

# Неэкспоненциальная динамика фотолюминесценции неоднородного экситонного ансамбля в монослоях $WSe_2$

М. А. Акмаев<sup>+1)</sup>, М. В. Кочиев<sup>+</sup>, А. И. Дулебо<sup>+\*</sup>, М. В. Пугачев<sup>+\*</sup>, А. Ю. Кунцевич<sup>+</sup>, В. В. Белых<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2020 г.

После переработки 15 октября 2020 г.

Принята к публикации 20 октября 2020 г.

В работе исследована спектрально- и пространственно-временная динамика фотолюминесценции монослоев дихалькогенида переходных металлов  $WSe_2$ , полученных методом механического отслоения на подложке  $Si/SiO_2$ , в широком диапазоне температур и мощностей возбуждения. Показано, что динамика является неэкспоненциальной и описывается обратной временной зависимостью на масштабе времен, превышающих  $\sim 50$  пс после импульса возбуждения. Затухание фотолюминесценции ускоряется при понижении температуры, а также при уменьшении энергии излучающих состояний. Показано, что наблюдаемая динамика не может быть описана бимолекулярным процессом рекомбинации, например, экситон-экситонной аннигиляцией. Представлена модель, описывающая неэкспоненциальную динамику фотолюминесценции на основе представления о разбросе времен излучательной рекомбинации локализованных экситонных состояний в случайном потенциале и дающая хорошее согласие с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S1234567820220048

**1. Введение.** Атомарно-тонкие слои дихалькогенидов переходных металлов (ДХПМ) являются новым классом полупроводниковых материалов, которые активно изучаются на протяжении последних лет [1–9]. К ним относятся вещества состава  $MX_2$ , где  $M$  – переходный металл ( $M = W, Mo$ ), а  $X$  – халькоген ( $X = S, Se, Te$ ). ДХПМ проявляют уникальные свойства при переходе от объемного кристалла к монослою. Многослойные ДХПМ являются непрямозонными полупроводниками, в то время как монослои ДХПМ имеют прямой оптический переход. Экситоны в монослоях ДХПМ имеют энергию связи порядка 200–500 мэВ и являются основным энергетическим состоянием при комнатной температуре (см. [6] для обзора). Уникальные свойства данных соединений, а также возможность создания гетероструктур путем комбинирования монослоев различных материалов [1, 3], делают их перспективными кандидатами для использования в оптоэлектронике [2–4].

Монослои ДХПМ обладают экстремальной двумерностью, которая, в совокупности с резким контрастом диэлектрической проницаемости монослоя и окружающих его сред, приводит к модификации потенциала взаимодействия носителей [10–12]. Также

ДХПМ обладают необычной зонной структурой, для которой характерна спин-долинная связь и сильное спин-орбитальное взаимодействие [13]. По этой причине не всегда удается напрямую экстраполировать опыт, накопленный при изучении традиционных полупроводниковых систем с квантовыми ямами, и до сих пор остается много открытых вопросов в изучении монослоев ДХПМ. Например, не до конца ясны механизмы, отвечающие за динамику фотолюминесценции (ФЛ) и, в частности, экситонную рекомбинацию. В отщепленных монослоях, высаженных непосредственно на подложку, наблюдается неэкспоненциальная динамика затухания ФЛ и фотоиндуцированного отражения/пропускания [14–20]. В перечисленных работах ее связывают с бимолекулярным процессом рекомбинации, в частности, экситон-экситонной аннигиляцией, которая проявляется при больших мощностях накачки на начальном этапе динамики. В то же время в монослое, инкапсулированном между слоями гексагонального нитрида бора ( $h-BN$ ), наблюдается экспоненциальная динамика [21–23], которая связывается с подавлением экситон-экситонной аннигиляции [23].

В настоящей работе мы изучаем динамику ФЛ монослоев  $WSe_2$ , находящихся непосредственно на подложке  $Si/SiO_2$ . Мы наблюдаем неэкспоненциальное затухание ФЛ на большом временном масшта-

<sup>1)</sup>e-mail: akmaevma@lebedev.ru; belykh@lebedev.ru

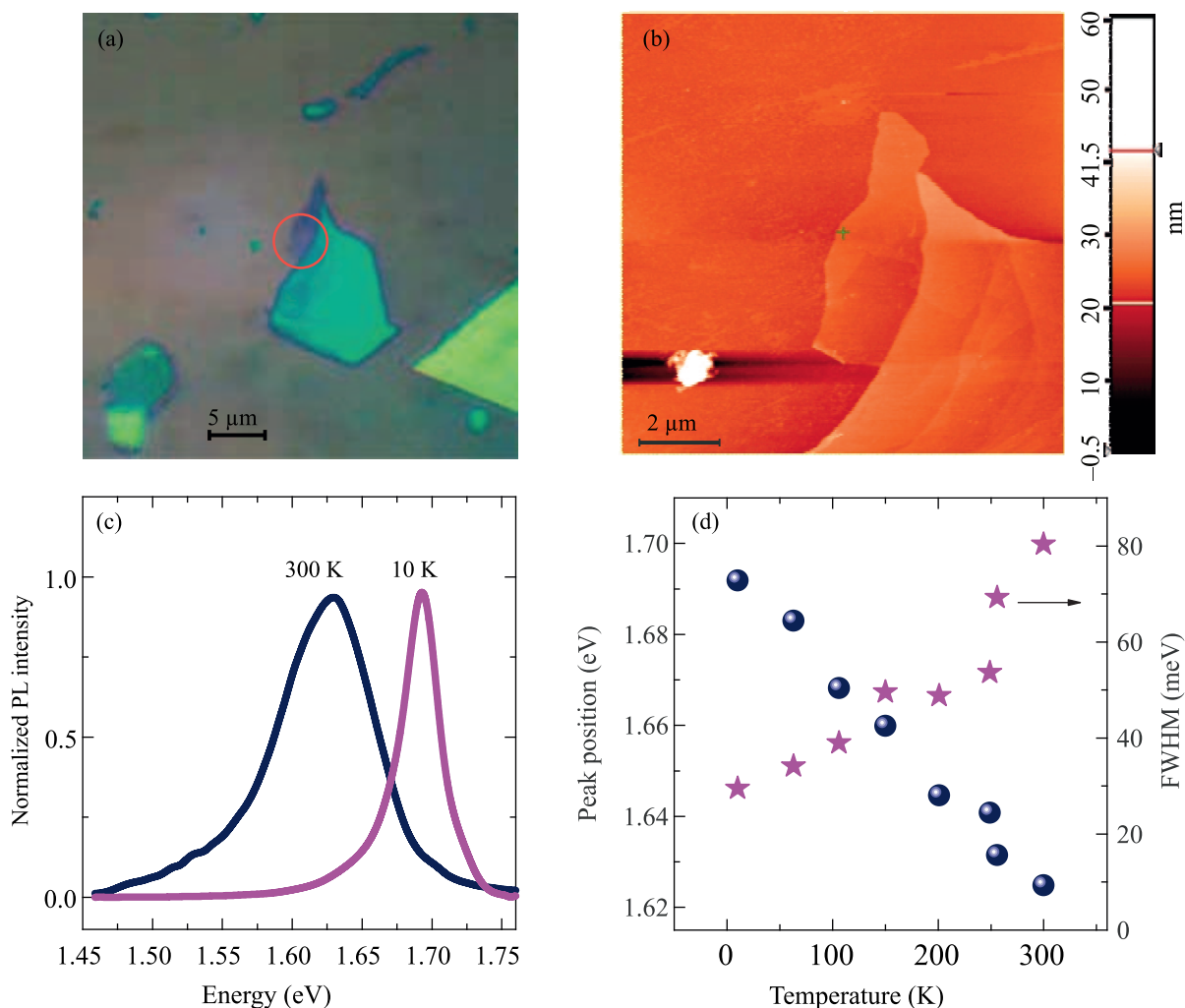


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Оптическое изображение монослоя WSe<sub>2</sub>. (b) – Изображение монослоя WSe<sub>2</sub>, полученное с помощью АСМ. (c) – Спектры ФЛ монослоя при температурах 10 и 300 К. В спектрах наблюдается ФЛ экситона. Спектры нормированы на максимальное значение. (d) – Зависимость положения максимума экситонной линии (кружки) и ее ширины (звездочки) от температуры

бе, которое хорошо описывается обратной временной зависимостью и ускоряется при понижении температуры. Мы показываем, что, вопреки распространенному мнению, наблюдаемая кинетика не связана с экситон-экситонной аннигиляцией и может быть объяснена излучением ансамбля экситонных состояний, имеющих неоднородное распределение времен затухания ФЛ. При этом время затухания ФЛ экситонного состояния имеет положительную корреляцию (возрастает) с его энергией, что реализуется в ансамбле локализованных экситонов, имеющем разброс длины локализации.

**Образцы и методы.** Кристаллы WSe<sub>2</sub> расщеплялись при помощи скотча и переносились на Si подложку, покрытую слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 285 нм. Предварительно на подложку при помощи опти-

ческой литографии и напыления хрома были нанесены бинарные метки, ускоряющие поиск чешуек в дальнейшем. Первоначальный поиск монослоев осуществлялся с помощью оптического микроскопа по цвету. Топография поверхности кандидатов в монослой исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) NT-MDT Solver 47 в полуконтактной моде. Затем образец переносился на установку для изучения стационарной ФЛ. На рисунке 1a и b показаны оптическое изображение и АСМ-топография выбранной чешуйки соответственно. Латеральные размеры данной чешуйки составляют порядка 3 мкм. Высота ступеньки по данным АСМ составляет порядка 1 нм. Спектры ФЛ подтверждают, что данная чешуйка является монослоем.

Основными методами исследования монослоев  $WSe_2$  были стационарная и разрешенная по времени ФЛ в интервале температур 10–300 К. Образец располагался в вакууме на хладопроводе продвинутого гелиевого криостата. Для достижения микронного пространственного разрешения возбуждающее излучение лазера фокусировалось на образце с использованием микрообъектива, который также использовался для сбора ФЛ. При исследованиях стационарной ФЛ возбуждение производилось полупроводниковым непрерывным лазером с длиной волны 457 нм. Спектры ФЛ регистрировались с разрешением 0.5 мэВ с помощью спектрометра с кремниевой ПЗС матрицей, охлаждаемой жидким азотом. При измерениях разрешенной по времени ФЛ использовалось излучение импульсного титан-сапфирового лазера на удвоенной частоте (длина волны 400 нм), с длительностью лазерного импульса – 2 пс. Лазерное излучение фокусировалось на образце в пятно диаметром 2 мкм. Регистрация проводилась с помощью стрик-камеры фирмы Hamamatsu, сопряженной со спектрометром. Для спектрально-временных (пространственно-временных) измерений спектрометр был настроен в первый (нулевой) порядок дифракции. В этих экспериментах достигалось временное разрешение до 5 пс и спектральное разрешение до 1.5 мэВ.

**Результаты и обсуждение.** На рисунке 1с показаны спектры ФЛ монослоя  $WSe_2$ , полученные при температурах 300 и 10 К. Положение и форма спектральных линий совпадают с литературными данными для экситонной ФЛ [16, 24–30]. Стоит отметить, что в работах [27–30] спектры ФЛ при низких температурах проявляют дополнительные низкоэнергетические линии, которые не наблюдаются у нас, и, по-видимому, связаны с дефектами получаемых слоев. Мы исследуем монослой  $WSe_2$ , находящиеся непосредственно на подложке Si/SiO<sub>2</sub> и не заключенные в h-BN. Вследствие этого даже при низкой температуре в спектре присутствует неоднородное уширение, не позволяющее разделить вклад нейтральных и заряженных экситонов в ФЛ [31]. На присутствие трионной ФЛ указывает несимметричность спектральной линии. На рисунке 1d показана зависимость положения и ширины линии ФЛ от температуры. С ростом температуры наблюдается красный сдвиг и уширение линии, связанные с уменьшением ширины запрещенной зоны и тепловым уширением соответственно.

На рисунке 2а представлена динамика излучения монослоя  $WSe_2$  при различных температурах при его возбуждении лазерными импульсами с длиной вол-

ны 400 нм. Динамика является неэкспоненциальной с ярко выраженным быстрым участком, после которого скорость затухания уменьшается. Более подробно начальный участок динамики изображен на вставке к рис. 2а. Самая быстрая компонента динамики характеризуется временем затухания менее 5 пс. Вклад быстрой компоненты увеличивается при понижении температуры – кинетика затухания ускоряется. Также вклад быстрой компоненты возрастает при уменьшении энергии оптического перехода, на которой происходит регистрация ФЛ как при низкой (рис. 2с), так и при высокой (рис. 2d) температуре.

Динамика излучения при различных мощностях возбуждения представлена на рис. 2b. Качественные изменения динамики при этом трудно различимы – динамика остается неэкспоненциальной как при большой, так и при маленькой мощности возбуждения.

**Проверка гипотезы бимолекулярной рекомбинации.** Неэкспоненциальная динамика ФЛ при  $t \gtrsim 50$  пс хорошо описывается обратной функцией  $I(t) \sim 1/(t + t_0)$ , где  $t_0$  – константа. Аппроксимация кинетических зависимостей этой функцией изображена на рис. 2b сплошными красными линиями. Для сравнения пунктирной линией показана наилучшая подгонка биэкспоненциальной функцией на том же временном интервале для мощности  $P = 3$  мВт, которая, тем не менее, имеет существенные расхождения с экспериментальными данными. Обратная зависимость интенсивности от времени  $I(t) \sim 1/(t + t_0)$  наблюдалась во многих работах для монослоев  $WSe_2$  [16, 19, 32],  $WS_2$  [18–20],  $MoSe_2$  [15, 17] и  $MoS_2$  [14, 18, 19]. Такая зависимость была объяснена бимолекулярным процессом, требующим участия двух экситонов при рекомбинации. Одним из вариантов такого процесса является экситон-экситонная аннигиляция (оже-рекомбинация), при которой один из экситонов рекомбинирует безызлучательно, передавая энергию второму экситону, который может при этом диссоциировать. Динамика концентрации экситонов  $n$  при бимолекулярной рекомбинации описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = -Cn^2 - \frac{n}{\tau}. \quad (1)$$

Здесь  $C$  – константа, определяющая скорость бимолекулярной рекомбинации, а второй (линейный) член описывает излучательную рекомбинацию экситонов с постоянной времени  $\tau$  так, что наблюдаемая интенсивность  $I(t) = n(t)/\tau$ . Решение этого уравнения

$$n(t) = [(C\tau + 1/n_0) \exp(t/\tau) - C\tau]^{-1}, \quad (2)$$

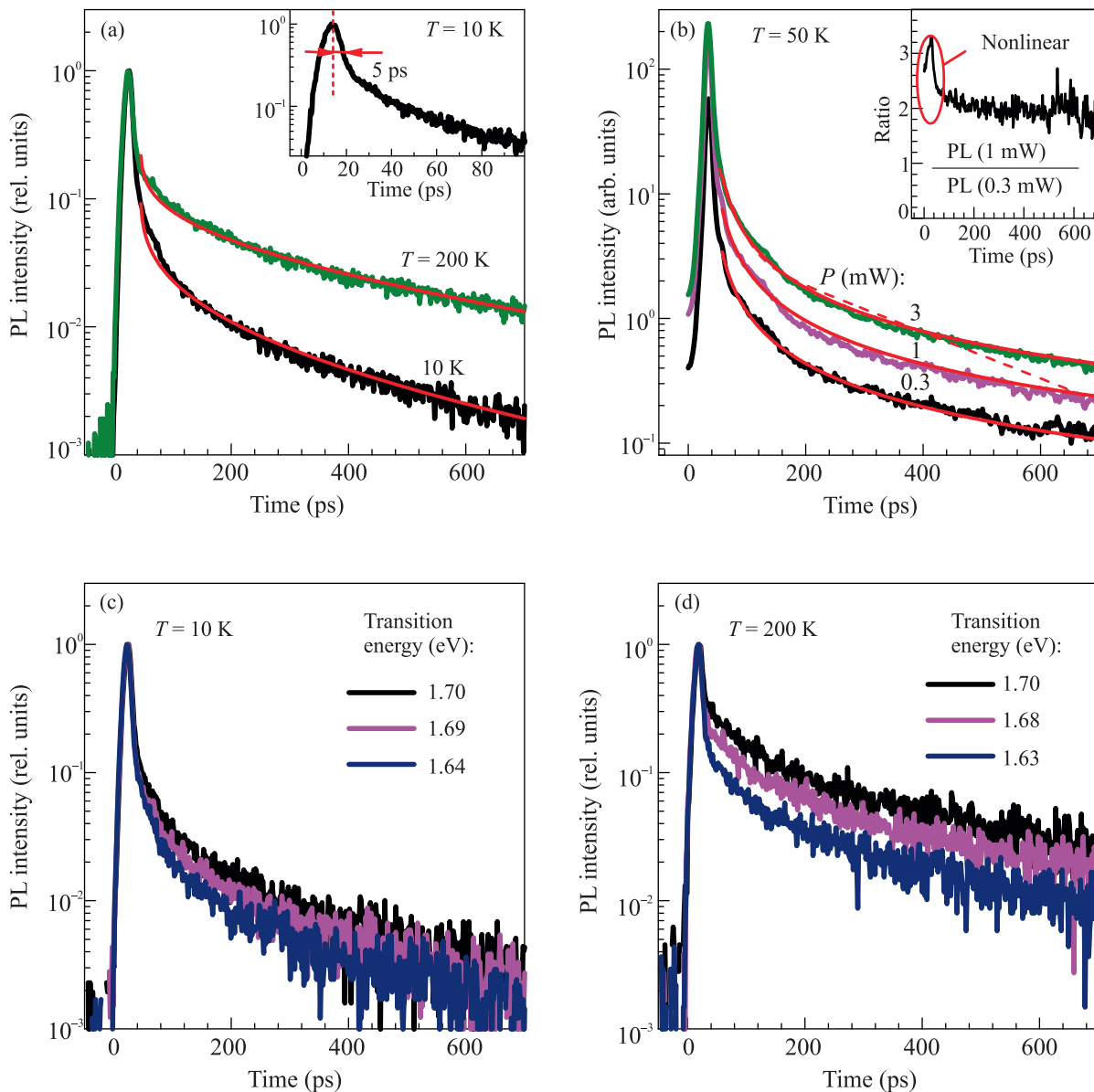


Рис. 2. (Цветной онлайн) Динамика ФЛ монослоев WSe<sub>2</sub>. (a) – Динамика ФЛ при различных температурах и мощности возбуждения  $P = 1$  мВт. Красные кривые показывают теоретический расчет в соответствии с ур. (5). Во вставке показан начальный участок динамики. (b) – Динамика при различных мощностях возбуждения и  $T = 50$  К. Во вставке показана временная зависимость отношения интенсивностей при мощностях возбуждения 1 и 0.3 мВт. (c), (d) – Динамика ФЛ при различных энергиях оптического перехода. Зависимости на панелях (a), (c) и (d) нормированы на максимальное значение

где  $n_0$  – начальная концентрация экситонов. При доминирующем вкладе бимолекулярного процесса, когда  $t \ll \tau$  и  $Cn_0\tau \gg 1$ , имеет место обратная временная зависимость  $n(t) \approx n_0/[1 + Cn_0t]$ , тогда как в пределе  $t \gg \tau$  имеет место экспоненциальное затухание концентрации экситонов  $n(t) = (C\tau + 1/n_0)^{-1} \exp(-t/\tau)$ . Отметим, что мы не наблюдаем выход на экспоненциальное затухание вплоть до времен  $t = 600$  пс. Таким образом, если действительно

доминирует бимолекулярный процесс, то мы находимся в режиме  $t \ll \tau$ . При этом отношение интенсивностей для двух различных мощностей возбуждения и, соответственно, начальных концентраций экситонов  $n_0$  и  $\tilde{n}_0$  должно убывать со временем от значения  $\tilde{n}_0/n_0$  до 1:  $\tilde{I}(t)/I(t) = 1 + (\tilde{n}_0/n_0 - 1)/(C\tilde{n}_0t + 1)$ . В наших экспериментах (вставка на рис. 2b) при изменении мощности возбуждения в 3 раза отношение кинетических зависимостей меняется лишь на на-

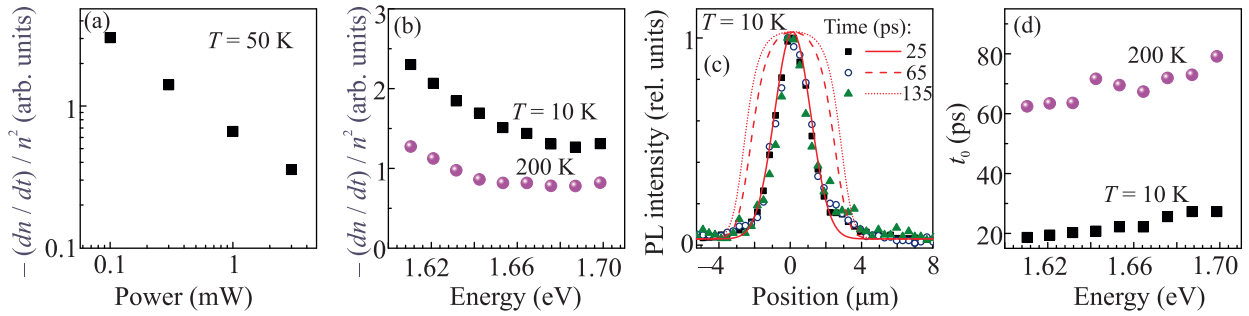


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a)–(c) Проверка гипотезы бимолекулярной рекомбинации. (a) – Зависимость ожидаемого коэффициента бимолекулярной рекомбинации  $C = -(dn/dt)/n^2$  от мощности возбуждения.  $T = 50$  K. (b) – Зависимость ожидаемого коэффициента бимолекулярной рекомбинации от энергии излучения при двух различных температурах. (c) – Профили пятна ФЛ в различные моменты времени после импульса возбуждения, нормированные на максимальное значение: измерения (символы) и расчет (линии).  $T = 10$  K. (d) – Зависимость эффективного времени динамики ФЛ  $t_0$  от энергии излучения при различных температурах

чальном этапе кинетики ( $t \lesssim 50$  пс), и постоянно при больших временах, на которых интенсивность демонстрирует обратную временную зависимость. Из аппроксимаций экспериментальных кривых обратной временной зависимостью мы можем определить ожидаемый коэффициент бимолекулярной рекомбинации  $C = -(dn/dt)/n^2$ . Его зависимость от мощности возбуждения представлена на рис. 3а. Коэффициент  $C$  представлен в произвольных единицах, а физический смысл имеет лишь его относительное изменение в различных экспериментах. Увеличение мощности возбуждения эквивалентно увеличению начальной концентрации и не должно сопровождаться существенным изменением коэффициента  $C$ . Наши же измерения показывают, что  $C \sim 1/P$ . На рисунке 3б представлена зависимость  $C$  от энергии оптического перехода при двух различных температурах. Здесь мы также сталкиваемся с противоречиями: вопреки нашим наблюдениям увеличение энергии или температуры должно приводить к делокализации экситонов и увеличению эффективности бимолекулярного процесса, то есть к росту  $C$  [33]. Наконец, при бимолекулярной рекомбинации должно существенно меняться пространственное распределение экситонов. Области с изначально большей концентрацией экситонов должны опустошаться быстрее, что должно приводить к эффективному уширению пространственного распределения экситонов и уширению пятна ФЛ. Диффузия экситонов должна лишь усиливать это уширение. Измеренные и рассчитанные пространственные распределения ФЛ, нормированные на максимум, в различные моменты времени показаны на рис. 3с. Не наблюдается сколько-нибудь значительного роста ширины пятна ФЛ, тогда как расчет предсказывает существенное уширение, которое,

тем не менее, должно быть ограничено размером монослоя. Таким образом, в нашем случае, динамика затухания интенсивности при  $t \gtrsim 50$  пс, в частности, обратная зависимость от времени не может быть объяснена бимолекулярным процессом и, по-видимому, имеет другую природу.

**Линейная модель неэкспоненциальной динамики.** Независимость характера динамики ФЛ при  $t \gtrsim 50$  пс от мощности возбуждения указывает на линейный характер уравнений, описывающих динамику концентрации экситонов. В этом случае неэкспоненциальный характер затухания интенсивности со временем связан с тем, что мы наблюдаем интенсивность неоднородного ансамбля состояний, каждое из которых характеризуется экспоненциальным характером затухания со временем  $\tau$ , различным для разных состояний. Таким образом,

$$I(t) = \int_0^{\infty} \frac{n_0(\tau)}{\tau} \exp(-t/\tau) d\tau, \quad (3)$$

где  $n_0(\tau) d\tau$  – концентрация экситонов в момент времени  $t = 0$  в состояниях, характеризующихся временем затухания  $\tau$  в интервале  $d\tau$ . В частности, для зависимости  $I(t) \propto 1/(t + t_0)$ , близкой к экспериментальной, функция  $n_0(\tau)$  должна иметь вид  $n_0(\tau) \propto n_0 \exp(-t_0/\tau)/\tau$ , причем время  $t_0$  соответствует максимуму распределения  $n_0(\tau)$  и может считаться эффективным временем динамики ФЛ. Зависимость этого времени от энергии излучающего состояния при различных температурах представлена на рис. 3d и подтверждает вывод о замедлении динамики при увеличении энергии излучающих состояний и температуры.

Неэкспоненциальная динамика, связанная с неоднородностью времени рекомбинации, встречается во

многих системах [34–42]. В подавляющем большинстве систем неэкспоненциальная динамика связана с необходимостью туннелирования электронов к центрам рекомбинации или с донорно-акцепторной рекомбинацией. В этом случае увеличение температуры должно приводить к ускорению рекомбинации, что противоречит нашим наблюдениям. Отметим, что замедление динамики ФЛ при увеличении температуры было также отмечено и в других работах для WSe<sub>2</sub> [43, 44], MoS<sub>2</sub> [45] и MoSe<sub>2</sub> [44] и, по-видимому, имеет общий характер для монослоев ДХПМ.

Прежде чем перейти к определению характера распределения времен  $\tau$  и поиску  $I(t)$ , сделаем несколько замечаний о природе излучающих состояний. Основное состояние экситона в монослое WSe<sub>2</sub> – темное, тогда как светлое состояние находится на  $\sim 40$  мэВ выше по энергии [43, 46]. В работе [46] было показано, что основное состояние тем не менее может излучать под ненулевым углом к нормали. По-видимому, именно это состояние определяет динамику ФЛ, по крайней мере, при низких температурах. Существенную роль в динамике ФЛ монослоев WSe<sub>2</sub> при низких температурах играют трионные состояния [44], которые характеризуются короткими временами затухания ФЛ. Также вклад в ФЛ монослоя WSe<sub>2</sub> могут давать биекситонные состояния. В нашем случае они не дают существенного вклада в динамику при  $t \gtrsim 50$  пс (рис. 2b), поскольку соответствующая интенсивность квадратична по мощности возбуждения.

Характерное время рекомбинации нейтральных экситонов в ДХПМ  $\tau_0$  достаточно мало [33]. Они могут излучать, если их полный волновой вектор лежит в пределах светового конуса  $|k| < \omega/c$ , где  $\omega$  – частота светового кванта, и, соответственно, кинетическая энергия близка к 0. В тепловом равновесии энергия экситонов распределена в интервале  $\sim k_B T$ , а время затухания полной экситонной концентрации может быть оценено как  $\tau \sim \tau_0 k_B T / (\hbar^2 \omega^2 / 2mc^2) \gg \tau_0$  [47], где  $m \approx 0.8m_0$  – масса экситона [22],  $m_0$  – масса свободного электрона. Это объясняет достаточно длинную динамику ФЛ и увеличение характерного времени затухания ФЛ с увеличением температуры. В нашем случае неинкапсулированного WSe<sub>2</sub> на подложке Si/SiO<sub>2</sub> существует неоднородность, связанная с флуктуациями потенциала, в котором движутся экситоны, которая проявляется в уширении спектра ФЛ. Флуктуации потенциала приводят к локализации экситонов и размытию экситонных состояний в  $k$ -пространстве  $\delta k^2 \sim 1/L^2$ , где  $L$  – характерная длина локализации (рис. 4). При этом время излучения локализованного состояния  $\tau \sim \tau_0 c^2 / \omega^2 L^2$ .

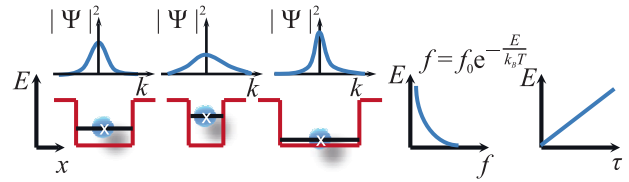


Рис. 4. (Цветной онлайн) Схематическое изображение экситонов в локализуемом потенциале различной протяженности. При уменьшении протяженности потенциала возрастает энергия экситона, ширина импульсного распределения (верхняя часть рисунка) и время излучательной рекомбинации  $\tau$ , но уменьшается заселенность таких состояний  $f$

Если предположить, что неоднородное уширение в спектре связано с разбросом длин локализации  $L$ , то энергия локализованного состояния (отсчитанная от дна потенциальной ямы)  $E \sim \hbar^2 / 2mL^2 \sim (\tau / \tau_0) (\hbar \omega)^2 / 2mc^2$ . Таким образом, для неоднородной системы, в предположении, что неоднородность связана с разбросом размеров локализуемого потенциала, характерное время рекомбинации экситона составит

$$\tau / \tau_0 \sim \alpha E, \tag{4}$$

где  $\alpha = 2mc^2 / (\hbar \omega)^2 \approx 400$  мэВ<sup>-1</sup>. Учет не только разброса размера локализуемого потенциала, но и разброса его глубины приведет к разбросу значений  $\tau$ , соответствующих одной и той же энергии в спектре, однако не изменит общей тенденции (4). Для трионных состояний отсутствует требование близости к нулю общего волнового вектора триона, так как при рекомбинации импульс передается оставшемуся носителю. По этой причине скорость затухания трионной ФЛ достаточно высока [44], и трионы не вносят большого вклада в динамику при  $t \gtrsim 50$  пс. В любом случае, учет трионных состояний, обладающих малым временем затухания ФЛ и находящихся ниже по энергии вписывается в тенденцию (4) увеличения времени  $\tau$  с энергией. Отметим, что увеличение характерного времени затухания ФЛ с увеличением энергии излучающих состояний подтверждается экспериментальными данными (рис. 2c, d).

Найдем полную интенсивность ФЛ, просуммировав интенсивность излучения отдельных состояний  $f_0 \exp(-E/k_B T) \exp(-t/\tau) / \tau$ , заселенность которых распределена по больцмановскому закону  $f_0 \exp(-E/k_B T)$  в предположении наличия теплового равновесия:



$$I(t) = \int_0^\infty \frac{f_0}{\tau} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) g(E) dE =$$

$$= A \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\tau}{\alpha \tau_0 k_B T} - \frac{t}{\tau}\right) \frac{d\tau}{\tau}, \quad (5)$$

где использовано  $\tau/\tau_0 = \alpha E$ ,  $f_0$  – константа, определяющая заселенность,  $g(E)$  – плотность состояний, которую для простоты можно считать постоянной, аналогично свободным состояниям в двумерной системе,  $A = f_0 g / \alpha \tau_0$ .

На рисунке 2а красными линиями показан результат расчета интенсивности в соответствии с ур. (5). Сопоставление расчета с экспериментальными данными проводится, начиная с момента времени  $t = 50$  пс, когда в системе можно ожидать установления теплового равновесия и затухания быстрых нелинейных процессов, в том числе связанных с биэкситонами и бимолекулярной рекомбинацией. В расчете используется значение  $\tau_0 = 1.3$  пс, находящееся в разумном соответствии с имеющимися экспериментальными данными о времени рекомбинации экситона с нулевым волновым вектором [33]. Отметим хорошее соответствие расчетных кривых экспериментальным данным. В частности, расчет дает неэкспоненциальную динамику, замедляющуюся со временем и близкую к  $1/(t + t_0)$ , а также воспроизводит зависимость динамики от температуры.

Более полный анализ должен включать в себя учет всех возможных экситонных состояний с различными комбинациями спина электрона и дырки, экситонов, состоящих из электрона и дырки, находящихся в различных долинах [46, 48, 49], а также трионных состояний [44]. При этом экситоны, имеющие различную спиновую или долинную структуру, могут не достигать между собой теплового равновесия, что еще более усложняет анализ. Тем не менее, для объяснения наблюдаемой в эксперименте при  $t \gtrsim 50$  пс долгоживущей неэкспоненциальной динамики фотолюминесценции, замедляющейся со временем, не зависящей от мощности возбуждения и ускоряющейся при понижении температуры необходимо выполнение лишь 2-х условий: (i) наблюдаемая ФЛ обусловлена совокупностью излучающих состояний, характеризующихся различным временем затухания ФЛ  $\tau$ ; (ii) имеет место положительная корреляция между временем излучения состояния  $\tau$  и энергией этого состояния  $E$ . При этом не обязательна постоянная плотность излучающих состояний и линейная, или даже однозначная, зависимость  $\tau(E)$ . На более коротком временном масштабе ( $t \lesssim 50$  пс) существенный вклад в динамику могут давать также нелиней-

ные процессы, такие как бимолекулярная рекомбинация, как отмечалось в работах [14, 17, 18, 32].

Авторы благодарны С. Н. Николаеву за предоставление кристаллов WSe<sub>2</sub> и М. М. Глазову и М. Л. Скорикову за плодотворные обсуждения и ценные советы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-32-20202).

Подготовка подложек, перенос и локализация монослойных образцов выполнены в Центре коллективного пользования ФИАН.

1. A. K. Geim and I. V. Grigorieva, *Nature* **499**, 419 (2013).
2. Q. H. Wang, K. Kalantar-Zadeh, A. Kis, J. N. Coleman, and M. S. Strano, *Nat. Nanotechnol.* **7**, 699 (2012).
3. Y. Liu, N. O. Weiss, X. Duan, H.-C. Cheng, Y. Huang, and X. Duan, *Nat. Rev. Mater.* **1**, 16042 (2016).
4. K. F. Mak and J. Shan, *Nature Photon.* **10**, 216 (2016).
5. S. Manzeli, D. Ovchinnikov, D. Pasquier, O. V. Yazyev, and A. Kis, *Nat. Rev. Mater.* **2**, 17033 (2017).
6. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 021001 (2018).
7. L. A. Chernozatonskii and A. A. Artyukh, *Uspekhi Fiz. Nauk* **188**, 3 (2018).
8. E. E. Vdovin and Y. N. Khanin, *JETP Lett.* **108**, 641 (2018).
9. P. L. Pekh, P. V. Ratnikov, and A. P. Silin, *JETP Lett.* **111**, 90 (2020).
10. A. Chernikov, T. C. Berkelbach, H. M. Hill, A. Rigosi, Y. Li, O. B. Aslan, D. R. Reichman, M. S. Hybertsen, and T. F. Heinz, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 076802 (2014).
11. 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(R) (2018).
12. A. I. Prazdnichnykh, M. M. Glazov, L. Ren, C. Robert, B. Urbaszek, and X. Marie, arXiv:2010.01352 (2020).
13. M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Wang, T. Amand, X. Marie, B. Urbaszek, and B. L. Liu, *Phys. Stat. Sol.* **252**, 2349 (2015).
14. D. Sun, Y. Rao, G. A. Reider, G. Chen, Y. You, L. Brézin, A. R. Harutyunyan, and T. F. Heinz, *Nano Lett.* **14**, 5625 (2014).
15. N. Kumar, Q. Cui, F. Ceballos, D. He, Y. Wang, and H. Zhao, *Phys. Rev. B* **89**, 125427 (2014).
16. S. Mouri, Y. Miyauchi, M. Toh, W. Zhao, G. Eda, and K. Matsuda, *Phys. Rev. B* **90**, 155449 (2014).
17. M. J. Shin, D. H. Kim, and D. Lim, *J. Korean Phys. Soc.* **65**, 2077 (2014).

18. Y. Yu, Y. Yu, C. Xu, A. Barrette, K. Gundogdu, and L. Cao, *Phys. Rev. B* **93**, 201111 (2016).
19. G. Plechinger, P. Nagler, A. Arora, R. Schmidt, A. Chernikov, J. Lupton, R. Bratschitsch, C. Schüller, and T. Korn, *Phys. Stat. Sol. – Rapid Res. Lett.* **11**, 1700131 (2017).
20. Y. Lee, G. Ghimire, S. Roy, Y. Kim, C. Seo, A. K. Sood, J. I. Jang, and J. Kim, *ACS Photonics* **5**, 2904 (2018).
21. C. Robert, T. Amand, F. Cadiz, D. Lagarde, E. Courtade, M. Manca, T. Taniguchi, K. Watanabe, B. Urbaszek, and X. Marie, *Phys. Rev. B* **96**, 155423 (2017).
22. F. Cadiz, C. Robert, E. Courtade, M. Manca, L. Martinelli, T. Taniguchi, K. Watanabe, T. Amand, A. C. H. Rowe, D. Paget, B. Urbaszek, and X. Marie, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 152106 (2018).
23. Y. Hoshi, T. Kuroda, M. Okada, R. Moriya, S. Masubuchi, K. Watanabe, T. Taniguchi, R. Kitaura, and T. Machida, *Phys. Rev. B* **95**, 241403 (2017).
24. W. Zhao, Z. Ghorannevis, L. Chu, M. Toh, C. Kloc, P.-H. Tan, and G. Eda, *ACS Nano* **7**, 791 (2013).
25. H. Zeng, G.-B. Liu, J. Dai, Y. Yan, B. Zhu, R. He, L. Xie, S. Xu, X. Chen, W. Yao, and X. Cui, *Sci. Rep.* **3**, 1608 (2013).
26. P. Tonndorf, R. Schmidt, P. Böttger, X. Zhang, J. Börner, A. Liebig, M. Albrecht, C. Kloc, O. Gordan, D. R. T. Zahn, S. M. de Vasconcellos, and R. Bratschitsch, *Opt. Express* **21**, 4908 (2013).
27. T. Yan, X. Qiao, X. Liu, P. Tan, and X. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 101901 (2014).
28. J. Huang, T. B. Hoang, and M. H. Mikkelsen, *Sci. Rep.* **6**, 22414 (2016).
29. J. Jadczyk, J. Kutrowska-Girzycka, P. Kapuściński, Y. S. Huang, A. Wójs, and L. Bryja, *Nanotechnology* **28**, 395702 (2017).
30. A. Arora, M. Koperski, K. Nogajewski, J. Marcus, C. Faugeras, and M. Potemski, *Nanoscale* **7**, 10421 (2015).
31. F. Cadiz, E. Courtade, C. Robert et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **7**, 21026 (2017).
32. J. Wang, Y. Guo, Y. Huang, H. Luo, X. Zhou, C. Gu, and B. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 131902 (2019).
33. C. Robert, D. Lagarde, F. Cadiz, G. Wang, B. Lassagne, T. Amand, A. Balocchi, P. Renucci, S. Tongay, B. Urbaszek, and X. Marie, *Phys. Rev. B* **93**, 205423 (2016).
34. D. J. Huntley, *J. Phys. Condens. Matter* **18**, 1359 (2006).
35. J. C. Phillips, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1133 (1996).
36. A. K. Jonscher and A. de Polignac, *J. Phys. C Solid State Phys.* **17**, 6493 (1984).
37. A. M. Gilinsky and K. S. Zhuravlev, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3455 (2001).
38. V. Cardin, L. I. Dion-Bertrand, P. Grégoire, H. P. T. Nguyen, M. Sakowicz, Z. Mi, C. Silva, and R. Leonelli, *Nanotechnology* **24**, 045702 (2013).
39. A. Morel, P. Lefebvre, S. Kalliakos, T. Taliercio, T. Bretagnon, and B. Gil, *Phys. Rev. B* **68**, 045331 (2003).
40. C.-N. Brosseau, M. Perrin, C. Silva, and R. Leonelli, *Phys. Rev. B* **82**, 085305 (2010).
41. T. Bartel, M. Dworzak, M. Strassburg, A. Hoffmann, A. Strittmatter, and D. Bimberg, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1946 (2004).
42. В. С. Кривобок, А. В. Колобов, С. Е. Димитриева, Д. Ф. Аминев, С. И. Ченцов, С. Н. Николаев, В. П. Марговицкий, Е. Е. Онищенко, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 501 (2020).
43. X.-X. Zhang, Y. You, S. Y. F. Zhao, and T. F. Heinz, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 257403 (2015).
44. T. Godde, D. Schmidt, J. Schmutzler, M. Aßmann, J. Debus, F. Withers, E. M. Alexeev, O. Del Pozo-Zamudio, O. V. Skrypka, K. S. Novoselov, M. Bayer, and A. I. Tartakovskii, *Phys. Rev. B* **94**, 165301 (2016).
45. G. Moody, J. Schaibley, and X. Xu, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, C39 (2016).
46. G. Wang, C. Robert, M. M. Glazov, F. Cadiz, E. Courtade, T. Amand, D. Lagarde, T. Taniguchi, K. Watanabe, B. Urbaszek, and X. Marie, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 047401 (2017).
47. V. V. Belykh and M. V. Kochiev, *Phys. Rev. B* **92**, 045307 (2015).
48. Z. Li, T. Wang, C. Jin et al. (Collaboration), *ACS Nano* **13**, 14107 (2019).
49. G.-H. Peng, P.-Y. Lo, W.-H. Li, Y.-C. Huang, Y.-H. Chen, C.-H. Lee, C.-K. Yang, and S.-J. Cheng, *Nano Lett.* **19**, 2299 (2019).