

Возбужденные состояния экситонов в монослоях MoSe_2 и WSe_2

Г. М. Голышков, А. С. Бричкин, В. Е. Бисти¹⁾, А. В. Черненко

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 2024 г.

После переработки 23 июля 2024 г.

Принята к публикации 23 июля 2024 г.

Методом оптической спектроскопии отражения исследованы экситоны в монослоях MoSe_2 и WSe_2 , инкапсулированных гексагональным нитридом бора. Изучены основные и возбужденные состояния А- и В-экситонов при температурах от гелиевой до комнатной. В спектре отражения отчетливо наблюдаются линии экситонов $A:1s$, $B:1s$ и их возбужденные состояния $A:2s$, $A:3s$, $B:2s$. Наблюдаемые формы линий спектра отражения монослоев дихалькогенидов переходных металлов зависят от толщины используемых в структуре слоев $h\text{BN}$ и находятся в хорошем соответствии с численным моделированием методом матриц переноса. Впервые на основе данных эксперимента и выполненных расчетов энергии связи экситонов получены значения приведенных масс В-экситонов.

DOI: 10.31857/S0370274X24080205, EDN: ALMDFV

Ван-дер-Ваальсовы гетероструктуры на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) представляют собой новый класс материалов, обладающих уникальными оптическими, электронными и спиновыми свойствами. Монослои ДПМ – двумерные полупроводники, ширина запрещенной зоны в которых находится в видимом спектральном диапазоне, что делает Ван-дер-Ваальсовы гетероструктуры на основе ДПМ перспективными объектами как с точки зрения фундаментальных исследований, так и для создания на их основе оптоэлектронных устройств.

Кулоновское взаимодействие в монослоях ДПМ, окруженных материалами с малой диэлектрической проницаемостью, такими как гексагональный нитрид бора $h\text{BN}$, кварц, SiO_2 , усилено по сравнению с объемными материалами. Благодаря малой эффективной диэлектрической проницаемости и большой эффективной массе, энергия связи экситона достигает несколько сотен мэВ, что позволяет наблюдать экситонные эффекты при температурах вплоть до комнатной [1–3]. Для монослоев ДПМ без центра инверсии с экстремумами на краях зоны Бриллюэна вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия в каждой из долин существуют два типа оптически активных А- и В-экситонов с разными энергиями, взаимодействующих со светом разной циркулярной поляризации. Спиновые состояния А- и В-экситонов противоположно ориентированы в каждой из долин.

Оптические методы исследования (люминесценция и отражение) – одни из основных для изучения электронных свойств монослоев ДПМ и гетеро-

структур на их основе. В оптических спектрах можно наблюдать как основные экситонные резонансы А- и В-экситонов, так и возбужденные экситонные состояния, которые позволяют сравнить теоретические и экспериментальные значения энергии связи экситонов.

Изучение экситонных возбуждений проводилось для разных типов гетероструктур. В работе [4] методом спектроскопии отражения наблюдались основное $s1$ и возбужденные $s2$, $s3$ состояния А-экситона в монослое WS_2 , помещенном на слой SiO_2 на подложке из Si в зависимости от внешнего электрического поля. В работе [5] такой же методикой изучался мономолекулярный подвешенный слой WSe_2 , что приводило к большей однородности системы и к уменьшению диэлектрического экранирования кулоновского взаимодействия, делались попытки наблюдения А-экситона в состояниях $s1$, $s2$, $s3$ при комнатной температуре. Однако в этих работах возбужденные состояния плохо различимы, и чаще всего их удается качественно идентифицировать не в исходном спектре, а только с помощью усреднения, сглаживания и в спектре 1-й и 2-й производных. Другим способом изучения электронных свойств гетероструктур на основе ДПМ является инкапсулирование гексагональным нитридом бора ($h\text{BN}$), поскольку это приводит к значительному сужению экситонных линий ввиду уменьшения неоднородного уширения. Кроме того, такие структуры оказываются гораздо более устойчивыми к воздействию окружающей среды и многократному термоциклированию. Различные структуры с инкапсулированными $h\text{BN}$ монослоями ДПМ исследовались как в спек-

¹⁾e-mail: bisti@issp.ac.ru

трах фотолюминесценции, так и в спектрах отражения [6–10]. В работе [6] методами отражения и фотолюминесценции исследовались возбужденные состояния А-экситона в инкапсулированных монослоях MoS₂. Спектры отражения обрабатывались методом матриц переноса, рассчитывались энергии экситонов для экранированного кулоновского потенциала. В работе [7] методом люминесценции изучались возбужденные состояния А-экситонов в монослоях MoSe₂ и MoTe₂ при гелиевых температурах. В работах [8–10] исследовались возбужденные состояния в монослоях MoSe₂, WS₂, MoS₂ при низких температурах методами люминесценции и поглощения в сильных ((14 Тл) [8]) и сверхсильных ((65–90 Тл) [9, 10]) магнитных полях. Наблюдались и сравнивались с расчетными энергии 2s, 3s, 4s экситонных состояний.

В данной работе методом оптической спектроскопии отражения исследованы экситоны в монослоях MoSe₂ и WSe₂, инкапсулированных hBN. Изучены основные и возбужденные состояния состояния А- и В-экситонов при температурах от гелиевой до комнатной. Исследована зависимость спектров отражения от толщины используемых в структуре слоев hBN и подложки, проведены численное моделирование спектров отражения методом матриц переноса, расчет энергии связи экситонов. Сравнение эксперимента и выполненных расчетов позволило определить параметры исследуемых структур.

Исследуемые гетероструктуры, изготовленные методом механической эксфолиации, представляют собой hBN-инкапсулированные монослои MoSe₂ или WSe₂ на подложке SiO₂/Si или кварцевой подложке. Методом последовательного переноса на подложку сначала помещается нижний слой hBN, затем на него накладывается монослой ДПМ, который затем накрывается верхним слоем hBN [11, 12]. Толщина слоев hBN определялась с помощью профилометра и атомного силового микроскопа (АСМ).

Исследования спектров отражения проводились для гетероструктур с монослоями MoSe₂ или WSe₂ с однородными слоями нижнего и верхнего hBN, а также для гетероструктур со “ступенчатой” формой нижнего слоя hBN, в которых толщина нижнего слоя изменялась в диапазоне толщин от 20 до 260 нм. Верхний слой hBN выбирался однородным и относительно тонким (7–10 нм) для всех образцов. Использование ступенчатых структур позволяло исследовать влияние толщины hBN в одинаковых условиях эксперимента.

Измерения проводились в гелиевом криостате с системой стабилизации температуры в диапазоне 5–295 К. Измерение спектров отражения велось с по-

мощью галогеновой лампы, свет от которой пропусклся через скрещенную щель и фокусировался на поверхности образца. Необходимым условием для наблюдения возбужденных экситонных состояний в спектрах отражения была “острая” фокусировка светового пучка в пятно 2–3 мкм. К каждому спектру для выбранной позиции на образце записывался соответствующий “фоновый” сигнал с позиции без монослоя с такой же толщиной слоя hBN, после чего определялся дифференциальный коэффициент отражения $\Delta R/R = (R_{ML} - R_{sub})/R_{sub}$, где R_{ML} – амплитудный коэффициент отражения с позиции на образце с монослоем ДПМ, а R_{sub} – для позиции с теми же толщинами слоев hBN и SiO₂, но без монослоя. Система визуализации и прецизионные пьезоподвижки позволяли контролировать положение пятна на образце с точностью до 1 мкм. Сигнал отражения фокусировался на входную щель монохроматора и детектировался охлаждаемой ПЗС-камерой.

Спектр отражения от слоистой Ван-дер-Ваальсовой структуры формируется как за счет самого монослоя ДПМ, так и за счет инкапсулирующих слоев hBN и подложки, поэтому его форма существенно зависит от всех составляющих структуры. Анализ дифференциальных коэффициентов отражения производился посредством численного моделирования коэффициента отражения слоистой структуры методом матриц переноса [6, 13]. Для многослойной системы hBN–ML–hBN–SiO₂/Si (здесь ML – исследуемый монослой ДПМ) при нормальном падении света матрица переноса в базисе волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях вдоль оси z

$$\hat{T}^{\text{tot}} = \hat{T}_{\text{bot}} \cdot \hat{T}_{ML} \cdot \hat{T}_{\text{top}} \quad (1)$$

$\hat{T}_{\text{bot}} = \hat{T}_{\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Si}} \hat{T}_{\text{SiO}_2} \cdot \hat{T}_{\text{hBN} \rightarrow \text{SiO}_2} \cdot \hat{T}_{\text{hBN}}^{\text{bot}}$ и $\hat{T}_{\text{top}} = \hat{T}_{\text{hBN}}^{\text{top}} \cdot \hat{T}_{\text{hBN} \rightarrow \text{air}}$ зависят от толщин и показателей преломления соответствующих слоев.

Для монослоя ДПМ

$$\hat{T}_{ML} = \frac{1}{t} \begin{pmatrix} t^2 - r^2 & r \\ -r & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где t и r – коэффициенты прохождения и отражения монослоя, $t = 1 + r$.

$$r(\hbar\omega) = \sum_{j=1}^3 \frac{i \cdot \gamma_{0,A:js}}{\hbar\omega_{A:js} - \hbar\omega - i \cdot (\gamma_{0,A:js} + \gamma_{A:js})} + \sum_{i=1}^2 \frac{i \cdot \gamma_{0,B:is}}{\hbar\omega_{B:is} - \hbar\omega - i \cdot (\gamma_{0,B:is} + \gamma_{B:is})}. \quad (3)$$

Амплитудный коэффициент отражения $r = r(\hbar\omega)$ включает в себя вклады серии А- и В-экситонов, которые хорошо разделены по энергии и могут рассматриваться независимо. $\omega_{A:js}$ и $\omega_{B:is}$ – резонансные частоты, γ_0 и γ – радиационное и безызлучательное затухание экситонов.

Коэффициент отражения от гетероструктуры с монослоем определяется как

$$R_{ML} = |T_{21}^{\text{tot}}/T_{22}^{\text{tot}}|^2. \quad (4)$$

Коэффициент отражения для структуры без монослоя R_{sub} вычисляется аналогично.

В расчетах спектров отражения методом матриц переноса подгоночными параметрами были радиационное $\gamma_{0A:is}$, $\gamma_{0B:is}$ и безызлучательное $\gamma_{A:is}\gamma_{B:is}$ затухания основного и возбужденных состояний экситонов, ($i = 1, 2, 3$), толщина нижнего слоя hBN и энергии экситонных резонансов $\omega_{\text{res},A:is}$ и $\omega_{\text{res},B:is}$. Оптимальная форма аппроксимирующей линии определялась методом наименьших квадратов.

Характерные дифференциальные спектры отражения hBN-инкапсулированных монослоев MoSe₂ и WSe₂ и соответствующие результаты численного моделирования представлены на рис. 1. В спектре хорошо видны резонансы A:1s, A:2s, A:3s и B:1s, B:2s, как для MoSe₂ (рис. 1a), так и для WSe₂ (рис. 1b). Параметры структур приведены в подписях к рисункам. Для этих структур представлены результаты численного моделирования, параметры аппроксимации приведены в табл. 1. Использовались значения

Таблица 1. Параметры аппроксимации дифференциальных коэффициентов отражения структур с MoSe₂ и WSe₂, приведенных на рис. 1

Материалы	Параметры моделирования	Экситоны					
		A:1s	A:2s	A:3s	B:1s	B:2s	
MoSe ₂	γ_0 (мэВ)	1.30	0.10	0.03	1.10	0.84	
	γ (мэВ)	4.3	4.0	3.0	24.0	8.0	
	ω_{res} (эВ)	1.642	1.792	1.824	1.841	2.01	
WSe ₂	γ_0 (мэВ)	0.39	0.03	0.01	0.22	0.02	
	γ (мэВ)	4.5	4.2	5.5	18.7	10	
	ω_{res} (эВ)	1.732	1.865	1.887	2.163	2.310	

показателей преломления $n_{\text{hBN}} = 2.2$; $n_{\text{SiO}_2} = 1.46$, $n_{\text{Si}} = 3.5$. Результаты численного моделирования хорошо описывают форму дифференциальных спектров отражения как для основного состояния А- и В-экситонов, так и для возбужденных состояний. Важно отметить, что результаты численного моделирования чувствительны к толщинам слоев hBN, и наилучшее согласие с экспериментом достигается при значениях толщин, определенных с помощью АСМ,

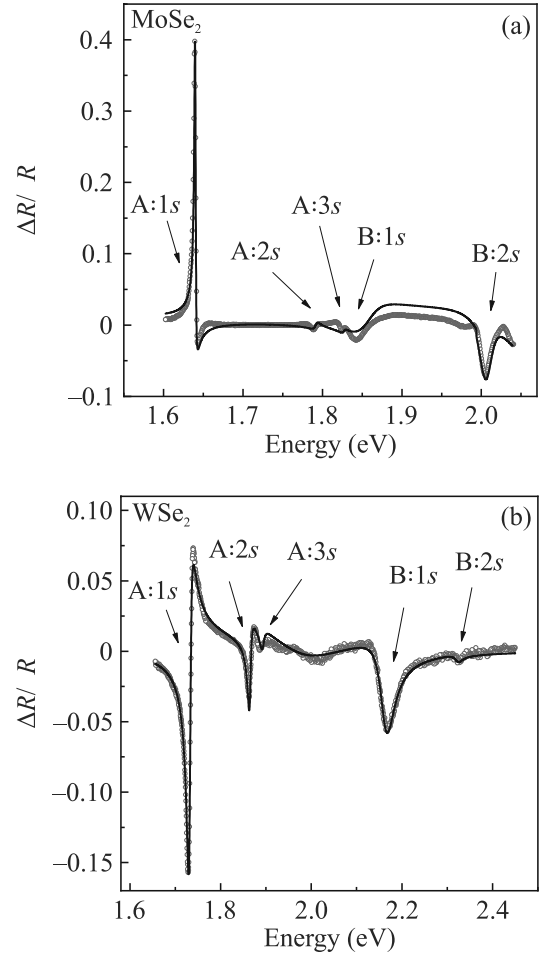


Рис. 1. (Цветной онлайн) Дифференциальные коэффициенты отражения $\Delta R/R$ для hBN-инкапсулированных монослоев: (a) – hBN(10 нм)–MoSe₂–hBN(130 нм)–SiO₂(285 нм)–Si; (b) – hBN(7 нм)–WSe₂–hBN(140 нм)–SiO₂(90 нм)–Si. Красные кружки – экспериментальные результаты при: (a) – $T = 2$ К и (b) – $T = 7$ К. Черная линия – результат численного моделирования

т.е. реальные параметры изготовленной структуры совпадают с расчетными.

На рисунке 2 представлены спектры дифференциального коэффициента отражения для структур со “ступенчатой” формой нижнего слоя hBN для MoSe₂ (рис. 2a) и WSe₂ (рис. 2b) и результаты численного моделирования (толщины слоев hBN приведены на рисунке). Видно, что в зависимости от толщины нижнего слоя hBN форма и относительная интенсивность линий основного A:1s и возбужденного A:2s существенно меняются. На рисунке 2a для монослоя MoSe₂ показано, что при увеличении толщины слоя от 100 до 160 нм относительная интенсивность линии A:2s вырастает на порядок. Для монослоя WSe₂ (рис. 2b) линия A:2s существенно ослабе-

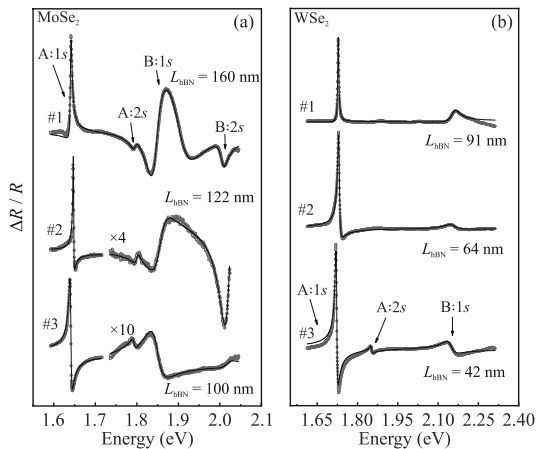


Рис. 2. (Цветной онлайн) Дифференциальные коэффициенты отражения инкапсулированных монослоев: (a) – MoSe₂ на подложке SiO₂(290 нм)/Si и (b) – WSe₂ на подложке из кварца для разных толщин нижнего слоя hBN. Черные линии – результаты численного моделирования. Красные кружки – экспериментальные результаты при 7 К. Толщина верхнего слоя hBN 7 нм. Толщины слоев hBN приведены на рисунке для каждого спектра

вает при увеличении толщины ступеньки. Также от толщины нижнего слоя hBN значительно варьируются форма и относительная интенсивность основного и возбужденного состояний В-экситона, отщепленного спин-орбитальным взаимодействием. Величина расщепления B:1s–A:1s в WSe₂ значительно больше чем в MoSe₂. Если для MoSe₂ линия B:1s находится в спектре близко по энергии к линиям A:2s и A:3s (рис. 1a, 2a), то для WSe₂ линия B:1s сильнее отделена по энергии от линий А-экситона, что заметно улучшает наблюдение возбужденных состояний (рис. 1b, 2b).

Правильный подбор толщин слоев, окружающих монослой ДПМ, позволяет создать наилучшие условия для наблюдения экситонных возбуждений в спектрах отражения. При заданных значениях подложки и верхнего слоя hBN (рис. 2) для MoSe₂ оптимальна толщина нижнего слоя hBN 160 нм, для WSe₂ 42 нм.

Далее были изучены спектры отражения монослоев MoSe₂ или WSe₂ с оптимально подобранными толщинами нижних слоев hBN в диапазоне температур от гелиевой до комнатной. Результаты представлены на рис. 3a для MoSe₂ и рис. 3b для WSe₂. С ростом температуры экситонные резонансы демонстрируют характерный температурный сдвиг в сторону меньших энергий, уширяются и ослабевают. На рисунке 3a видно, что широкая линия B:1s с ростом температуры с 10 до 150 К постепенно перекры-

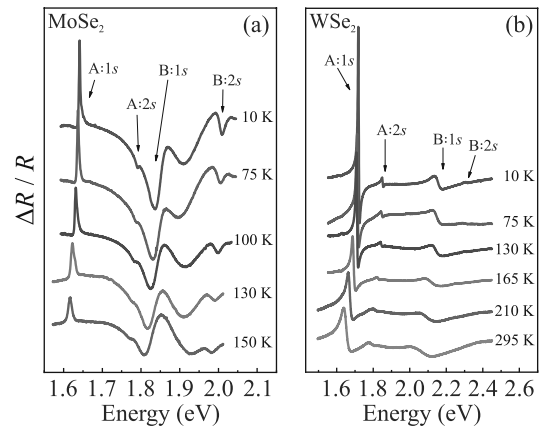


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости для дифференциальных коэффициентов отражения гетероструктур: (a) – hBN(7 нм)–MoSe₂–hBN(160 нм)–SiO₂(290 нм)/Si; (b) – hBN(7 нм)–WSe₂–hBN(42 нм)–SiO₂

вает линию A:2s. Другая картина наблюдается для случая WSe₂, где обе линии A:2s и B:1s вместе с линией A:1s хорошо различимы в исходном дифференциальном спектре вплоть до комнатной температуры (рис. 3b). Линия B:1s сравнима по интенсивности с линией A:1s в MoSe₂ (рис. 3a) и не ослабевает относительно A:1s с ростом температуры, а в WSe₂ хорошо видна при 295 К (рис. 3b), в то время, как в работе [14] указывалось, что в монослоях MoSe₂ линия B:1s исчезает из спектра при комнатной температуре. Возбужденные экситонные резонансы прослеживаются в спектрах отражения вплоть до комнатной температуры, что согласуется с их высокой энергией связи. Величина расщепления основного и первого возбужденного состояний изменяется слабо с изменением температуры, основной вклад в сдвиг экситонной линии определяется температурным уменьшением ширины запрещенной зоны.

Для определения энергии связи экситонов и параметров гетероструктур с hBN-инкапсулированными монослоями ДПМ использовано сравнение экспериментальных данных, полученных из спектров отражения, и решения уравнения Шредингера с эффективным потенциалом электронно-дырочного взаимодействия. Был проведен расчет энергий основного и возбужденных s-состояний экситонов в монослоях MoSe₂ и WSe₂ методом конечных разностей. В расчетах используются значение диэлектрической проницаемости hBN $\kappa = 4.5$ [15], определенное из измерений в инфракрасном диапазоне, и значения приведенных масс экситонов, полученные в работах [9, 10] с помощью магнитооптической спектроскопии. Решение для волновых функций и энергий связи эк-

ситонных состояний определяется видом кулоновского потенциала взаимодействия. Для вычислений используется экранированный кулоновский потенциал Рытовой–Келдыша [16, 17], хорошо описывающий взаимодействие зарядов в монослое ДПМ, окруженном толстыми слоями диэлектрика.

$$V_{\text{eff}}^{2D}(r) = -\frac{e^2}{8\kappa r_0} \left[H_0\left(\frac{r}{r_0}\right) - Y_0\left(\frac{r}{r_0}\right) \right], \quad (5)$$

где H_0 и Y_0 – функции Струве и Неймана. Средняя диэлектрическая проницаемость окружения определяется соотношением $\kappa = \frac{1}{2}(\varepsilon_{\text{top}} + \varepsilon_{\text{bottom}})$, а диэлектрические свойства самого монослоя характеризует двумерная поляризуемость α_{2D} . Длина экранирования потенциала $r_0 = 2\pi\alpha_{2D}/\kappa$. При больших расстояниях между электроном и дыркой ($r \gg r_0$) потенциал взаимодействия (1) имеет асимптотику $\frac{1}{\kappa r}$, при $r \ll r_0$ потенциал асимптотически стремится к $\ln(r/r_0)$, что приводит к наибольшему отличию от водородоподобного спектра для основного состояния экситонов.

Основными параметрами задачи являются эффективная приведенная масса экситона, длина экранировки r_0 и диэлектрическая проницаемость κ . Варьируя κ и r_0 , определяем их значения из условий согласования, при которых расщепления экситонных состояний A:2s–A:1s и A:3s–A:2s лучше всего совпадают с экспериментальными. В расчетах для В-экситонов κ и r_0 не варьировались, а использовались значения, уже определенные из условий согласования для расщепления экситонных состояний А-экситонов. Вариационным параметром для согласования с экспериментом расщепления В:2s–В:1s здесь являлась приведенная масса В-экситона. Результаты расчетов и данных эксперимента для расщеплений приведены в табл. 2.

Таблица 2. Энергетические расщепления между экситонными переходами, определенные из экспериментальных данных и на основе численного расчета

Экситоны	Расщепление экситонных состояний (мэВ)			
	MoSe ₂		WSe ₂	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
A:2s–A:1s	150.0	151.4	132.5	130.1
A:3s–A:2s	32.3	31.9	21.9	21.8
B:1s–A:1s	215.1	–	430.0	–
B:2s–B:1s	168.1	168.3	146.9	147.1

Параметры hBN-инкапсулированных монослоев MoSe₂ и WSe₂, определенные с помощью численных расчетов и экспериментальных данных, приведены в табл. 3. (E_B (мэВ) – энергия связи основного состо-

яния экситона, r_{1s} (нм) – радиус основного состояния экситона, E_g (эВ) – ширина запрещенной зоны, r_0 – радиус экранирования). Значения μ/m_0 для В-экситона получены из условий согласования расщепления В:2s–В:1s. Радиус экситона для состояния ns : $r_{ns} = \sqrt{\langle R_{ns} | r_{ns}^2 | R_{ns} \rangle}$, $R_{ns}(r)$ – радиальные волновые функции.

Результаты расчетов для волновых функций R_{ns} , энергий связи и соотношения сил осцилляторов для WSe₂ показаны на рис. 4. Соотношение сил

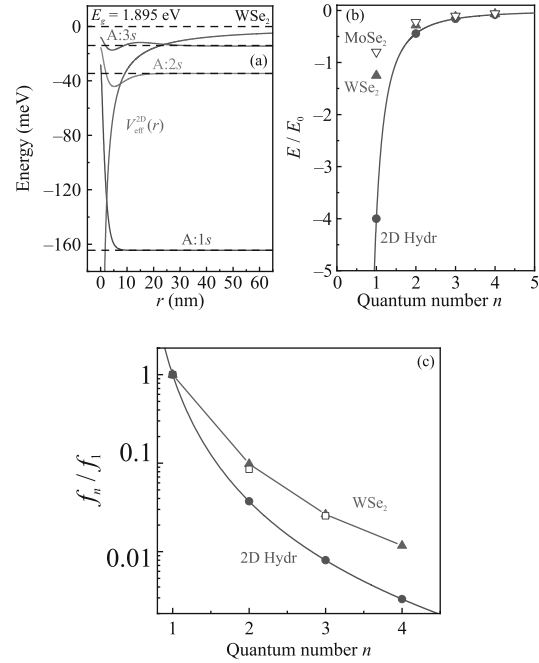


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Графики радиальных волновых функций $R_{ns}(r)$: 1s (синяя линия), 2s (желтая линия), 3s (фиолетовая линия) для А-экситона в hBN-инкапсулированном монослое WSe₂, рассчитанные с использованием $V_{\text{eff}}^{2D}(r)$ (красная линия). (б) – Результаты расчетов энергий экситонов для MoSe₂ (красные треугольники), WSe₂ (синие полые треугольники) и для неэкранированного кулоновского потенциала (черная линия + кружки). (с) – Для WSe₂: расчет отношения силы осцилляторов для экранированного (красная линия + треугольники) и неэкранированного (черная линия + кружки) потенциалов, синие полые квадраты – экспериментальные данные

осцилляторов возбужденных экситонных состояний к основному f_{ns}/f_1 выражается через отношение квадратов амплитуды волновых функций в нуле $|R_{ns}(0)/R_1(0)|^2$. На рисунке 4с также приведены полученные из обработки экспериментальных данных соотношения для радиационного затухания экситона, $\gamma_{0,A:ns}/\gamma_{0,A:1s}$ для WSe₂ (табл. 1), хорошо совпадающие с расчетными.

Таблица 3. Оптоэлектронные параметры hBN-инкапсулированных монослоев MoSe₂ и WSe₂, определенные с помощью численных расчетов (значения масс для А-экситонов взяты из работ [9, 10])

Материал	Экситоны	μ/m_0	E_B (мэВ)	E_g (эВ)	κ	r_0 (нм)	r_{1s} (нм)
MoSe ₂	A	0.35 [10]	211	1.847	4.3	1.1	0.9
	B	0.51	243	2.084			0.7
WSe ₂	A	0.2 [9]	168	1.895	4.5	0.9	1.5
	B	0.27	195	2.358			1.1

Таблица 4. Сравнение полученных в данной работе экситонных параметров (ДР) с данными других работ

Материал	Источник	$\Delta_{A:2s-A:1s}^{\text{exp}}$ (мэВ)	$\Delta_{A:2s-A:1s}^{\text{theor}}$ (мэВ)	E_g	μ/m_0	r_0 (нм)	r_{1s} (нм)
MoSe ₂	ДР	150	151	1.847	0.35 [10]	1.1	0.9
	[7]	150	148	1.874[10]	0.28	1	
WSe ₂	ДР	132.5	130	1.895	0.2 [9]	0.9	1.5
	[9,10]	130	124	1.890	0.2	1	1.7

Сравнение результатов данной работы для экситонных параметров для А-экситонов с данными работ [7–10] представлено в табл. 4. Для структур с MoSe₂ экспериментальные данные для энергетического расщепления $\Delta_{A:2s-A:1s}$ совпадают. Теоретические значения отличаются незначительно. Для WSe₂ отличия $\Delta_{A:2s-A:1s}^{\text{exp}}$ и $\Delta_{A:2s-A:1s}^{\text{theor}}$ находится в пределах экспериментальной точности (3 мэВ). Другие параметры также близки по значению.

Заключение. В данной работе наблюдались основные и возбужденные состояния экситонов в инкапсулированных слоях MoSe₂ и WSe₂. В спектре отражения отчетливо наблюдались линии как А-, так и В-экситонов А:1s, А:2s, А:3s, В:1s, В:2s в монослоях MoSe₂ и WSe₂, в то время как в [6, 7] изучались только А-экситоны, а в [8–10] требовались сильные и сверхсильные магнитные поля. В данной же работе впервые наблюдаются возбужденные состояния В-экситонов в условиях, далеких от экстремальных.

Показано экспериментально и с помощью численного моделирования спектров отражения методом матриц переноса, что подбором оптимальных толщин инкапсулирующих слоев hBN можно найти наилучшие условия для наблюдения экситонных возбужденных состояний в спектрах отражения.

Результаты экспериментальных данных, обработки их методом матриц переноса и проведенных расчетов дали возможность определить параметры исследуемых структур, такие как энергия связи и радиус экситона, ширина запрещенной зоны, радиус экранирования (поляризуемость одиночного слоя ДПМ). Впервые получены значения для приведенных масс В-экситонов.

Авторы работы выражают благодарность Михаилу Глазову за ценные обсуждения, касающиеся методики обработки.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках госзадания.

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

1. G. Wang, A., M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek. Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
2. М. В. Дурнев, М. М. Глазов. УФН **188**, 913 (2018).
3. М. М. Glazov. J. Chem. Phys. **153**, 034703 (2020).
4. A. Chernikov, A. M. van der Zande, H. M. Hill, A. F. Rigosi, A. Velauthapillai, J. Hone, and T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. **115**, 126802 (2015).
5. B. Aslan, C. Yule, Y. Yu, Y. J. Lee, T. F. Heinz, L. Cao, and M. L. Brongersma, 2D Mater. **9**, 015002 (2022).
6. 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, and B. Urbaszek, Phys. Rev. Mater. **2**, 011001 (2018); <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevMaterials.2.011001>.
7. B. Han, C. Robert, E. Courtade, M. Manca, S. Shree, T. Amand, P. Renucci, T. Taniguchi, K. Watanabe, X. Marie, L. E. Golub, M. M. Glazov, and B. Urbaszek, Phys. Rev. X **8**, 031073 (2018).
8. M. R. Molas, A. O. Slobodeniuk, K. Nogajewski, M. Bartos, L. Bala, A. Babinski, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Faugeras, and M. Potemski, Phys. Rev. Lett. **123**, 136801 (2019).
9. A. V. Stier, N. P. Wilson, K. A. Velizhanin, J. Kono, X. Xu, and S. A. Crooker, Phys. Rev. Lett. **120**, 057405 (2018).
10. M. Goryca, J. Li, A. V. Stier, T. Taniguchi, K. Watanabe, E. Courtade, S. Shree, C. Robert, B. Urbaszek, X. Marie, and S. A. Crooker, Nat. Commun. **10**, 4172 (2019); <https://doi.org/10.1038/s41467-019-12180-y>.

11. А. С. Бричкин, Г. М. Голышков, А. В. Черненко, ЖЭТФ **163**, 852 (2023).
12. А. В. Черненко, А. С. Бричкин, Г. М. Голышков, А. Ф. Шевчун, Известия РАН, серия физическая **87**, 189 (2023).
13. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science, Harrow, UK (2005).
14. I. C. Gerber, E. Courtade, Sh. Shree, C. Robert, T. Taniguchi, K. Watanabe, A. Balocchi, P. Renucci, D. Lagarde, X. Marie, and B. Urbaszek, Phys. Rev. B **99**, 035443 (2019).
15. R. Geick, C. H. Perry, and G. Rupprecht, Phys. Rev. **146**, 543 (1966).
16. Н. С. Рытова, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **3**, 30 (1967).
17. Л. В. Келдыш, Письма в ЖЭТФ **29**, 716 (1979).