Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 9, с. 762 – 775 © 2026 г. 10 ноября

Жидкокристаллические метаповерхности на ориентирующих слоях, микроструктурированных ионным пучком (Миниобзор)

А. В. Мамонова, М. В. Горкунов[1)]

Отделение "Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова" Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

Кафедра теоретической физики и квантовых технологий, НИТУ МИСИС, 119049 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 сентября 2026 г.
После переработки 5 октября 2026 г.
Принята к публикации 6 октября 2026 г.

Пространственно-модулированные ориентирующие слои могут инициировать самоорганизацию сложных неоднородных структур в нематических жидких кристаллах. Облучение сфокусированным ионным пучком на современных установках позволяет получать такие слои с субмикронным разрешением, что открывает возможности создания жидкокристаллических метаповерхностей. Подобно своим твердотельным аналогам, они способны эффективно отклонять, расщеплять и фокусировать световые лучи, но, в дополнение, допускают переключение между различными режимами за миллисекундные времена напряжением в несколько вольт. Мы рассматриваем физические принципы, отвечающие за формирование жидкокристаллических метаповерхностей, сравниваем аналитические и численные методы их описания, а также анализируем функциональные оптические свойства и способы их оптимизации. Имеющиеся экспериментальные реализации позволяют обсудить конкретный потенциал жидкокристаллических метаповерхностей как перспективных элементов и устройств фотоники.

DOI: 10.7868/S3034576626110103

1. Введение. Жидкие кристаллы (ЖК) уникальным образом сочетают анизотропию, обычно присущую твердым телам, с типичными свойствами жидкостей, такими как текучесть и вязкость [1]. Ориентацию ЖК в конечных объемах удобно задавать специально подготовленными поверхностями (слоями натертых полимеров, фотоориентированных или амфифильных молекул) [2]. При этом жидкостные свойства оставляют возможность переориентировать ЖК действием электрического (а реже – магнитного) поля. Именно так, ориентируя и переориентируя однородные по площади плоские слои ЖК, осуществляется электрооптическое переключение, лежащее в основе большинства современных ЖК-дисплейных технологий.

Как и множество других существенно нелинейных динамических систем, ЖК склонны и к спонтанному нарушению однородного упорядочения, демонстрируя неустойчивости различного типа и образуя и одиночные, и повторяющиеся дефекты [3–5]. Так в смектических и нематических ЖК при приложении электрического поля наблюдаются флексоэлектрические неустойчивости Пикина–Бобылева, для которых характерно самопроизвольное образование локально-периодических структур с пространственным шагом, близким к толщине слоя ЖК [6]. В других же случаях, например, вследствие относительно слабого влияния хиральности молекул ЖК, возникают периодические структуры в виде холестерического геликоида с четко определенным дальним порядком. Брэгговское отражение, ярко проявляющееся при этом [7], делает подобные структуры очень интересными и с практической точки зрения: периодом структур и, соответственно, спектральным положением полосы селективного отражения можно управлять, изменяя температуру или состав [8].

Воспроизводимого получения относительно сложных неоднородных распределений ориентации ЖК можно добиться пространственно-модулированной фотоориентацией, позволяющей задавать различные локальные преимущественные направления длинных осей молекул ЖК за счет облучения ориентирующих светочувствительных органических слоев поляризованными интерференционными картинами [9–11]. Активно исследуются созданные по этому методу перестра-

[1)]e-mail: gorkunov@crys.ras.ru

иваемые оптические устройства, такие как линзы, голограммы и дисплеи дополненной реальности [12–17]. У фотоориентации, получившей широкое распространение в последние годы, однако, имеется принципиальное ограничение: пространственное разрешение структур, ориентирующих ЖК, всегда остается сравнимым или большим длины волны облучающего света.

Также за последнее десятилетие сформировалась и продолжает бурно развиваться метафотоника, исследующая оптические метаматериалы и метаповерхности – оптические структуры с внутренними масштабами меньше и много меньше световых длин волн – и обещающая революционные изменения в оптических технологиях. Для практических приложений особенно актуальны метаповерхности – упорядоченные планарные массивы субволновых структурных элементов (мета-атомов), демонстрирующие оптические свойства, качественно отличные от свойств используемых при их создании материалов [18]. Имея ничтожную по обычным меркам толщину, метаповерхности показали себя как высокоэффективные аналоги спектральных [19] и поляризационных [20] фильтров, дифракционных элементов и голограмм [21], пропускающих и отражающих линз [22]. Широко обсуждаются возможности активной перестройки метаповерхностей, окруженных ЖК, за счет его переориентации в непосредственной окрестности мета-атомов [23–28]. Существенное уменьшение объема ЖК, необходимого для перестройки отклика мета-атома, позволяет в разы сократить характерные времена электрооптического переключения [29]. Имеется, однако, и ряд трудностей в достижении предсказуемой и воспроизводимой ориентации ЖК в таких нестандартных условиях [30, 31].

В появлении метаповерхностей, полностью состоящих из ЖК, ключевую роль сыграл обнаруженный в 2017 г. эффект существенного влияния облучения фокусированным ионным пучком (ФИП) на ориентирующие свойства полимерных слоев [32]. Типичная фотоориентация задает пространственное распределение азимутального угла директора нематического ЖК, см. рис. 1a и b. Облучение же натертых слоев полиимида галлиевым ФИП на лабораторных установках растровой электронной микроскопии (РЭМ), как оказалось, локально меняет направление преимущественной ориентации молекул ЖК с планарных (оптическая ось ЖК вдоль направления натирки поверхности) на вертикальные (перпендикулярно поверхности), см. рис. 1c. Ключевым моментом стал качественный скачок в пространственном разрешении, ограниченном на современных установках РЭМ диаметром ФИП, который может быть уменьшен до величин порядка 10 нм. Помимо этого, цифровое управление установок РЭМ позволяет записывать произвольные ориентационные картины, начиная с наборов чередующихся облученных и не облученных полос одинаковой или разной ширины, до сложных двумерных узоров с неизменно высоким пространственным разрешением. Все это сделало обработку ФИП ориентирующих слоев не просто альтернативой фотоориентации, но и открыло перспективы создания качественно новых неоднородных ЖК-структур с пространственным разрешением 100 нм и менее, т.е. прямых аналогов метаповерхностей, состоящих из “мягкой материи” и допускающих высокоскоростное переключение. Такие структуры были логично названы ЖК-метаповерхностями, и их формирование и доступные полезные функциональные оптические свойства были исследованы в последующем цикле работ [33–40].

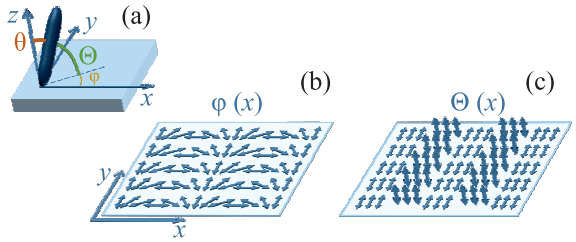

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематичное изображение ориентации молекул ЖК в приповерхностной области, характеризующееся полярным и азимутальным углами θ и φ, соответственно, а также углом преднаклона $\Theta = \pi/2 - \theta$ (a). Простейшие типы периодической ориентации ЖК поверхностями, подготовленными интерференционной фотоориентацией (b) и полосчатым облучением ФИП (c)

В миниобзоре рассмотрены ЖК-метаповерхности различного типа и показаны общие для них всех физические принципы самосборки и возникновения нетривиальных оптических свойств. Изложены основные подходы приближенного аналитического и точного численного моделирования, а также описаны методы и результаты оптимизации ориентирующих структур, необходимых для достижения разнообразных оптических функциональностей. Представлены наиболее удачные экспериментальные реализации, наглядно показавшие практический потенциал ЖК-метаповерхностей различного типа.

2. Формирование ЖК-метаповерхностей на периодических массивах ориентирующих полос. Для выяснения основных закономерностей формирования ЖК-метаповерхностей на ориентирую-

щих покрытиях, локально обработанных ФИП, первоначально был исследован простейший вариант метаструктур, формирующихся на периодически чередующихся облученных и не облученных полосах. Ориентация ЖК в таком случае полностью описывается пространственно-неоднородным распределением полярного угла директора, зависящим от двух координат $\theta(x,z)$. Минимизация свободной энергии ЖК в приближении равных модулей упругости нематического ЖК сводится к нахождению решения уравнения Лапласа для $\theta(x,z)$ с соответствующими граничными условиями [5]. Планарное сцепление ЖК с натертым слоем полиимида может быть описано жестким граничным условием $\theta = \pi/2$. Предполагая, что облученные ФИП области обеспечивают жесткое вертикальное сцепление ЖК с подложкой, можно зафиксировать там $\theta = 0$. Соответствующее решение уравнения Лапласа с граничными условиями в виде x-периодической ступенчатой функции на одной подложке при $z = 0$ и $\theta = \pi/2$ на второй однородно планарно ориентирующей подложке при $z = d$, можно искать в виде ряда Фурье по координате x. Оно имеет несложный вид [33]:

$$\theta(x,z) = \frac{\pi}{2}\left[1 - r\left(1 - \frac{z}{d}\right)\right] + \\ + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin \pi m r}{m} \frac{\sinh[2\pi m(d-z)/P]}{\sinh[2\pi m d/P]} \cos\frac{2\pi m x}{P}, \quad (1)$$

где P – период полос, d – толщина ЖК-ячейки, а r – коэффициент заполнения полос, определяемый как отношение ширины облученных областей к периоду. Первое слагаемое в уравнении (1) описывает независимое от x линейное изменение θ в слое ЖК. Оно соответствует однородной деформации в ЖК-ячейке с так называемой гибридной ориентацией: директор ЖК на одной подложке фиксирован жестким граничным условием $\theta = \pi/2$, тогда как на другой подложке его полярный угол $\theta = \pi r/2$ определяется коэффициентом заполнения r. Сумма во втором слагаемом уравнения (1) формально содержит бесконечное число членов. Поскольку их вклады затухают в объеме ЖК по мере удаления от границы $z = 0$ как $\exp(-2\pi m z/P)$, только несколько первых из них вносят заметный вклад в оптические свойства.

Даже для относительно простого аналитического вида (1) неоднородной деформации ЖК точный расчет параметров пропускания света метаповерхностью требует прямого численного решения уравнений электродинамики. Тем не менее, существует важный предельный случай, анализ которого позволяет качественно понять ключевые оптические свойства ЖК-метаповерхностей. Если период массива полос намного превышает длину волны проходящего света, $P \gg \lambda$, то распространение нормально падающей плоской световой волны через соседние участки ЖК-ячейки можно считать независимым. Тогда неоднородность ориентации ЖК в плоскости сводится к пространственной модуляции фазы прошедшей волны. Соответствующую фазовую задержку можно вычислить в первом приближении, исходя из оптического пути плоской волны, распространяющейся вдоль оси z и поляризованной вдоль оси y:

$$OP_y(x) = \int_0^d dz \frac{n_\mathrm{o} n_\mathrm{e}}{\sqrt{n_\mathrm{e}^2 \cos^2\theta(x,z) + n_\mathrm{o}^2 \sin^2\theta(x,z)}}, \quad (2)$$

где n_o и n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления ЖК соответственно. Тогда электрическое поле прошедшей световой волны можно приближенно записать как P-периодическую функцию: $E_y(x) \propto \exp[2\pi i OP_y(x)/\lambda]$. Амплитуды разложения этого поля в ряд Фурье определяют ключевые наблюдаемые величины: коэффициент пропускания T и эффективность n-го порядка дифракции η_n как:

$$T = \left|\frac{1}{P}\int_0^P dx \exp\left[2\pi i \frac{OP_y(x)}{\lambda}\right]\right|^2, \quad (3)$$

$$\eta_n = \sqrt{1 - \frac{\lambda}{nP}^2} \times \\ \times \left|\frac{1}{P}\int_0^P dx \exp\left[2\pi i \frac{OP_y(x)}{\lambda} - 2\pi i \frac{nx}{P}\right]\right|^2. \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) определяются безразмерными величинами: коэффициентом заполнения r и отношением периода полос к толщине ячейки P/d. Соответствующие типичные спектры коэффициента пропускания приведены на рис. 2, где отчетливо видно, что значение $r = 0.5$ обеспечивает падение пропускания до нулевых значений, см. рис. 2a, а уменьшение P/d вызывает выраженное голубое смещение минимума коэффициента пропускания, см. рис. 2b. Эти особенности качественно объясняются тем, что минимум пропускания достигается, когда световые волны, прошедшие через полосы с различной ориентацией, приобретают на выходе противоположные фазы, что приводит к их деструктивной интерференции. Полное подавление пропускания происходит, когда амплитуды интерферирующих волн одинако-

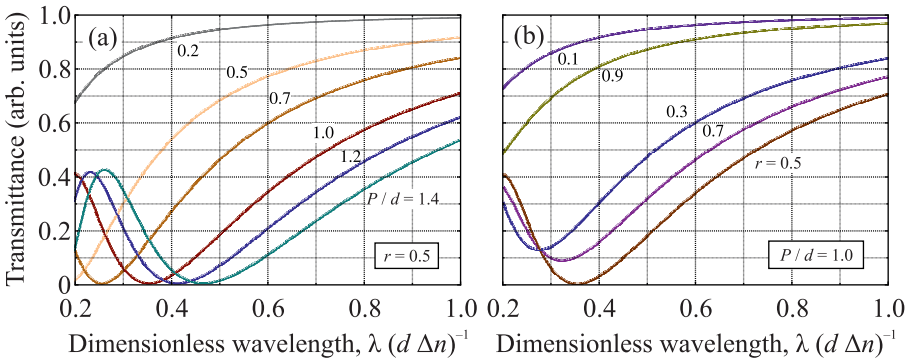

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры коэффициента пропускания ЖК метаповерхностями нормально падающего света, поляризованного вдоль полос, рассчитанные по аналитическому выражению (3): для фиксированного значения коэффициента заполнения $r = 0.5$ и различных значений P/d (a), а также для фиксированного $P = d$ и различных значений r (b) [33]

вы, т.е. при равных площадях полос и промежутков между ними, что соответствует $r = 0.5$. По мере уменьшения периода полос P по сравнению с толщиной ячейки d увеличивается вклад переходных областей на границах полос, что сокращает эффективную разность оптических путей света, проходящего через полосы и промежутки. Соответственно, накопление противоположных фаз в подынтегральном выражении в уравнении (3) происходит для света с меньшей длиной волны, что и объясняет голубое смещение минимума пропускания.

Поскольку в модели отсутствует поглощение и отражение, вблизи минимумов пропускания вся падающая световая энергия должна перераспределяться в дифракционные каналы. Это позволило ожидать, что такие ЖК-метаповерхности должны являться эффективными оптическими дифракционными элементами в соответствующих спектральных областях [33].

Исследования экспериментальных образцов, подробно изложенные в работах [33, 34], полностью подтвердили теоретические ожидания. Остановимся подробнее на результатах работы [34], в которой изучались ЖК-метаповерхности на полосах вертикальной ориентации, записанных ФИП с периодами от 1 до 8 мкм с коэффициентом заполнения 0.5. Эксперименты проводились в ячейках со стеклянными подложками, покрытыми тонкими прозрачными электродами из ITO толщиной около 150 нм, что позволило также охарактеризовать особенности электрооптического переключения. Во избежание пороговых явлений, связанных с эффектом Фредерикса, задавалась вертикальная ориентация ЖК на противоположной подложке, покрытой для этого слоем амфифильных молекул хромолана. Периодические структуры полос были записаны галлиевым ФИП на двухлучевом РЭМ FEI Scios, см. их РЭМ-изображения на рис. 3a. ЖК-ячейки, собранные с зазором $d = 4$ мкм, были заполнены нематической ЖК-смесью Merck E7. Эта смесь, использованная и во всех последующих образцах ЖК-метаповерхностей, имеет стабильную нематическую фазу в широком диапазоне температур, близких к комнатной. Заметная оптическая анизотропия $\Delta n \simeq$ $\simeq 0.22$ позволяет эффективно управлять фазовой задержкой света слоями ЖК толщиной в несколько микрометров. Созданные образцы показали ярко выраженную окраску в свете, линейно поляризованном вдоль полос, цвет которой зависит от периода P, см. рис. 3b.

Измеренные спектры пропускания и дифракции, см. пример на рис. 3c, подтвердили основные выводы полуаналитической теории: коэффициент пропускания имеет глубокий минимум (что и определяет видимую окраску) на некоторой длине волны, вблизи которой световая энергия перераспределяется в сильные первые порядки дифракции. Более точный расчет наблюдаемых характеристик потребовал построения численной модели метаповерхностей в пакете программ COMSOL Multiphysics в 2D-режиме, используя метод конечных элементов и принимая во внимание все физические свойства нематического ЖК E7, а также точно учитывая наличие подложек с прозрачными ITO-электродами. Для одной элементарной ячейки метаповерхности, исходя из решения упругой задачи о формировании ЖК-метаповерхности, рассчитывались прохождение и дифракция света с использованием модуля EWFD с периодическими граничными условиями. Для полного соответствия условиям эксперимента интенсивности прошедшего и дифрагировавшего света были нормированы на интенсивность света, прошедшего

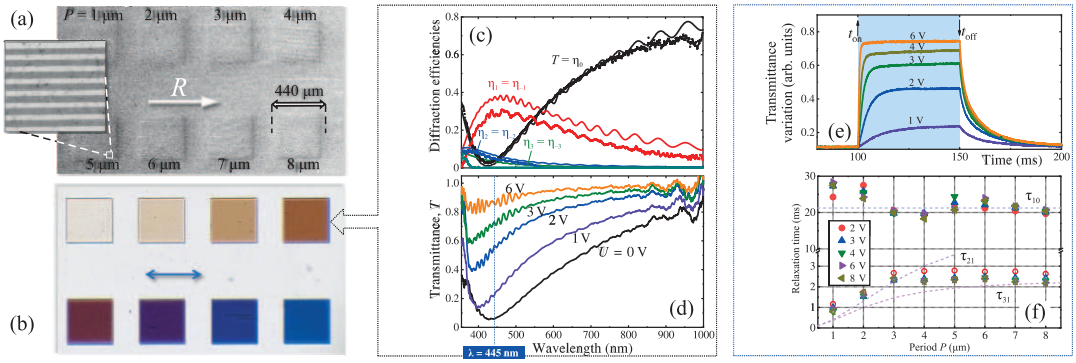

Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальный набор периодических ЖК-метаповерхностей периода от 1 до 8 мкм, сформировавшихся на полосах, обработанных ФИП с коэффициентом заполнения 0.5 [34]. РЭМ-изображения периодических полос, облученных ФИП с указанным периодом P (a). Белой стрелкой обозначено направление натирки полиимида R. Изображения ЖК-ячейки с плоским зазором толщиной $d = 3.5$ мкм, в котором сформировались метаповерхности, видимые в оптическом микроскопе в свете, линейно поляризованном вдоль полос (b). Спектры пропускания и эффективностей первых порядков дифракции (c), рассчитанные численно (сплошные линии) и измеренные (точки) для метаповерхности периода 4 мкм. Изменение спектра пропускания этой метаповерхности при приложении указанных напряжений 1–6 В (d). Динамика изменений коэффициента пропускания на длине волны 445 нм при приложении ступенчатых импульсов напряжения частотой 1.5 кГц указанной амплитуды (e). Времена быстрой (полые символы) и медленной (сплошные символы) релаксации метаповерхностей разного периода при различных напряжениях в сравнении с модельными зависимостями (5), показанными штриховыми линиями (f)

через однородную область ЖК-ячейки. Вычисленные таким образом спектры пропускания совпали с измеренными, см. пример на рис. 3c, что подтвердило справедливость использованных при моделировании предположений. Более низкие по сравнению с расчетными наблюдаемые значения эффективностей дифракции свидетельствуют о паразитных потерях 5–10 % световой энергии на рассеяние на неоднородностях и дефектах экспериментальных образцов.

Исследования электрооптического отклика ЖК-метаповерхностей показали возможности управления их свойствами приложением низковольтных электрических сигналов. Приведенные на рис. 3d типичные спектры коэффициента пропускания измерены при приложении к прозрачным электродам ITO переменного напряжения в виде прямоугольных импульсов длительностью 50 мс, заполненных квадратными импульсами частотой 1.5 кГц. Очевидно, что амплитуды напряжения 8 В достаточно для полного “стирания” метаповерхности за счет однородного ориентирования ЖК перпендикулярно подложкам. Динамика переключения на рис. 3e указывает на ряд особенностей, характерных и для последующих более сложных метаповерхностей. В частности, время реакции метаповерхностей на включение напряжения существенно зависит от его амплитуды. Повышая напряжение до нескольких вольт, несложно добиться субмиллисекундно быстрой реакции. Вместе с тем времена обратной релаксации определяются вязкостью и упругостью ЖК, а также масштабами его деформаций в объеме ячейки. Подробный анализ измеренной динамики, проведенный в работе [34], показал наложение нескольких экспоненциальных релаксационных процессов, соответствующих различным пространственным гармоникам в разложении типа (1). Деформацию каждой гармоники m из ряда Фурье по координате x можно представить в виде ряда Фурье по координате z, и тогда ее релаксация является суперпозицией процессов с характерными временами:

$$\tau_{l,m} = \tau_0 \left[l^2 + m^2 \left(\frac{2d}{P} \right)^2 \right]^{-1}, \qquad (5)$$

где $l = 1, 2, \ldots$, $m = 0, 1, \ldots$, а $\tau_0 = \gamma d^2 / K\pi^2$ идентично времени релаксации ЖК-ячейки с однородной ориентацией [5]. Сопоставление с измеренными временами на рис. 3f показывает, что медленная часть релаксации каждой метаповерхности происходит за время $\tau_{10} = \tau_0$ однородной ЖК-ячейки. Быстрым же процессам характерны времена, меньшие на порядок величины, соответствующие более высоким гармоникам. Поскольку именно быстрые времена отвечают за 70–80 % изменения амплитуды прошедшего света, ЖК-метаповерхности релаксируют в деформированные конфигурации существенно быстрее, чем аналогичные обычные ЖК-ячейки, релаксирующие в однородные состояния.

Важным выводом аналитической теории формирования периодических ЖК-метаповерхностей яви-

лась существенная зависимость распределения молекул ЖК от коэффициента заполнения r. В частности, именно этот коэффициент простым образом определяет однородную в плоскости часть распределения полярного угла директора в выражении (1), которая доминирует в случае, когда период полос мал по сравнению с толщиной ЖК-ячейки. Тогда усредненную ориентацию ЖК вблизи структурированной поверхности можно описывать некоторым эффективным углом преднаклона

$$\Theta_0 = \langle \pi/2 - \theta(x,0) \rangle_x = \frac{\pi r}{2}. \qquad (6)$$

Это обстоятельство имеет важные практические последствия, так как стандартные ориентирующие покрытия создают стабильные планарную или вертикальную ориентацию ЖК. Для промежуточных же вариантов ориентации, требуемых, например, для реализации качественных ЖК-линз, простых технологических рецептов неизвестно.

Для проверки возможности установления эффективного угла преднаклона с помощью периодических ориентирующих структур были созданы экспериментальные образцы методами, описанными выше. Для этого были обработаны ФИП квадратные участки размером 440–450 мкм, состоящие из 440, 294 и 220 полос, параллельных направлению натирки полиимида и облученных с периодом 1, 1.5 и 2 мкм соответственно. Малые периоды позволили минимизировать влияние дифракции света и выстроить конфигурации ЖК, пропускающие свет, как эффективно однородные в плоскости ячейки слои. Для выяснения роли коэффициента заполнения в каждой структуре были объединены области с различной шириной полос, так что этот коэффициент постепенно изменялся в пределах каждой структуры от $r = 0$ для не облученного полиимида до $r = 1$ – для полиимида, полностью облученного ФИП. Для получения достаточно большого набора данных ячейки неоднократно пересобирались со спейсерами разных размеров, что позволило охватить широкий диапазон толщин d от 2.6 до 13 мкм. Собранные ЖК-ячейки продемонстрировали в скрещенных поляризаторах яркие наборы цветов и оттенков, см. примеры на рис. 4a–d. На изображениях можно четко различить цветные полосы, соответствующие различным значениям коэффициента заполнения r. С использованием компенсатора Берека на всех полосах были измерены относительные фазовые задержки Γ на длине волны 546 нм. Также для ячеек всех толщин была измерена относительная фазовая задержка Γ_0 на необработанных ФИП фоновых участках. Как видно из рис. 4e, отношение Γ/Γ_0 для всех исследованных структур выстраивается в простую последовательность, происхождение которой несложно понять, исходя из первого слагаемого аналитического выражения (1).

Действительно, световые волны с ортогональными линейными поляризациями, распространяющиеся вдоль оси z через ЖК-метаповерхность, проходят разные оптические пути: для волн, поляризованных вдоль x, этот путь равен $OP_x = n_o d$, а для волн, поляризованных вдоль y, справедливо выражение (2). При относительно слабом двулучепреломлении $\Delta n = n_\mathrm{e} - n_\mathrm{o}$ выражение для относительной фазовой задержки между волнами двух поляризаций можно приближенно записать как:

$$\Gamma(x) = \frac{2\pi}{\lambda}(OP_y - OP_x) \cong \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n \int_0^d dz \sin^2\theta(x,z). \qquad (7)$$

При этом фазовая задержка, измеренная на необработанных участках ЖК-ячейки, соответствует однородной гибридной ориентации ЖК $\Gamma_0 = \Delta n \pi d/\lambda$. Подставив в равенство (7) нулевую x-гармонику распределения $\theta(x,z)$ и проинтегрировав по z, можно выразить отношение фазовых задержек:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 - \frac{\sin(\pi - 2\Theta_0)}{\pi - 2\Theta_0}, \qquad (8)$$

которое полностью определяется коэффициентом заполнения полос, согласно выражению (6). Решая уравнение (8) относительно Θ_0 для измеренных значений относительной фазовой задержки, можно определить соответствующие значения эффективного угла преднаклона, см. рис. 4f. Следует иметь в виду, что уравнение (8), использованное для извлечения значений эффективного угла преднаклона, строго применимо только в рамках одноконстантного приближения упругости ЖК и слабого двулучепреломления. Однако из рис. 4e, f видна отличная точность приближенной модели при описании ЖК-структур в широком диапазоне толщин и периодов.

3. Функциональные ЖК-метаповерхности. Исследования периодических метаповерхностей на массивах одинаковых ориентирующих полос показали принципиальную возможность создания таких ЖК-систем нового типа и прояснили основные закономерности их самосборки и оптических свойств. С точки зрения приложений, функциональность простых периодических структур заключается в электроуправляемом расщеплении света определенного диапазона симметрично в несколько первых порядков дифракции. Для конкретных практических приложений необходимы существенно более специфи-

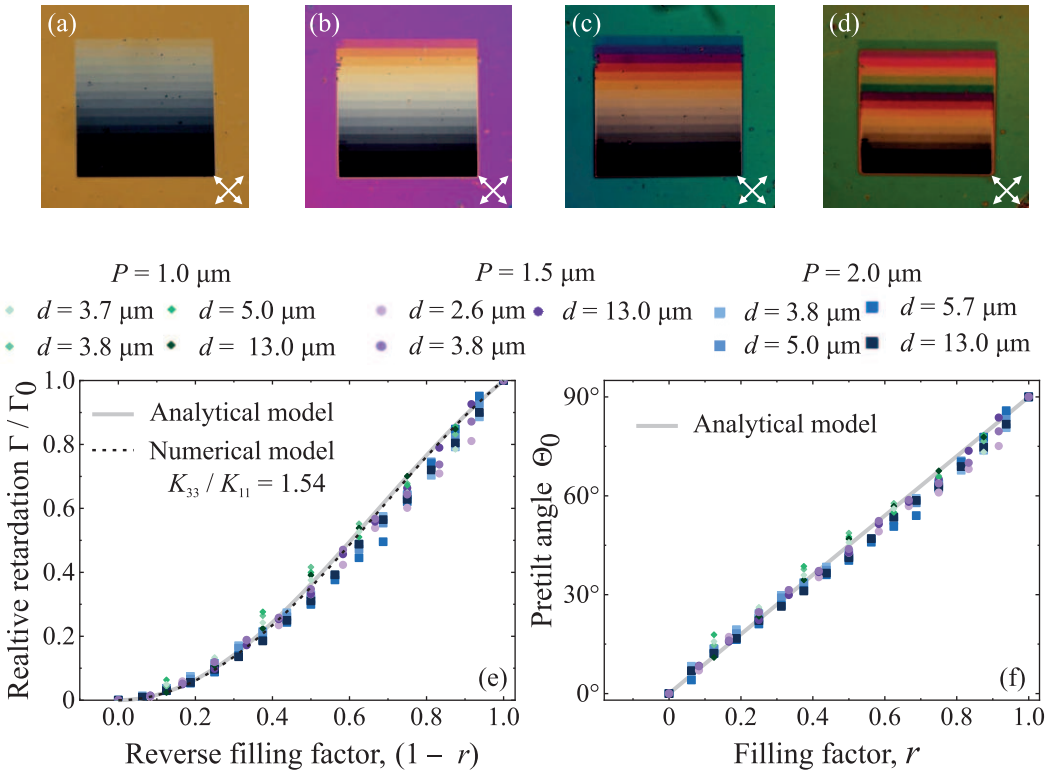

Рис. 4. (Цветной онлайн) Изображения в скрещенных поляризаторах (белые стрелки) ЖК-ячеек с метаповерхностями, формирующимися на периодических структурах с $P = 2$ мкм и коэффициентом заполнения, меняющимся от $r = 0$ на верхнем крае до $r = 1$ – на нижнем, для различных значений толщины слоя ЖК d: 3.8 мкм (a), 5.0 мкм (b), 6.5 мкм (c) и 13 мкм (d). Относительная фазовая задержка (e) и эффективный угол преднаклона (f) в зависимости от коэффициента заполнения, измеренные для ЖК-метаповерхностей с различными d и P (цветные символы) и рассчитанные по аналитическим формулам (6) и (8). Пунктирной линией на (e) также представлен результат расчета для модулей упругости нематика E7 [35]

ческие свойства. Так, управление световым лучом в устройствах сканирования требует максимально эффективного отклонения падающей световой энергии в одном направлении [41]. Для задач, связанных со структурированным освещением пространства, необходимо, наоборот, расщепить световой луч на большое число лучей с близкими интенсивностями [42]. Помимо эффективности, важными характеристиками остаются скорость переключения и ширина рабочего диапазона длин волн. Поскольку подобные оптические элементы выполняют физически схожую задачу пространственной модуляции изначального плоского фронта падающей световой волны, их реализация возможна и на платформе ЖК-метаповерхностей, что позволит расширить функциональность за счет переключения ЖК между разными конфигурациями. В последующих работах [36, 39, 40, 43] были продемонстрированы соответствующие возможности, основанные на нацеленной оптимизации под те или иные функции.

В частности, было реализовано аномальное преломление света, т.е. изменение направления его распространения за счет высокоэффективной дифракции в некоторый единственный канал. Данный эффект широко востребован при создании плоских линз и требует пилообразного профиля фазовой задержки прошедшего света [44]. Для этого были рассмотрены ЖК-метаповерхности, формирующиеся на суперпериодически микроструктурированных полимерных слоях. Каждый период суперпериодической структуры состоит из множества полос с постепенно изменяющейся шириной и коэффициентом заполнения, что обеспечивает плавный переход ориентации директора в прилегающем слое ЖК от планарной к вертикальной. Для придания пилообразного профиля фронту прошедшей волны была выполнена предварительная оптимизация дизайна метаповерхности, основанная на аналогах выражений (3) и (4), обобщенных на более сложные суперпериодические граничные условия на одной из подложек. При опти-

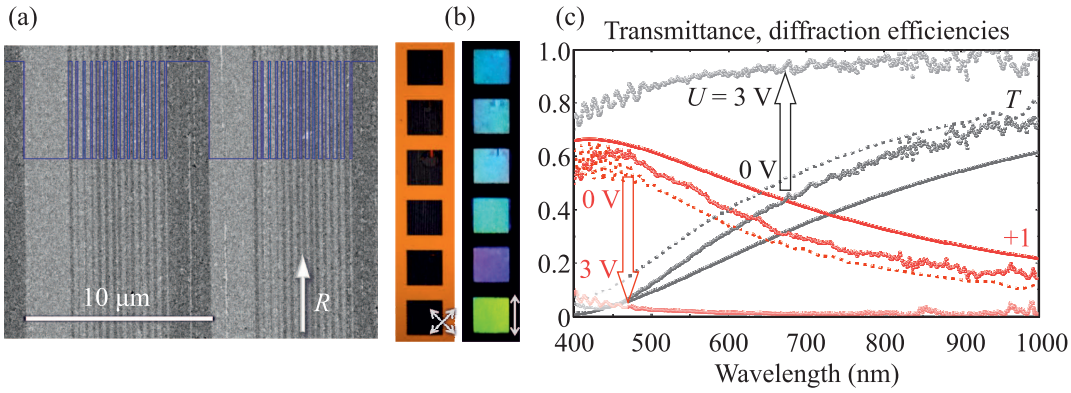

Рис. 5. (Цветной онлайн) Односторонние суперпериодические ЖК-метаповерхности. (a) – РЭМ-изображение фрагмента суперпериодической структуры периода $P = 10$ мкм, облученной ФИП. Ступенчатая зависимость полярного угла директора ЖК показана синей линией. (b) – Изображения в поляризационном оптическом микроскопе ЖК-ячейки с метаповерхностями $P = 5{-}10$ мкм (сверху вниз) и толщины $d = 4$ мкм, помещенной между парой скрещенных поляризаторов, повернутых на 45° относительно полос (белые стрелки) и при наклонном падении света, линейно поляризованного вдоль полос. (c) Спектры коэффициента пропускания и дифракционных эффективностей структуры периода $P = 10$ мкм: сплошными линями показаны результаты аналитической модели, пунктирными – численного моделирования, а точками – измеренные в отсутствие напряжения и при приложении напряжения [36]

мизации в качестве целевой функции была выбрана эффективность +1 порядка дифракции для синего света длины волны 450 нм. Циклы численной оптимизации, проведенные для метаповерхностей с периодом от 4 до 10 мкм при толщине ЖК-ячейки 4 мкм и для табличных параметров нематического ЖК E7, дали положение и ширину наборов тонких микрополос, подлежащих облучению ФИП в пределах каждого периода метаповерхности. Пример одной из структур периода 10 мкм представлен синей ступенчатой линией на рис. 5a.

Для верификации результатов оптимизации была адаптирована описанная выше численная модель в COMSOL Multiphysics в 2D-режиме, рассчитывающая как ориентацию ЖК-метаповерхностей суперпериодическими структурами, так и их оптические характеристики, принимая во внимание все свойства нематического ЖК E7 и параметры ЖК-ячейки. Результаты численного моделирования подтвердили, что оптимизированные структуры способны отклонять до 60 % падающего синего света в один порядок дифракции. Экспериментальная реализация суперпериодических метаповерхностей, включавшая запись массивов полос ФИП, см. пример на рис. 5a, сборку ЖК-ячеек, см. рис. 5b, и измерения спектров пропускания и дифракции, см. рис. 5c, подтвердила ожидаемые значения эффективности аномального преломления. Представленные на рис. 5c спектры коэффициента пропускания и дифракционных эффективностей, рассчитанные в численной модели и измеренные экспериментально, находятся в хорошем количественном согласии. Результаты аналитической модели качественно верно предсказывают наличие максимума дифракционной эффективности в синей области, однако не совсем верно указывают на положение и высоту этого максимума, что свидетельствует о понижении точности аналитической модели и, в частности, одноконстантного приближения упругости ЖК в условиях сильных локализованных ориентационных деформаций. Проведенные электрооптические измерения подтвердили хорошую управляемость суперпериодических ЖК-метаповерхностей. Как видно на рис. 5c, приложение напряжения в 3 В достаточно, чтобы переключить метаповерхность из дифрагирующего состояния в пропускающее. Также были определены времена переключения, которые, как и у периодических метаповерхностей, находятся в диапазоне нескольких миллисекунд [36].

Принципиальной особенностью ЖК-метаповерхностей, формирующихся за счет неоднородной ориентации на одной из подложек, является то, что доступная глубина модуляции волнового фронта не превышает половину фазовой задержки, в принципе достижимой за счет переориентации всего слоя ЖК. Это, в частности, ограничило диапазон аномального преломления света суперпериодическими структурами синей областью спектра. Для покрытия более широкого видимого диапазона можно увеличить толщину d вдвое, но это, согласно общим законам электрооптики ЖК [5], замедлит электрооптическое переключение в 4 раза, а также ухудшит качество ориентации ЖК в большем объеме. Логичным выходом оказался переход к двусторонней конструкции, объединяющей пару подложек с дополня-

ющими друг друга суперпериодическими наборами полос [43].

Моделирование двусторонних конструкций оказалось за пределами применимости аналитических приближений. Циклы оптимизации были выполнены в численной модели в COMSOL Multiphysics для периодов ЖК-метаповерхностей 4, 6, 8 и 10 мкм и толщины ЖК-слоя 4 мкм. Параметрами оптимизации служили координаты краев всех полос на обеих подложках, а целевой функцией – эффективность дифракции +1 порядка на длине волны 630 нм. При оптимизации методом Нелдера–Мида ограничивалась лишь минимальная ширина полосы 100 нм, а количество полос не фиксировалось и не считалось равным на разных подложках. Спектры пропускания и дифракции, рассчитанные для оптимальных конструкций, подтвердили преимущества двусторонних ЖК-метаповерхностей: эффективности дифракции превысили 50 % в широком видимом диапазоне, достигая 60−70 % для красного света.

Экспериментальные двусторонние ЖК-метаповерхности были созданы согласно оптимизированным конструкциям методами, описанными выше. На рисунке 6a представлены типичные РЭМ-изображения участков обеих подложек, облученных ФИП с периодом 8 мкм. После заполнения зазора нематическим ЖК E7 (Merck) в оптическом поляризационном микроскопе наблюдалось стабильное формирование ЖК-структур, см. пример на рис. 6b. Точное совмещение подложек с помощью микропозиционирования проводилось до получения максимально эффективного аномального преломления в +1 порядок дифракции. В ходе экспериментов было обнаружено, что смещение подложек на половину периода приводит к значительному увеличению интенсивности противоположного −1 порядка дифракции. Объяснить этот неожиданный факт удалось по результатам соответствующего численного моделирования. Как показано на рис. 6c, обеим конфигурациям соответствуют зеркально схожие картины распределения директора ЖК: на одном краю периода метаповерхности он ориентирован практически вертикально, а на другом – близок к горизонтальному положению. Количественно эффективность преломления света точно совмещенной конфигурацией несколько выше, чем смещенной (60 % против 50 % на максимуме). Также оптимальный вариант осуществляет довольно эффективное (до 40 %) преломление синего света в +2 порядок дифракции. В целом, исследования двусторонних ЖК-метаповерхностей подтвердили достижимость эффективного аномального преломления света во всем видимом диапазоне. Обнаруженная же возможность перестройки преломления за счет микрометрических смещений подложек является принципиально новым эффектом. Хотя он и требует более подробных исследований, перспективы его применения хорошо предсказуемы, так как речь идет об энергонезависимой ЖК-системе со стабильными состояниями, переключаемыми слабыми микронными смещениями компонентов.

Электрооптические исследования двусторонних ЖК-метаповерхностей показали, что приложение напряжений в несколько вольт смещает максимумы дифракционных эффективностей метаповерхности в коротковолновую область, мало меняя их высоту. Для света в синей области спектра это наблюдается как переход от доминирующего +2 порядка дифракции к +1. Дальнейшее же увеличение напряжения стирает метаповерхность, переводя свет в 0 порядок. Таким образом, возможно трехступенчатое переключение аномально преломляющей свет метаповерхности. Для наиболее наглядной демонстрации такой функциональности была проведена соответствующая численная оптимизация, учитывающая и влияние небольшого промежуточного напряжения, приложенного к слою ЖК. Численное моделирование и оптимизация проводились методами, описанными выше, а в качестве целевых функций бралась сумма дифракционных эффективностей +2 и +1 порядков на длине волны 450 нм в отсутствие поля и при приложении напряжения 1.5 В соответственно. Экспериментальные образцы оптимизированных двусторонних конструкций показали рекордные значения эффективности дифракции +1 порядка на целевых красных и синих длинах волн: до 80 % при нулевом и 60 % при напряжении в 1.5 В соответственно. Более того, эффективность дифракции +2 порядка достигала почти 60% при нулевом напряжении, практически полностью исчезая при при напряжении в 1.5 В [39].

Гибкость технологии создания ЖК-метаповерхностей определила широкий диапазон потенциально возможных функций, не ограничивающихся аномальным преломлением, при котором свет максимально эффективно отклоняется в одном заданном направлении. Для ряда практических задач необходимо и максимально равномерно распределить свет по большому числу каналов. В классической оптике эти функции выполняют решетки Дамманна. ЖК-метаповерхности, самоорганизующиеся на микроструктурированных полимерных слоях, способны стать аналогами таких решеток, причем с возможностью миллисекундно быстрого электрического

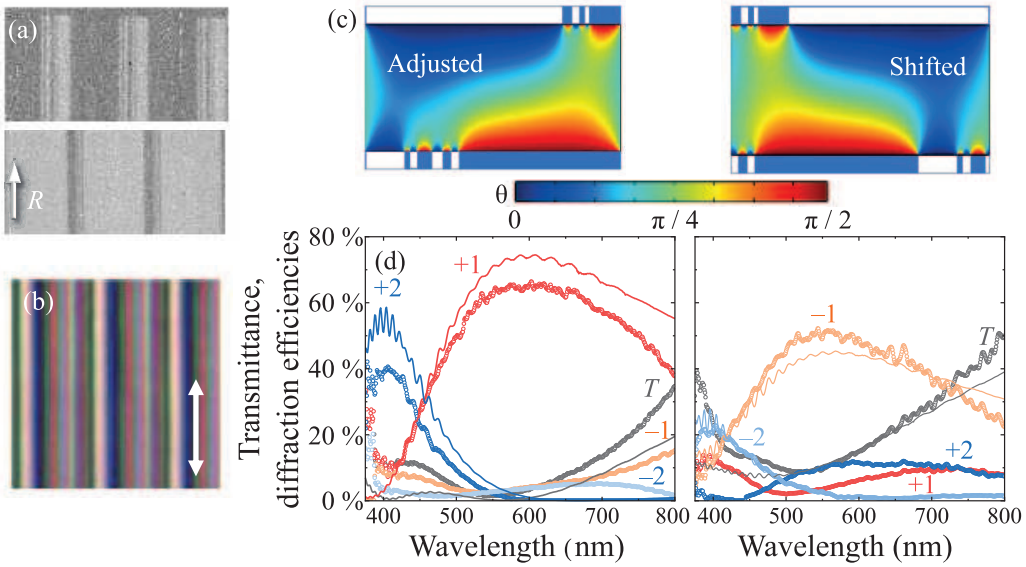

Рис. 6. (Цветной онлайн) Двусторонняя ЖК-метаповерхность периода $P = 8$ мкм и толщины $d = 4$ мкм. (a) – РЭМ-изображения фрагментов подложек, покрытых ориентирующими слоями полиимида, натертыми в направлении стрелки R с облученными ФИП суперпериодическими полосами в соответствии с оптимизированным дизайном. (b) – Изображение в оптическом микроскопе метаповерхности в свете, поляризованном вдоль полос (белая стрелка). (c) – Цветовые карты распределения полярного угла директора ЖК в пределах одного периода при точном совмещении подложек (слева) и при сдвиге на половину периода (справа). (d) – Спектры коэффициента пропускания и дифракционных эффективностей для совмещенной конфигурации (слева) и смещенной на половину периода (справа). Сплошными линиями показаны смоделированные, а точками – измеренные значения [43]

переключения. Оптимизация соответствующих конструкций ЖК-метаповерхностей отличается только иной целевой функцией: для определенной длины волны вместо эффективности одного порядка дифракции берется среднеквадратичное отклонение от среднего для набора большого числа $(2N+1)$ эффективностей дифракции порядков $-N, ..., 0, ...N$:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{2N+1}\sum_{n=-N}^{n=N}(\eta_n - \overline{\eta})^2}, \qquad (9)$$

где $\overline{\eta}$ – среднее значение эффективности всех учитываемых порядков. В ходе одного цикла оптимизации число N остается неизменным, а, сравнивая результаты оптимизации для разных N, можно эмпирически выбрать оптимальное. Так, например, для света длины волны 450 нм ЖК-метаповерхности периода 10 мкм оказываются способны расщепить свет на 9 порядков дифракции, т.е. с $N = 4$, а с увеличением периода оптимальное N растет. Оптимизированные конструкции, выполненные экспериментально, подтвердили ожидаемую функциональность. Записанные ФИП массивы полос, рис. 7a, обеспечили устойчивую ориентацию ЖК, рис. 7b, а хорошее совпадение смоделированных и измеренных спектров дифракции, рис. 7c, подтвердило реализуемость таких элементов на платформе ЖК-метаповерхностей. Сравнивая картины дифракции метаповерхностей разного периода на рис. 7d, можно заключить, что при заданных толщине ЖК-ячейки и длине волны света максимальное число дифракционных порядков ограничено некоторым диапазоном угла отклонения. Увеличение периода ЖК-метаповерхности в принципе позволяет вместить в этот диапазон любое число порядков дифракции до тех пор, пока они не начнут сливаться вследствие расходимости лучей, излучаемых метаповерхностью конечного размера.

4. Заключение. Качественное расширение возможности стабилизации пространственно-модулированных ЖК-структур за счет обработки ориентирующих подложек ФИП позволило создать различные ЖК-метаповерхности, обладающие полезными оптическими функциональностями. Понять основные закономерности формирования структур, возникающих на периодических массивах ориентирующих полос, можно в рамках относительно простых аналитических моделей деформации ЖК. Их оптические характеристики также удается предсказать приближенно, учитывая фазовую задержку, накапливаемую светом в ходе распространения сквозь слой ЖК. Более

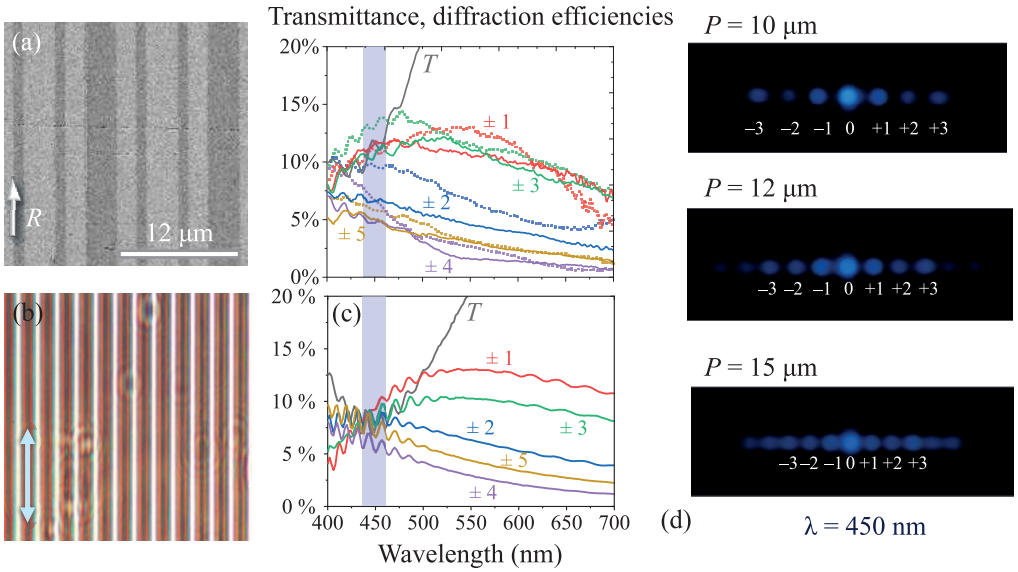

Рис. 7. (Цветной онлайн) Примеры ЖК-метаповерхностей – аналогов решеток Дамманна – толщины 4 мкм и различных периодов. (a) – РЭМ-изображение фрагмента структуры периода 12 мкм, записанной ФИП. Белой стрелкой R указано направление натирки полиимида. (b) – Изображение участка ЖК-метаповерхности в поляризационном оптическом микроскопе. Белой стрелкой указано направление поляризации света. (c) – Спектры пропускания и эффективностей первых 11 порядков дифракции этой же метаповерхности, измеренные в эксперименте (сверху) и смоделированные численно (снизу). (d) – Картины дифракции, зарегистрированные в задней фокальной плоскости оптического микроскопа для метаповерхностей указанных разных периодов [45]

сложные ЖК-метаповерхности, формирующиеся у суперпериодически структурированных подложек и, тем более, между двумя такими подложками, требуют аккуратного численного моделирования, учитывающего все особенности конкретного ЖК-материала и волновых явлений, происходящих при распространении света в неоднородной анизотропной среде. Критически важны численные методы при описании структур, находящихся под действием электрического поля.

Возможность существенной перестройки под действием низковольтных управляющих сигналов является ключевым преимуществом ЖК-метаповерхностей над их твердотельными аналогами. Поля напряженностью 1–2 вольта на микрон “стирают” метаповерхности, переводя ЖК в однородное пропускающее свет состояние. Для сравнения, активно исследуемые твердотельные метаповерхности с чувствительными 2D материалами демонстрируют модуляцию отражения света на несколько процентов при приложении напряжения 10 вольт [46].

Для практических применений интересны элементы, способные функционировать в нескольких режимах, соответствующих, например, разным амплитудам приложенного напряжения. На данный момент реализован один тип таких структур, допускающий трехступенчатое переключение аномального преломления [39]. Конструирование таких элементов потребует дальнейшего развития численных моделей ЖК-метаповерхностей, а их оптимизация – тщательного выбора целевых функций с учетом баланса эффективности работы во всех режимах.

Все исследованные метаповерхности формировались за счет изменений поверхностной ориентации директора ЖК от планарной к вертикальной. Проекция директора на поверхность при этом фиксирована направлением натирки слоя полиимида. Очевидно, что сочетание обработки ориентирующих слоев ФИП с неоднородной фотоориентацией позволит одновременно модулировать как азимутальный, так и полярный углы директора, задаваемые поверхностью. Это позволит существенно расширить функциональные возможности, переведя поляризацию света (на данный момент фиксированную направлением натирки) в разряд управляемых параметров, также допускающих оптимизацию. Можно ожидать, что именно такие гибридные поверхности будут наиболее эффективны для стабилизации хиральных нематиков в холестерических и голубых фазах, в которых директор сложным образом промодулирован в одном или всех трех направлениях [47]. Извест-

ные на данный момент примеры стабилизации таких фаз на фотоориентированных слоях [48–50] естественным образом ограничены необходимостью соответствия определенным срезам пространственной структуры с приблизительно плоским распределением направлений директора. Важно отметить, что масштабирование создания ориентирующих подложек для ЖК-метаповерхностей не обязано опираться на вакуумные установки ФИП. Схожее действие на полимерные слои оказывает и ультрафиолет [51], что позволит в перспективе получать ориентирующие структуры облучением ультрафиолетовыми лучами через соответствующие маски.

Практическими преимуществами метаповерхностей на основе нематических ЖК являются технологическая простота, устойчивость к условиям окружающей среды и переключаемость низковольтными управляющими сигналами. С другой стороны, скорость их срабатывания невелика по сравнению с уже упомянутыми твердотельными аналогами, для которых время переключения ограничено лишь пикосекундно быстрой электронной релаксацией. Времена переключения ЖК-метаповерхностей на основе нематиков едва ли удастся сократить намного меньше одной миллисекунды. Существенного ускорения можно ожидать от перехода к более быстрым смектическим ЖК. Механизмы фотоориентации сегнетоэлектрических смектиков неплохо исследованы [52], а дифракционные элементы из них на периодических ориентирующих структурах переключаются за 20 микросекунд [53].

Тем не менее использования ЖК-метаповерхностей в системах оптической обработки данных ожидать не стоит. Они могут применяться для маршрутизации оптических каналов, а также для формирования волновых фронтов заданной конфигурации и пучков сложной формы. Также относительно медленное по меркам современной электроники переключение не помешает созданию перестраиваемых ЖК-металинз. Оснащенные ими объективы с переменным фокусным расстоянием, управляемые низковольтными сигналами, не будут иметь подвижных частей. Массивы перестраиваемых микролинз перспективны и как основа пленоптических камер, регистрирующих трехмерные оптические изображения. Наконец, перестраиваемые аналоги решеток Дамманна, способные распределять световую энергию в разных пропорциях между многими дискретными каналами, позволят реализовать адаптивное сканирование формы трехмерных объектов.

Авторы выражают глубокую признательность всем соавторам работ [33–40], чей опыт в соответствующих областях и кропотливый труд позволили получить описанные в обзоре результаты: В. В. Артемову, И. В. Касьяновой, С. П. Палто, А. Р. Гейвандову, А. А. Ежову и И. В. Симдянкину. Также авторы благодарны коллегам В. Е. Дмитриенко и В. А. Чижикову за обсуждение и конструктивную критику обзора.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках государственного задания Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”.

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

1. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals* (Oxford, Clarendon Press, 1993).
2. J. W. Goodby, P. J. Collings, T. Kato, C. Tschierske, H. Gleeson, P. Raynes, and V. Vill (editors), *Handbook of Liquid Crystals* (Wiley-VCH Verlag GmbH, 2014).
3. М. Клеман , О. Д. Лаврентович, *Основы физики частично упорядоченных сред*, пер. с англ. под ред. С. А. Пикина, В. Е. Дмитриенко (Физматлит, М., 2007) [M. Kleman and O. D. Lavrentovich, *Soft Matter Physics: An Introduction* (Springer, N.Y., 2003)].
4. M. Kleman and O. D. Lavrentovich, “Topological point defects in nematic liquid crystals”, Philosophical Magazine **86**, 4117 (2006).
5. L. M. Blinov, *Structure and Properties of Liquid Crystals* (Springer Netherlands, 2011).
6. Ю. П. Бобылев, С. А. Пикин, “Пороговая пьезоэлектрическая неустойчивость в жидких кристаллах”, ЖЭТФ **72**, 369 (1977) [Y. P. Bobylev and S. A. Pikin, “Threshold piezoelectric instability in a liquid-crystal”, JETP **45**(1), 195 (1977)].
7. В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко, В. П. Орлов, “Оптика холестерических жидких кристаллов”, УФН **127**, 221 (1979) [V. A. Belyakov, V. E. Dmitrienko, and V. P. Orlov, “Optics of cholesteric liquid crystals”, Soviet Phys.-Uspekhi **22**(2), 64 (1979)].
8. Y. Xiao, M. Osipov, and J. R. Bruckner, “Concentration and temperature dependence of the helical pitch in cholesteric xanthan gum solutions”, Soft Matter **22**, 6120 (2026).
9. V. G. Chigrinov, V. M. Kozenkov, and H.-S. Kwok, *Photoalignment of Liquid Crystalline Materials: Physics and Applications* (John Wiley & Sons Ltd., London, 2008).
10. K. Ichimura, Y. Suzuki, T. Seki, A. Hosoki, and K. Aoki, “Reversible change in alignment mode of nematic liquid crystals regulated photochemically by command surfaces modified with an azobenzene monolayer”, Langmuir **4**, 1214 (1988).
11. E. A. Shteyner, A. K. Srivastava, V. G. Chigrinov, H.-S. Kwok, and A. D. Afanasyev, “Submicron-scale liquid

crystal photo-alignment", Soft Matter **9**(21), 5160 (2013).
12. V. G. Chigrinov, *Liquid Crystal Devices* (Artech House Publishers, Boston, 1999).
13. Y.-H. Lin, Y.-J. Wang, and V. Reshetnyak, "Liquid crystal lenses with tunable focal length", Liq. Cryst. Rev. **5**, 111 (2017).
14. J. F. Algorri, D. C. Zografopoulos, V. Urruchi, and J. M. Sánchez-Pena, "Recent advances in adaptive liquid crystal lenses", Crystals **9**, 272 (2019).
15. R. Morris, C. Jones, and M. Nagaraj, "Liquid crystal devices for beam steering applications", Micromachines **12**, 247 (2021).
16. I. Nys, B. Berteloot, and K. Neyts, "Photoaligned liquid crystal devices with switchable hexagonal diffraction patterns", Materials **15**, 2453 (2022).
17. X. Xi, C. Yan, L. Z. Shen, Y. Wang, and P. Cheng, "Liquid crystal photoalignment technique: Basics, developments, and flexible/stretchable device applications", Materials Today Electronics **6**, 100069 (2023).
18. S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, and C. R. Simovski, "Metasurfaces: From microwaves to visible", Phys. Rep. **634**, 1 (2016).
19. T. Xu, Y.-K. Wu, X. Luo, and L. J. Guo, "Plasmonic nanoresonators for high-resolution colour filtering and spectral imaging", Nat. Commun. **1**, 59 (2010).
20. B. Shen, P. Wang, R. Polson, and R. Menon, "Ultra-high-efficiency metamaterial polarizer", Optica **1**, 356 (2014).
21. N. Yu and F. Capasso, "Flat optics with designer metasurfaces", Nat. Mater. **13**, 139 (2014).
22. R. Pestourie, C. Pérez-Arancibia, Z. Lin, W. Shin, F. Capasso, and S. G. Johnson, "Inverse design of large-area metasurfaces", Opt. Express **26**, 33732 (2018).
23. M. V. Gorkunov and M. A. Osipov, "Tunability of wire-grid metamaterial immersed into nematic liquid crystal", J. Appl. Phys. **103**, 036101 (2008).
24. O. Buchnev, N. Podoliak, M. Kaczmarek, N. I. Zheludev, and V. A. Fedotov, "Electrically controlled nanostructured metasurface loaded with liquid crystal: Toward multifunctional photonic switch", Adv. Opt. Mater. **3**, 674 (2015).
25. A. Komar, Z. Fang, J. Bohn, J. Sautter, M. Decker, A. Miroshnichenko, T. Pertsch, I. Brener, Y. S. Kivshar, I. Staude, and D. N. Neshev, "Electrically tunable all-dielectric optical metasurfaces based on liquid crystals", Appl. Phys. Lett. **110**, 071109 (2017).
26. Z.-W. Xie, J.-H. Yang, V. Vashistha, W. Lee, and K.-P. Chen, "Liquid-crystal tunable color filters based on aluminum metasurfaces", Opt. Express **25**, 30764 (2017).
27. C. Zou, A. Komar, S. Fasold, J. Bohn, A. A. Muravsky, A. A. Murauski, T. Pertsch, D. N. Neshev, and I. Staude, "Electrically tunable transparent displays for visible light based on dielectric metasurfaces", ACS Photonics **6**, 1533 (2019).
28. Y. Chen, B. Ai, and Z. J. Wong, "Soft optical metamaterials", Nano Convergence **7**, 18 (2020).
29. M. Gorkunov, I. Kasyanova, V. Artemov, M. Barnik, A. Geivandov, and S. Palto, "Fast surface-plasmon-mediated electro-optics of a liquid crystal on a metal grating", Phys. Rev. Appl. **8**, 054051 (2017).
30. H. Wang, H. Wang, W. Zhang, and J. K. W. Yang, "Toward near-perfect diffractive optical elements via nanoscale 3d printing", ACSNano **14**, 10452 (2020).
31. J. A. Dolan, H. Cai, L. Delalande, X. Li, A. B. F. Martinson, J. J. de Pablo, D. López, and P. F. Nealey, "Broadband liquid crystal tunable metasurfaces in the visible: Liquid crystal inhomogeneities across the metasurface parameter space", ACS Photonics **8**, 567 (2021).
32. С. П. Палто, А. Р. Гейвандов, И. В. Касьянова, В. В. Артемов, М. В. Горкунов, "Микро- и наноструктуры для пространственно-периодической ориентации жидких кристаллов, полученные травлением сфокусированным ионным пучком", Письма в ЖЭТФ **105**, 158 (2017) [S. P. Palto, A. R. Geivandov, I. V. Kasyanova, V. V. Artemov, and M. V. Gorkunov, "Micro- and nanostructures for the spatially periodic orientation of liquid crystals obtained by focused ion beam milling", JETP Lett. **105**, 174 (2017)].
33. I. V. Kasyanova, M. V. Gorkunov, V. V. Artemov, A. R. Geivandov, A. V. Mamonova, and S. P. Palto, "Liquid crystal metasurfaces on micropatterned polymer substrates", Opt. Express **26**, 20258 (2018).
34. M. V. Gorkunov, I. V. Kasyanova, V. V. Artemov, A. A. Ezhov, A. V. Mamonova, I. V. Simdyankin, and S. P. Palto, "Liquid-crystal metasurfaces self-assembled on focused ion beam patterned polymer layers: Electro-optical control of light diffraction and transmission", ACS Appl. Mater. Interfaces **12**, 30815 (2020).
35. M. V. Gorkunov, I. V. Kasyanova, V. V. Artemov, A. V. Mamonova, and S. P. Palto, "Precise local control of liquid crystal pretilt on polymer layers by focused ion beam nanopatterning", Beilstein J. Nanotechnol. **10**, 1691(2019).
36. M. V. Gorkunov, I. V. Kasyanova, V. V. Artemov, A. A. Ezhov, A. V. Mamonova, I. V. Simdyankin, and S. P. Palto, "Superperiodic liquid-crystal metasurfaces for electrically controlled anomalous refraction", ACS Photonics **7**, 3096 (2020).
37. I. V. Kasyanova, M. V. Gorkunov, and S. P. Palto, "Liquid-crystal metasurfaces: Self-assembly for versatile optical functionality", Europhysics Letters **136**(2), 24001 (2021).
38. В. В. Артемов, Д. Н. Хмеленин, А. В. Мамонова, М. В. Горкунов, А. А. Ежов, "Микроскопические исследования ориентирующих слоев, обработанных сфокусированным ионным пучком

для создания жидкокристаллических метаповерхностей", Кристаллография **66**, 636 (2021) [V. V. Artemov, D. N. Khmelinin, A. V. Mamonova, M. V. Gorkunov, and A. A. Ezhov, "Microscopic Studies of Alignment Layers Processed by a Focused Ion Beam for the Creation of Liquid Crystal Metasurfaces", Crystallography Reports **66**(4), 673 (2021)].

39. M. V. Gorkunov, A. R. Geivandov, A. V. Mamonova, I. V. Simdyankin, I. V. Kasyanova, A. A. Ezhov, and V. V. Artemov, "Non-Mechanical Multiplexed Beam-Steering Elements Based on Double-Sided Liquid Crystal Metasurfaces", Photonics **9**(12), 986 (2022).
40. A. Mamonova, I. Simdyankin, I. Kasyanova, V. Artemov, A. Geivandov, S. Palto, A. Ezhov, and M. Gorkunov, "Liquid crystal metasurfaces for versatile electrically tunable diffraction", Liquid Crystals **50**(7–10), 1555 (2022).
41. J. Park, B. G. Jeong, S. I. Kim et al. (Collaboration), "All-solid-state spatial light modulator with independent phase and amplitude control for three-dimensional LiDAR applications", Nat. Nanotechnol. **16**(1), 69 (2021).
42. W.-C. Hsu, W.-C. Miao, Y.-H. Hong, H.-C. Kuo, and Y.-W. Huang, "Monolithically Integrated Metasurface on a PCSEL for Depth Perception", Nano Lett. **25**(29), 11382 (2025).
43. M. V. Gorkunov, A. V. Mamonova, I. V. Kasyanova, A. A. Ezhov, V. V. Artemov, I. V. Simdyankin, and A. R. Geivandov, "Double-sided liquid crystal metasurfaces for electrically and mechanically controlled broadband visible anomalous refraction", Nanophotonics **11**(17), 3901 (2022).
44. N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, "Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction", Science **334**, 333 (2011).
45. A. V. Mamonova, I. V. Simdyankin, I. V. Kasyanova, V. V. Artemov, A. R. Geivandov, S. P. Palto, A. A. Ezhov, and M. V. Gorkunov, "Liquid crystal metasurfaces for versatile electrically tunable diffraction", Liquid Crystals **50**(7–10), 1555 (2023).
46. A. Ustinov, Á. Barreda, D.-Y. Choi, T. Bucher, G. Soavi, T. Pertsch, and I. Staude, "Tunable resonant metasurfaces enabled by atomically thin semiconductors", Light Sci. Appl. **15**, 311 (2026).
47. P. V. Dolganov, K. D. Baklanova, V. K. Dolganov, and E. I. Kats, "Photonics of Two-dimensional Structures Formed by Cholesteric Liquid Crystals", Письма в ЖЭТФ **120**, 808(2024) [P. V. Dolganov, K. D. Baklanova, V. K. Dolganov, and E. I. Kats, "Photonics of Two-dimensional Structures Formed by Cholesteric Liquid Crystals", JETP Lett. **120**, 772 (2024)].
48. I. Nys, B. Berteloot, and K. Neyts, "Photoaligned Chiral Liquid Crystal Grating with Hysteresis Switching", Adv. Opt. Mater. **10**, 2201289 (2022).
49. S. Liu, I. Nys, and K. Neyts, "Two-Step Photoalignment with High Resolution for the Alignment of Blue Phase Liquid Crystal", Adv. Opt. Mater. **10**(17), 2200711 (2022).
50. S. Liu, M. Marinčič, I. Nys, M. Ravnik, and K. Neyts, "Photopatterned Anchoring Stabilizing Monodomain Blue Phases", ACS Appl. Mater. Interfaces **16**(49), 68579 (2024).
51. Y. Tsukamoto, H. Maeda, T. Saitou, R. Ozaki, and M. Ozaki, "Investigation of orientation behavior of nematic liquid crystals on UV-irradiated polyimide films", Jpn. J. Appl. Phys. **63**(11), 11SP14 (2024).
52. E. Pozhidaev, V. Chigrinov, D. Huang, A. Z. Ho, and H. S. Kwok, "Photoalignment of Ferroelectric Liquid Crystals by Azodye Layers", Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 5440 (2004).
53. A. K. Srivastava, W. Hu, V. G. Chigrinov, A. D. Kiselev, and Y.-Q. Lu, "Fast switchable grating based on orthogonal photoalignments of ferroelectric liquid crystals", Appl. Phys. Lett. **101**, 031112 (2012).