

Численное и экспериментальное исследование поляризационно-чувствительных фототранзисторов MoS_2 с золотыми плазмонными структурами

© С.Д. Лавров¹, А.А. Гуськов¹, М.А. Степанов¹, Р.Р. Галиев²

¹ МИРЭА — Российский технологический университет,
Москва, Россия

² НИЦ „Курчатовский институт“,
Москва, Россия

e-mail: lavrov_s@mirea.ru

Поступила в редакцию 07.11.2025 г.

В окончательной редакции 11.12.2025 г.

Принята к публикации 17.12.2025 г.

Двумерные полупроводники, такие как монослойный дисульфид молибдена (MoS_2), демонстрируют уникальные оптоэлектронные свойства, однако их применение в фотодетекторах ограничено из-за слабого оптического поглощения и недостаточной чувствительности к поляризации света. В настоящей работе представлен подход к созданию поляризационно-селективных фотодетекторов путем интеграции монослоя MoS_2 с оптимизированными плазмонными золотыми полосковыми структурами. Параметрическое исследование методом конечных элементов показало, что структуры с периодом 200 нм при длине волны 662 нм обеспечивают локальное усиление оптической плотности мощности более чем в 100 раз и поляризационную селективность поглощения свыше 100. Экспериментальные образцы, изготовленные методом электронно-лучевой литографии, продемонстрировали поляризационную селективность фототока до 30, что подтверждает высокую эффективность и обоснованность примененного вычислительного подхода. Полученные результаты демонстрируют увеличение фоточувствительности и значительное улучшение поляризационной селективности фотодетекторов и расширяют возможности их применения в современных оптоэлектронных устройствах.

Ключевые слова: двумерные полупроводники, поляризационная селективность, плазмонные наноструктуры, физическое моделирование.

DOI: 10.61011/OS.2026.08.63701.51-26

Введение

Двумерные (2D) полупроводники прочно заняли положение потенциально ключевого класса материалов в современной нанотехнологии, обладая уникальными электронными и оптическими свойствами, которые значительно отличают их от объемных аналогов. Атомная толщина этих материалов приводит к усиленным эффектам квантового ограничения, обеспечивая беспрецедентное управление динамикой носителей и взаимодействием света с материалом [1,2]. После открытия графена и последующего создания монослойных ди-халькогенидов переходных металлов (ДПМ), таких как MoS_2 , эти слоистые материалы привлекли значительное внимание в различных наноэлектронных приложениях, начиная от полевых транзисторов и заканчивая гибкими и носимыми устройствами [3–7].

Применение 2D-полупроводников в оптоэлектронике представляет перспективное направление для миниатюризации устройств и их интеграции в существующие кремниевые технологии. Прямая запрещенная зона монослойных ДПМ в сочетании с их характерными оптическими свойствами — такими как сильная экситонная связь, узкие фотолуминесцентные линии, существующие при комнатной температуре, и высокий

квантовый выход фотолуминесценции — делает их идеальными кандидатами для создания чувствительных фотодетекторов [8,9]. Кроме того, механическая гибкость 2D-материалов позволяет разрабатывать новые архитектуры детекторов, которые невозможно реализовать с использованием традиционных объемных полупроводников. Эти преимущества позиционируют 2D-полупроводники как ведущих кандидатов для систем оптического детектирования следующего поколения в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах спектра [10].

Разработка фотодетекторов на основе 2D-материалов продемонстрировала значительный потенциал для создания принципиально новых оптических датчиков. Так, например, фотодетекторы на основе MoS_2 проявляют значительно более низкие темновые токи по сравнению с коммерческими кремниевыми фотодиодами при сохранении сопоставимой или даже большей фоточувствительности [11–13]. Однако практическая реализация фотодетекторов на основе 2D-полупроводников сталкивается с критическими ограничениями, которые препятствуют их широкому применению в современных приложениях.

Фундаментальное ограничение чистых 2D-полупроводников состоит в их относительно слабом оптическом

поглощении, что соответственно проявляется в относительно низком фотоотклике и ограниченной чувствительности. Это ограничение особенно ярко проявляется в монослойных конфигурациях, где атомная толщина ограничивает количество фотонов, которые могут быть поглощены [14]. Более того, большинство чистых 2D-полупроводниковых пленок демонстрируют изотропный оптический отклик, лишены способности различать разные поляризационные состояния падающего света. Это отсутствие поляризационной чувствительности значительно ограничивает функциональную универсальность этих устройств и исключает их применение в системах оптического детектирования, зависящих от поляризации, которые становятся все более важными в дистанционном зондировании, навигации и технологиях оптической связи [15,16].

Для преодоления ограничений чувствительности и поляризационной селективности чистых 2D-полупроводников возможно использование плазмонных структур, что является перспективным подходом к усилению взаимодействия света с материалом [17,18]. Поверхностные плазмонные резонансы, проявляющиеся как коллективные колебания свободных электронов на границах раздела металл-диэлектрик, могут генерировать сильные локализованные электромагнитные поля на масштабах существенно меньше длины волны. Когда надлежашим образом спроектированные плазмонные наноструктуры интегрированы с 2D-полупроводниками, возникающее усиление поля может приводить к значительному усилению оптического поглощения в активном материале [17]. Кроме того, анизотропные плазмонные геометрии, такие как удлиненные наноструктуры, ориентированные в определенных направлениях, могут вводить поляризационно-селективные оптические отклики, которые наследуют или усиливают анизотропные свойства комбинированной системы [19].

Несмотря на явные преимущества фотодетекторов, полученных на основе комбинации плазмоники и 2D-полупроводников, эта область остается относительно неизученной в сравнении с другими плазмонными приложениями. Основным препятствием для широкого развития таких устройств является сложность технологических процессов, необходимых для создания четко определенных плазмонных наноструктур с точностью на уровне наномасштаба и воспроизводимостью. Трудности еще более усугубляются сложностью предсказания оптимальных геометрических параметров плазмонных структур, которые максимально усиливали бы свойства 2D-материалов. Пространство возможных плазмонных геометрий практически бесконечно — охватывая вариации в периодичности, коэффициенте заполнения, соотношении сторон, составе материалов и структурном расположении — и экспериментальный анализ этого огромного пространства параметров был бы неприемлемо затратным по времени и ресурсам [20].

Для решения подобных задач методы численного моделирования играют ключевую роль в проектировании

и оптимизации фотодетекторов на основе плазмоники и 2D-полупроводников. В частности, метод конечных элементов (FEM) зарекомендовал себя как универсальный инструмент для моделирования взаимодействия электромагнитных волн со сложными наноструктурами. Метод FEM позволяет точно предсказать распределения электромагнитных полей, спектры поглощения и оптические резонансы без необходимости в обширной экспериментальной проверке. В сочетании с современными алгоритмами оптимизации численное моделирование позволяет систематически исследовать различные параметры конструкции для выявления оптимальных конфигураций [21,22].

Настоящая работа решает задачу разработки систематического вычислительного подхода к проектированию поляризационно-селективных фотодетекторов на основе 2D-полупроводников, интегрированных с оптимизированными плазмонными структурами. В частности, мы используем методы конечных элементов для исследования того, как золотые плазмонные полосковые структуры могут усилить как абсолютную чувствительность, так и поляризационную селективность фотодетекторов на основе MoS_2 . Посредством комплексного параметрического исследования вариаций плазмонной геометрии — включая периодичность полосок и коэффициент заполнения — мы стремимся выявить оптимальные конфигурации, которые максимизируют зависящее от поляризации оптическое поглощение в 2D-активном слое. Вычислительные результаты впоследствии проверяются в сравнении с экспериментальными измерениями, демонстрируя полезность численного моделирования в направлении разработки фотодетекторов следующего поколения с поляризационной чувствительностью. Этот подход устанавливает предсказательный каркас, который может ускорить рациональное проектирование усовершенствованных фотодетекторов на основе 2D-материалов для приложений в оптической связи, поляриметрии и интегрированной фотонике.

Моделирование электрооптических свойств

Геометрия исследуемого фотосенсорного устройства представлена на рис. 1. В модели рассматривалась элементарная ячейка, включающая двумерный полупроводник MoS_2 с толщиной около 0.7 nm [23,24], слой оксида кремния толщиной 300 nm и полубесконечную кремниевую подложку. Такая многослойная конфигурация является стандартной для оптической визуализации двумерных пленок и воспроизводит условия близкие к экспериментальным образцам.

На поверхности слоя MoS_2 располагалась золотая плазмонная структура в форме полосок-призм высотой примерно 100 nm. В качестве плазмонного материала используется золото, обеспечивающее эффективное

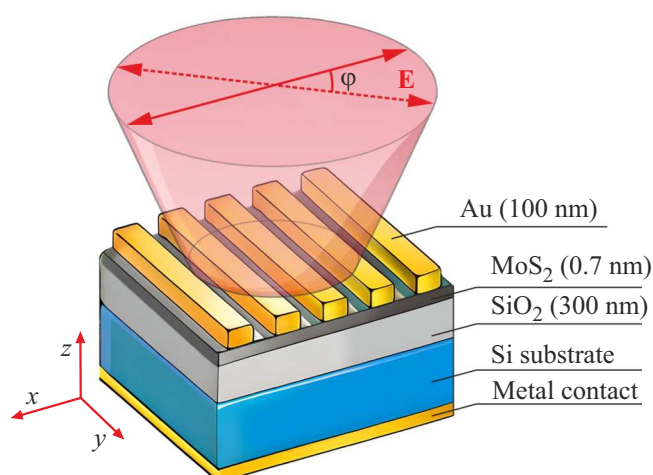


Рис. 1. Общая схема фотодетектора. φ — угол поворота поляризации падающего оптического излучения.

усиление электромагнитного поля благодаря его плазмонным резонансам в видимой области спектра [25]. Выбор полосковой геометрии обусловлен тем, что такие структуры создают резонансные плазмонные моды, сильно связанные с линейно поляризованным светом, поляризация которого направлена перпендикулярно сторонам полосковых структур, при этом поляризация, параллельная сторонам плазмонной структуры, остается слабо возбужденной, что обеспечивает высокую поляризационную селективность [26,27]. Выбор толщины золота обусловлен компромиссом между технологическими ограничениями (при чрезмерной толщине затруднено формирование узких промежутков между линиями) и требованием полной непрозрачности металла для оптического излучения.

При численном моделировании варьировались длина волны падающего излучения, период плазмонных полосок, их геометрические параметры и поляризация света для определения оптимального набора, максимизирующего селективное поглощение в двумерном материале.

Для классификации рассматриваемых структур введен дополнительный параметр — коэффициент заполнения, характеризующий долю периода, занимаемую золотыми полосками. Этот параметр является ключевым для описания результатов моделирования. Все оптические коэффициенты материалов получены из опубликованных справочных данных [28].

Структура периодична по оси X и не меняется вглубь по оси Y , поэтому моделирование выполнялось в двумерном поперечном сечении XZ . Расчеты проводились в COMSOL Multiphysics (модуль Electromagnetic Waves, Frequency Domain). На боковых границах по X заданы периодические граничные условия, что эквивалентно бесконечной решетке по X . Излучение задавалось как падающее сверху на поверхность образца.

Так как основная цель данной работы заключается в выявлении максимальной поляризационной селектив-

ности фотосенсора, то ключевым результатом моделирования стало определение поглощения в двумерной пленке MoS_2 . Для этого проведено параметрическое исследование взаимодействия оптического излучения в видимом диапазоне (длины волн от 400 до 800 нм) с плазмонными структурами. При этом варьировались как период структур (от 200 до 1000 нм), так и параметр заполнения (от 10 до 90 %), а также рассматривались два направления поляризации падающего света — параллельно продольной оси полосок (0°) и перпендикулярно ей (90°).

Для наглядного отображения распределения падающего оптического излучения были построены карты пространственного усиления оптической плотности мощности, представленные на рис. 2. Эти карты демонстрируют, во сколько раз изменяется плотность оптического поля в каждой точке при добавлении плазмонных структур к фотосенсору. Как видно, локальное усиление от таких структур может превысить стократное значение по сравнению с падающим излучением. При поляризации света в 0° усиление наблюдается преимущественно в воздухе над полупроводниковой пленкой, что не способствует эффективному увеличению фототока. Напротив, поляризация 90° вызывает сильное локальное усиление оптической плотности мощности на ребрах прямоугольных полосковых призм. Для структур с периодом 200 нм достигается стократное усиление в области основания призмы (цветовая шкала на графике ограничена значением 10 сверху), непосредственно прилегающей к полупроводнику, что значительно повышает генерацию свободных носителей, возбуждаемых светом. Аналогичное усиление у основания наблюдается и для периодов 800 нм, однако большая часть усиления смещается в воздушную область, а соотношение усиленной оптической плотности к общему объему полупроводника

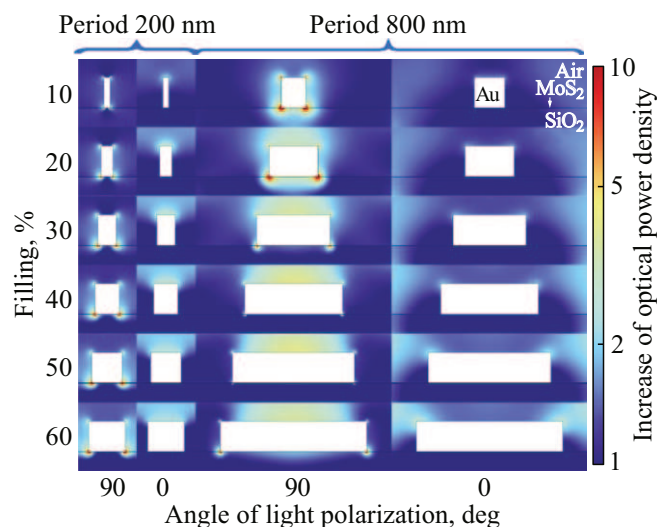


Рис. 2. Распределение усиления оптической плотности мощности в зависимости от периода и параметра заполнения плазмонных структур при длине волны падающего излучения 650 нм.

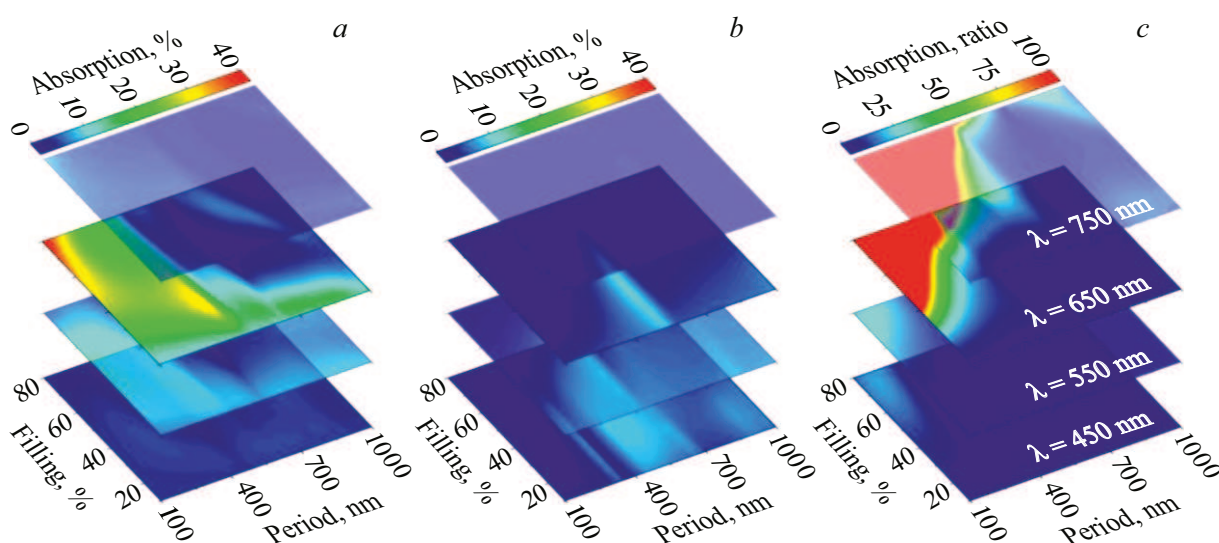


Рис. 3. Карты поглощения в пленке MoS₂ при длинах волн 450, 550, 650 и 750 nm для поляризации падающего излучения, перпендикулярной (a) и параллельной (b) полосковым структурам, а также отношение этих величин (c), демонстрирующее спектральную селективность и поляризационную анизотропию.

существенно ниже по сравнению с более компактными структурами с периодом 200 nm.

Можно предположить, что структуры с периодом 200 nm будут обладать характерной двухлепестковой поляризационной зависимостью фототока, с максимумами при углах поляризации падающего света, соответствующих 90° (т.е. поляризации, перпендикулярной полосковым призматическим структурам). Напротив, структуры с периодом 800 nm скорее всего будут демонстрировать оптическую изотропию, поскольку локальное усиление оптической плотности мощности у поверхности полупроводника отсутствует при любых значениях параметра заполнения и углах поляризации падающего излучения.

Для количественного анализа зависимости оптического поглощения в полупроводниковой пленке был проведен расчет с учетом геометрических параметров плазмонных структур. На рис. 3 представлены карты поглощения при длинах волн 450, 550, 650 и 750 nm в виде срезов для двух случаев поляризации падающего излучения: перпендикулярной (рис. 3, a) и параллельной (рис. 3, b) полосковым структурам. Из результатов видно, что при параллельной поляризации поглощение в пленке MoS₂ практически не зависит от геометрии плазмонных структур — карты однородны для всех приведенных длин волн. В противоположность этому при перпендикулярной поляризации наблюдаются резкие пики поглощения, особенно выраженные на длине волны 650 nm, где оно достигает значений до 40 % для монослойной пленки. Следует отметить, что без плазмонной структуры монослойная пленка поглощает порядка 10 % света на оптических длинах волн, а толстые пленки — не более 30 % [29,30].

Для оценки степени поляризационной анизотропии поглощения были рассчитаны отношения поглощений в

пленке MoS₂ для двух рассмотренных случаев поляризации. На рис. 3, c показано отношение $A = A_{\perp}/A_{\parallel}$, где $A_{\perp}$ — поглощение при перпендикулярной поляризации падающего излучения относительно полосковых структур, а $A_{\parallel}$ — поглощение при параллельной поляризации. Это безразмерная величина, характеризующая степень усиления поглощения плазмонными структурами в зависимости от ориентации электрического поля падающего света. Значения $A \gg 1$ указывают на сильную поляризационную селективность структуры, тогда как $|A| \approx 1$ соответствует отсутствию анизотропии.

Как видно из представленных карт сечений, высокая спектральная селективность достигается на больших длинах волн, что предполагает предпочтение более „красных“ длин волн для оптической накачки. Однако с увеличением длины волны наблюдается снижение общего уровня поглощения в пленке, что обусловлено резким падением коэффициента поглощения при энергии излучения ниже ширины запрещенной зоны MoS₂. В связи с этим, несмотря на максимальную поляризационную анизотропию в инфракрасной области, наиболее эффективным является использование длин волн, близких к пику экситонного поглощения в монослое MoS₂, порядка 600–670 nm [31]. В данном спектральном диапазоне поглощение достигает более 30 % при перпендикулярной поляризации, сохраняя при этом достаточно высокий уровень поляризационной анизотропии (более 100 при высоких значениях параметра заполнения плазмонных структур).

Важно отметить, что поляризационная анизотропия максимальна при малых значениях периода плазмонных структур, а с увеличением периода начинает заметно снижаться. При периоде около 800 nm отношение поглощений для параллельной и перпендикулярной по-

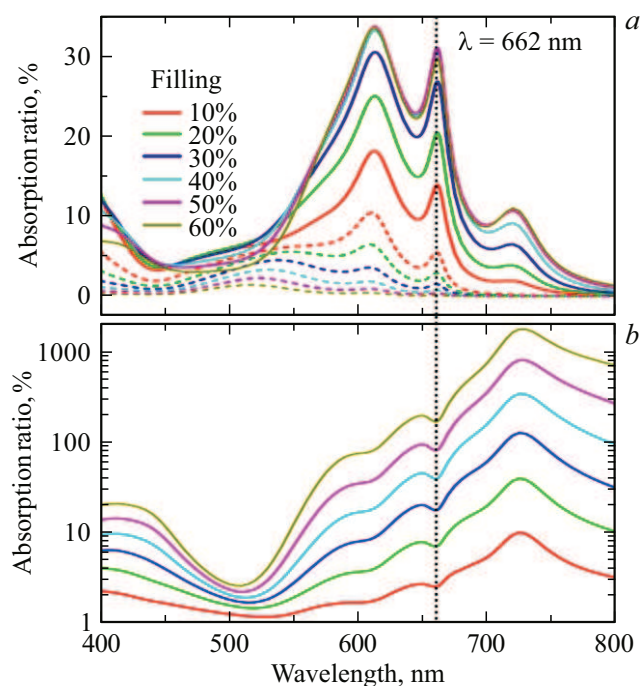


Рис. 4. (а) Спектры поглощения в пленке MoS_2 с плазмонными призмами периодом 200 nm при различных значениях параметра заполнения золотом для двух углов поляризации падающего излучения: $\varphi = 90^\circ$ (сплошные линии) и $\varphi = 0^\circ$ (штриховые линии). (б) Отношение значений поглощения для $\varphi = 90^\circ$ к значениям поглощения при $\varphi = 0^\circ$.

ляризаций приближается к единице, что указывает на практически одинаковое поглощение вне зависимости от ориентации поляризации падающего излучения.

Для более детального анализа зависимости спектров поглощения в пленке MoS_2 на рис. 4, а представлены рассчитанные спектры поглощения для плазмонных призм с периодом 200 nm при различных значениях параметра заполнения золотом. Сплошные линии соответствуют спектрам при перпендикулярной поляризации падающего излучения относительно полосковых структур ($A_\perp$), а штриховые — при параллельной поляризации ($A_\parallel$).

Рис. 4, б демонстрирует спектральную зависимость отношения $A_\perp/A_\parallel$, описание которого приведено ранее. Вертикальная пунктирная линия на рисунке указывает длину волны $\lambda = 662$ nm, соответствующую ширине запрещенной зоны двумерного MoS_2 [32], а также локальному пику поглощения. Именно поэтому выбран свет с данной длиной волны в качестве возбуждающего в эксперименте. Из представленных данных видно, что максимальное отношение поглощений для двух взаимно перпендикулярных поляризаций достигает нескольких сотен, что указывает на высокую поляризационную селективность рассматриваемых плазмонных структур.

Стоит отметить, что возможно достичь еще более высокого отношения поглощений для двух взаимно перпендикулярных поляризаций, например, при длине

волны $\lambda = 725$ nm. Однако следует учитывать, что абсолютное значение поглощения при этой длине волны, как обсуждалось ранее, остается довольно низким и составляет около 10 % при угле поляризации $\varphi = 90^\circ$ (рис. 4, а), что делает использование таких длин волн менее эффективным для фотовольтаических приложений.

Создание и исследование поляризационно-чувствительных сенсоров

На основе результатов численного моделирования была изготовлена серия экспериментальных образцов, разделенная на две подсерии: с периодом 200 nm для проверки режима максимальной поляризационной чувствительности и с периодом 800 nm для верификации оптической изотропии отклика. Для каждой подсерии варьировался коэффициент заполнения плазмонных полосковых структур от 0 (контрольный образец без плазмонных структур) до 80 % (почти полное заполнение периода металлом).

Для создания выбранной серии использовалась стандартная методика электронно-лучевой литографии с электрон-чувствительным резистом AR-P6200.09, с толщиной слоя около 0.2 μm . Экспонирование плазмонных структур проводилось на установке электронно-лучевой литографии Voyager (Raith GmbH) при ускоряющем напряжении 50 kV с последующим проявлением в проявителе ZED-N50, вакуумном резистивном напылении слоев Ti/Au (5 nm/95 nm) и удалении металлизации в горячем ацетоне со струйным перемешиванием с последующей промывкой в деионизированной воде и изопропанолем.

При помощи указанной методики были изготовлены электродные кластеры, каждый из которых содержал по 10 пар электродов, отличающихся коэффициентом заполнения плазмонных структур в межэлектродном пространстве. Такая разбивка на электродные кластеры позволяет обеспечить одинаковые параметры полупроводниковой пленки для всех межэлектродных пар в пределах одного кластера благодаря их близкому расположению. Даже при общей неоднородности пленки MoS_2 ее свойства остаются практически идентичными внутри отдельного кластера. Для подсоединения зондов к электродам кластеров вокруг них были созданы электродные площадки.

Примеры созданных таким образом электродных кластеров для периодов 200 nm (рис. 5, а) и 800 nm (рис. 5, с) показаны на изображениях, полученных при помощи электронной микроскопии. Увеличенные изображения плазмонных структур при минимальном заполнении 10 % (рис. 5, б, д) демонстрируют качество изготовления: заметны некоторые дефекты в виде неровных краев плазмонных полосок, что типично для электронно-лучевой литографии на наноуровне.

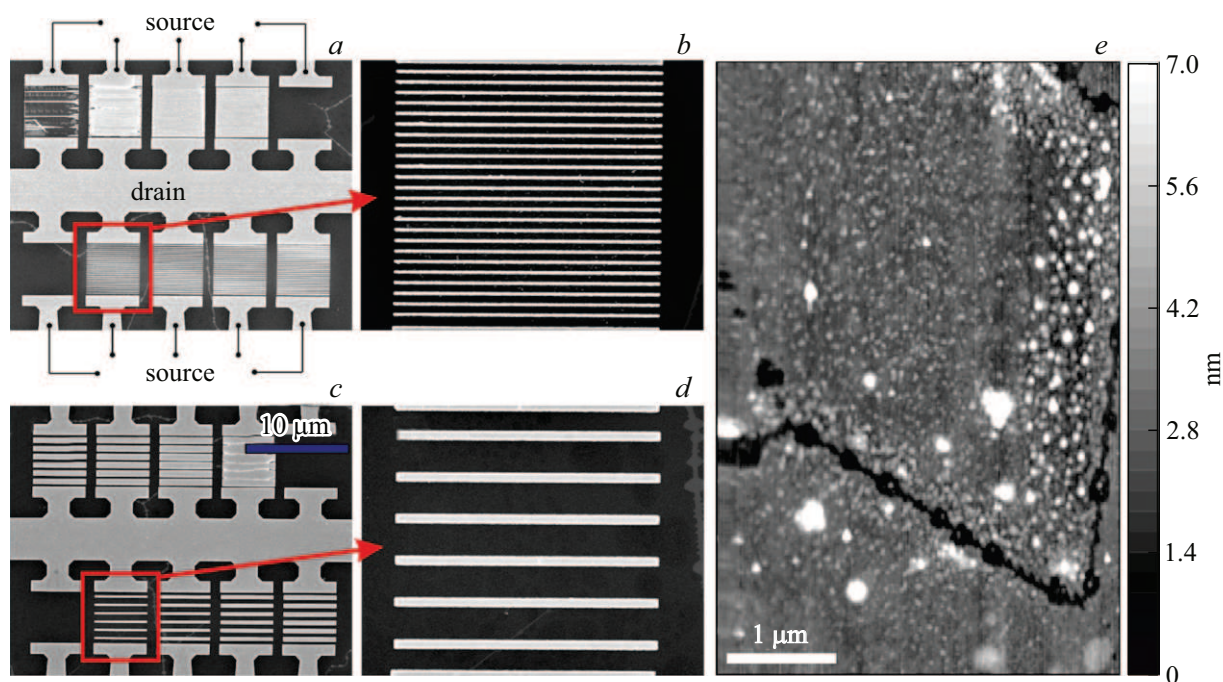


Рис. 5. Изображение кластера полосковых плазмонных структур, полученное методом сканирующей электронной микроскопии для периодов 200 (a) и 800 nm (c); (b,d) увеличенные изображения плазмонных структур при заполнении 10 %. (e) Карта топографии двумерной пленки MoS₂, полученная методом атомно-силовой микроскопии.

В качестве подложки использовалась стандартная подложка Si/SiO₂ (300 nm) с нанесенным методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) монослоем MoS₂. Толщина и непрерывность пленки в рабочей области подтверждены атомно-силовой микроскопией (рис. 5, e); несмотря на наличие отдельных редких разрывов/зазоров (темные линии) и дефектов на поверхности, пленка в остальном полностью однородна на масштабах межэлектродного зазора.

Всего было изготовлено несколько десятков таких электродных кластеров по каждой подсерии (200 и 800 nm), что обеспечивает статистически надежную проверку предсказаний модели в анизотропном и изотропном режимах. При этом из-за технологических ограничений высокий процент заполнения был достигнут только для периода равного 800 nm, а для 200 nm максимально достигнутое значение, обеспечивающее высокую повторяемость, равнялось 50 %.

Для измерения фоточувствительности и поляризационной селективности фототранзистора использовался диодный непрерывный лазер с длиной волны 662 nm, при этом азимутальный угол падающей поляризации варьировался с помощью полуволновой пластинки. Лазерное излучение фокусировалось на структуру объективом с увеличением $\times 20$ и числовой апертурой 0.5, благодаря чему диаметр пучка составлял около 5 μm за счет небольшой расфокусировки, охватывающей всю исследуемую плазмонную структуру. Важно отметить, что для предотвращения возникновения дополнительных фотоэффектов, связанных с подсветкой металлических

электродов [33,34], излучение строго фокусировалось в межэлектродный зазор.

Для измерения тока стока и подачи напряжений на исток и затвор использовался высокоточный источник-измеритель Keithley2636A. Схема подключения представлена на рис. 5, a: центральная общая балка кластера электродных структур служила стоком, а истоками были парные электроды с противоположной стороны плазмонных структур. На исток подавалось постоянное напряжение $V_{ds} = 1\text{ V}$, а на затвор — напряжение $V_g = -20\text{ V}$. Напряжение на затвор подавалось напрямую через подложку с обратной стороны образца, что является стандартным для такой геометрии. Значение V_{ds} было выбрано таким образом, чтобы предотвратить пробой через двумерную полупроводниковую пленку, но при этом достичь характерных значений тока для двумерных полупроводников. Приложение отрицательного напряжения V_g на затвор обеспечивает подавление темнового тока [35,36], что в итоге повышает отношение сигнал/шум создаваемого устройства, а также его фототок [37].

Полученные рабочие характеристики созданных структур являлись типичными для подобных двумерных материалов. Схожие структуры, например, были описаны в работе [38]. В результате измерений было обнаружено, что пленка без плазмонных структур обладает фоточувствительностью порядка 9.6 mA/W к неполяризованному оптическому излучению и характеризуется увеличенными временами отклика — до сотен секунд.

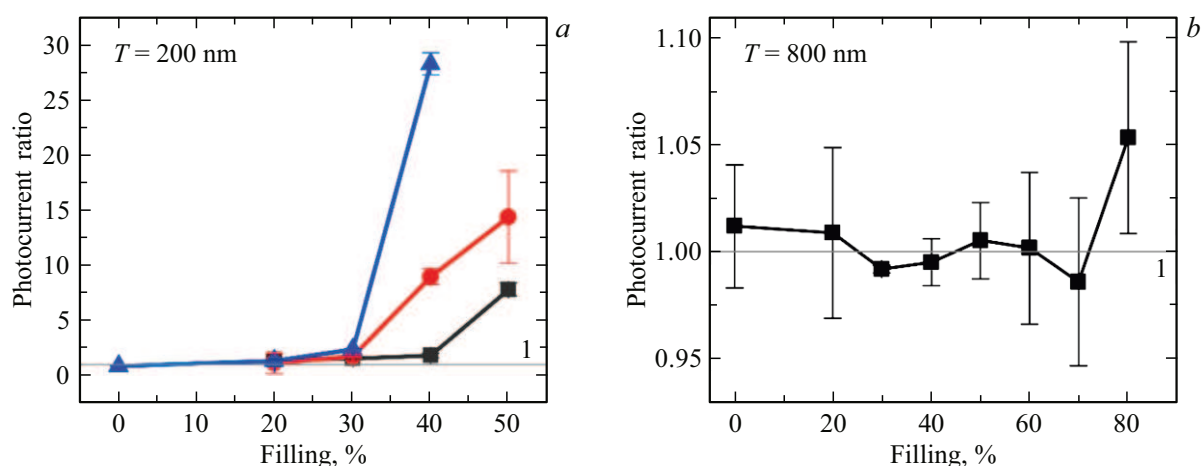


Рис. 6. Зависимость поляризационной селективности фототока для периодов плазмонных структур, равных 200 (а) и 800 nm (b). На рисунке (а) три графика различных цветов соответствуют трем различным кластерам электродных структур.

После измерения динамических характеристик и фоточувствительности было проведено исследование поляризационной селективности созданных фототранзисторов. Для этого измерялась зависимость фототока от азимутального угла поляризации падающего излучения при фиксированных напряжениях на стоке и затворе. Как и ожидалось, пленка без плазмонных структур на своей поверхности не обладала поляризационной анизотропией, что привело к отношению фототоков (для двух взаимно перпендикулярных поляризаций) равному единице.

Результаты для структур с плазмонными полосками периодами 200 и 800 nm представлены на рис. 6. Для периода 800 nm поляризационная селективность фототока остается равной единице во всем диапазоне коэффициентов заполнения (рис. 6, b), что полностью согласуется с предсказаниями численного моделирования. Низкий разброс данных для данной геометрии даже среди разных электродных кластеров свидетельствует о высокой воспроизводимости плазмонных структур, что обусловлено их относительно большими размерами и соответственно меньшей дефектностью, что подтверждается малыми значениями среднеквадратичного отклонения.

Для структур с периодом 200 nm наблюдается принципиально иная картина: отчетливое увеличение поляризационной селективности по сравнению с периодом 800 nm. С ростом коэффициента заполнения селективность возрастает и может достигать значений до 30. При этом полученные данные демонстрируют значительный разброс из-за выраженных различий как между кластерами, так и внутри одной и той же области пленки в пределах отдельного кластера. Поэтому для наглядной визуализации на рис. 6, a приведены усредненные значения только для трех наименее дефектных электродных кластеров. Существенный разброс данных обусловлен неоднородностью MoS_2 -пленки даже внутри одного электродного кластера, а также неоднородностью

самих плазмонных структур малых размеров. Несмотря на это, общая тенденция роста селективности прослеживается четко.

Обсуждение

Как видно из полученных результатов, экспериментальные и теоретические зависимости согласуются между собой только качественно — в обоих случаях увеличение коэффициента заполнения приводит к росту поляризационной селективности. При этом численное моделирование предсказывает еще более высокую поляризационную селективность — свыше 100 для больших значений коэффициента заполнения. Однако, как было отмечено ранее, из-за технологических ограничений литографии такие структуры не были реализованы в рамках данного исследования.

Важно отметить, что численное моделирование методом конечных элементов предсказало возможность достижения поляризационной селективности на длине волны 662 nm более 100 для оптимизированных геометрических параметров при коэффициенте заполнения выше 50 % и периоде структур 200 nm. Однако экспериментально реализованные устройства продемонстрировали поляризационную селективность фототока лишь до 30, что ниже теоретических предсказаний. Анализ несоответствия между теоретическими и экспериментальными результатами позволил выявить несколько ключевых факторов, ограничивающих производительность созданных устройств. Во-первых, присутствующие дефекты в CVD-синтезированной пленке MoS_2 , включая редкие разрывы и зазоры, наблюдаемые при атомно-силовой микроскопии, негативно влияют на общую величину фототока и существенно увеличивают время отклика устройств до сотен секунд. Неоднородность пленки приводит к локальным вариациям проводимости и реком-

бинации носителей заряда, что снижает эффективность сбора фотогенерированных носителей [39].

Во-вторых, технологические ограничения процесса электронно-лучевой литографии и последующего напыления привели к дефектам металлизации, особенно критичным при малых коэффициентах заполнения (рис. 5, *b, d*). Шероховатость боковых стенок золотых полосковых структур, типичная для термически напыленных поликристаллических металлов, вносит дополнительное рассеяние плазмонных мод и снижает локализацию электромагнитного поля в области границы раздела металл-полупроводник. Как было показано в литературе, даже шероховатость порядка 5 nm может существенно влиять на распространение плазмонных мод в структурах с нанометровыми размерами [40].

В-третьих, численное моделирование предполагало идеальную прямоугольную геометрию плазмонных призм с острыми углами у основания, непосредственно прилегающими к пленке MoS_2 . Именно в этих областях достигалось максимальное локальное усиление оптической плотности мощности, превышающее 100 раз. Однако реальные структуры, изготовленные методом lift-off-литографии, неизбежно обладают закругленными краями и неидеально вертикальными стенками. Обеспечение острых углов металлических структур в непосредственной близости от атомарно тонкой пленки является крайне сложной технологической задачей, требующей применения специализированных методов травления с селективностью по кристаллографическим плоскостям.

Четвертая причина расхождения состоит в том, что численное моделирование описывает оптическое поглощение в структуре, тогда как экспериментально измеряется фототок. Несмотря на тесную связь этих двух величин, их физические механизмы различны: поглощение характеризует количество поглощенных фотонов, а фототок зависит от эффективного разделения и сбора фотогенерированных носителей заряда, а также рекомбинационных процессов и качества контактов. Следовательно, даже при идеальном совпадении моделей поглощения и реальных условий, фототок может отличаться из-за электрооптических факторов, что ограничивает прямое совпадение результатов.

Несмотря на выявленные ограничения, полученные результаты демонстрируют качественное согласие с предсказаниями численного моделирования: структуры с периодом 200 nm показали выраженную поляризационную анизотропию с ростом селективности при увеличении коэффициента заполнения, тогда как структуры с периодом 800 nm продемонстрировали изотропный отклик. Это подтверждает правильность выбранного подхода вычислительного проектирования и корректность использованной теоретической модели.

Заключение

В настоящей работе была продемонстрирована возможность создания поляризационно-селективных фотодетекторов на основе монослойного MoS_2 , интегрированного с плазмонными золотыми полосковыми структурами. Важно отметить, что теоретический анализ указывает на возможность дальнейшего увеличения поляризационной селективности более чем на два порядка величины при реализации идеальных структур с высоким коэффициентом заполнения (70–90 %), минимальными дефектами пленки и оптимизированной геометрией металлизации с острыми углами.

Однако наблюдаемое несоответствие теории и эксперимента обусловлено не только технологическими ограничениями (дефектность пленок, качество металлизации), но и ограничениями моделирования. Текущие расчеты оценивают преимущественно оптическое поглощение, игнорируя фотоотклик системы — параметр, учет которого обеспечивает более точную информацию о рабочих характеристиках фотодетекторов.

Разработанная методология численного проектирования в сочетании с предложенными технологическими подходами создает основу для разработки высокоэффективных поляризационно-чувствительных фотодетекторов на основе двумерных полупроводников, что открывает новые возможности для их применения в интегрированной фотонике, оптических коммуникациях и поляриметрических системах. При этом важным следующим этапом исследований станет разработка моделей, учитывающих фотоотклик системы, что позволит получить более точную информацию о рабочих характеристиках и повысить эффективность устройств в практических применениях.

Финансирование работы

Основные результаты исследования были получены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № *FSFZ-2024-0047*). Создание образцов проводилось при финансовой поддержке государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Kim, M. Kim, H. Kim. *Nano Energy*, **127**, 109725 (2024). DOI: 10.1016/j.nanoen.2024.109725
- [2] J. Lee, J.-H. Shin, G.-H. Lee, C.-H. Lee. *Nanomaterials*, **6** (11), 193 (2016). DOI: 10.3390/nano6110193
- [3] B. Radisavljevic, A. Radenovic, J. Brivio, V. Giacometti, A. Kis. *Nature Nanotech*, **6** (3), 147-150 (2011). DOI: 10.1038/nnano.2010.279

- [4] K. Zhang, L. Zhang, L. Han, L. Wang, Z. Chem, H. Chen. *Nano Ex.*, **2**(1), 012001 (2021). DOI: 10.1088/2632-959X/abd45b
- [5] R. Kumar, W. Zheng, X. Liu, J. Zhang, M. Kumar. *Adv. Mater. Technol.*, **5**(5), 1901062 (2020). DOI: 10.1002/admt.201901062
- [6] J. Tang, Q. Wang, J. Tian, X. Li, N. Li, Y. Peng, X. Li, Y. Zhao, C. He, S. Wu, J. Li, Y. Guo, B. Huang, Y. Chu, Y. Ji, D. Shang, L. Du, R. Yang, W. Yang, X. Bai, D. Shi, G. Zhang. *Nat. Commun.*, **14**(1), 3633 (2023). DOI: 10.1038/s41467-023-39390-9
- [7] E.T. Mirzoeva, A.V. Kudryavtsev. *Russ. Technol. J.*, **13**(4), 47–54 (2025). DOI: 10.32362/2500-316X-2025-13-4-47-54
- [8] B. Bala Subbanna, K. Choudhary, S. Singh, S. Kumar. *ISSS J. Micro Smart Syst.*, **11**(1), 169–177 (2022). DOI: 10.1007/s41683-021-00083-4
- [9] S. Ambreen, D.K. Gupta, H. Kumar, A. Sharma, S. Arun, S. Kumar, A. Saraswat, A. Mishra. *Luminescence*, **40**(8), e70273 (2025). DOI: 10.1002/bio.70273
- [10] H.S. Nalwa. *RSC Adv.*, **10**(51), 30529–30602 (2020). DOI: 10.1039/D0RA03183F
- [11] T. Iqbal, G. Rehman, S. Ullah, I. Khan, R. Ahmad, I. Ahmad. *Opt. Quant. Electron.*, **56**(10), 1741 (2024). DOI: 10.1007/s11082-024-07624-9
- [12] K.F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, T. Heinz. *Phys. Rev. Lett.*, **105**(13), 136805 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.136805
- [13] J. Ryou, Y.-S. Kim, S. Kc, K. Cho. *Sci. Rep.*, **6**(1), 29184 (2016). DOI: 10.1038/srep29184
- [14] K.R. Paton, J.N. Coleman. *Carbon*, **107**, 733–738 (2016). DOI: 10.1016/j.carbon.2016.06.043
- [15] L. Yu, H. Dong, W. Zhang, Z. Zheng, Y. Liang, J. Yao. *Nanoscale Horiz.*, **10**(5), 847–872 (2025). DOI: 10.1039/D4NH00624K
- [16] T. Cao, G. Wang, W. Han, H. Ye, C. Zhu, J. Shi, Q. Niu, P. Tan, E. Wang, B. Liu, J. Feng. *Nat. Commun.*, **3**(1), 887 (2012). DOI: 10.1038/ncomms1882
- [17] K.-H. Li, X.-Y. Chen, D. Su, Y. Song, H. Zhou, Z. Liu, P. Xia, X. Zhang. *Adv. Devices Instrum.*, **4**, 0017 (2023). DOI: 10.34133/adi.0017
- [18] M. Bhatnagar, M.C. Giordano, C. Mennucci, D. Chowdhury, A. Mazzanti, G. Vall. *Nanoscale*, **12**(48), 24385–24393 (2020). DOI: 10.1039/d0nr06744j
- [19] A.M. Shafi, F. Ahmed, H.A. Fernandez, M. Uddin, X. Cui, S. Das, Y. Dai, V. Khayrudinov, H. Yoon, L. Du, Z. Sun, H. Lipsanen. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **14**(27), 31140–31147 (2022). DOI: 10.1021/acsami.2c07705
- [20] E. Hassan, A. Cal? Lesina. *Opt. Express*, **30**(11), 19557 (2022). DOI: 10.1364/OE.458080
- [21] X. Fu, X. Fu, Y. Chen, L. Qin, H. Peng, R. Shi, F. Li, Q. Zhou, Y. Wang, Y. Zhou, Y. Ning. *J. Phys. Chem. Lett.*, **11**(2), 541–547 (2020). DOI: 10.1021/acs.jpclett.9b03589
- [22] X. Liu, Y. Lin, Z. Lin, J. Wang, Z. Zhang, Y. Li, X. Li, D. Zhu, K. Ang, M. Fang, W. Xu, Q. Wang, W. Yu, Q. Liu, S. Huang. *ACS Appl. Electron. Mater.*, **4**(11), 5277–5283 (2022). DOI: 10.1021/acsaelm.2c00958
- [23] J. Tang, Q. Wang, J. Tian, X. Li, N. Li, Y. Peng, X. Li, Y. Zhao, C. He, S. Wu, J. Li, Y. Guo, B. Huang, Y. Chu, Y. Ji, D. Shang, L. Du, R. Yang, W. Yang, X. Bai, D. Shi, G. Zhang. *Nat. Commun.*, **14**, 3633 (2023). DOI: 10.6084/m9.figshare.22776989
- [24] G. Ye, Y. Gong, J. Lin, B. Li, Y. He, S. Pantelides, W. Zhou, R. Vajtai, P. Ajayan. *Nano Lett.*, **16**(2), 1097–1103 (2016). DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b04331
- [25] P.R. West, S. Ishii, G.V. Naik, N. Emani, V. Shalaev, A. Boltasseva. *Laser & Photonics Reviews*, **4**(6), 795–808 (2010). DOI: 10.1002/lpor.200900055
- [26] S. Kwon, S.-Y. Lee, S.H. Choi, J. Kang, T. Lee, J. Song, S. Lee, C. Cho, K. Kim, K. Yee, D. Kim. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **12**(39), 44088–44093 (2020). DOI: 10.1021/acsami.0c13436
- [27] Y. Ji, G. Fang, J. Shang, Y. Ji, G. Fang, J. Shang, X. Dong, J. Wu, X. Lin, W. Xu, B. Dong. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **14**(44), 50045–50054 (2022). DOI: 10.1021/acsami.2c14127
- [28] G. Ermolaev, Y. Stebunov, A. Vyshnevyy, D. Tatarkin, D. Yakubovsky, S. Novikov, D. Baranov, T. Shegai, A. Nikitin, A. Arsenin, V. Volkov. *npj 2D Mater. Appl.*, **4**(1), 21 (2020). DOI: 10.1038/s41699-020-0155-x
- [29] M. Bernardi, M. Palummo, J.C. Grossman. *Nano Lett.*, **13**(8), 3664–3670 (2013). DOI: 10.1021/nl401544y
- [30] K.M. Islam, R. Synowicki, T. Ismael, I. Oguntoye, N. Grinalds, M. Escarra. *Adv. Photon. Res.*, **2**(5), 2000180 (2021). DOI: 10.1002/adpr.202000180
- [31] H. Zhang, Y. Ma, Y. Wan, X. Rong, Z. Xie, W. Wang, L. Dai. *Sci. Rep.*, **5**(1), 8440 (2015). DOI: 10.1038/srep08440
- [32] J.O. Island, A. Kuc, E.H. Diependaal, R. Bratschitsch, H. Zant, T. Heine, A. Castellanos-Gomez. *Nanoscale*, **8**(5), 2589–2593 (2016). DOI: 10.1039/c5nr08219f
- [33] M. Buscema, M. Barkelid, V. Zwiller, H. Zant, G. Steele, A. Castellanos-Gomez. *Nano Lett.*, **13**(2), 358–363 (2013). DOI: 10.1021/nl303321g
- [34] Y. Zhang, H. Li, L. Wang, H. Wang, X. Xie, S. Zhang, R. Liu, Z. Qiu. *Sci. Rep.*, **5**(1), 7938 (2015). DOI: 10.1038/srep07938
- [35] L. Tu, R. Cao, X. Wang, Y. Chen, S. Wu, F. Wang, Z. Wang, H. Shen, T. Lin, P. Zhou, X. Meng, W. Hu, Q. Liu, J. Wang, M. Liu, J. Chu. *Nat. Commun.*, **11**(1), 101 (2020). DOI: 10.1038/s41467-019-13769-z
- [36] D.S. Schneider, A. Grundmann, A. Bablich, V. Passi, S. Kataria, H. Kalisch, M. Heuken, A. Vescan, D. Neumaier, M. Lemme. *ACS Photonics*, **7**(6), 1388–1395 (2020). DOI: 10.1021/acsphotonics.0c00361
- [37] S.D. Lavrov, A.A. Guskov. *Modelling*, **6**(2), 47 (2025). DOI: 10.3390/modelling6020047
- [38] M.A. Stepanov, A.A. Guskov, R.R. Galiev, D.A. Abdullaev, E.S. Shahurin, S.D. Lavrov, E.D. Mishina. *Opt. Mater.*, **152**, 115452 (2024). DOI: 10.1016/j.optmat.2024.115452
- [39] L. Ye, X. Gan, R. Schirhagl. *Sustainability*, **16**(22), 10137 (2024). DOI: 10.3390/su162210137
- [40] A.B. Greenwood, K.C. Balram, H. Gersen. *Nano Lett.*, **22**(12), 4617–4621 (2022). DOI: 10.1021/acs.nanolett.1c04405?