

Возбужденные состояния экситонов в монослоях MoSe_2 и WSe_2

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

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, 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 покрывается 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 пропускаться 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,

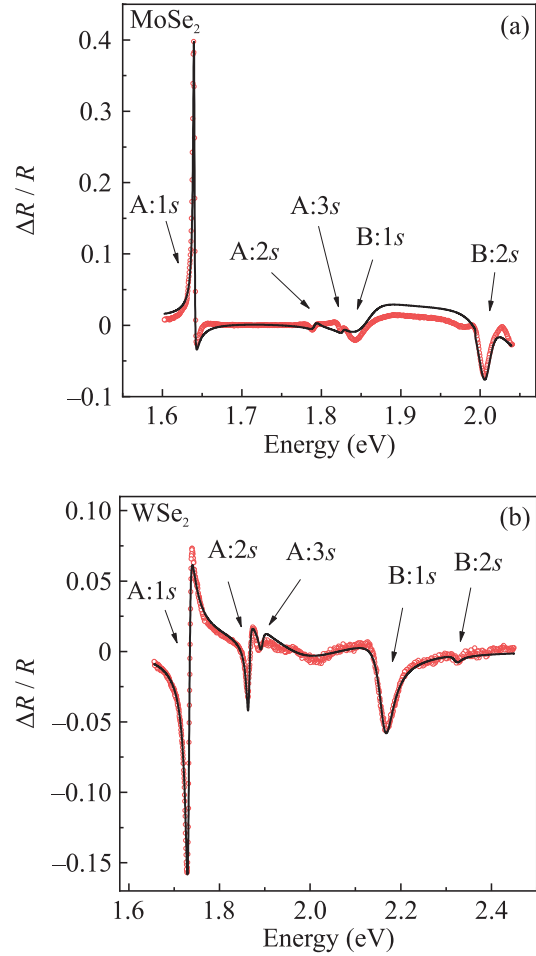


Рис. 1. (Цветной онлайн) Дифференциальные коэффициенты отражения $\Delta R/R$ для hBN-инкапсулированных монослоев: (a) – hBN(10 нм)–MoSe₂–hBN(130 нм)–SiO₂(285 нм)–Si; (b) – hBN(7 нм)–WSe₂–hBN(140 нм)–SiO₂(90 нм)–Si. Красные кружки – экспериментальные результаты при: (a) – $T = 2$ К и (b) – $T = 7$ К.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

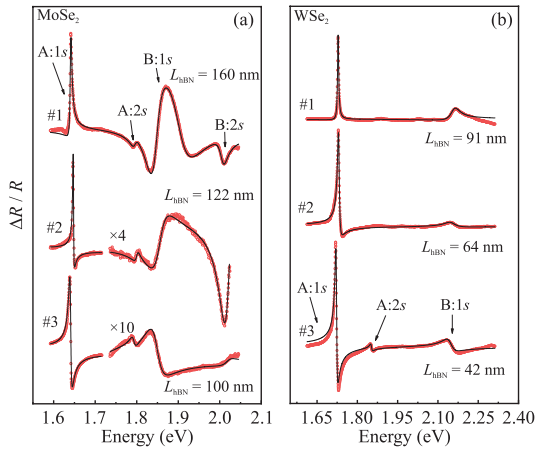


Рис. 2. (Цветной онлайн) Дифференциальные коэффициенты отражения инкапсулированных монослоев: (a) – MoSe₂ на подложке SiO₂(290 нм)/Si и (b) – WSe₂ на подложке из кварца для разных толщин нижнего слоя hBN. Черные линии – результаты численного моделирования. Красные кружки – экспериментальные результаты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

вадет 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 В:1s–А:1s в WSe₂ значительно больше чем в MoSe₂. Если для MoSe₂ линия В:1s находится в спектре близко по энергии к линиям А:2s и А:3s (рис. 1а, 2а), то для WSe₂ линия В:1s сильнее отделена по энергии от линий А-экситона, что заметно улучшает наблюдение возбужденных состояний (рис. 1б, 2б).

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. 3а для MoSe₂ и рис. 3б для WSe₂. С ростом температуры экситонные резонансы демонстрируют характерный температурный сдвиг в сторону меньших энергий, уширяются и ослабевают. На рисунке 3а видно, что широкая линия В:1s с ростом температуры с 10 до 150 К постепенно перекры-

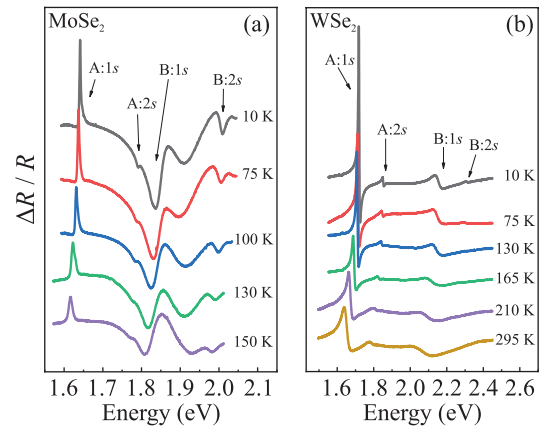


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости для дифференциальных коэффициентов отражения гетероструктур: (a) – hBN(7 нм)–MoSe₂–hBN(160 нм)–SiO₂(290 нм)/Si; (b) – hBN(7 нм)–WSe₂–hBN(42 нм)–SiO₂

вает линию А:2s. Другая картина наблюдается для случая WSe₂, где обе линии А:2s и В:1s вместе с линией А:1s хорошо различимы в исходном дифференциальном спектре вплоть до комнатной температуры (рис. 3б). Линия В:1s сравнима по интенсивности с линией А:1s в MoSe₂ (рис. 3а) и не ослабевает относительно А:1s с ростом температуры, а в WSe₂ хорошо видна при 295 К (рис. 3б), в то время, как в работе [14] указывалось, что в монослоях MoSe₂ линия В: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 $\kappa = \frac{1}{2}(\epsilon_{\text{top}} + \epsilon_{\text{bottom}})$, 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

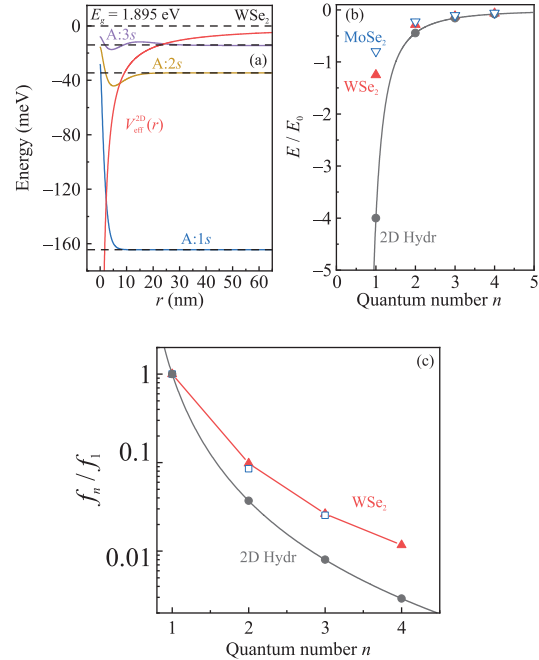


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Графики радиальных волновых функций $R_{ns}(r)$: 1s (синяя линия), 2s (желтая линия), 3s (фиолетовая линия) для А-экситона в hBN-инкапсулированном монослое WSe₂, рассчитанные с использованием $V_{\text{eff}}^{2D}(r)$ (красная линия). (b) – Результаты расчетов энергий экситонов для MoSe₂ (красные треугольники), WSe₂ (синие полые треугольники) и для неэкранированного кулоновского потенциала (черная линия + кружки). (c) – 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 4c 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 A-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 A-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 A-, так и B-экситонов A:1s, A:2s, A:3s, B:1s, B:2s в монослоях MoSe₂ и WSe₂, в то время как в [6, 7] изучались только A-экситоны, а в [8–10] требовались сильные и сверхсильные магнитные поля. В данной же работе впервые наблюдаются возбужденные состояния B-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 ДППМ). Впервые получены значения для приведенных масс B-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.

- G. Wang, A., M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek. Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
- M. В. Дурнев, М. М. Глазов. УФН **188**, 913 (2018).
- M. M. Glazov. J. Chem. Phys. **153**, 034703 (2020).
- 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).
- B. Aslan, C. Yule, Y. Yu, Y. J. Lee, T. F. Heinz, L. Cao, and M. L. Brongersma, 2D Mater. **9**, 015002 (2022).
- 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>.
- 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).
- 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).
- A. V. Stier, N. P. Wilson, K. A. Velizhanin, J. Kono, X. Xu, and S. A. Crooker, Phys. Rev. Lett. **120**, 057405 (2018).
- 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. Гольшков, А. В. Черненко, *ЖЭТФ* **163**, 852 (2023).
12. А. В. Черненко, А. С. Бричкин, Г. М. Гольшков, 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).