Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 10, с. 809 – 816

Спектрально-селективное метазеркало на основе тримеров сферических наночастиц из дихалькогенидов переходных металлов

А. В. Шестериков[+*1)], *М. Ю. Губин*[+*], *А. В. Арсенин*[*], *В. С. Волков*[×], *А. В. Прохоров*[+*]

[+]*Кафедра физики и прикладной математики, Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых (ВлГУ), 600000 Владимир, Россия*

[*]*Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт (МФТИ), 141701 Долгопрудный, Россия*

[×]*Emerging Technologies Research Center, XPANCEO, 00000 Dubai, UAE*

Поступила в редакцию 26 февраля 2025 г.
После переработки 10 апреля 2025 г.
Принята к публикации 11 апреля 2025 г.

В работе исследованы оптические свойства тримеров, состоящих из сферических наночастиц на основе дихалькогенидов переходных металлов. Показано, что путем оптимизации состава и геометрических параметров можно добиться возбуждения сильного бианизотропного отклика в тримере из MoS_2 и WS_2 наночастиц. Установлено, что бианизотропные резонансные отклики для разных наночастиц тримера лежат на различных длинах волн, что позволяет скомбинировать из них неправильную метаповерхность, поддерживающую сразу две квазизапертые моды. Спроектированная метаповерхность обеспечивает высокий коэффициент отражения в спектральном диапазоне между двумя резонансами квазизапертых мод и может использоваться в качестве спектрального метазеркала с настраиваемыми характеристиками.

DOI: 10.31857/S0370274X25050157, EDN: CIYIME

В последние годы значительно возрос интерес к проектированию и созданию оптических метаповерхностей, строительные блоки которых представлены кластерами (олигомерами) отдельных диэлектрических наночастиц (НЧ) [1–3], поддерживающих резонансы Ми [4, 5]. Варьируя химический состав, форму и взаимное расположение НЧ, можно легко управлять энергией взаимодействия между ними, что приводит к расщеплению [6, 7] и гибридизации решеточных резонансов [8] и наблюдению новых, в том числе нелинейных, оптических эффектов, таких как генерация и усиление кратных гармоник [9], четырехволновое смешение [10], круговой дихроизм [11]. Обычно такие метаповерхности создают из высокорефрактивных диэлектрических материалов [1]: наночастицы разнообразной формы (диски, призмы и др.) комбинируют в различные геометрические структуры, такие как димеры, тримеры и квадрумеры [12, 13], что расширяет число степеней свободы для настройки оптических свойств проектируемых метаповерхностей. На их основе создают пространственные модуляторы света [14], компактные планарные делители оптического пучка [15], а также устройства, поддерживающие сильную экситон-фотонную связь [16, 17] и идеальные когерентные поглотители [18]. Особое внимание уделяется применению олигомеров в сенсорных устройствах. Высокая добротность в сочетании с множественностью возбуждаемых в них резонансов делает такие структуры перспективными для разработки сложных биосенсоров и устройств химического анализа [7, 19–21]. Основой многофункциональности целого ряда подобных устройств является “наслоение” решеточных резонансов от различных частиц из состава олигомера и возможность возбуждения сразу нескольких собственных, в том числе квазизапертых мод (КЗМ) [2, 8, 22, 23].

С технической точки зрения, распространенными методами изготовления как одиночных НЧ, так и оптических метаповерхностей служат электронная литография [24–26] и сфокусированный ионный пучок [27], применяемые к тонким пленкам оптических материалов. Первая методика позволяет получать очень высокие пространственные разрешения, но сложна в использовании и обслуживании. Структурирование ионными пучками является более простым вариантом, но качество получаемых объектов зачастую оказывается недостаточным для решения сложных задач. Альтернативой может служить лазерный перенос НЧ с подложек-доноров на подложки-акцепторы для создания дифракционных и субдифракционных оптических решеток [28]. В

1)e-mail: av_shesterikov@mail.ru

данном случае естественным ограничением служит сферическая форма получаемых НЧ. Вопрос может быть решен созданием сложносоставных строительных блоков, – олигомеров, на основе таких наночастиц. При этом управление свойствами олигомера может быть выполнено настройкой расположения НЧ; использованием в составе олигомера НЧ одного материала, но разного размера; и наконец, – НЧ одного размера, но выполненных из различных материалов. Каждый из этих подходов имеет свои преимущества и недостатки, а выбор оптимальной стратегии остается за экспериментом. В данной работе рассматривается одна из перечисленных возможностей, когда олигомер составлен из частиц одного размера, но различных высокорефрактивных материалов [29–31]. Кроме того, интерес вызывают методы проектирования метаповерхностей на основе таких строительных блоков для последующего практического создания функциональных оптических элементов.

В настоящей работе рассматривается метод одновременного возбуждения нескольких КЗМ в оптических метаповерхностях [32, 33], строительные блоки которых представлены олигомерами из сферических НЧ на основе различных дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ). Наличие целого класса таких материалов с общей структурной формулой MX_2 (M – атом металла, а X – атом халькогена S, Se или Te), но разными оптическими константами, позволяет использовать синтезированные на их основе НЧ [30, 31] в качестве строительных блоков сложносоставных метаатомов с заданным оптическим откликом. Такой подход существенно расширяет функциональные возможности элементов плоской оптики на основе традиционного кремния и может быть полезен для проектирования плоских зеркал, линз, светоделителей с настраиваемыми амплитудными и спектральными характеристиками.

В начале рассмотрим тример как совокупность отдельных ДПМ НЧ, лежащих в вершинах образующего треугольника и связанных друг с другом ближнеполевыми взаимодействиями [1], см. рис. 1a. В такой системе возможно возбуждение продольного бианизотропного отклика в результате нарушения вращательной симметрии олигомера. В частности, такое нарушение может быть достигнуто относительно оси вращения Oz, ориентированной нормально к плоскости тримера и проходящей через его центр масс [35]. В связи с этим, далее рассматривается неправильный равнобедренный треугольник, в вершинах при основании которого лежат две WS_2 НЧ, а в третьей вершине – MoS_2 НЧ. В том случае, когда волновой вектор падающей электромагнитной волны ориентирован вдоль оси Oz, в такой системе может происходить возбуждение нормальной к плоскости тримера неосновной компоненты электрического либо магнитного диполей. При этом в системе происходит возбуждение бианизотропной компоненты именно того типа (магнитный либо электрический диполь), что и у направленной на дефект составляющей (электрическая/магнитная) падающей электромагнитной волны [36]. В рассматриваемой системе в качестве такого дефекта выступает MoS_2 НЧ в вершине равнобедренного треугольника с отличными оптическими свойствами по сравнению с WS_2 НЧ в основании треугольника. Исходя из этого, в качестве исходной выбирается $E_y(-k_z)$ электромагнитная волна, которая может приводить к возбуждению сильной m_z компоненты магнитного диполя, см. рис. 1b.

Оптимизация размеров НЧ и сторон треугольника выполнялась из соображений возбуждения максимально-возможного значения компоненты m_z в спектральной области, которая бы приходилась на провал общего сечения рассеяния света тримером. Это условие вызвано стремлением к увеличению видности рассматриваемых далее коллективных оптических эффектов на фоне вкладов в сечение рассеяния света отдельных невзаимодействующих друг с другом тримеров. В процессе моделирования предполагалось, что материал MoS_2 и WS_2 частиц имеет поликристаллическую структуру, поэтому их диэлектрическая проницаемость может быть представлена в виде:

$$\varepsilon_{iso} = \frac{2}{3}\varepsilon_{\parallel} + \frac{1}{3}\varepsilon_{\perp}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_{\parallel}(\varepsilon_{\perp})$ соответствует диэлектрической проницаемости вдоль (перпендикулярно) слоев анизотропных материалов WS_2 и MoS_2 [29, 37].

На рисунке 1b представлена параметрическая плоскость в координатах длины волны и расстояния δ_2 между НЧ вдоль бедра треугольника при фиксированном расстоянии $\delta_1 = 50$ нм вдоль его основания и равных радиусах $R = 200$ нм всех НЧ. Видно, что в диапазоне значений $\delta_2 \in (20; 60)$ нм на рис. 1b хорошо выполняются сформулированные требования для возбуждения продольной бианизотропии: вблизи длины волны 1500 нм возникает треугольная область резонансного усиления MD_z вклада компоненты m_z в общее сечение рассеяния. При этом данная область приходится на провал общего сечения рассеяния света тримером, см. также на рис. 1c при выборе $\delta_2 = 30$ нм. Выполненный покомпонентный мультипольный анализ на рис. 1d демонстрирует появление только трех диполь-

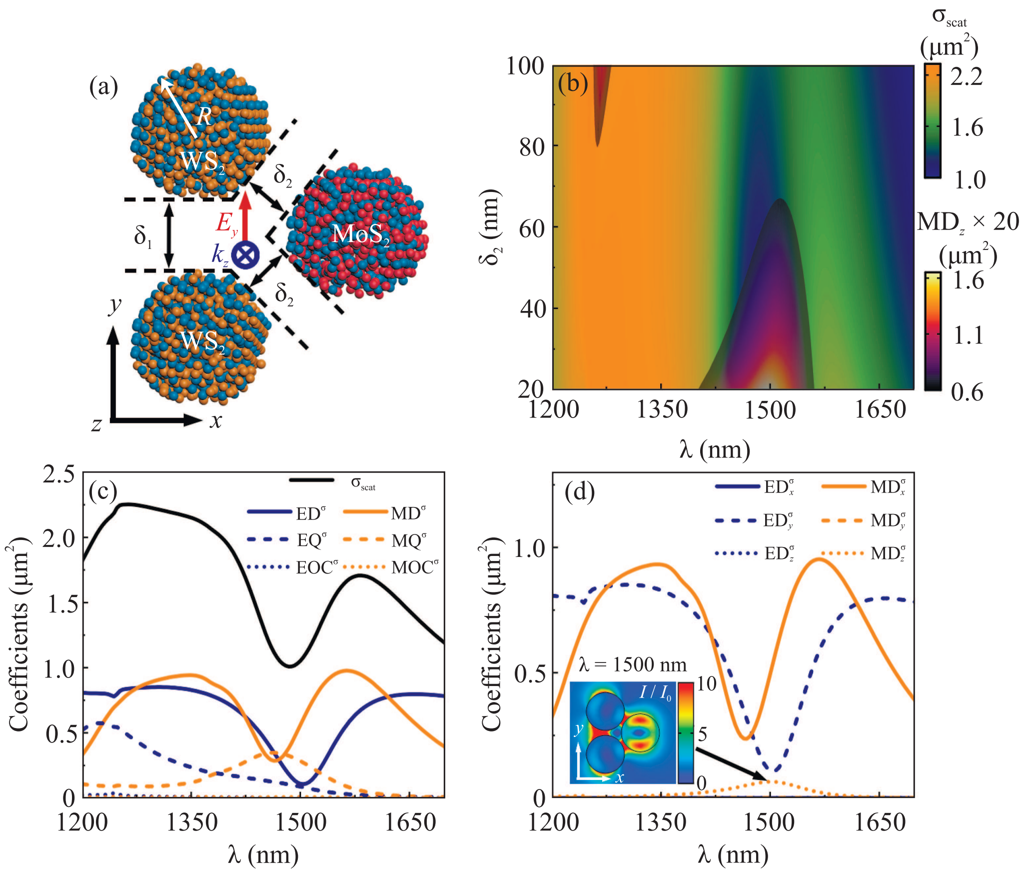

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Модель тримера на основе MoS_2 и WS_2 НЧ. (b) – Параметрическая плоскость $(\lambda; \delta_2)$ с нанесенными областями для общего сечения рассеяния (сине-желтая палитра) и парциального вклада m_z (оранжево-черная палитра) для тримера с рис. (a) и при выборе одинаковых $R = 200$ нм радиусов НЧ и фиксированного $\delta_1 = 50$ нм. (c) – Вклады ED^σ, MD^σ, EQ^σ, MQ^σ, EOC^σ и MOC^σ в общее сечение рассеяния $\sigma_{\rm scat}$ для откликов p и m диполей, квадруполей Q и M, а также октуполей O и MO электрического и магнитного типов, соответственно [34]. (d) – Парциальные вклады в сечение рассеяния тримера для отдельных (x, y, z) – компонент мультипольной декомпозиции. На вставке к (d): распределение интенсивности для электрической компоненты ближнего поля в одиночном тримере. Тример облучается электромагнитной волной E_y $(-k_z)$; величина $\delta_2 = 30$ нм для рис. (c), (d)

ных компонент в рассматриваемом спектральном диапазоне: двух основных, связанных с прямым возбуждением компонент p_y и m_x электрического и магнитного диполей, а также только одной продольной бианизотропной m_z компоненты.

Увеличение расстояния δ_2 приводит к плавному уменьшению бианизотропного отклика, который тем не менее не пропадает полностью в тримере на основе правильного треугольника. Это связано с существенными различиями оптических свойств геометрически идентичных НЧ, лежащих в вершинах тримера. Дальнейшее увеличение этого расстояния между WS_2 и MoS_2 НЧ влечет уменьшение бианизотропного отклика до нуля с его дальнейшим переключением в иной спектральный диапазон вблизи 1270 нм, на рис. 1b.

Здесь следует отметить, что существенным отличием неправильного тримера от рассмотренного ранее случая для поддерживающей бианизотропию неправильной треугольной призмы [36] является возможность возбуждения бианизотропного резонансного отклика в каждой НЧ системы по отдельности, при этом – различной амплитуды и на смещенных длинах волн. В связи с этим, для дальнейшего изучения коллективных эффектов в системе будем исходить из свойств отдельных НЧ, но находящихся в тримере и связанных общим ближним полем. В частности, будем использовать рассмотренный в [37] подход для определения магнитных поляризуемостей α_{zz}^{mm} для каждой WS_2 и MoS_2 НЧ в составе тримера и при его четырехстороннем облучении с использованием волн $E_x(\pm k_y)$ и $E_y(\pm k_x)$. Для

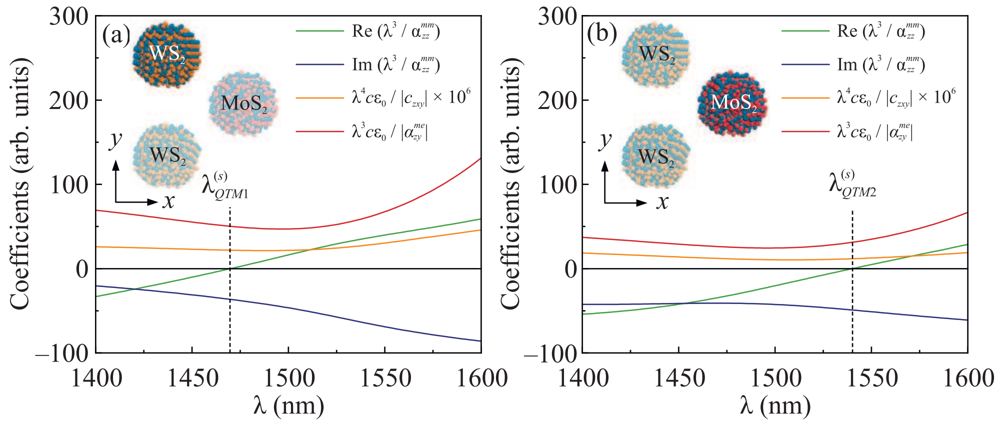

Рис. 2. (Цветной онлайн) Действительная и мнимая части нормированной на длину волны обратной поляризуемости $1/\alpha_{zz}^{mm}$, а также модули нормированных обратных нелокального $1/|c_{zxy}|$ и бианизотропного $1/|\alpha_{zy}^{me}|$ откликов, полученные на основе численно-рассчитанных поляризуемостей отдельно для (a) – WS_2 НЧ и (b) – MoS_2 НЧ из состава тримера с рис. 1 при его облучении электромагнитными волнами $E_x(\pm k_y)$ и $E_y(\pm k_x)$ [37]

реализации такого подхода мы смещаем тример таким образом, чтобы интересующая нас НЧ оказалась бы в начале координат и выполняем численное моделирование по контуру (объему) только этой НЧ в присутствии других НЧ тримера. Нас интересуют условия зануления действительной части обратной поляризуемости $1/\alpha_{zz}^{mm}$, что соответствует возбуждению дипольного резонанса в каждой НЧ [37].

Следуя [37], магнитный дипольный момент НЧ может быть представлен следующим образом:

$$\mathbf{m} = \hat{\alpha}_{mm}\mathbf{H} + \hat{c}[\nabla \otimes \mathbf{E}] + \hat{\alpha}_{me}\mathbf{E}, \tag{2}$$

где $\hat{\alpha}_{mm}$ – тензор магнитной дипольной поляризуемости для прямого возбуждения дипольного момента магнитным полем $\mathbf{H}$ падающей волны. Второй и третий члены в уравнении (2) соответствуют нелокальному и бианизотропному возбуждению $\mathbf{m}$ с соответствующими тензорами $\hat{c}$ и $\hat{\alpha}_{me}$.

Переходя к скалярным формам записи (2) для различных вариантов облучения НЧ, в частности волнами (k, E, H) для прямого и $(-k, E, -H)$ обратного облучения вдоль оси x, а также $(E, k, -H)$ для прямого и $(E, -k, H)$ для обратного облучения вдоль оси y, могут быть получены решения для интересующих элементов тензоров [37]:

$$\alpha_{zz}^{mm} = \frac{1}{4H_z}\left[\left(m_z^{k,E,H} - m_z^{-k,E,-H}\right) + \right. \\ \left. + \left(m_z^{E,-k,H} - m_z^{E,k,-H}\right)\right], \tag{3а}$$

$$c_{zxy} = \frac{1}{2ik(E_x+E_y)}\left[\left(m_z^{k,E,H} - m_z^{-k,E,-H}\right) - \right. \\ \left. - \left(m_z^{E,-k,H} - m_z^{E,k,-H}\right)\right], \tag{3б}$$

где верхний индекс для m_z соответствует одному из четырех вариантов используемых волн с волновым числом k и различными $E_i(H_j)$ поляризациями. В рассматриваемой системе с рис. 1 условия зануления действительной части обратной магнитной поляризуемости $\mathrm{Re}(1/\alpha_{zz}^{mm}) = 0$ выполняются на разных длинах волн для различных НЧ тримера: $\lambda_{QTM1}^{(S)} = 1470$ нм для WS_2 НЧ (на рис. 2a) и $\lambda_{QTM2}^{(S)} = 1540$ нм для MoS_2 НЧ (на рис. 2b). Наличие ненулевых значений для мнимой части $\mathrm{Im}(1/\alpha_{zz}^{mm})$ обратной магнитной поляризуемости и c_{zxy} для нелокального отклика определяют добротность и видность изучаемых резонансов [37]. Рассмотрим далее возможность возбуждения КЗМ [38] в решетках с периодом P и состоящих из НЧ с бианизотропным откликом аналогично рис. 1, 2. В целом, условие возбуждения КЗМ в метаповерхности имеет вид [35]:

$$S_z^{(R)} = \mathrm{Re}\left(\frac{1}{\alpha_{zz}^{mm}}\right), \tag{4}$$

и может быть использовано для нахождения периодов условно-независимых правильных решеток (с одинаковыми периодами по осям Ox и Oy), составленных из WS_2 либо MoS_2 НЧ в режиме зануления их обратных поляризуемостей как на рис. 2. Здесь $S_z^{(R)}$ представляет собой действительную часть решеточной суммы, которая может быть определена следующим образом [35]:

$$S_z^{(R)} = \frac{k_d^2}{4\pi}\sum_{l,j}^{\infty}\left(\frac{\cos(k_d d_{lj})}{d_{lj}} - \frac{\sin(k_d d_{lj})}{k_d d_{lj}^2} - \frac{\cos(k_d d_{lj})}{k_d^2 d_{lj}^3}\right), \tag{5}$$

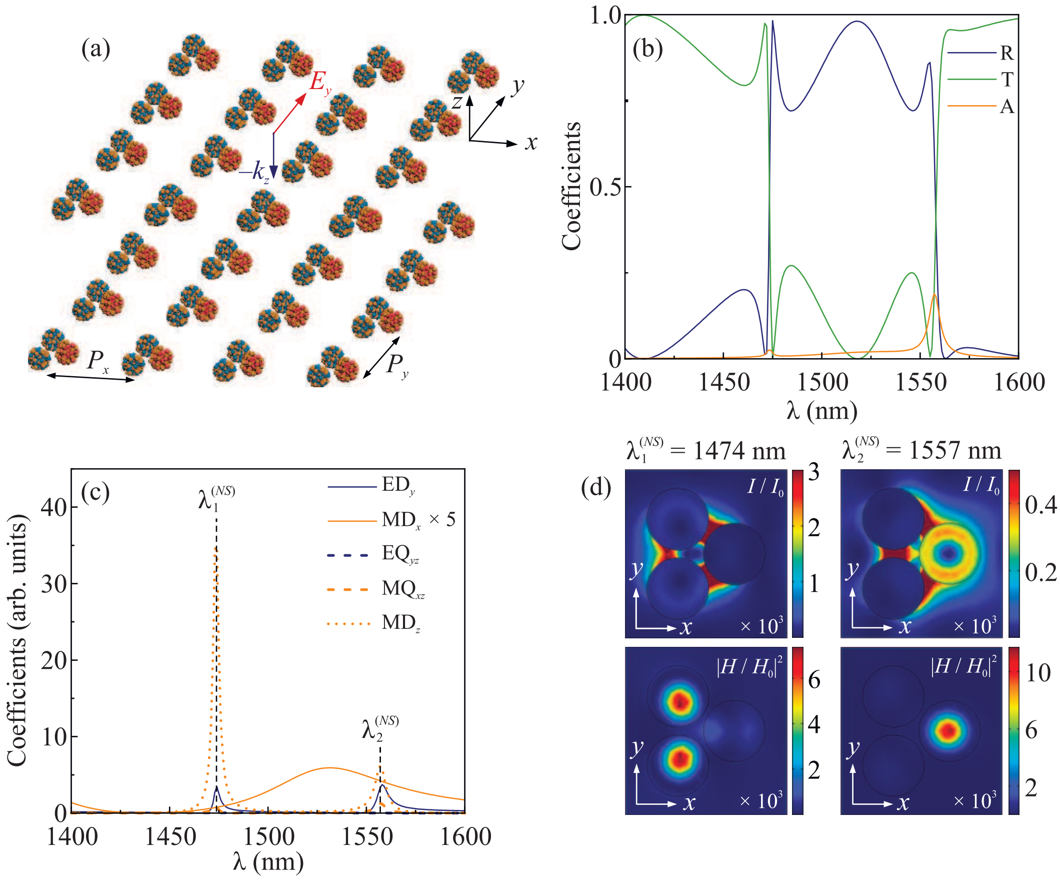

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Модель неправильной метаповерхности с различными периодами P_x и P_y по разным осям Ox и Oy и состоящей из WS_2 / MoS_2 тримеров. (b) – Спектры R отражения, T пропускания и A поглощения, а также (c) – спектральные зависимости для вкладов мультиполей различных порядков в R для метаповерхности из тримеров с рис. 1. (d) – Приведенные для соответствующих КЗМ длин волн $\lambda_{1,2}^{(NS)}$ распределения интенсивности электрической компоненты ближнего поля в тримере из состава метаповерхности. Метаповерхность облучается электромагнитной волной $E_y(-k_z)$

где параметр $d_{lj} = P\sqrt{l^2 + j^2}$ определяет расстояние от начала координат до любого узла решетки с индексами l и j, кроме узла с координатами $l = j = 0$, волновое число $k = k_d = 2\pi/\lambda_{QTM}$ соответствует длине волны λ_{QTM} одной из возбуждаемых в решетке КЗМ.

Основываясь на (4)–(5) и результатах с рис. 2, были получены два различных периода: $P_1 = 1046$ нм для решетки, поддерживающей КЗМ на длине волны $\lambda_{QTM1}^{(S)}$ и $P_2 = 1094$ нм для $\lambda_{QTM2}^{(S)}$. Очевидно, что такие решетки нельзя считать независимыми метаповерхностями из WS_2 и MoS_2 НЧ, поскольку соответствующие поляризуемости отдельных НЧ рассчитывались с учетом присутствия других частиц тримера. Вместе с тем полученные периоды для поддерживающих КЗМ метаповерхностей различны, поэтому рассматривать их в качестве совмещенных друг с другом решеток WS_2 и MoS_2 НЧ также некорректно. Однако, поскольку формирование КЗМ не имеет выделенного направления на плоскости, далее мы пробуем частично удовлетворить каждому из найденных периодов на примере неправильной решетки тримеров (с различными периодами по осям Ox и Oy). В частности, мы выбираем такую неправильную решетку тримеров, для которой период по оси x составляет $P_x = 1046$ нм и удовлетворяет условию возбуждения КЗМ в правильной решетке WS_2 НЧ. При этом период $P_y = 1094$ нм по другой оси Oy в такой решетке соответствует возбуждению КЗМ в решетке MoS_2 НЧ как на рис. 3a.

На рисунке 3b представлены спектры отражения/пропускания света составленной из тримеров метаповерхности. Соответствующие выражения для коэффициентов R отражения и T пропускания при облучении метаповерхности волной $E_y(-k_z)$, могут быть представлены в следующем виде:

$$\mathrm{R} = \left| K\left(p_y + \frac{1}{v_d} m_x + \frac{ik}{6} Q_{yz} + \frac{ik}{2v_d} M_{xz} \right) \right|^2, \quad (6а)$$

$$\mathrm{T} = \left| 1 + K\left(p_y - \frac{1}{v_d} m_x - \frac{ik}{6} Q_{yz} + \frac{ik}{2v_d} M_{xz} \right) \right|^2, \quad (6б)$$

где $K = ik/(2E_0 S_L \varepsilon_0 \varepsilon_d)$, $k = k_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_d}$ – волновое число в условиях окружающей среды, $v_d = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_d}$ – скорость света в окружающей среде с диэлектрической проницаемостью ε_d, E_0 – электрическое поле волны в точке расположения центра масс, $S_L = P_x \cdot P_y$ – площадь ячейки Флоке. На рисунке 3c представлены зависимости для неизлучающей бианизотропной компоненты $\mathrm{MD}_z = |Km_z/v_d|^2$, а также вкладов $\mathrm{ED}_y = |Kp_y|^2$, $\mathrm{MD}_x = |Km_x/v_d|^2$, $\mathrm{EQ}_{yz} = |ikKQ_{yz}/6|^2$, $\mathrm{MQ}_{xz} = |ikKM_{xz}/2v_d|^2$ в коэффициент отражения, посчитанные путем интегрирования по всем НЧ тримера из состава метаповерхности.

В результате наблюдаются сразу два резонанса для компоненты m_z магнитного диполя (вклад MD_z на рис. 3c) для тримера из состава метаповерхности, что указывает на одновременное возбуждение пары КЗМ в рассматриваемой системе [35]. В частности, длина волны $\lambda_1^{(NS)} = 1474$ нм одной из них почти точно совпадает с расчетной длиной волны $\lambda_{QTM1}^{(S)} = 1470$ нм для КЗМ в правильной решетке WS_2, на рис. 2a. При этом в спектрах пропускания/отражения наблюдается узкая особенность на длине волны $\lambda_1^{(NS)}$ (рис. 3b), а картина распределения электрического и магнитного поля в тримере демонстрирует возбуждение ярких магнитных диполей именно в WS_2 НЧ на этой длине волны, см. рис. 3d. Сильная концентрация ближнего поля в НЧ является еще одним косвенным признаком возбуждения КЗМ в системе [35]. Аналогичным образом, длина волны $\lambda_2^{(NS)} = 1557$ нм для второго резонанса m_z на рис. 3c соответствует возбуждению второй КЗМ в метаповерхности, что также приводит к появлению узкой особенности в спектре пропускания/отражения на рис. 3b. Распределение ближних полей для этой длины волны указывает на возбуждение магнитного диполя, но уже в MoS_2 НЧ из состава тримера. Отметим, что амплитуда резонанса m_z компоненты на длине волны $\lambda_1^{(NS)}$ с рис. 3b существенно превосходит аналогичную для $\lambda_2^{(NS)}$. Это связано с наличием сразу двух одинаковых WS_2 НЧ в составе тримера, т.е., по сути, – двух пространственно-совмещенных друг с другом WS_2 решеток, поддерживающих и усиливающих КЗМ на одной длине волны $\lambda_1^{(NS)}$. Характерно, что во всем спектральном промежутке $\left(\lambda_1^{(NS)}; \lambda_2^{(NS)}\right)$ коэффициент отражения находится в диапазоне 76–92 %, что вызвано возбуждением основной компоненты m_x магнитного диполя в рассматриваемом диапазоне, на рис. 3c. Такая система может быть использована в качестве плоского зеркала со спектрально-настраиваемым диапазоном почти полного отражения света.

В заключении отметим, что представленные метаповерхности на основе олигомеров сферических НЧ могут быть реализованы путем лазерного переноса с тонких пленок-доноров на оптические подложки-акцепторы [28]. Создание олигомеров на подложке-акцепторе может быть связно с выбиванием лазерным импульсом сразу нескольких НЧ из одной подложки [39], а также использованием многопроходной печати со смещением [40] либо заменой пленки-донора. В целом, представленный подход может иметь широкие перспективы для создания элементов плоской оптики с настраиваемыми спектральными характеристиками.

Приложение. Расчет компонент тензоров мультипольных моментов

Входящие в (6) компоненты тензора электрического и магнитного дипольных (квадрупольных) моментов могут быть представлены следующим образом:

$$p_y = \int_V \frac{J_y j_0(kA)}{-i\omega} d\mathbf{r} - \frac{k^2}{2i\omega} \int_V \frac{\left(3yB - J_y A^2\right) j_2(kA)}{(kA)^2} d\mathbf{r}, \quad (A.1a)$$

$$m_x = \frac{3}{2} \int_V \frac{(yJ_z - zJ_y) j_1(kA)}{kA} d\mathbf{r}, \quad (A.1b)$$

$$Q_{yz} = \frac{3}{-i\omega} \int_V \frac{3(zJ_y - yJ_z) j_1(kA)}{kA} d\mathbf{r} - \frac{6k^2}{i\omega} \int_V \frac{\left(5yzB - (zJ_y + yJ_z)A^2\right) j_3(kA)}{(kA)^3} d\mathbf{r}, \quad (A.1c)$$

$$M_{xz} = \int_V \frac{5\big(x(xJ_y - yJ_x) + z(yJ_z + zJ_y)\big) j_2(kA)}{(kA)^2} d\mathbf{r}, \quad (A.1d)$$

где $A = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $B = xJ_x + yJ_y + zJ_z$ $j_i(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} J_{i+\frac{1}{2}}(\rho)$ – сферическая функция Бесселя i-го порядка, $\mathbf{r} = (x\, y\, z)$ – радиус-вектор, направленный из центра масс рассеивателя до произвольной точки объема рассеивателя V, а компоненты тензора тока смещения, возникающего в объеме частицы рассеивателя при ее облучении внешним электромагнитным полем, определяются соотношением:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\omega\varepsilon_0(\varepsilon_p - \varepsilon_d)E_x \\ -i\omega\varepsilon_0(\varepsilon_p - \varepsilon_d)E_y \\ -i\omega\varepsilon_0(\varepsilon_p - \varepsilon_d)E_z \end{pmatrix}, \qquad \text{(A.2)}$$

где ω – круговая частота падающего поля, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – вектор полного электрического поля внутри частицы, ε_0 – электрическая постоянная, ε_p – относительная диэлектрическая проницаемость рассеивателя, ε_d – относительная диэлектрическая проницаемость окружающей среды.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках государственного задания в сфере научной деятельности Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема FZUN-2024-0019, госзадание Владимирского государственного университета им. А. Г. и Н. Г. Столетовых (ВлГУ)), а также поддержано грантом Российского научного фонда # 24-12-20015.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. V. R. Tuz and A. B. Evlyukhin, Nanophotonics **10**, 4373 (2021).
2. B. Meng, J. Wang, C. Zhou, and L. Huang, Opt. Lett. **47**, 1549 (2022).
3. V. R. Tuz, A. B. Evlyukhin, and V. I. Fesenko, Phys. Rev. Appl. **20**, 044024 (2023).
4. A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel, B. S. Luk'yanchuk, and B. N. Chichkov, Phys. Rev. B **82**, 045404 (2010).
5. P. Tonkaev and Yu. Kivshar, JETP Lett. **112**, 615 (2020).
6. S. Zhang, M. Zong, Y. Liu, Z. Wu, J. Lv, and Z. Xu, Laser Photonics Rev. **18**, 2301206 (2024).
7. W. Chen, M. Li, W. Zhang, and Y. Chen, Nanophotonics **12**, 1147 (2023).
8. X. Du, L. Xiong, X. Zhao, S. Chen, J. Shi, and G. Li, Nanophotonics **11**, 4843 (2022).
9. H. Zhong, L. Song, and Y. Tian, Opt. Express **32**, 39017 (2024).
10. G. Q. Moretti, T. Weber, T. Possmayer, E. Cortés, L. de S. Menezes, A. V. Maier, S. A. Tittl, and G. Grinblat, Nanophotonics **13**, 3421 (2024).
11. H. Duan, H. He, Y. Yi, L. Wang, Y. Zhang, X. Yan, J. Huang, and C. Zhou, Appl. Phys. Lett. **125**, 211704 (2024).
12. V. Dmitriev, S. D. S. Santos, A. B. Evlyukhin, A. S. Kupriianov, and V. R. Tuz, Phys. Rev. B **103**, 165402 (2021).
13. P. D. Terekhov, A. B. Evlyukhin, D. Redka, V. S. Volkov, A. S. Shalin, and A. Karabchevsky, Laser Photonics Rev. **14**, 1900331 (2020).
14. X. Sun, J. Sun, Z. Wang, L. Wang, F. Qiu, and L. Wen, Nano Lett. **22**, 9982 (2022).
15. J. Ding, L. Huang, W. Liu, Y. Ling, W. Wu, and H. Li, Opt. Express **28**, 32721 (2020).
16. S. Y. Wang, W. Y. Li, H. F. Kang, W. K. Zhao, Y. H. Jing, X. Li, H. Ge, Q. Wang, B. W. Jia, and N. Xu, Opt. Lett. **49**, 4154 (2024).
17. C. Gao, S. You, Y. Zhang, L. Wang, H. Duan, H. He, Q. Xie, and C. Zhou, Appl. Phys. Lett. **124**, 051701 (2024).
18. X. Gu, X. Liu, X.-F. Yan, W.-J. Du, Q. Lin, L.-L. Wang, and G.-D. Liu, Opt. Express **31**, 4691 (2023).
19. H. Zhong, L. Huang, S. Li, C. Zhou, S. You, L. Li, Y. Cheng, and A. E. Miroshnichenko, Appl. Phys. Rev. **11**, 031404 (2024).
20. Y. Zhou, M. Luo, X. Zhao, Y. Li, Q. Wang, Z. Liu, J. Guo, Z. Guo, J. Liu, and X. Wu, Nanophotonics **12**, 1295 (2023).
21. J. Liao, P. Wang, Q. Fu, S. Dai, W. Chen, D. Zhang, L. Deng, J. Li, T. Dai, and J. Yang, Opt. Express **32**, 41581 (2024).
22. S. You, M. Zhou, L. Xu, D. Chen, M. Fan, J. Huang, W. Ma, S. Luo, M. Rahmani, C. Zhou, and A. E. Miroshnichenko, Nanophotonics **12**, 2051 (2023).
23. Y. Wang, Z. Han, Y. Du, and J. Qin, Nanophotonics **10**, 1295 (2021).
24. V.-C. Su, C. H. Chu, G. Sun, and D. P. Tsai, Opt. Express **26**, 13148 (2018).
25. T. Weber, L. Kühner, L. Sortino, A. Ben Mhenni, N. P. Wilson, J. Kühne, J. J. Finley, S. A. Maier, and A. Tittl, Nature Mater. **22**, 970 (2023).
26. A. V. Prokhorov, S. M. Novikov, M. Yu. Gubin, R. V. Kirtaev, A. V. Shesterikov, D. V. Grudinin, M. K. Tatmyshevskiy, D. I. Yakubovsky, E. S. Zhukova, A. V. Arsenin, and V. S. Volkov, Laser Photonics Rev. **19**, 2401666 (2024).
27. L. Ignatane, R. Ignatans, J. Prikulis, A. Trausa, C. F. Tipaldi, E. Vanags, M. Zubkins, K. Smits, and A. Sarakovskis, Nanomaterials **14**, 1784 (2024).
28. U. Zywietz, A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, and B. N. Chichkov, Nat. Commun. **5**, 3402 (2014).
29. G. A. Ermolaev, D. V. Grudinin, Y. V. Stebunov et al. (Collaboration), Nat. Commun. **12**, 854 (2021).
30. G. I. Tselikov, G. A. Ermolaev, A. A. Popov et al. (Collaboration), PNAS **119**, e2208830119 (2022).
31. A. S. Chernikov, G. I. Tselikov, M. Yu. Gubin et al. (Collaboration), J. Mater. Chem. C **11**, 3493 (2023).
32. M. Yu. Gubin, A. V. Shesterikov, V. S. Volkov, and A. V. Prokhorov, JETP Lett. **117**, 276 (2023).
33. M. Yu. Gubin, A. V. Shesterikov, G. I. Tselikov, V. S. Volkov, and A. V. Prokhorov, Appl. Sci. **13**, 8961 (2023).
34. A. V. Prokhorov, P. D. Terekhov, M. Yu. Gubin, A. V. Shesterikov, X. Ni, V. R. Tuz, and A. B. Evlyukhin, ACS Photonics **9**, 3869 (2022).

35. A. B. Evlyukhin, V. R. Tuz, V. S. Volkov, and B. N. Chichkov, Phys. Rev. B **101**, 205415 (2020).
36. A. B. Evlyukhin, M. A. Poleva, A. V. Prokhorov, K. V. Baryshnikova, A. E. Miroshnichenko, and B. N. Chichkov, Laser Photonics Rev. **15**, 2100206 (2021).
37. A. V. Prokhorov, A. V. Shesterikov, M. Yu. Gubin, V. S. Volkov, and A. B. Evlyukhin, Phys. Rev. B **106**, 035412 (2022).
38. A. V. Chernyak, A. V. Barsukova, M. Yu. Shorokhov, M. Yu. Musorin, and M. Yu. Fedyanin, JETP Lett. **111**, 46 (2020).
39. D. V. Obydennov, D. A. Shilkin, D. N. Gulkin, E. V. Lyubin, D. M. Zhigunov, V. O. Bessonov, and A. A. Fedyanin, Adv. Opt. Mater. **12**, 2302276 (2024).
40. U. Zywietz, M. K. Schmidt, A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, J. Aizpurua, and B. N. Chichkov, ACS Photonics **2**(7), 913 (2015).