Влияние толщины пленки WSe_2 на модуляцию терагерцового сигнала оптическим излучением в структурах WSe_2/Si

© Е.А. Булавинцева, Е.Д. Лебедева, М.С. Лаптева, М.В. Козинцева, А.В. Кудрявцев ¶, С.Д. Лавров, Е.Д. Мишина

МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, Россия

¶ e-mail: kudryavcev_a@mirea.ru

Поступила в редакцию 08.12.2025 г.
В окончательной редакции 15.12.2025 г.
Принята к публикации 17.12.2025 г.

Проведено исследование воздействия непрерывного оптического излучения на пропускание терагерцовых (THz) импульсов структурами WSe_2/Si, полученными методом химической эксфолиации. В качестве подложки использовался высокоомный кремний, обладающий высоким временем жизни носителей заряда. Получены 2 типа структур — с относительно тонким (20−60 nm) и с толстым (200−400 nm) слоями WSe_2 — дихалькогенида переходного металла (ДПМ). Исследованы их структура и оптические свойства. Показано, что уменьшение толщины слоя ДПМ приводит к увеличению глубины модуляции THz-излучения оптическим излучением. Показано, что основным механизмом уменьшения пропускания при оптической подсветке THz-волны является (наряду с эффектами фотопроводимости как в подложке, так и в слое ДПМ) увеличение времени жизни носителей заряда в подложке за счет пространственного разделения зарядов вблизи границы раздела ДПМ/кремний.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, спектроскопия с временным разрешением, фотопроводимость, дихалькогениды переходных металлов.

DOI: 10.61011/OS.2026.08.63700.52-26

Введение

Терагерцовый (THz) диапазон длин волн (от 500 GHz до 30 THz) начал развиваться позднее других диапазонов в силу отсутствия до последнего десятилетия надежных источников излучения. Вместе с тем это излучение имеет огромный и до сих не используемый потенциал для практического применения в различных областях науки и техники — от электроники до фотоники, от телекоммуникационных систем ^{3}6G до систем безопасности. Кроме того, развиваются методы визуализации и спектроскопии различных материалов в THz-диапазоне, включая биомедицинские. Для полной реализации потенциала THz-технологий наряду с источниками и детекторами THz-излучения необходима разработка дополнительных устройств, таких как оптические модуляторы. Эти модуляторы должны управлять параметрами THz-излучения: амплитудой, фазой, поляризацией и пространственным распределением. В частности, амплитудная модуляция имеет важное значение для обеспечения динамического управления сигналами в приложениях передачи данных и зондирования.

С точки зрения изготовления наиболее технологичными являются модуляторы на основе кремния. С точки зрения способа модуляции наиболее технологичными являются оптические модуляторы, изготовление которых не требует дорогостоящих литографических процессов. Следует отметить, что сами по себе полупроводники (германий, кремний, арсенид галлия) могут служить модуляторами, поскольку они обладают свойством фотопроводимости. Когда полупроводник подвергается воздействию оптического излучения (видимого и ближнего ИК-диапазонов), генерируются носители заряда. Этот процесс вызывает значительные изменения в их оптических и электронных свойствах.

Явление фотопроводимости полупроводников хорошо изучено практически во всех диапазонах [1,2]. Эффект фотопроводимости в THz-диапазоне и методика исследования THz-волн, основанная на этом явлении, также хорошо известны и изучены и применялись для различных целей в различных системах [3–5]. Вместе с тем в последние годы эта тема получила новый импульс благодаря развитию современных материалов и технологий [6–11].

Актуальной задачей является увеличение глубины модуляции в различных условиях. В работах [12–16] показано, что нанесение на поверхность полупроводника двумерных материалов (графена, дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ)) существенно повышает глубину модуляции THz-излучения в диапазоне 0.5−2 THz. Достаточно неожиданным явился тот факт, что даже один монослой ДПМ, нанесенный на кремниевую подложку, способен значительно увеличить глубину модуляции.

Для создания THz-модуляторов используются различные ДПМ, полученные разными методами, что обусловливает различия их оптических и электронных свойств. Методом химического осаждения из газовой

фазы (ХОГФ) осаждают ДПМ либо непосредственно на кремний, либо на диэлектрическую подложку с последующим переносом на полупроводниковую. Толщины пленок ДПМ при этом могут колебаться от одного монослоя до десятков монослоев. В настоящее время широко применяется метод химической эксфолиации (Liquid Phase Exfoliation (LPE)) объемных ДПМ с последующим осаждением коллоидного раствора на подложку, поскольку он является самым дешевым и доступным, а также позволяет получать хорошие результаты. Толщина таких пленок может варьировать от нескольких нанометров до $1-2\,\mu$m, при этом глубина модуляции прошедшей THz-волны сравнима с глубиной модуляции ХОГФ-пленками. Отметим, что структуры ДПМ/Si, полученные химической эксфолиацией, ранее уже были успешно использованы в качестве материала для солнечных элементов [17].

Для оптической модуляции прошедшей THz-волны используются источники непрерывного излучения (CW) в первую очередь с длинами волн 520 и 532 nm [18,19] и 808 nm [20,21]. Существуют также исследования, в которых используется излучение ультрафиолетового (400 nm) и инфракрасного (1064 nm) диапазонов [22]. Следует отметить, что воспроизводимость полученных результатов даже для идентичных материалов остаётся неудовлетворительной, что обусловлено прежде всего спецификой технологии изготовления образцов и их индивидуальными характеристиками. Существенное влияние оказывают также параметры излучения, используемого для оптического воздействия, прежде всего используемая длина волны относительно спектров поглощения ДПМ и подложки. Установлено, что в THz-диапазоне оптические свойства ДПМ на диэлектрических подложках (стекло, сапфир) остаются неизменными при воздействии этого излучения. Основной вклад в изменение поглощения и пропускания THz-излучения вносят процессы, происходящие на интерфейсе ДПМ/кремний, что существенно определяет эффективность оптической модуляции. Для обеспечения практического использования пленок, полученных химической эксфолиацией, в качестве компонент полупроводниковых структур для оптических модуляторов THz-излучение требуются дальнейшие исследования механизмов фотопроводимости на границе раздела ДПМ/объемный полупроводник, а также оптимизация получения таких структур.

В настоящей работе приведены результаты исследования структур WSe_2/Si, полученных методом химической эксфолиации. Проведен подробный анализ структур. Исследовалось пропускание THz-излучения в диапазоне $0.5-2.5$ THz такими структурами без подсветки и при ее наличии. В качестве подсветки использовалось непрерывное излучение с длиной волны 532 nm. Предложена качественная модель, описывающая изменение оптических свойств структур WSe_2/Si при подсветке.

Материалы и методы

Для химической эксфолиации [23] использовались объемные кристаллы WSe_2 (6carbon, Китай). В колбу объемом 2 ml помещался 1 mg кристаллов. В качестве дисперсионного растворителя в колбу добавлялся раствор ацетона и дистиллированной воды в пропорции 1:1 (аналогично работе [24]). Для расслоения кристаллов в растворе использовалась ультразвуковая ванна с частотой ультразвука 37 kHz и мощностью 80 W. Раствор подвергался ультразвуковой обработке в течение 0.5 h при комнатной температуре. Данное время было достаточным для получения устойчивой коллоидной дисперсии ДПМ. Подобным методом было создано две серии образцов различной по толщине создаваемой пленки ДПМ. При создании толстой пленки раствор наносился на подложки высокоомного кремния (111) (АО „ТЕЛЕКОМ-СТВ“ FZ-кремний), предварительно нагретых до температуры 80 °C капельным методом. Для создания тонких образцов проводилась та же операция, но перед нанесением на подложку полученный раствор помещался в центрифугу и проходил процесс центрифугирования на протяжении 5 min на скорости 4000 rpm. При центрифугировании кристаллиты ДПМ разделялись по скорости седиментации, зависящей от их гидродинамического размера (толщины и латеральных размеров), что позволяет выделить только самые малые по толщине. Для анализа образцов в едином цикле изготавливались контрольные образцы на подложках Al_2O^3.

В настоящей работе проводилось исследование топографии и оценивались толщины образцов методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) (Ntegra Academia, НТМДТ и полуконтактные зонды серии NS15). На рис. 1, *a* представлена АСМ-карта топографии тонкой пленки WSe_2 на подложке Si. В среднем толщина полученной пленки ДПМ составляет 30 nm, но на поверхности подложки также присутствуют как толстые кристаллиты (больше 60 nm), так и тонкие (меньше 10 nm), как представлено на графиках профилей (рис. 1, *b*). Толстая пленка является квазисплошной с толщиной 80–100 nm. Для тонкой пленки покрытие неполное — кристаллиты ДПМ занимают около 60 % площади подложки.

Для предварительного анализа образцов, полученных методом ультразвуковой эксфолиации, применялась методика стандартной оптической спектрофотометрии. Измерения выполнялись на спектрофотометре МС 122М Sol instruments в оптическом диапазоне 400–800 nm с шагом 0.5 nm. Пучок оптического излучения размером 5×5 mm нормально падал на поверхность образца. Раствор с кристаллами наносился на прозрачную подложку, помещался в измерительную камеру, после чего регистрировалась оптическая плотность структур. Покрытие кристаллитами ДПМ всей поверхности подложки обеспечивало усреднённый отклик, что позволяло более полно охарактеризовать состав образцов.

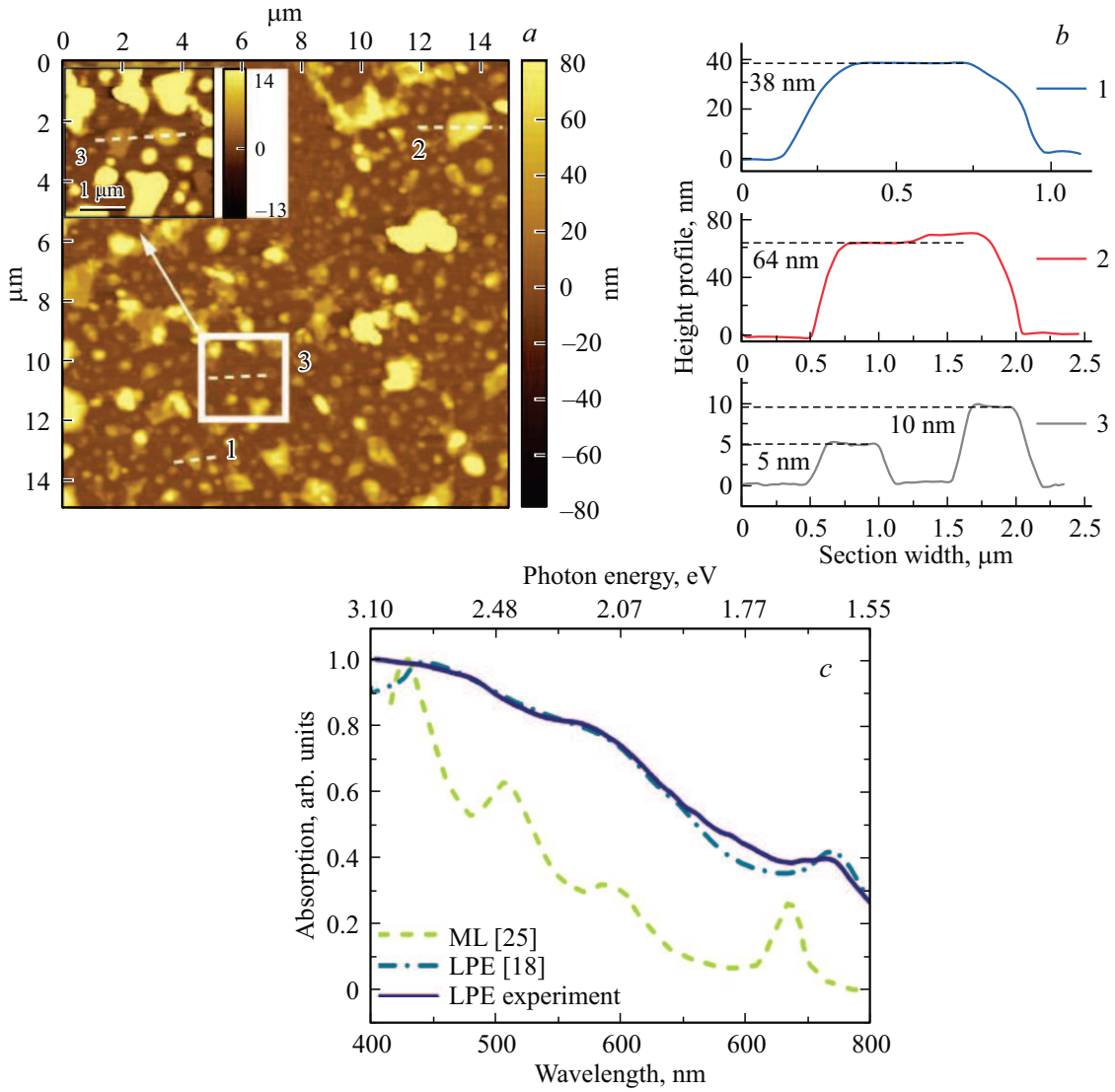


Рис. 1. (*a*) — АСМ-карта топографии тонкого образца WSe_2/Si, белые штриховые линии — линии сечений; (*b*) — профили высоты кристаллитов, взятые по сечениям *1*, *2* и *3* соответственно; (*c*) — экспериментальный спектр поглощения (сплошная линия) в сравнении с литературными данными (для монослоя [25] и пленки, полученной методом химической эксфолиации [26]).

На рис. 1, *c* представлен спектр поглощения контрольного образца (сплошная синяя линия). Для сравнения также представлены спектры из литературных данных: монослоя WSe_2 [25] и пленки, полученной методом химической эксфолиации [26]. Область 700–800 nm представляет собой характерную экситонную область для WSe_2 — в наших измерениях этот экситон хорошо проявляется, его энергия составляет 1.62 eV (765 nm). Это значение практически совпадает с литературными данными также для пленок, полученных методом химической эксфолиации 1.61 eV (768 nm) [26]. Отметим, что эти значения близки к значениям энергии экситона в объемных образцах [27]. Все они сдвинуты в красную сторону по сравнению с монослоем (1.69 eV–734 nm).

Для проведения THz-спектроскопии исследуемых образцов в качестве источника THz-излучения использовался кристалл-генератор ZnTe толщиной 2 mm, возбуждаемый фемтосекундными импульсами титан-сапфировой лазерной системы с регенеративным усилителем (Avesta Project). Длительность импульсов составляла 40 fs с центральной длиной волны 800 nm и частотой повторения 1 kHz. На кристалл-генератор попадал лазерный возбуждающий импульс с плотностью энергии равной 1.5 mJ/cm^2, что соответствует 3 mJ энергии в импульсе. Напряженность THz-поля составила 40 kV/cm, а его энергия — 16.4 nJ. Генерируемое THz-излучение, прошедшее через образец, регистрировалось с помощью классической методики электрооптического стробирования на кристалле-детекторе ZnTe толщиной 1 mm. Импульс THz-излучения фокусировался на детектор с помощью параболического зеркала. Изменение эллиптичности зондирующего импульса ($\Delta S(t)$) реги-

стрировалось при помощи четвертьволновой пластины, призмы Волластона и балансного фотодиода в схеме с синхронным усилителем (SR-830) [28]. Измеренный таким образом THz-сигнал пропорционален величине THz-поля [29].

THz-сигнал регистрировался в двух режимах. В первом режиме измерялся временной профиль импульса THz-излучения с последующим преобразованием в спектр с помощью преобразования Фурье (Fast Fourier Transform — FFT). Интегрирование полученных таким образом спектров дает величину полного сигнала, прошедшего через образцы. Такой интегральный по времени и частоте сигнал обычно регистрируется болометром. Во втором случае регистрировался сигнал в выбранном экстремуме временного профиля. Такая регистрация осуществляется в стандартных схемах с временным разрешением.

Модуляция THz-сигнала в исследуемых структурах осуществлялась непрерывным лазерным излучением на длине волны 532 nm (Laser Quantum, finesse). Периодическое прерывание излучения на образец обеспечивалось автоматизированной заслонкой. Мощность излучения подсветки регулировалась изменением силы тока на блоке питания лазера и составляла от 50 до 440 mW. Диаметр пятна облучения — 5 mm, максимальная плотность мощности — 2.2 W/cm^2. Схема подсветки представлена на рис. 2, *e*.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены временные зависимости THz-сигнала, прошедшего через тонкий образец WSe_2/Si (*a*) и кремний (*c*) без подсветки и с подсветкой. Уменьшение пропускания при подсветке хорошо проявляется в образце во всех экстремальных точках в кремнии. Наибольшее изменение сигнала наблюдается в образце в первом максимуме временной зависимости (при $t = 0$). На рис. 2, *b*, *d* представлены спектры зарегистрированного THz-излучения в тонком образце и в кремниевой подложке соответственно. На спектрах также видно, что изменение THz-сигнала в исследуемой тонкой структуре $\Delta S_{\text{thin}}^{WSe_2}$ существенно больше, чем в подложке.

Введем величину глубины модуляции (MD — modulation depth) как $MD = \left(1 - \frac{\Delta S_{\text{On}}}{\Delta S_{\text{Off}}}\right)$. Тогда получаем на основе спектров $MD_{\text{thin}} : MD_{\text{thick}} : MD_{\text{Si}} = 0.14 : 0.06 : 0.03$ для максимальной мощности подсветки (зависимости от мощности глубины модуляции, полученной этим способом, представлены на рис. 3, *b* полыми символами).

На рис. 3, *a* представлены модуляционные кривые для тонкого образца: временные зависимости THz-сигнала при подсветке (On) и в ее отсутствие (Off) в максимуме временной зависимости. Аналогичные кривые были получены для толстого образца. В кремнии модуляционные кривые измерить не удалось — амплитуда THz-сигнала не изменялась при включении подсветки. Глубина модуляции, рассчитанная на основе кривых прямой модуляции, представлена на рис. 3, *b* сплошными символами. Зависимости от плотности близки к линейным, отношение глубин модуляций следующее: $MD_{\text{thin}} : MD_{\text{thick}} = 0.17 : 0.10$.

Из рис. 3, *b* видно, что тонким образцом достигается глубина модуляции примерно в два раза больше, чем толстым. Глубина модуляции в кремниевой подложке еще меньше, чем в толстом образце. При этом, несмотря на достаточно шумный сигнал на рис. 3, *a*, погрешность в определении глубины модуляции этим способом меньше, чем полученная из спектральных зависимостей.

Обсуждение

Для описания фотопроводящих свойств исследуемой гетероструктуры следует рассмотреть энергетическую диаграмму WSe_2/Si и процессы переноса заряда на их интерфейсе при фотовозбуждении. Как известно, для кремния электронное сродство (т.е. расстояние между дном зоны проводимости и вакуумным уровнем) составляет 4.05 eV, работа выхода (т.е. расстояние от уровня Ферми до вакуумного уровня) — около 4.6 eV (в случае собственного кремния для среза (111) как в настоящей работе), а ширина запрещённой зоны — 1.12 eV [30]. WSe_2 имеет ширину запрещённой зоны порядка 1.2 eV [31], при этом электронное сродство и работа выхода составляют 4.0 и 4.8 eV соответственно. Таким образом, данный ДПМ обладает дырочным типом проводимости. При контакте с кремнием, уровень Ферми которого лежит выше уровня Ферми WSe_2, электроны переходят из кремния в ДПМ до тех пор, пока не образуется равновесное состояние. В области контакта в кремнии образуется обеднённый свободными электронами слой, что приводит к появлению внутреннего поля, направленного из кремния в ДПМ. На поверхности кремния образуется барьер для электронов, как показано на рис. 4, *в*, а в WSe_2 — барьер для дырок.

При воздействии излучения с длиной волны 532 nm, которой соответствует энергия фотона 2.33 eV, в слое ДПМ генерируются фотовозбуждённые носители. Данной энергии кванта излучения в объёмном WSe_2 соответствуют следующие значения оптических констант: $\tilde{n}(WSe_2) = 4.60 + 1.43i$, $\alpha = 3.38 \cdot 10^5$ cm^{-1} [32]. Таким образом, характерная глубина генерации $l = \alpha^{-1}$ составляет порядка 30 nm. Поскольку в образцах WSe_2, использовавшихся в измерениях, присутствуют участки толщиной от нескольких nm, а энергия фотона накачки превышает ширину запрещённой зоны как кремния, так и ДПМ, то можно считать, что фотовозбуждённые носители заряда генерируются как в слое WSe_2, так и в слое ДПМ. За счёт градиента концентрации фотовозбуждённые носители заряда распространяются вглубь образца по направлению к границе интерфейса с кремниевой подложкой.

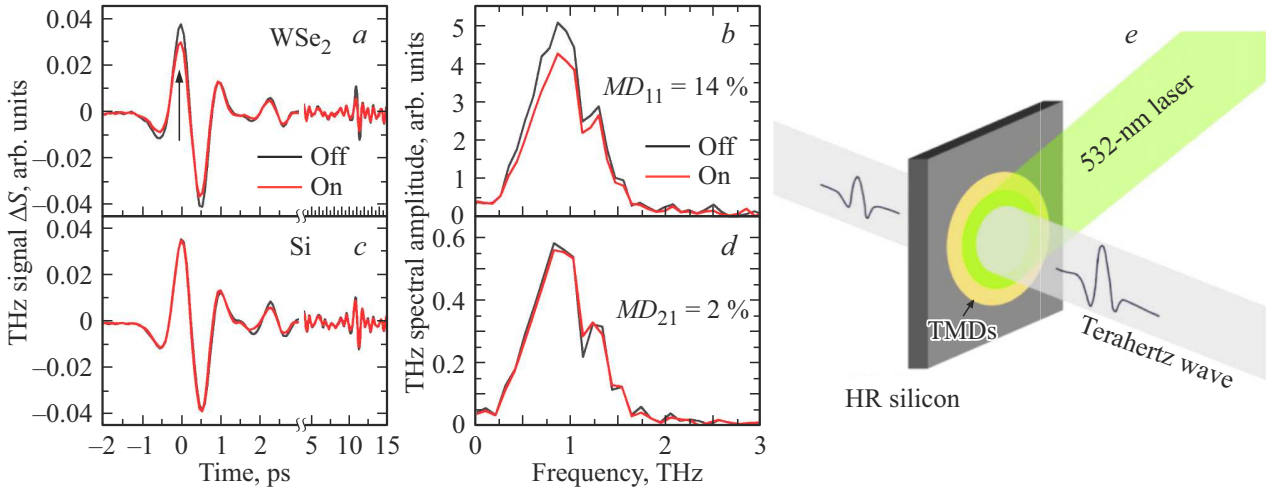


Рис. 2. Временные (a, c) и спектральные (b, d) зависимости THz-сигнала в отсутствие (черная линия) и при наличии (красная линия) подсветки непрерывным лазером с длиной волны 532 nm и мощностью излучения 440 mW. Схема подсветки (e).

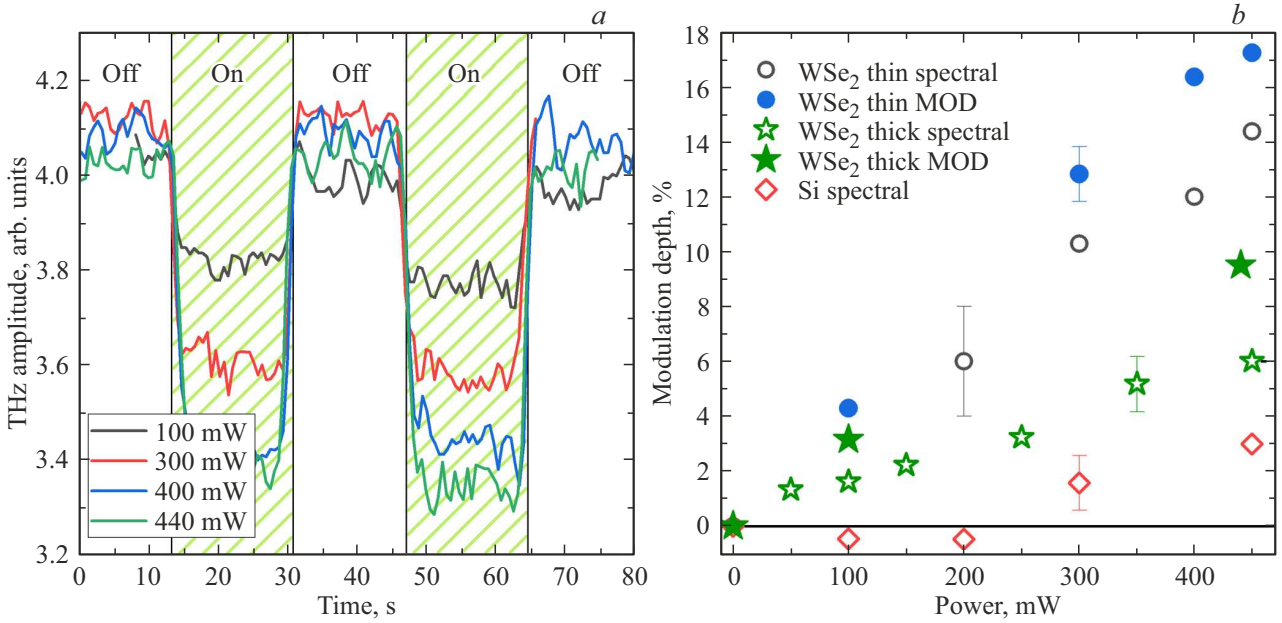


Рис. 3. (a) Временная зависимость THz-сигнала в первом максимуме временной зависимости (на рис. 2, a указан стрелкой) при периодической подсветке (On) и ее отсутствии (Off) для тонкого образца. (b) Зависимости глубины модуляции THz-сигнала от мощности засветки: заполненные символы — из экспериментов по прямой модуляции, полые символы — из спектральных зависимостей для тонкого и толстого образцов и кремниевой подложки.

По достижении границы между слоями под действием внутреннего поля заряды эффективно разделяются: фотовозбуждённые электроны из WSe_2 переходят в кремний, а фотовозбуждённые дырки из кремния переходят в ДПМ. Два этих процесса обусловливают два вклада в уменьшение пропускания THz-излучения в структуре WSe_2/Si. Первый вклад связан с увеличением концентрации свободных электронов в кремнии за счёт инжекции фотовозбуждённых электронов из ДПМ. Второй вклад связан с увеличением времени жизни электронов в кремнии. Это связано с тем, что пространственное разделение зарядов под действием встроенного поля, приводящее к уменьшению концентрации дырок в кремнии, уменьшает тем самым вероятность рекомбинации электронно-дырочных пар, т. е. увеличивает время жизни свободных электронов. Это, в свою очередь, вносит вклад в увеличение концентрации избыточных носителей в кремнии в структуре WSe_2/Si. Оба описанных вклада приводят к увеличению фотопроводимости кремния в окрестности интерфейса, что приводит, в свою очередь, к увеличению поглощения THz-импульса и уменьшению его пропускания [18,20,22,33,34].

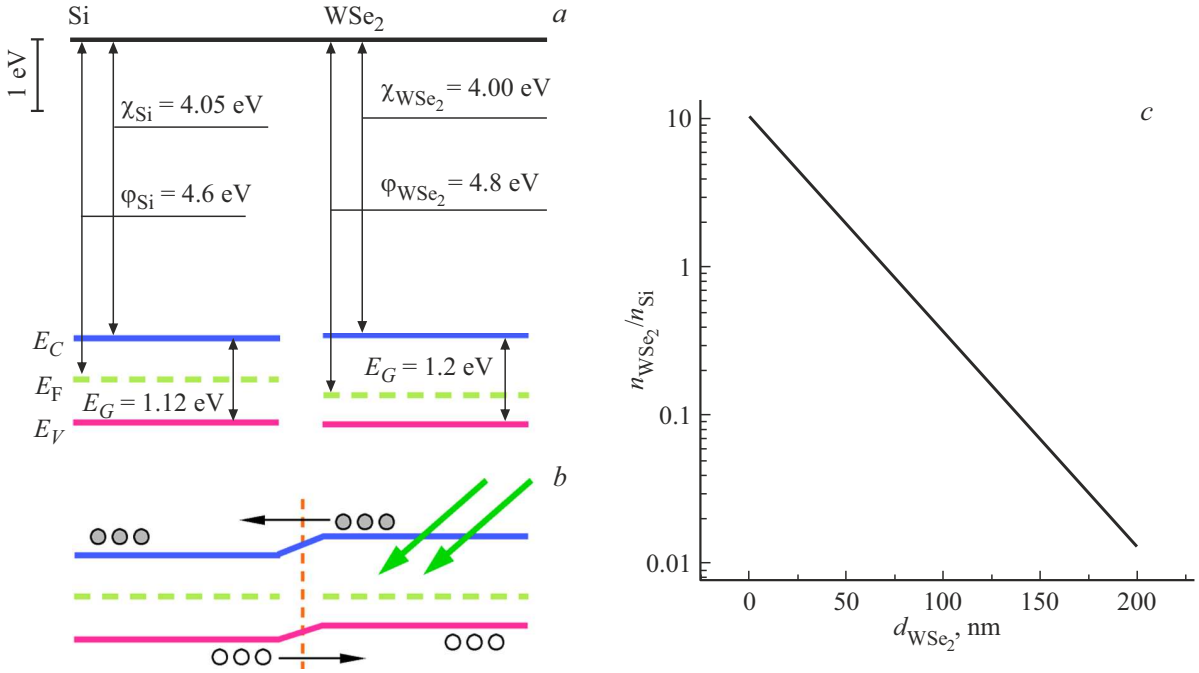


Рис. 4. Зонная структура изолированных (a) и приведенных в контакт (b) кремния и WSe_2. На рис. 4, b указано также направление движения носителей заряда, вызванных подсветкой (полые и заполненные кружки — дырки и электроны соответственно). (c) Зависимость от толщины слоя WSe_2 отношения концентрации фотовозбуждённых электронов в кремнии в окрестности границы со слоем WSe_2 к концентрации фотовозбуждённых носителей в приповерхностном слое чистой подложки кремния.

Оценим концентрацию фотовозбуждённых носителей в приповерхностном слое кремния в отсутствие ДПМ. Концентрацию избыточных носителей заряда, устанавливающуюся в стационарном режиме, можно оценить на основе следующих соображений. Процессы генерации фотовозбуждённых носителей заряда в кремнии должны уравновешиваться процессами рекомбинации. При этом в нашем случае будут преобладать два механизма рекомбинации: рекомбинация через ловушки и оже-рекомбинация, которая будет вносить заметный вклад для наших диапазонов интенсивности оптической накачки. В итоге для оценки стационарной концентрации избыточных носителей заряда можно использовать следующие соотношения:

$$G - \frac{n}{\tau_{\mathrm{SRH}}} - n^3(C_n + C_p) = 0, \qquad (1)$$

$$G = G(z) = (1 - R)\frac{\alpha I_0}{\hbar\omega} e^{-\alpha z}, \qquad (2)$$

$$R = \left|\frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1}\right|. \qquad (3)$$

Здесь n — искомое значение концентрации, $G(z)$ — локальная скорость фотогенерации носителей, I_0 — плотность мощности (интенсивность) накачки, ω — частота волны накачки, α — коэффициент поглощения, R — коэффициент отражения, $\tilde{n}$ — комплексный коэффициент преломления (все параметры — на длине волны накачки), τ — время жизни носителей заряда. Второе слагаемое в первом уравнении описывает рекомбинацию через ловушки в модели Шокли–Рида–Холла, где τ_{SRH} обозначает характерное время жизни для данного механизма рекомбинации. В качестве верхней оценки времени жизни носителей заряда в высокоомном кремнии для данного механизма рекомбинации использовалось значение 10 mc [35,36]. Третье слагаемое описывает скорость оже-ремобинации. Здесь C_n и C_p — коэффициенты электронной и дырочной оже-рекомбинации соответственно, которые в кремнии составляют порядка $10^{-30}\,\mathrm{cm^6/s}$ [37]. При вычислении концентрации в приповерхностном слое использовалось значение $G(z) = G(0)$. Для кремния использовались следующие значения оптических констант на длине волны 532 nm: $\tilde{n}(Si) = 4.142 + 0.037i$, $\alpha = 8.68 \cdot 10^3\,\mathrm{cm^{-1}}$ [38]. Выражение для $G(z)$ написано в предположении о том, что одному поглощённому кванту излучения накачки соответствует одна сгенерированная при фотовозбуждении электронно-дырочная пара.

При мощности излучения накачки 100 mW избыточная концентрация электронов в тонком приповерхностном слое кремния установится равной порядка $1.3 \cdot 10^{15}\mathrm{cm^{-3}}$. Максимальной мощности 440 mW в рамках верхней оценки времени жизни соответствует избыточная концентрация свободных электронов $2.2 \cdot 10^{15}\mathrm{cm^{-3}}$.

Из аналогичных соображений можно оценить и стационарную концентрацию фотовозбуждённых носителей в приповерхностном слое ДПМ. Даже если не учитывать оже-рекомбинацию и использовать в качестве верхней

оценки времени жизни в монослойном ДПМ значение $\tau = 1\,\text{ns}$, то для мощности 100 mW получим значение концентрации около $3 \cdot 10^{14}\,\text{cm}^{-3}$. Более того, как указывалось выше, покрытие плёнкой ДПМ подложки кремния не является сплошным и составляет около 60 % поверхности кремния. В результате влияние ДПМ на модуляцию THz-сигнала будет ещё меньшим. В связи с этим в качестве верхней оценки некоторой эффективной концентрации можно принять значение порядка $1.8 \cdot 10^{14}\,\text{cm}^{-3}$.

Как можно видеть из приведённых оценок, концентрация носителей заряда, генерируемых в тонком приповерхностном слое кремния, минимум на порядок превышает верхнюю оценку значения концентрации избыточных носителей в WSe_2. Несмотря на то, что коэффициент поглощения ДПМ на длине волны накачки на два порядка превосходит коэффициент поглощения в кремнии, время жизни электронов в кремнии превосходит время жизни носителей заряда в ДПМ, что и обусловливает более высокую концентрацию носителей заряда в кремнии по сравнению с WSe_2. Таким образом, полученный в эксперименте эффект модуляции THz-излучения в структуре WSe_2/Si нельзя объяснить только инжекцией избыточных свободных электронов из ДПМ в кремний. На основании приведённых оценок можно сделать вывод о том, что основным фактором, вызывающим уменьшение пропускания THz-импульса в гетероструктуре, является увеличение времени жизни электронов в кремнии из-за уменьшения концентрации избыточных дырок.

При непрерывном облучении накачкой в гетероструктуре WSe_2/Si устанавливается стационарное неравновесное распределение концентрации носителей. Концентрация носителей заряда в окрестности интерфейса определяется несколькими факторами: временем жизни носителей заряда в кремнии и слое ДПМ, скоростью генерации носителей заряда в материале, которая определяется интенсивностью дошедшего на данную глубину излучения и коэффициентом поглощения на данной длине волны, коэффициентом диффузии, который определяется подвижностью носителей заряда в данном материале. После разделения носителей заряда за счёт внутреннего поля дырки, поступающие в ДПМ из кремния, эффективно рекомбинируют благодаря их малому времени жизни в ДПМ. Таким образом, наличие даже тонкого слоя ДПМ (вплоть до нескольких монослоёв) увеличивает глубину модуляции THz-излучения за счёт роста времени жизни электронов в кремнии: совместное действие внутреннего поля на границе раздела и высокой скорости рекомбинации дырок в ДПМ приводит к эффективному отводу дырок из кремния в ДПМ.

Как известно, при высокой концентрации носителей заряда в полупроводнике заметный вклад в среднее время релаксации вносит оже-рекомбинация, которая уменьшает время жизни при увеличении концентрации носителей заряда. Однако вероятности как электронной, так и дырочной оже-рекомбинации зависят от концентраций обоих типов носителей — электронов и дырок. Вследствие того, что концентрация дырок значительно уменьшается, оже-рекомбинация не вносит вклада в уменьшение времени жизни в нашем случае [39,40].

Изменение проводимости можно оценить в соответствии с общим соотношением $\Delta\sigma = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p)$. На границе интерфейса с ДПМ число избыточных дырок Δp уменьшается, что вносит отрицательный вклад в фотопроводимость кремния. Однако подвижность дырок в кремнии примерно в три раза меньше подвижности электронов, в результате чего положительный вклад в фотопроводимость, вызываемый увеличением Δn, значительно превосходит отрицательный вклад дырок. При этом рост Δn, как упоминалось выше, обусловлен в первую очередь ростом времени жизни электронов именно из-за уменьшения Δp. Влиянием поглощения THz-импульса в слое ДПМ при этом можно пренебречь, так как подвижность носителей заряда в WSe_2 на порядок меньше подвижности носителей заряда в кремнии. Стоит подчеркнуть, что наличие эффекта модуляции THz-излучения возможно в том случае, когда фотовозбуждённые носители генерируются не только в слое ДПМ, но и в кремнии. Таким образом, слой ДПМ должен быть тонким (порядка или меньше характерной глубины генерации носителей заряда в нём).

На рис. 4, *c* приведён график отношения концентраций фотовозбуждённых электронов в приповерхностном слое кремния в гетероструктуре и в чистой подложке ($n_{WSe_2/Si}/n_{Si}$). При оценке концентраций использовались данные из работы [20], в соответствии с которыми доля дырок, перешедших под действием внутреннего поля из кремния в ДПМ, составляет около 80 %. Считалось также, что в этом случае время жизни электронов $\tau \sim 1/\Delta p$. Данная зависимость монотонно убывает, так как с ростом толщины ДПМ экспоненциально убывает интенсивность излучения накачки, дошедшего до границы ДПМ с кремнием. Данное отношение концентраций не зависит от интенсивности падающего излучения. Как можно видеть на рис. 3, отношение измеренных в эксперименте глубин модуляций в различных образцах WSe_2/Si к глубине модуляции в чистом кремнии составляет от 2 до 6 раз. На графике на рис. 4, *c* данному отношению концентраций соответствует толщина слоя WSe_2 от 15 до 50 nm. При этом стоит отметить, что в эксперименте нами наблюдался интегральный вклад от участков слоя ДПМ с различными толщинами, поэтому в данном случае имеет смысл говорить лишь о среднем значении толщины слоя WSe_2 по облучаемому оптической накачкой участку.

Заключение

Методом химической эксфолиации на подложки высокоомного кремния получены слои WSe_2 толщиной от 20 до 200 nm. Экспериментально исследовано пропус-

кание THz-излучения такими структурами с подсветкой непрерывным излучением с длиной волны 532 nm. При подсветке во всех образцах наблюдалась модуляция сигнала THz-излучения. Глубина модуляции измерялась по спектрам THz-излучения, полученным методом спектроскопии с временным разрешением и последующим быстрым преобразованием Фурье (FFT), а также прямой модуляцией THz-сигнала, измеренного в максимуме амплитуды THz-импульса во времени. Показано, что глубина модуляции, измеренная напрямую по модуляционным кривым, больше по величине и имеет меньшую погрешность, чем глубина модуляции, вычисленная из спектров. Скорее всего это связано с общепринятой методикой получения спектров методом FFT: для увеличения спектрального разрешения требуется увеличение времени измерения после фактического окончания импульса, что приводит к значительному вкладу шумового сигнала. Показано, что зависимости глубины модуляции от мощности близки к линейным, отношение глубин модуляций составляет $MD_{\text{thin}} : MD_{\text{thick}} = 0.17 : 0.10$.

Основной вклад в модуляцию THz-излучения при воздействии оптической накачки в гетероструктуре WSe_2/Si вносит изменение времени жизни свободных электронов в кремнии из-за пространственного разделения свободных электронов и дырок на границе кремния и ДПМ. За счёт внутреннего поля на границе интерфейса дырки переходят в ДПМ и рекомбинируют, при этом из-за уменьшения концентрации дырок в кремнии и вызванного этим роста времени жизни электронов в кремнии в окрестности границы с ДПМ поглощение THz-импульса увеличивается, что и обусловливает большую глубину модуляции по сравнению с чистым кремнием. Наибольший вклад в глубину модуляции THz-излучения вносят наиболее тонкие слои ДПМ. При этом на основе экспериментальных результатов и численных оценок установлено, что в исследовавшихся образцах преобладают участки ДПМ толщиной от 15 до 50 nm, которые обеспечивают рост модуляции THz-излучения в структуре WSe_2/Si в 6 раз по сравнению с чистым кремнием.

Таким образом, показано, что пленки ДПМ в структуре ДПМ/Si, полученные малозатратным методом химической эксфолиации, имеют хорошие перспективы для дальнейшей отработки методики нанесения и определения оптимальной толщины слоя ДПМ.

Финансирование работы

Основные результаты исследования были получены при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-19-00575) в части отработки методики и исследования пропускания и модуляции THz-излучения и оптических свойств, а также Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSFZ-2023-0005) в части разработки методик создания и исследования структуры пленок графеноподобных полупроводников.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S.M. Ryvkin. *Photoelectric Phenomena in Semiconductors* (Fizmatlit, Moscow, 1963).
[2] R.H. Bube. *Photoelectronic Properties of Semiconductors* (Cambridge University Press, Cambridge, 1981).
[3] I.H. Libon, S. Baumgärtner, M. Hempel, N.E. Hecker, J. Feldmann, M. Koch, P. Dawson. Appl. Phys. Lett., **76** (20), 2821–2823 (2000). DOI: 10.1063/1.126484
[4] G. Georgiou, H. Tyagi, P. Mulder, G.J. Bauhuis, J.J. Schermer, J.G. Rivas. Scientific Reports, **4**, 3584 (2014). DOI: 10.1038/srep03584
[5] R. Ulbricht, E. Hendry, J. Shan, T.F. Heinz, M. Bonn. Rev. Mod. Phys., **83**, 543–586 (2011). DOI: 10.1103/RevModPhys.83.543
[6] S. Mitra, L. Avazpour, I. Knezevic. J. Phys.: Condens. Matter, **37** (13), 133005 (2025). DOI: 10.1088/1361-648X/adab6a
[7] E.T. Mirzoeva, A.V. Kudryavtsev. Russian Technological J., **13** (4), 47–54 (2025). DOI: 10.32362/2500-316X-2025-13-4-47-54
[8] H. Choi, S.J. Yun, Y.S. Won, C.S. Oh, S.M. Kim, K.K. Kim, Y.H. Lee. Nature Commun., **13**, 1484 (2022). DOI: 10.1038/s41467-022-29182-y
[9] Y. Zuo, C. Liu, L. Ding, R. Qiao, J. Tian, C. Liu, Q. Wang, G. Xue, Y. You, Q. Guo, J. Wang, Y. Fu, K. Liu, X. Zhou, H. Hong, M. Wu, X. Lu, R. Yang, G. Zhang, D. Yu, E. Wang, X. Bai, F. Ding, K. Liu. Nature Commun., **13**, 1007 (2022). DOI: 10.1038/s41467-022-28628-7
[10] I.A. Novikov, M.A. Kir'yanov, V.I. Stadnichuk, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin. Pis'ma v žurnal êksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki, **119** (9–10), 651–657 (2024). DOI: 10.31857/S1234567824090040
[11] K.A. Nirmal, D.D. Kumbhar, A.V. Kesavan, T.D. Dongale, T.G. Kim. npj 2D Mater. Appl., **8**, 83 (2024). DOI: 10.1038/s41699-024-00522-4
[12] P. Han, H. Wang, I. Zhang. Adv. Opt. Mater., **8**, 1900533 (2019). DOI: 10.1002/adom.201900533
[13] H.D.J. Joyce, S.D.J. Doherty, K. Gao, H.H. Tan, S. Jagadish, J. Lloyd-Hughes, L.M. Herz, M.B. Johnston. Nanotechnology, **24**, 214006 (2013). DOI: 10.1088/0957-4484/24/21/214006
[14] L. Luo, I. Chatzakis, A. Patz, J. Wang. Phys. Rev. Lett., **114**, 107402 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.107402
[15] S. Kar, J. Lake, S. Adeyemo, T. Santra, H.D.J. Joyce. Mater. Today Phys., **23**, 100631 (2022). DOI: 10.1016/j.mtphys.2022.100631
[16] W. Zheng, Y. Jiang, X. Hu, H. Li, Z. Zeng, X. Wang, A. Pan. Adv. Opt. Mater., **6**, 1800420 (2018). DOI: 10.1002/adom.201800420
[17] Z. Zhou, J. Lv, C. Tan, L. Yang, Z. Wang. Adv. Funct. Mater., **34** (12), 2316175 (2024). DOI: 10.1002/adfm.202316175
[18] X. He, H. Xu, H. Liu, J. Nie, G. Lu. Crystals, **14** (9), 799 (2024). DOI: 10.3390/cryst14090799
[19] S. Chen, F. Fan, Y. Miao, X. He, K. Zhang, S. Chang. Nanoscale, **8** (8), 4475 (2016). DOI: 10.1039/C5NR08101G
[20] Y. Cao, S. Gan, Z. Geng, J. Liu, Y. Yang, Q. Bao, H. Chen. Sci. Rep., **6**, 22899 (2016). DOI: 10.1038/srep22899

[21] S. Hao, Y. Cheng, J. Zhou, H. Xiong, P. Yang, X. Chen, W. Xiong, F. He, Q. Li, J. Liu, J. Miao, S. Chen, S. Qiao, X. Wu. Adv. Photonics Res., **3**, 2100201 (2022). DOI: 10.1002/adpr.202100201
[22] J. Qiao, S. Wang, Z. Wang, C. He, S. Zhao, X. Xiong, S. Wang, X. Zhang, X. Tao. Adv. Opt. Mater., **8**, 2000160 (2020). DOI: 10.1002/adom.202000160
[23] P. Yadav, A. Das, M.K. Sharma, S. Ash, A.K. Ganguli. Mater. Chem. Phys., **276**, 125347 (2022). DOI: 10.1016/j.matchemphys.2021.125347
[24] R. Ha, P.K. Guha. J. Mater. Sci., **52**, 7256–7268 (2017). DOI: 10.1007/s10853-017-0962-4
[25] Y. Li, A. Chernikov, X. Zhang, A. Rigosi, H.M. Hill, A.M. van der Zande, D.A. Chenet, E.-M. Shih, J. Hone. Phys. Rev. B, **90**, 205422 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.90.205422
[26] P.M. Pataniya, C.K. Zankat, M. Tannarana, A. Patel, S. Narayan, G.K. Solanki, K.D. Patel, P.K. Jha, V.M. Pathak. Mater. Res. Bull., **120**, 110602 (2019). DOI: 10.1016/j.materresbull.2019.110602
[27] C. Hsu, R. Frisenda, R. Schmidt, A. Arora, S.M. de Vasconcellos, R. Bratschitsch, H.S.J. van der Zant, A. Castellanos-Gomez. Adv. Opt. Mater., **7**, 1900239 (2019). DOI: 10.1002/adom.201900239
[28] D. Khusyainov, S. Ovcharenko, M. Gaponov, et al. Sci. Rep., **11**, 697 (2021). DOI: 10.1038/s41598-020-80781-5
[29] P.C.M. Planken, H.-K. Nienhuys, H.J. Bakker, T. Wenckebach. J. Opt. Soc. Am. B, **18**, 313–317 (2001). DOI: 10.1364/JOSAB.18.000313
[30] G. Shao. Energy Environ. Mater., **4**, 273–276 (2021). DOI: 10.1002/eem2.12218
[31] J. Jang, H.-S. Ra, J. Ahn, T.W. Kim, S.H. Song, S. Park, T. Taniguch, K. Watanabe, K. Lee, D.K. Hwang. Adv. Mater., **34**, 2109899 (2022). DOI: 10.1002/adma.202109899
[32] P.G. Zotev, Y. Wang, D. Andres-Penares, T. Severs-Millard, S. Randerson, X. Hu, L. Sortino, C. Louca, M. Brotons-Gisbert, T. Huq, S. Vezzoli, R. Sapienza, T.F. Krauss, B.D. Gerardot, A.I. Tartakovskii. Laser Photonics Rev., **17**, 2200957 (2023). DOI: 10.1002/lpor.202200957
[33] Z. Wang, J. Qiao, S. Zhao, S. Wang, C. He, X.T. Tao. InfoMat, **3**, 1110–1133 (2021). DOI: 10.1002/inf2.12236
[34] Y.K. Srivastava, A. Chaturvedi, M. Manjappa, A. Kumar, G. Dayal, C. Kloc, R. Singh. Adv. Opt. Mater., **5**, 1700762 (2017). DOI: 10.1002/adom.201700762
[35] A. Cuevas, D. Macdonald. Sol. Energy, **76**, 255–262 (2004). DOI: 10.1016/j.solener.2003.07.033
[36] N.E. Grant, P. Schumann, P. Stradins, K. Horowitz, R. Van Benthem. IEEE J. Photovoltaics, **7** (6), 1574–1583 (2017). DOI: 10.1109/JPHOTOV.2017.2751511
[37] D.K. Schroder. IEEE Trans. Electron Devices, **44** (1), 160–170 (1997). DOI: 10.1109/16.554806
[38] X. Wang, C. Shi, Q. Zheng, D. Thompson. Appl. Phys. Lett., **127** (6), 061103 (2025). DOI: 10.1063/5.0276240
[39] D.K. Schroder. IEEE Trans. Electron Devices, **44** (1), 160–170 (1997). DOI: 10.1109/16.554806
[40] A. Richter, S.W. Glunz, F. Werner, J. Schmidt, A. Cuevas. Phys. Rev. B, **86**, 165202 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.86.165202