

СВЕРХБЫСТРЫЙ ТРАНСПОРТ ЭКСИТОНОВ В ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

*М. М. Глазов**, *Р. А. Сурис*

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 23 марта 2024 г.,
после переработки 23 марта 2024 г.
Принята к публикации 24 марта 2024 г.

Экситоны в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах на основе атомарно-тонких дихалькогенидов переходных металлов рассматриваются в качестве потенциальных кандидатов для формирования сверхтекучего состояния в двумерных системах. В ряде работ сообщалось о наблюдении сверхбыстрого недиффузионного распространения экситонов в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, которое рассматривалось их авторами как возможное свидетельство коллективных эффектов в экситонных системах. В данной статье после краткого анализа режимов экситонного распространения в двумерных полупроводниках предлагается альтернативная модель сверхбыстрого транспорта экситонов, основанная на формировании волновых мод в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах и распространении излучения по этим модам.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 130-летию П. Л. Капицы

DOI: 10.31857/S0044451024070034

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение сверхтекучести жидкого гелия Петром Леонидовичем Капицей в 1937 г. [1] (см. также [2]) явилось мощным стимулом для развития физики конденсированных сред. Вместе с феноменологической теорией этого явления, принадлежащей Ландау [3], а также точно решаемой моделью слабонеидеального бозе-газа, предложенной Боголюбовым [4] и микроскопическими теориями Фейнмана [5], Пенроуза и Онзагера [6], установившими, в частности, связь между сверхтекучестью и статистикой Бозе–Эйнштейна атомов ^4He (см., например, [7]), замечательный эксперимент Капицы привел к формированию новой области исследований и к активному поиску других конденсированных сред, где возможна бозе-эйнштейновская конденсация и сверхтекучесть.

В полупроводниках и изоляторах кулоновское взаимодействие между электронами и дырками приводит к возникновению квазичастиц — экситонов, обладающих целым спином и, соответственно, подчиняющихся статистике Бозе–Эйнштейна [8–10].

После экспериментального обнаружения экситонов большого радиуса в закиси меди [11] ряд авторов обратили внимание на возможность конденсации, а значит, и сверхтекучести экситонов в полупроводниках [12–16]. В идеальных двумерных или квазидвумерных системах, где свободное движение частиц возможно лишь в плоскости, а движение в поперечном направлении квантуется, бозе-конденсация в строгом смысле этого термина невозможна. Однако при достаточно низкой температуре двумерный газ отталкивающихся бозонов испытывает переход Березинского – Костерлица – Таулесса в сверхтекучее состояние [17, 18]. Соответственно, возможно сверхтекучее состояние и двумерных экситонов [19]. Теоретически недиффузионный перенос экситонов в тонкой полупроводниковой пленке рассматривался в работе [15], в которой по аналогии с движением сверхтекучей жидкости в капиллярах в качестве предельной скорости использовалась скорость кольцевого вихря с характерным диаметром порядка толщины пленки. Эксперименты по поиску и исследованию коллективных экситонных эффектов в структурах с квантовыми ямами, в том числе помещенными в микрорезонаторы, активно ведутся последние 30 лет [20–30], в качестве обзоров см. [31–34].

* E-mail: glazov@coherent.ioffe.ru

Появление новой материальной платформы — ван-дер-ваальсовых гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) [35, 36], оптические спектры которых определяются экситонами Ванье–Мотта с большой (100...500 мэВ) энергией связи, малым (~ 1 пс) временем излучательной рекомбинации, эффективной связью со светом [37] и необычной тонкой структурой энергетического спектра и динамикой [38–44], естественно, вызвало интерес исследователей к коллективным явлениям на экситонах и их сверхтекучести в таких системах [45–47]. Несмотря на заметные усилия, к настоящему времени, насколько нам известно, однозначных экспериментальных свидетельств сверхтекучести экситонов в гетероструктурах на основе ДПМ не получено. Подавляющее большинство экспериментов показывают диффузионное распространение экситонов в монослоях ДПМ и ван-дер-ваальсовых гетероструктурах на их основе, см. обзоры [48, 49].

Тем не менее в ряде работ наблюдалось эффективное «растекание» экситонов в плоскости структуры с моно- и бислоями ДПМ [50–53]. Весьма примечательным в этом отношении оказался эксперимент сингапурской группы [54], где авторы обнаружили, что в канале на основе MoS_2 экситоны распространяются со скоростью, составляющей около 6 % от скорости света в вакууме $c = 299792458$ м/с, причем их распространение хорошо описывается моделью невязкой жидкости. Такой сценарий, в принципе, возможен, но скорость распространения экситонов слишком велика: она превышает все характерные скорости, которые могут реализоваться в двумерных полупроводниках (в том числе и для сверхтекучих экситонов) [55].

В данной статье после обсуждения известных в литературе сценариев распространения экситонов в двумерных кристаллах (разд. 2) предложена модель (разд. 3), позволяющая, по крайней мере на качественном уровне, описать сверхбыстрое распространение экситонов в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов. В таких структурах, как показывают оценки, могут формироваться волноводные моды [56–58], распространяющиеся с большой скоростью, всего в несколько раз меньшей, чем скорость света в вакууме. Эти моды могут возбуждаться, например, при рекомбинации фоторожденных экситонов и, распространяясь в плоскости структуры, вызывать экситонную люминесценцию вдали от точки возбуждения. Тем самым, в принципе, распространение волноводных мод может быть ответственным за наблю-

даемый сверхбыстрый транспорт экситонов.

Отметим, что на возможность такой «вторичной» люминесценции указывалось ранее в связи с особенностями экспериментальных данных по транспорту экситонов в ставших уже классическими структурах с квантовыми ямами GaN [59]. Ускорение распространения экситонов в ДПМ в режиме их сильной связи с фотонными модами подложки обсуждалось, например, в работе [60], см. также статью [61], где подробно проанализированы режимы распространения экситонов и экситонных поляритонов в микрорезонаторах. Предлагаемый нами сценарий относится, однако, к режиму слабой связи экситона в двумерном полупроводнике и фотона в волноводной моде. Подчеркнем, что даже в этом режиме, когда поляритоны не формируются, многократное отражение света от интерфейсов ван-дер-ваальсовых гетероструктур значительно влияет на спектр экситонов и их время жизни за счет эффектов Парселла и Лэмба [62–65]. Формирование волноводных мод возможно и в других структурах на основе ДПМ, например, в нанотрубках [66].

2. РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭКСИТОНОВ

Схематическое изображение рассматриваемой ван-дер-ваальсовой гетероструктуры на основе ДПМ приведено на рис. 1. Для примера показана

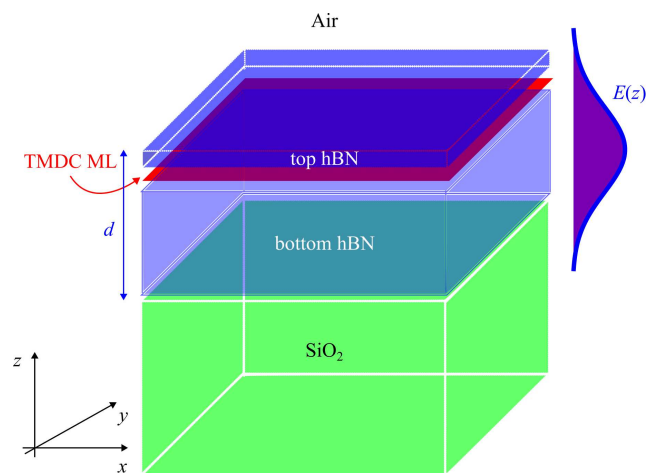


Рис. 1. (В цвете онлайн) Схематическая иллюстрация ван-дер-ваальсовой гетероструктуры с атомарно-тонким кристаллом (TMDC ML — монослой ДПМ), инкапсулированным в гексагональный нитрид бора ($h\text{BN}$) и размещенным на подложке SiO_2 (во многих экспериментах используется слой SiO_2 на кремнии). Справа показан профиль основной волноводной моды в структуре

структура с монослоем ДПМ (TMDC ML), однако все приведенные ниже соображения относятся и к структурам с гетеро- и гомобислоями ДПМ и, в принципе, к структурам с большим количеством атомарно-тонких слоев. Инкапсуляция монослоев ДПМ в гексагональный нитрид бора (hBN) приводит к значительному сужению экситонных линий во всех распространенных материалах: MoS_2 , $MoSe_2$, WS_2 и WSe_2 , причем даже при криогенных температурах уширение линий в основном является однородным [67]. Для основного оптически активного состояния экситона ($A:1s$) ширина его линии на полувысоте при температуре $T \approx 4$ К составляет единицы мэВ, что близко к радиационной ширине экситона [67]. С ростом температуры (при $T \lesssim 30 \dots 50$ К) экситонная линия уширяется практически линейно с угловым коэффициентом $5 \cdot 10^1 \dots 10^2$ мэВ/К. Это качественно и количественно соответствует уширению экситонного резонанса за счет взаимодействия с длинноволновыми акустическими фононами [68, 69], что подтверждает несущественную роль статического беспорядка в высококачественных гетероструктурах на основе ДПМ и позволяет анализировать распространение экситонов в рамках полуклассических моделей, предполагающих свободное распространение экситонов и их относительно редкое рассеяние на фононах. Эффектами локализации экситонов в таких структурах можно пренебречь.¹⁾

В полуклассическом подходе основным параметром, определяющим режим распространения квазичастиц, является отношение времени жизни экситона τ_r и времени его рассеяния τ_p . В типичных экспериментах, выполняемых в условиях, далеких от режима вырождения экситонного газа,

$$\tau_r \gg \tau_p, \quad (1)$$

поэтому экситон испытывает множество столкновений за время жизни [48, 70–74]. Таким образом, распространение экситонов на временных масштабах $t \sim \tau_r$ подчиняется закону диффузии. Среднеквадратичное смещение экситонов за время t описывается соотношением

$$\Delta\sigma^2(t) = 2Dt, \quad t \gg \tau_p, \quad (2)$$

где коэффициент диффузии D можно оценить как

$$D = \frac{k_B T}{M} \tau_p, \quad (3)$$

¹⁾ Мы оставляем за рамками данной работы гетероструктуры, где имеется муар. В таких системах экситонный транспорт может быть качественно иным.

а M — трансляционная масса экситона. По порядку величины $D \sim 1 \dots 10$ см²/с, и при временах жизни ансамбля экситонов в десятки-сотни пикосекунд характерное диффузионное расплывание экситонного пятна, $\Delta\sigma(\tau_r)$, составляет несколько микрометров. Такая ситуация типична во многих экспериментах, см. [48] и ссылки, приведенные там. В ряде работ [50–52], однако, наблюдается растекание экситонов на ~ 100 мкм. Также приведенные оценки не могут объяснить сверхбыстрое распространение экситонов в первые пикосекунды после возбуждения, наблюдаемое, например, в работе [53]: соответствующий коэффициент диффузии на начальном этапе превышает 1000 см²/с.

С увеличением мощности накачки и, соответственно, концентрации фоторожденных экситонов в игру вступают экситон-экситонные взаимодействия. Как в моно-, так и в бислоях ДПМ важную роль играет экситон-экситонная аннигиляция (оже-эффект), в результате которой один из двух сталкивающихся экситонов рекомбинирует, передавая свою энергию и импульс второму [75–79]. Это приводит к уменьшению τ_r и неэкспоненциальному спаду интенсивности экситонной люминесценции в зависимости от времени, а также к эффективному увеличению наблюдаемого коэффициента диффузии экситонов [80, 81]. В структурах с бислоем существенным оказывается и экситон-экситонное отталкивание, которое также приводит к увеличению коэффициента диффузии [74, 82]. По грубым оценкам при не слишком низких температурах экситонного газа ($T \gtrsim 10$ К) именно эти эффекты контролируют экситонный транспорт вплоть до концентраций, соответствующих переходу Мотта, что подтверждается, например, экспериментами на реконструированном гетеробислое $MoSe_2/WSe_2$ [74]. Дополнительными эффектами, которые могут играть роль в таких условиях, являются совместное распространение экситонов и электрон-дырочной плазмы [74, 83], а также сугубо неравновесные эффекты, связанные с возникновением дрейфовых потоков экситонов за счет эффекта Зеебека, фононного увлечения или фононного ветра [84, 85].

Как показывают оценки, по крайней мере при низких температурах $T \lesssim 4$ К имеется достаточно широкий диапазон концентраций экситонов N , при которых экситонный газ становится вырожденным, а оже-эффект — несущественным. При условии [45, 86]

$$T < T_{BKT}, \quad k_B T_{BKT} \sim \frac{\hbar^2 N}{M} \quad (4)$$

должен происходить переход Березинского–Костерлица–Таулесса, и экситонная жидкость должна становится сверхтекучей. При этом распространение экситонов становится недиффузионным, так как в сверхтекучей жидкости рассеяние подавлено. Растекание экситонов описывается линейным законом [87]

$$\Delta\sigma(t) = vt, \quad (5)$$

где скорость v по порядку величины — скорость звука (боголюбовских возбуждений) c_s в конденсате. Для слабозаимодействующих экситонов

$$c_s = \sqrt{\frac{U_0 N}{M}}, \quad (6)$$

где $U_0 > 0$ — константа межэкситонного отталкивания. Произведение $U_0 N$ — химический потенциал экситонов, он считается малым по сравнению с энергией связи экситона и, естественно, с шириной запрещенной зоны. Поэтому характерные скорости c_s значительно меньше «кейновской» скорости $v_{cv} = p_{cv}/m_0$ (p_{cv} — матричный элемент оператора импульса, m_0 — масса свободного электрона), которая соответствует междузонному матричному элементу оператора скорости в кристалле.²⁾ Последняя составляет несколько тысячных–сотых долей от скорости света в вакууме. В условиях эксперимента [54] величина c_s не превышает $10^{-3}c$, но за несколько пикосекунд экситоны растекаются на десятки микрометров, что соответствует $v \approx 6 \cdot 10^{-2}c$. Поэтому сверхтекучее распространение экситонов не может объяснить эксперимент [54].

3. ТРАНСПОРТ ЭКСИТОНОВ И ФОТОНОВ

Приведенные выше «общепринятые» сценарии транспорта не могут, как отмечалось, объяснить ряд экспериментальных результатов по сверхбыстрому распространению экситонов. В этом разделе мы анализируем альтернативные сценарии, обусловленные светоэкситонным взаимодействием.

Для начала отметим, что даже в свободном монослое (без hBN и подложки) взаимодействие экситона с модами свободного электромагнитного поля существенно перенормирует его дисперсию. В основном перенормировку испытывает продольный экситон, микроскопический дипольный момент которого (осциллирующий на резонансной частоте экситона

$\omega_{exc} = \mathcal{E}/\hbar$) параллелен его волновому вектору \mathbf{k} . Его дисперсию можно записать в виде [88–93]

$$\mathcal{E}_L(\mathbf{k}) = \mathcal{E}_L(0) + \frac{\hbar\Gamma_0}{\mathcal{E}_L(0)}ck. \quad (7a)$$

Здесь $\mathcal{E}_L(0)$ — энергия экситона при нулевом волновом векторе в плоскости слоя, рассчитанная с учетом прямого кулоновского взаимодействия и короткодействующего обменного взаимодействия электрона и дырки, $\hbar\Gamma_0$ — радиационное затухание экситона (при $k = 0$) в энергетических единицах, а вкладом $\hbar^2 k^2/2M$ пренебрегается. Формула (7a) верна при $k \gg \omega_{exc}/c$ и описывает вклад дальнедействующего обменного взаимодействия между электроном и дыркой в энергию экситона. Появление линейной дисперсии можно интерпретировать как результат резонансного переноса возбуждения [94]. Из выражения (7a) следует, что групповая скорость продольного экситона

$$\mathbf{v}_L(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k}}{k} \frac{\hbar\Gamma_0}{\mathcal{E}_L(0)}c. \quad (7b)$$

В ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, как показывают расчеты [95], дальнедействующее обменное взаимодействие экранируется, что приводит к некоторому уменьшению $\mathcal{E}_L(\mathbf{k})$ и $\mathbf{v}_L(\mathbf{k})$ по сравнению с формулами (7). Из (7b) следует, что скорость распространения продольных экситонов составляет порядка $10^{-3}c$,³⁾ что, как отмечалось в работе [54], недостаточно для объяснения эксперимента.

Обнаруженное в ряде экспериментов сверхбыстрое распространение экситонов, однако, может быть связано с распространением электромагнитного поля по волноводным модам, которые могут формироваться в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах. Расчет дисперсии и скоростей распространения волноводных мод для модельной системы, представленной на рис. 1, несложно выполнить в рамках общей теории планарных волноводов [56, 57]. Для этого введем стандартные обозначения $n_c = 1$ для показателя преломления воздуха (покрывающий слой), $n_s = n_{SiO_2} = 1.46$ для показателя преломления подложки SiO_2 и $n_f = n_{hBN} = 2.2$ для показателя преломления пленки гексагонального нитрида бора (анизотропией его оптических свойств как и частотной дисперсией показателей преломления для простоты пренебрегаем) [96]. Вкладом в отражение

²⁾ В реальности скорость растекания может быть еще меньше и связана с формированием вихрей, ср. с [15].

³⁾ Как и для любых квазичастиц с линейной дисперсией, рассеяние продольного экситона на статических дефектах и фононах при $k \rightarrow 0$ подавляется, например, из-за уменьшения плотности состояний.

света от монослоя ДПМ также пренебрегаем.⁴⁾ Поскольку выполнено соотношение

$$n_f > n_s > n_c,$$

в слое нитрида бора действительно может формироваться волноводная мода. Параметры асимметрии волновода для ТЕ- и ТМ-мод записываются в виде

$$\alpha_{TE} = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2}, \quad \alpha_{TM} = \alpha_{TE} \frac{n_f^4}{n_c^4}. \quad (8)$$

Закон дисперсии для ТЕ-мод может быть представлен как [56, 57]

$$V\sqrt{1-b} = \pi m + \arctg \sqrt{b/(1-b)} + \arctg \sqrt{(b + \alpha_{TE})/(1-b)}, \quad (9)$$

где

$$V = \frac{\omega}{c} d \sqrt{n_f^2 - n_s^2}, \quad b = \frac{(ck/\omega)^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2}. \quad (10)$$

Здесь ω — частота моды, k — абсолютная величина волнового вектора в плоскости слоев, а $m = 0, 1, 2, \dots$ нумерует моды.

На рис. 2 а представлена дисперсия двух нижших по энергии волноводных мод ТЕ-поляризации в рассматриваемой структуре (сплошные кривые, маркированные $m = 0$ и $m = 1$), а также дисперсионные линии для света в воздухе (пунктир), в hBN (штриховая) и в SiO₂ (штрихпунктир). Дисперсия рассчитана по формуле (9). Видно, что волноводные моды присутствуют в широком диапазоне волновых векторов и энергий. Их энергия изменяется от энергии фотона в слое подложки ($\hbar ck/n_s$) при малых волновых векторах, когда поле в основном сосредоточено в слое SiO₂, до энергии $\hbar ck/n_f$ при больших k , когда поле локализуется в слое hBN. Энергии отсечки мод при малых k определяются условием «отрыва» дисперсионной кривой волноводной моды от светового конуса подложки, что соответствует $b = 0$ в (10). Согласно (9) получаем

$$\frac{\omega_{TE, TM}^{cut-off}}{c} = \frac{\sqrt{n_f^2 - n_s^2}}{d} (\pi m + \arctg \sqrt{\alpha_{TE, TM}}). \quad (11)$$

Для выбранных параметров структуры энергии отсечки двух нижших ТЕ-мод представлены на рис. 2 а горизонтальными пунктирными линиями. Зависимость энергий отсечки от толщины слоя нитрида

⁴⁾ Его можно учесть как небольшую перенормировку толщины d слоя нитрида бора.

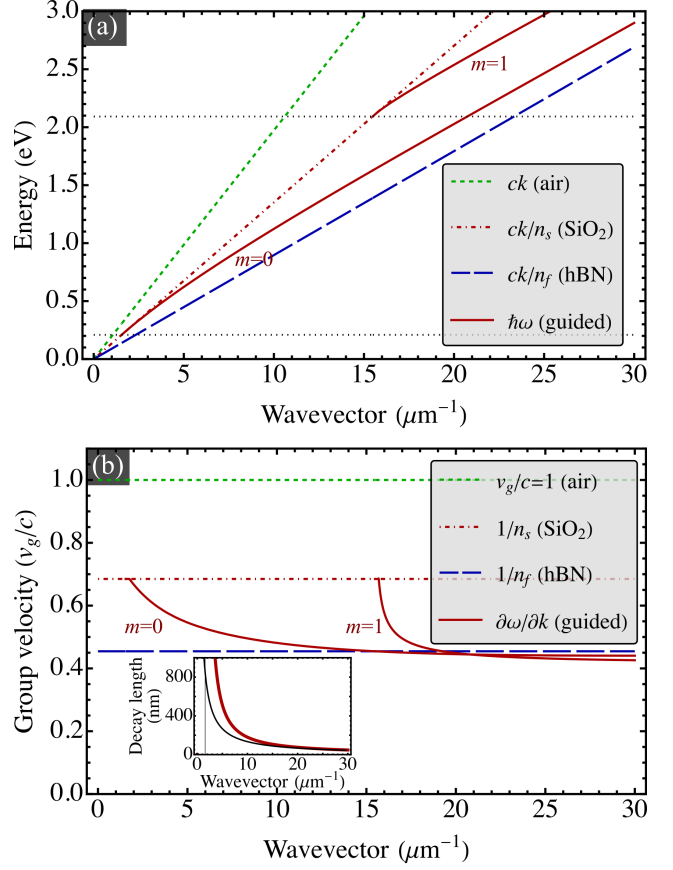


Рис. 2. (В цвете онлайн) а — Дисперсия двух нижних по энергии волноводных ТЕ-мод (сплошные кривые), рассчитанная путем решения уравнения (9) для структуры, представленной на рис. 1, а также дисперсия света в воздухе (пунктир), в волноводном слое нитрида бора (штриховая) и в подложке SiO₂ (штрихпунктир). Горизонтальные пунктиры — энергии отсечки мод, формула (11) и рис. 3. б — Групповая скорость мод, найденная по формуле (13). На вставке показана длина затухания основной волноводной моды в слое SiO₂: точный расчет согласно (12) — красная кривая; приближение больших волновых векторов — черная кривая. Толщина слоя гексагонального нитрида бора $d = 200$ нм. Показатели преломления $n_{hBN} = 2.2$, $n_{SiO_2} = 1.46$

бора проиллюстрирована на рис. 3 (сплошные линии соответствуют ТЕ-модам, штрихпунктирные — ТМ-модам). Глубина проникновения поля в подложку SiO₂, рассчитанная согласно формуле

$$\ell = \left[k^2 - \left(n_s \frac{\omega}{c} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (12)$$

показана на вставке к рис. 2 б красной кривой. Черная кривая — асимптотика (12) при больших k , когда $\omega = ck/n_f$.

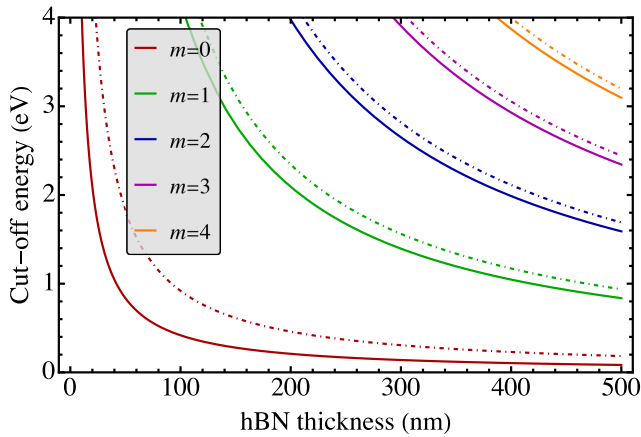


Рис. 3. (В цвете онлайн) Энергии отсечки пяти нижних по энергии мод в структуре, представленной на рис. 1, в зависимости от толщины слоя нитрида бора, рассчитанные по формуле (11). ТЕ-моды показаны сплошными кривыми, ТМ-моды — штрихпунктирными. Показатели преломления

$$n_{\text{hBN}} = 2.2, n_{\text{SiO}_2} = 1.46$$

Рисунок 2b показывает групповую скорость распространения двух нижних по энергии волноводных ТЕ-мод ($m = 0, 1$)

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}}, \quad (13)$$

рассчитанную по найденной из выражения (9) дисперсии. Групповая скорость волноводных мод меняется в диапазоне от скорости света в подложке SiO_2 (при малых волновых векторах) до примерно скорости света в гексагональном нитриде бора (при больших значениях k). Она составляет несколько десятых скорости света в вакууме. Таким образом, представленная на рис. 1 структура поддерживает сверхбыстрые (по сравнению с экситонами) оптические волноводные моды.

Эти моды, как видно на рис. 2, находятся ниже светового конуса в вакууме и не могут напрямую возбуждаться падающим на образец светом. В условиях экспериментов возбуждение волноводных мод может осуществляться за счет рассеяния света на неоднородностях самой структуры (характерные размеры изучаемых образцов составляют 10...100 мкм) или в виде вторичного излучения возбуждаемых падающим светом экситонов. При этом рассеяние на шероховатостях может быть подавлено вблизи частоты отсечки из-за большой глубины проникновения поля в SiO_2 (см. вставку на рис. 2b). Нелинейные и пороговые эффекты при возникнове-

нии сверхбыстрого распространения экситонов, наблюдающиеся на опыте, могут быть связаны с изменением условий рассеяния света (например, из-за светоиндуцированного сдвига экситонной дисперсии) или с увеличением числа фотонов, попадающих в волноводную моду. Свет, распространяясь по волноводным модам, может порождать экситоны в монослое вдали от пятна возбуждения, которые, в свою очередь, порождают люминесценцию, детектируемую в эксперименте на частоте экситонного резонанса. Таким образом, процесс

падающий фотон \rightarrow

\rightarrow рассеяние (шероховатости, экситоны) \rightarrow

\rightarrow фотон в волноводной моде \rightarrow

\rightarrow экситон/рассеяние \rightarrow вторичный фотон (14)

может отвечать за кажущееся сверхбыстрое распространение экситонов. Фактически же энергия переносится светом в волноводной моде, а задержка в распространении складывается из собственно задержки в распространении света и задержек, связанных с формированием вторичной люминесценции. Подчеркнем, что в случае, когда волноводная мода заселяется за счет высвечивания фотовозбужденного экситона (рассеяние света на экситоне), вторичный фотон на частоте экситона может формироваться при рассеянии волноводного фотона на неоднородностях структуры.

Диффузионное распространение экситонов и сверхбыстрый перенос фотонов по волноводным модам приводит к различным профилям распределения интенсивности вторичного свечения. Рассмотрим для простоты одномерный случай. В случае диффузии распределение имеет гауссов вид:

$$I_{diff}(x, t) \propto \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right). \quad (15a)$$

Напротив, для предлагаемого процесса (14) световой импульс распространяется с групповой скоростью v_g (13), а вторичное свечение появляется с некоторой задержкой на время релаксации всюду, где уже «прошла» волноводная мода:

$$I_{wg}(x, t) \propto \theta(|x| - v_g t), \quad (15b)$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Последнее выражение верно на временах, значительно превышающих время задержки. Рассеяние и поглощение волноводной моды приводит к умножению распределения (15b) на экспоненциальную функцию $\exp(-|x|/l)$, где l — длина затухания волноводной моды.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе дан краткий обзор режимов распространения экситонов в полупроводниковых гетероструктурах на основе атомарно-тонких полупроводников — дихалькогенидов переходных металлов. Перечислены особенности диффузионного и сверхтекучего распространения квазичастиц. На основе расчета фотонных мод в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах предложен механизм, связанный с формированием волноводных мод в слое гексагонального нитрида бора, возбуждение которых за счет рассеяния света на неоднородностях структуры или экситонах, их распространение, последующая генерация экситонов и их излучение могут привести к сверхбыстрому — со скоростями, составляющими десятки доли скорости света в вакууме, — переносу энергии. Этот эффект может приводить к кажущемуся сверхбыстрому распространению экситонов.

Авторы не претендуют как на то, что предложенный механизм в полной мере отвечает за все наблюдения сверхбыстрого экситонного транспорта в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, так и, в частности, на количественное описание экспериментов [50–54]. Например, в структурах с более сложной подложкой $h\text{BN}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ показатель преломления кремния превышает показатели преломления остальных слоев, поэтому волноводная мода будет затухать за счет туннелирования в кремниевую подложку, однако этот эффект подавляется при относительно больших волновых векторах. С другой стороны, если затухание волновой моды мало и для некоторых волновых векторов выполнены условия резонанса энергии экситона и волноводной моды, то возможен и режим сильной связи, сопровождающийся формированием экситонных поляритонов, наподобие рассмотренных в работах [60, 97] для структурированных подложек. В таком режиме ожидаются существенные перенормировки дисперсии и, естественно, изменения режимов распространения квазичастиц [61].

В заключение отметим, что возможность наличия волноводных мод следует учитывать при анализе транспортных эффектов на экситонах в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, а дальнейшие эксперименты и детальное моделирование позволят окончательно прояснить вопрос со сверхбыстрым распространением экситонов или фотонов в этих интересных объектах.

Благодарности. Авторы выражают благодарность А. Granados del Aguila за ценные обсуждения.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 23-12-00142.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Kapitza, *Nature* **141**, 74 (1938).
2. J. F. Allen and A. D. Misener, *Nature* **141**, 75 (1938).
3. L. D. Landau, *J. Phys. (USSR)* **5**, 71 (1941).
4. N. N. Bogolyubov, *J. Phys. (USSR)* **11**, 23 (1947).
5. R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **91**, 1291 (1953).
6. Oliver Penrose and Lars Onsager, *Phys. Rev.* **104**, 576 (1956).
7. L.P. Pitaevskii and S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, Clarendon Press, Oxford (2003).
8. J. Frenkel, *Phys. Rev.* **37**, 17 (1931).
9. G. H. Wannier, *Phys. Rev.* **52**, 191 (1937).
10. N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc. A* **167**, 384 (1938).
11. E. F. Gross and N. A. Karrjew, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **84**, 471 (1952).
12. S. A. Moskalenko, *Sov. Phys. Solid State* **4**, 199 (1962).
13. J. M. Blatt, K. W. Böer, and W. Brandt, *Phys. Rev.* **126**, 1691 (1962).
14. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, *ЖЭТФ* **54**, 978 (1968) [L. V. Keldysh and A. N. Kozlov, *Sov. Phys. JETP* **27**, 521 (1968)].
15. В. А. Гергель, Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, *ЖЭТФ* **54**, 298 (1968) [V. A. Gergel', R. F. Kazarinov, and R. A. Suris, *Sov. Phys. JETP* **27**, 159 (1968)].
16. В. М. Агранович, Б. С. Тошич, *ЖЭТФ* **53** 149 (1967) [V. M. Agranovich and B. S. Toshich, *Sov. Phys. JETP* **26**, 104 (1968)].
17. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970) [V. L. Be-rezinskiĭ, *Sov. Phys. JETP* **32**, 493 (1971)].
18. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
19. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 556 (1975) [Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, *JETP Lett.* **22**, 274 (1975)].
20. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 304 (1994).

21. L. V. Butov, J. Phys.: Condens. Matter. **16**, R1577 (2004).
22. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **84**, 390 (2006) [A. V. Gorbunov and V. B. Timofeev, JETP Lett. **84**, 329 (2006)].
23. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymanska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and Le Si Dang, Nature **443**, 409 (2006).
24. S. Christopoulos, G. Baldassarri Höger von Högersthal, A. J. D. Grundy, P. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Christmann, R. Butté, E. Feltn, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, Phys. Rev. Lett. **98**, 126405 (2007).
25. K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. Andre, Le Si Dang, and B. Deveaud-Pledran, Nat. Phys. **4**, 706 (2008).
26. A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy, D. Ballarini, E. del Valle, M. D. Martin, A. Lemaitre, J. Bloch, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, C. Tejedor, and L. Vina, Nature **457**, 291 (2009).
27. V. V. Belykh, N. N. Sibeldin, V. D. Kulakovskii, M. M. Glazov, M. A. Semina, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel, Phys. Rev. Lett. **110**, 137402 (2013).
28. M. Stern, V. Umansky, and I. Bar-Joseph, Science **343**, 55 (2014).
29. Y. Shilo, K. Cohen, B. Laikhtman, K. West, L. Pfeiffer, and R. Rapaport, Nat. Commun. **4**, 2335 (2013).
30. S. Misra, M. Stern, A. Joshua, V. Umansky, and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **120**, 047402 (2018).
31. I. Carusotto and C. Ciuti, Rev. Mod. Phys. **85**, 299 (2013).
32. A. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford Univ. Press, UK (2011).
33. *Exciton Polaritons in Microcavities*, ed. by V. Timofeev and D. Sanvitto, Springer, Berlin (2012).
34. М. М. Глазов, Р. А. Сурис, УФН **190**, 1121 (2020) [M. M. Glazov and R. A. Suris, Physics-Uspekhi **63**, 1051 (2020)].
35. A. K. Geim and I. V. Grigorieva, Nature **499**, 419 (2013).
36. A. V. Kolobov and J. Tominaga. *Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides*. Springer Intern. Publ., Switzerland (2016).
37. C. Schneider, M. M. Glazov, T. Korn, S. Höfling, and B. Urbaszek, Nat. Commun. **9**, 2695 (2018).
38. A. Splendiani, L. Sun, Y. Zhang, T. Li, J. Kim, C.-Y. Chim, G. Galli, and F. Wang, Nano Lett. **10**, 1271 (2010).
39. K. F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, and T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. **105**, 136805 (2010).
40. M. Selig, G. Berghäuser, A. Raja, P. Nagler, C. Schüller, T. F. Heinz, T. Korn, A. Chernikov, E. Malic, and A. Knorr, Nat. Commun. **7**, 13279 (2016).
41. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
42. М. В. Дурнев, М. М. Глазов, УФН **188**, 913 (2018) [M. V. Durnev and M. M. Glazov, Physics-Uspekhi **61**, 825 (2018)].
43. М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко, Письма в ЖЭТФ **113**, 10 (2021) [M. M. Glazov and E. L. Ivchenko, JETP Lett. **113**, 7 (2021)].
44. М. А. Семина, Р. А. Сурис, УФН **192**, 121 (2022) [M. A. Semina and R. A. Suris, Physics-Uspekhi **65**, 111 (2022)].
45. M. M. Fogler, L. V. Butov, and K. S. Novoselov, Nat. Commun. **5**, 4555 (2014).
46. O. L. Berman and R. Ya. Kezerashvili, Phys. Rev. B **93**, 245410 (2016).
47. S. Conti, M. Van der Donck, A. Perali, F. M. Peeters, and D. Neilson, Phys. Rev. B **101**, 220504 (2020).
48. A. Chernikov and M. M. Glazov, in *2D Excitonic Materials and Devices*, Ch. *Exciton Diffusion in 2D van der Waals Semiconductors*, ed. by P. B. Deotare and Z. Mi, Elsevier, Amsterdam (2023).
49. E. Malic, R. Perea-Causin, R. Rosati, D. Erckensten, and S. Brem, Nat. Commun. **14**, 3430 (2023).
50. L. H. Fowler-Gerace, D. J. Choksy, and L. V. Butov, Phys. Rev. B **104**, 165302 (2021).
51. L. H. Fowler-Gerace, Zhiwen Zhou, E. A. Szwed, and L. V. Butov, preprint arXiv:2204.09760 (2022).
52. L. H. Fowler-Gerace, Zhiwen Zhou, E. A. Szwed, D. J. Choksy, and L. V. Butov, preprint arXiv:2307.00702 (2023).
53. D. Beret, L. Ren, C. Robert, L. Foussat, P. Renucci, D. Lagarde, A. Balocchi, T. Amand, B. Urbaszek, K. Watanabe, T. Taniguchi, X. Marie, and L. Lombez, Phys. Rev. B **107**, 045420 (2023).

54. A. G. del Águila, Y. R. Wong, I. Wadgaonkar, A. Fieramosca, X. Liu, K. Vaklinova, S. Dal Forno, T. T. Ha Do, H. Y. Wei, K. Watanabe, T. Taniguchi, K. S. Novoselov, M. Koperski, M. Battiato, and Q. Xiong, *Nat. Nano.* **18**, 1012 (2023).
55. M. M. Glazov, *Nat. Nano.* **18**, 972 (2023).
56. T. Tamir, ed., *Guided-Wave Optoelectronics*, Springer, Berlin (1988).
57. K. J. Ebeling, *Integrated Optoelectronics*, Springer, Berlin (1993).
58. C. H. Henry, G. E. Blonder, and R. F. Kazarinov, *J. Lightwave Technol.* **7**, 1530 (1989).
59. F. Fedichkin, T. Guillet, P. Valvin, B. Jouault, C. Brimont, T. Bretagnon, L. Lahourcade, N. Grandjean, P. Lefebvre, and M. Vladimirova, *Phys. Rev. Appl.* **6**, 014011 (2016).
60. Q. Guo, B. Wu, R. Du, J. Ji, K. Wu, Y. Li, Z. Shi, S. Zhang, and H. Xu, *ACS Photonics* **9**, 2817 (2022).
61. A. N. Osipov, I. V. Iorsh, A. V. Yulin, and I. A. Shelykh, *Phys. Rev. B* **108**, 104202 (2023).
62. P. Back, S. Zeytinoglu, A. Ijaz, M. Kroner, and A. Imamoglu, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 037401 (2018).
63. J. Horng, Y.-H. Chou, T.-C. Chang, C.-Y. Hsu, T.-C. Lu, and H. Deng, *Optica* **6**, 1443 (2019).
64. H. H. Fang, B. Han, C. Robert, M. A. Semina, D. Lagarde, E. Courtade, T. Taniguchi, K. Watanabe, T. Amand, B. Urbaszek, M. M. Glazov, and X. Marie, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 067401 (2019).
65. L. Ren, C. Robert, M. Glazov, M. Semina, T. Amand, L. Lombez, D. Lagarde, T. Taniguchi, K. Watanabe, and X. Marie, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 116901 (2023).
66. I. A. Eliseyev, B. R. Borodin, D. R. Kazanov, A. V. Poshakinskiy, M. Remskar, S. I. Pavlov, L. V. Kotova, P. A. Alekseev, A. V. Platonov, V. Yu. Davydov, and T. V. Shubina, *Adv. Opt. Mater.* **11**, 2202782 (2023).
67. F. Cadiz, E. Courtade, C. Robert, G. Wang, Y. Shen, H. Cai, T. Taniguchi, K. Watanabe, H. Carrere, D. Lagarde, M. Manca, T. Amand, P. Renucci, S. Tongay, X. Marie, and B. Urbaszek, *Phys. Rev. X* **7**, 021026 (2017).
68. D. Christiansen, M. Selig, G. Berghäuser, R. Schmidt, I. Niehues, R. Schneider, A. Arora, S. M. de Vasconcelos, R. Bratschitsch, E. Malic, and A. Knorr, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 187402 (2017).
69. S. Shree, M. Semina, C. Robert, B. Han, T. Amand, A. Balocchi, M. Manca, E. Courtade, X. Marie, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. M. Glazov, and B. Urbaszek, *Phys. Rev. B* **98**, 035302 (2018).
70. M. M. Glazov, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 166802 (2020).
71. M. M. Glazov, Z. A. Iakovlev, and S. Refaely-Abramson, *Appl. Phys. Lett.* **121**, 192106 (2022).
72. K. Wagner, J. Zipfel, R. Rosati, E. Wietek, J. D. Ziegler, S. Brem, R. Perea-Causín, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. M. Glazov, E. Malic, and A. Chernikov, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 076801 (2021).
73. K. Wagner, Z. A. Iakovlev, J. D. Ziegler, M. Cuccu, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. M. Glazov, and A. Chernikov, *Nano Lett.* **23**, 4708 (2023).
74. E. Wietek, M. Florian, J. Göser, T. Taniguchi, K. Watanabe, A. Högele, M. M. Glazov, A. Steinhoff, and A. Chernikov, *Phys. Rev. Lett.* **132**, 016202 (2024).
75. M. Danovich, V. Zólyomi, V. I. Fal'ko, and I. L. Aleiner, *2D Mater.* **3**, 035011 (2016).
76. G. Moody, J. Schaibley, and X. Xu, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, C39 (2016).
77. M. Manca, M. M. Glazov, C. Robert, F. Cadiz, T. Taniguchi, K. Watanabe, E. Courtade, T. Amand, P. Renucci, X. Marie, G. Wang, and B. Urbaszek, *Nat. Commun.* **8**, 14927 (2017).
78. 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).
79. K.-Q. Lin, C. S. Ong, S. Bange, P. E. Faria Jr., B. Peng, J. D. Ziegler, J. Zipfel, C. Bäuml, N. Paradiso, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Strunk, B. Monserrat, J. Fabian, A. Chernikov, D. Y. Qiu, S. G. Louie, and J. M. Lupton, *Nat. Commun.* **12**, 5500 (2021).
80. M. Kulig, J. Zipfel, P. Nagler, S. Blanter, C. Schüller, T. Korn, N. Paradiso, M. M. Glazov, and A. Chernikov, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 207401 (2018).
81. D. F. Cordovilla Leon, Z. Li, S. W. Jang, and P. B. Deotare, *Phys. Rev. B* **100**, 241401 (2019).
82. F. Tagarelli, E. Lopriore, D. Erckensten, R. Perea-Causín, S. Brem, J. Hagel, Z. Sun, G. Pasquale, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Malic, and A. Kis, *Nat. Phot.* **17**, 615 (2023).
83. J. Zipfel, M. Kulig, R. Perea-Causín, S. Brem, J. D. Ziegler, R. Rosati, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. M. Glazov, E. Malic, and A. Chernikov, *Phys. Rev. B* **101**, 115430 (2020).

84. R. Perea-Causín, S. Brem, R. Rosati, R. Jago, M. Kulig, J. D. Ziegler, J. Zipfel, A. Chernikov, and E. Malic, *Nano Lett.* **19**, 7317 (2019).
85. M. M. Glazov, *Phys. Rev. B* **100**, 045426 (2019).
86. A. Filinov, N. V. Prokof'ev, and M. Bonitz, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 070401 (2010).
87. E. A. Кузнецов, М. Ю. Каган, ТМФ **202**, 458 (2020) [E. A. Kuznetsov and M. Yu. Kagan, *Theor. Math. Phys.* **202**, 399 (2020)].
88. Lucio Claudio Andreani and Franco Bassani, *Phys. Rev. B* **41**, 7536 (1990).
89. С. В. Гупалов, Е. Л. Ивченко, А. В. Кавокин, ЖЭТФ **113**, 703 (1998) [S. V. Goupalov, E. L. Ivchenko, and A. V. Kavokin, *JETP* **86**, 388 (1998)].
90. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science, Harrow UK (2005).
91. M. M. Glazov, T. Amand, X. Marie, D. Lagarde, L. Bouet, and B. Urbaszek, *Phys. Rev. B* **89**, 201302 (2014).
92. H. Yu, G.-B. Liu, P. Gong, X. Xu, and W. Yao, *Nat. Commun.* **5**, 3876 (2014).
93. M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Wang, T. Amand, X. Marie, B. Urbaszek, and B. L. Liu, *Phys. Stat. Sol. (b)* **252**, 2349 (2015).
94. V. M. Agranovich and M. D. Galanin, *Electronic Excitation Energy Transfer in Condensed Matter*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1982).
95. A. I. Prazdnichnykh, M. M. Glazov, L. Ren, C. Robert, B. Urbaszek, and X. Marie, *Phys. Rev. B* **103**, 085302 (2021).
96. 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).
97. K. L. Koshelev, S. K. Sychev, Z. F. Sadrieva, A. A. Bogdanov, and I. V. Iorsh, *Phys. Rev. B* **98**, 161113 (2018).