \alpha \mu$, где μ — приведенная масса экситона. Для экситона, связанного с заряженным акцептором (локализованный экситон), $\alpha = 4$. Для триона $\alpha = 4/3$.

Сравнение расчетов для разных потенциалов показывает, что качественные зависимости одинаковы. Для выбранного значения энергии чем больше поляризуемость $\tilde{\alpha}_0$, тем больше значения r_{\min} или a , немножко возрастает и эффективный радиус комплекса. Для значения

Рис. 2. Энергии связи и радиусы примесных трехчастичных комплексов ($\alpha = 4$) и трионов ($\alpha = 4/3$) для потенциала V_H .

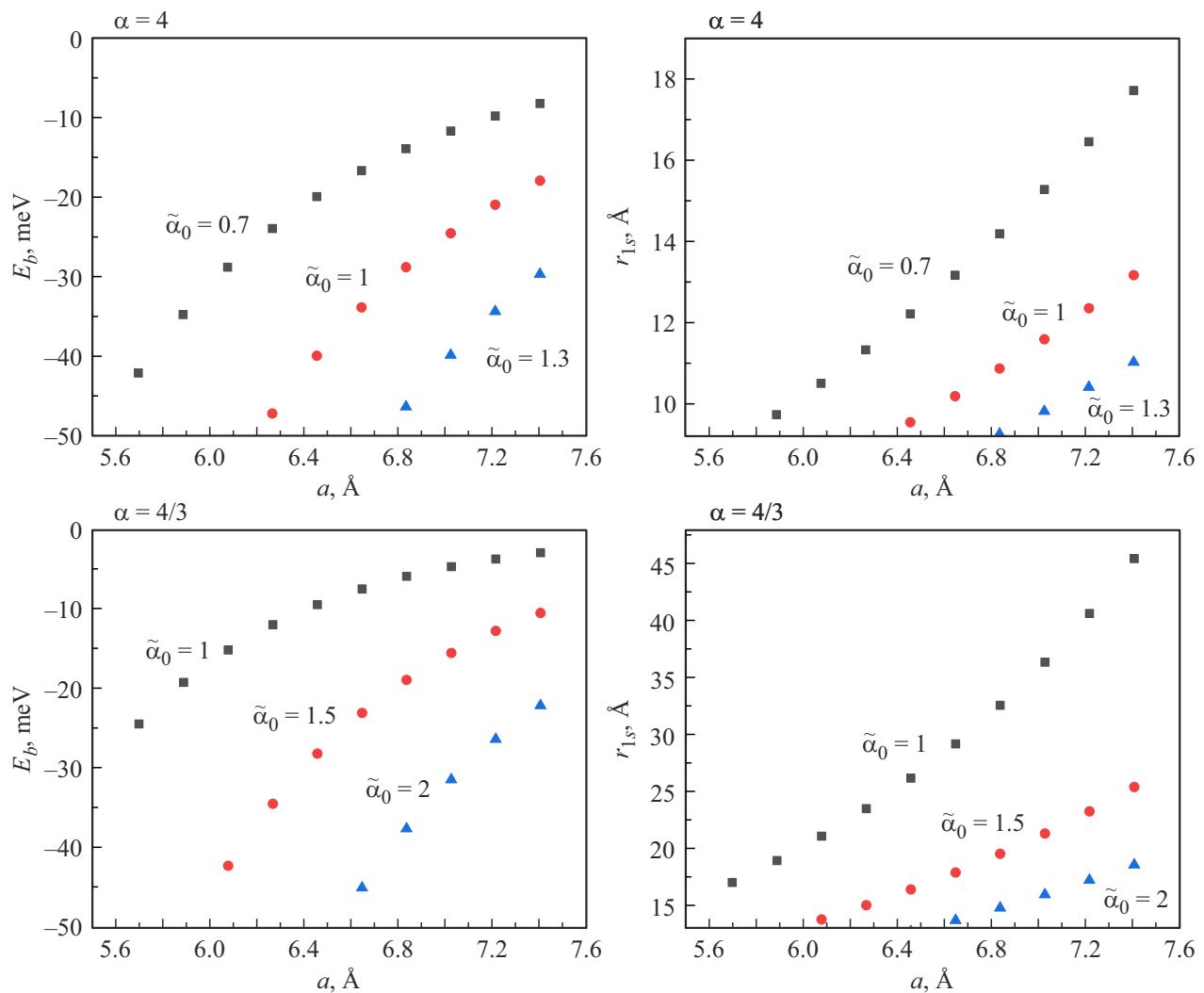


Рис. 3. Энергии связи и радиусы примесных трехчастичных комплексов ($\alpha = 4$) и трионов ($\alpha = 4/3$) для потенциала V_S .

энергии связи $E_b \simeq 26$ мэВ для потенциала V_H значение поляризуемости ($\tilde{\alpha}_0 \sim 1.5\text{--}3$ для $\alpha = 4$ и $\tilde{\alpha}_0 \sim 4\text{--}6$ для $\alpha = 4/3$) и радиусы состояний r_{1s} ($15\text{--}16$ Å и $20\text{--}21$ Å) больше, чем для потенциала V_S ($\tilde{\alpha}_0 \sim 0.7\text{--}1.3$ для $\alpha = 4$ и $\tilde{\alpha}_0 \sim 1\text{--}2$ для $\alpha = 4/3$, радиусы состояний $11\text{--}13$ Å, $15\text{--}17$ Å соответственно).

Сравнение радиусов состояний дает аргументы в пользу потенциала V_H . Значения $r_{1s} \sim r_0$ для потенциала V_S указывают на необходимость применения потенциала Рытовой–Келдыша для заряд–дипольного взаимодействия, для потенциала V_H этого не требуется, $r_{1s} > r_0$ (радиус экранирования $r_0 = 11$ Å [5]). Используемые оценки поляризуемости при сравнении расчетов для примесных комплексов и трионов указывают скорее на трионы, но для одозначного вывода необходимо более точное значение $\tilde{\alpha}_0$.

Также были рассчитаны энергии связи $E_b(d)$ и радиусы $r_{1s}(d)$ примесных трехчастичных комплексов ($\alpha = 4$) в зависимости от расстояния примеси d от монослоя для ближайшего ($d = 5$ Å) и следующего ($d = 8.33$ Å) слоев

hBN [29] для потенциала \tilde{V}_H ($r_{\min} = 5$), $\tilde{\alpha}_0 = 3$.

$$\tilde{V}_H = -\frac{\alpha_0 e^2}{2\epsilon^2 r^4} (1 + (d/r)^2)^{-3}. \quad (8)$$

Для данных параметров в пределах точности вычислений примесный комплекс образуется только для интерфейсной примеси из ближайшего слоя hBN ($E_b(5$ Å) = 22 мэВ, $r_{1s}(5$ Å) = 17 Å, $E_b(8.33$ Å) = 1.3 мэВ, $r_{1s}(8.33$ Å) = 44 Å).

В монослоях, инкапсулированных hBN, равновесные носители заряда — электроны. Следовательно, преобладающие примеси в hBN — донорного типа. Электроны в монослое локализуются на интерфейсных примесях D^+ , и возбужденные экситоны могли бы образовываться в этом случае только четырехчастичный комплекс ($D^+ + e + X$), энергия связи которого по предварительным оценкам, мала по сравнению с комплексом ($A^- + X$), образуемым неосновной акцепторной примесью. Для систем с дырочным типом легирования экситоны образуют комплекс $D^+ + X$ с донорной примесью.

Параметры аппроксимации дифференциальных коэффициентов отражения и данные люминесценции структур с MoSe_2

Методика измерения	Параметры моделирования	Экситонные резонансы	
		$A : 1s$	$A : 1s^-$
Отражение	γ_0 (meV) γ (meV) ω_{res} (eV)	1.5 1.2 1.639	0.05 2 1.613
Люминесценция	FWHM (meV) Peak position (eV)	2.9 1.639	3.5 1.612

Концентрация неосновных примесей мала по сравнению с n_s , и вклад их в исследуемые процессы вряд ли значителен.

Что же касается спектров люминесценции, то наблюдается зависимость не только от концентрации равновесных двухмерных электронов или дырок, но и от способа возбуждения системы. Создавать экситоны можно с помощью резонансного или нерезонансного фотовозбуждения, стационарного или импульсного. В случае стационарного нерезонансного возбуждения с энергией фотона, заметно превышающей ширину запрещенной зоны, рождаются электроны и дырки, которые связываются в экситоны. Экситоны релаксируют по энергии и затем рекомбинируют. Для соотношения интенсивностей наблюдаемых линий люминесценции, кроме плотности равновесных электронов, необходимо учитывать также плотность и эффективную температуру экситонов и фотовозбужденных электронов и дырок. Система стационарна, но существенно неравновесна, что усложняет ее описание. В данной работе для экспериментального изучения спектров люминесценции использовался именно такой способ возбуждения.

На рис. 4 приведены полученные экспериментально дифференциальный спектр отражения и спектр люминесценции для структуры $\text{hBN}-\text{ML MoSe}_2-\text{hBN}-\text{SiO}_2-\text{Si}$ (эксперимент и структура подробно описаны авторами в работе [5]). В спектре отражения удалось наблюдать как основное состояние экситона, так и расположение ниже по энергии возбуждение, обычно ассоциируемое с трионом (Ферми-поляроном). Данные аппроксимации спектров отражения и параметры спектров люминесценции приведены в таблице. Видно, что энергии возбуждений практически совпадают для люминесценции (PL) и отражения (Refl). (ширины линий люминесценции на половине высоты (FWHM) ~ 3 meV, таблица). Погрешность разности энергетических положений линий $\Delta_{XT} = 26$ meV (Refl), $\Delta_{XT} = 27$ meV (PL) меньше ширины линий.

Для соотношения интенсивностей картина противоположная: в отражении экситон проявляется намного сильнее, в PL, наоборот, интенсивность линии экситона намного слабее. Используемые для аппроксимации спектра отражения величины радиационного зату-

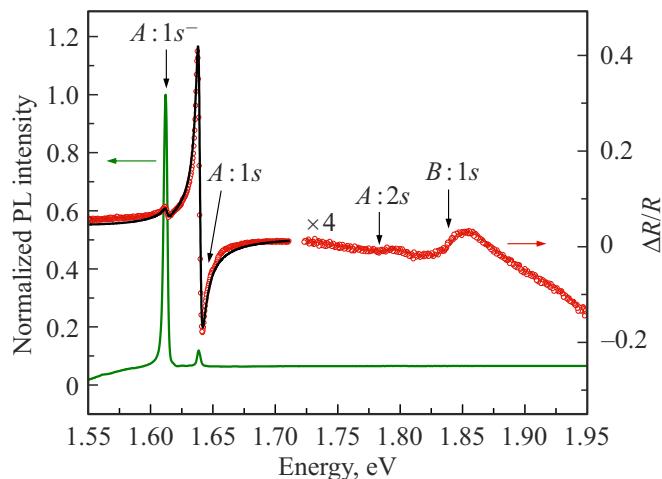


Рис. 4. Дифференциальный спектр отражения и спектр люминесценции при $T = 5$ K для структуры $\text{hBN}-\text{ML MoSe}_2-\text{hBN}-\text{SiO}_2-\text{Si}$. $A : 1s$ – экситон X, $A : 1s^-$ – заряженный комплекс (трион) T.

хания для экситонов и трионов $\gamma_{0X} = 1.5$, $\gamma_{0T} = 0.05$. $\gamma_{0X}/\gamma_{0T} = 30$ (см. таблицу). Следуя полярной модели, можно оценить концентрацию свободных электронов в исследуемой структуре (2). $Z_T = \frac{3}{2} E_F/E_T = \gamma_{0T}/\gamma_{0X}$ дает значение электронной плотности $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $E_F = 0.58 \text{ meV} = 6.5 \text{ K}$. Следует отметить, что при 5 K выполняется условие $T < E_F$, но не $T \ll E_F$, и значение n_s скорее оценочно. В работе [30] использовался метод отражения от квантовых ям для определения концентрации электронов. Оценка проводилась по соотношению сил осцилляторов для трионов и экситонов в магнитном поле. В монослоях ДПМ ранее концентрации оценивались по относительному сдвигу положения линий экситона и ферми-полярона в люминесценции, но не по соотношению интенсивностей в спектре отражения.

Соотношение интегральных интенсивностей PL в данном эксперименте (рис. 4) $I_T/I_X = 20$. Возможно следующее объяснение. При условиях эксперимента (постоянная нерезонансная накачка с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны) оптически активных экситонов мало, они быстро рекомбинируют и не накапливаются. Темных экситонов много, часть из них связывается со всеми имеющимися электронами, электроны и дырки комплекса рекомбинируют. Эти процессы могут быть более интенсивными. Темные экситоны могут быть как внутридолинными спин-запрещенными, так и междолинными, необходимо только, чтобы была возможна рекомбинация присоединившегося электрона и дырки. Подробно рекомбинация с участием темных экситонов рассматривались в работе [31].

3. Заключение

Рассчитанные энергии связи и радиусы состояний трехчастичных комплексов допускают существование как

трионов, так и экситонов, локализованных на заряженных примесях. Используемые оценки поляризуемости для энергии примесных комплексов и трионов указывают скорее на трионы, но для однозначного вывода о природе низкоэнергетической линии в спектре и количественного сравнения с экспериментом необходимо точное значение экситонной поляризуемости для конкретных структур. Для описания трехчастичных комплексов лучше подходит потенциал V_H . Трехчастичный комплекс существует для экситона, связанныго с заряженной интерфейсной примесью неосновного типа, что может служить косвенным аргументом в пользу трионов.

Сделана оценка плотности свободных электронов в монослое ДМП на основе метода отражения.

В качестве задач на будущее хотелось бы рассмотреть возможность существования триона, локализованного на крупномасштабных по сравнению с радиусами экситона и триона неоднородностях другой природы, а также рассчитать значение поляризуемости для экситонов в инкапсулированных монослоях MoSe_2 и WSe_2 .

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания.

Конфликт интересов

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Wang, A. Chernikov, M.M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Aman B. Urbaszek. Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
- [2] М.В. Дурнев, М.М. Глазов. УФН **188**, 913 (2018).
- [3] М.М. Глазов. J. Chem. Phys. **153**, 034703 (2020).
- [4] B. Han, C. Robert, E. Courtade, M. Manca et al. Phys. Rev. **8**, 031073 (2018).
- [5] Г.М. Гольшков, А.С. Бричкин, В.Е. Бисти, А.В. Черненко. Письма в ЖЭТФ **120**, 279 (2024).
- [6] R. Gillen, J. Robertson, J. Maultzsch. Phys. Status Solidi B **251**, 2620 (2014).
- [7] A.S. Vokhmintsev, I.A. Weinstein. J. Lum. **230**, 117623 (2021).
- [8] Z. Wang, Y.-H. Chiu, K. Honz, K.F. Mak, J. Shan. Nano Lett. **18**, 1, 137 (2018).
- [9] О.В. Волков, В.Е. Житомирский, И.В. Кукушкин, В.Е. Бисти, К. фон Клитцинг, К. Эберл. Письма в ЖЭТФ **66**, 730 (1997).
- [10] О.В. Волков, И.В. Кукушкин, К. фон Клитцинг, К. Эберл. Письма в ЖЭТ **68**, 223, (1998).
- [11] M.A. Semina, R.A. Suris. Phys. Usp. **65**, 2, 111 (2022).
- [12] R. Suris, V. Kochereshko, G. Astakhov, D. Yakovlev, W. Ossau, J. Nurnberger, W. Faschinger, G. Landwehr, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. Phys. Stat. Solid. B **227**, 343 (2001).
- [13] S. Zoellner, G.M. Bruun, C.J. Pethick. Phys. Rev. A **83**, 021603 (2011).
- [14] R. Schmidt, T. Enss, V. Pietila, E. Demler. Phys. Rev. A **85**, 021602 (2012).
- [15] V. Ngampruetikorn, J. Levinsen, M.M. Parish. Europhys. Lett. **98**, 3, 30005 (2012).
- [16] D.K. Efimkin, A.H. MacDonald. Phys. Rev. B **95**, 035417 (2017).
- [17] M. Sidler, P. Back, O. Cotlet, A. Srivastava, T. Fink, M. Kroner, E. Demler, A. Imamoglu. Nature Phisics **13**, 255 (2017).
- [18] C. Fey, P. Schmelcher, A. Imamoglu, R. Schmidt. Phys. Rev. B **101**, 195417 (2020).
- [19] D.K. Efimkin, E.K. Laird, J. Levinsen, M.M. Parish, A.H. MacDonald. Phys. Rev. B **103**, 075417 (2021).
- [20] B.C. Mulkerin, A. Tiene, F.M. Marchetti, M.M. Parish, J. Levinsen. Phys. Rev. Lett. **131**, 106901 (2023).
- [21] A. Tiene, B.C. Mulkerin, J. Levinsen, M.M. Parish, F.M. Marchetti. Phys. Rev. B **108**, 125406 (2023).
- [22] E. Courtade, M. Semina, M. Manca, M.M. Glazov, C. Robert, F. Cadiz, G. Wang. Phys. Rev. B **96**, 085302 (2017).
- [23] T.C. Berkelbach, M.S. Hybertsen, D.R. Reichman. Phys. Rev. B **88**, 045318 (2013).
- [24] M. Szniszewski, E. Mostaani, N.D. Drummond, V.I. Fal'ko. Phys. Rev. B **95**, 081301(R) (2017).
- [25] B. Ganichev, N. Drummond, I. Aleiner, V. Fal'ko. Phys. Rev. Lett. **114**, 107401 (2015).
- [26] Н.С. Рытова. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **3**, 30 (1967).
- [27] Л.В. Келдыш. Письма в ЖЭТФ **29**, 716 (1979).
- [28] Ю.Е. Лозовик, М.В. Никитков. ЖЭТФ **111**, 1107 (1997).
- [29] В.Е. Бисти, А.С. Бричкин, Г.М. Гольшков, А.В. Черненко. Известия РАН. Серия физическая **89**, 2, 53–57 (2025).
- [30] G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, W. Ossau, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. Phys. Rev. B **65**, 115310 (2002).
- [31] Min Yang, Lei Ren, Cedric Robert, Dinh Van Tuan, Laurent Lombez, Bernhard Urbaszek, Xavier Marie, Hanan Dery. Phys. Rev. B **105** 085302 (2022).

Редактор А.Н. Смирнов