

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЯЧЕЙКИ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ПЛАНАРНЫМ И ПЕРИОДИЧЕСКИ ОРИЕНТАЦИОННЫМ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Д.С. АЛАВЕРДЯН, Р.С. АКОПЯН*, А.А. МАКАРЯН, М.Р. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: rhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 29 октября 2025 г.)

Теоретически исследована способность ячейки нематического жидкого кристалла (НЖК) с планарным и периодически ориентационным граничными условиями дифрагировать световой луч. Для создания непрерывно вращающейся структуры необходимо добавить в НЖК небольшое количество холестерического жидкого кристалла. В отличие от известных поляризационных решёток при дифракции на этой ячейке возможно получение отсутствия нулевого порядка дифракции, т.е. $100\pm 1\%$ порядков право- и лево- эллиптически (или даже круговых) поляризованных пучков. Уникальные поляризационные свойства ячейки с планарным и периодически ориентационным граничными условиями могут быть использованы для разработки фотополяриметра и спектрографа кругового дихроизма в реальном времени без артефактов.

1. Введение

Жидкокристаллическое (ЖК) состояние вещества позволяет создавать разнообразные структуры, чувствительные к поляризации света [1–9]. В частности, хиральные структуры с правой и левой асимметрией, к примеру, холестерические ЖК, демонстрируют диаметрально противоположное поведение по отношению к двум ортогональным круговым поляризациям [10–15]. Благодаря указанным свойствам становится возможным снижение ошибок интерфейсовых сплайсингов оптических элементов [16], улучшение качества смарт очков [17], повышение чувствительности атомных магнитометров [18], реализация управляемого оптического фильтра [19], генерация лазеров с управляемой поляризацией [20]. Преодоление неизбежной хроматической аберрации и увеличение голографического угла обзора позволяет реализовать широкоугольные и цветные голографические 3D-дисплеи [21], дифракционные решетки с различными характеристиками [22, 23] и т. д.

Создание вынужденной оптической анизотропии путём поляризационной интерференции световых пучков имеет почти полувековую историю. Оптические элементы, созданные таким образом, называются поляризационными решётками (ПР). Теоретическое объяснение записи ПР и дифракции света на них впервые было дано в [24]. В работе [25] показано, что эффективность ПР, записанной с правой и левой круговыми поляризациями, существенно выше (35%), чем эффективность ПР, записанной с линейными взаимно-перпендикулярными

поляризованными пучками (1%). Первое экспериментальное изготовление и исследование ПР было проведено в [26, 27]. Исследование, проведенное в [28], доказывает возможность получения дифракционной решетки с эффективностью 98%. Последовательная теория и детальное экспериментальное исследование ПР представлены в [29, 30]. В частности показано, что нематические жидкие кристаллы (НЖК) с поперечно-периодической ориентацией молекул способны обеспечивать очень высокую дифракционную эффективность (теоретически 100%) в тонких слоях материалов, толщина которых сравнима с длиной волны излучения. Они полностью дифрагируют линейно-поляризованный входной пучок в циркулярно-поляризованные $+1$ и -1 порядки дифракции. Экспериментальное переключение порядков дифракции таких решеток возможно при изменении поляризации падающего пучка с право-круговой на лево-круговую и наоборот с помощью электрически управляемого фазового замедлителя НЖК. Впоследствии многочисленные работы показали разнообразные возможности использования жидкокристаллических ПР [31, 32]. В частности, было показано, что право- и лево-круговые поляризованные пучки света можно разделить двойными углами, а также объединить парой ПР [33]. На основе точно контролируемых микроструктур можно повысить эффективность дифракции [34]. В работе [35] с теоретической и экспериментальной точки зрения рассматривается новый простой метод дифракционной спектрографии для измерения кругового дихроизма в реальном времени. Одним из преимуществ этого метода является то, что ПР позволяют одновременно пространственно разделять падающий луч на лучи с правой и левой круговой поляризацией одинаковой интенсивности, даже если падающий луч неполяризован.

Целью настоящей работы является исследование дифракционных свойств жидкокристаллической ячейки с планарным и периодически ориентационным или планарным и поляризационно-решеточным граничными условиями. Показано, что любой падающий на такую ячейку свет дифрагирует на три порядка. В общем случае нулевой порядок повторяет поляризацию падающего света, а порядки ± 1 представляют собой право- и лево-эллиптически поляризованные лучи. В случае толстых ячеек возможно отсутствие нулевого порядка и только присутствие право- и лево-циркулярно поляризованных лучей при произвольной фазовой задержке анизотропной ячейки. Дифракционная эффективность, близкая к 100%, позволит использовать их для объединения лазерных пучков без потерь.

2. Матрица Джонса для ячейки с планарным и периодически ориентационным граничными условиями

Рассмотрим ячейку, заполненную НЖК, на одной стенке (при $z = 0$) которой задано граничное условие в виде планарной ориентаций вдоль оси x , а на другой (при $z = L$) – в виде периодической ориентации вдоль той же оси или поляризационной дифракционной решетки (см. рис.1). Будем называть такую структуру ячейкой с планарным и поляризационно решеточным (ППР) распределением ориентации молекул. Для точного решения задачи распространения света через такую ячейку необходимо сначала найти распределение молекул в ячейке, а затем, разделив ячейку на большое число слоев, найти матрицу пропускания (матрицу Джонса).

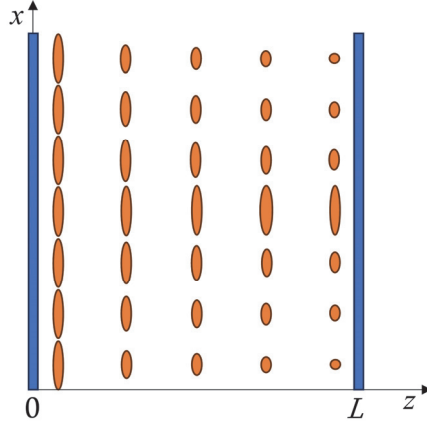


Рис.1. Схематическое изображение распределения молекул НЖК в плоскости (x, z) в конфигурации планар-поляризованная решетка. Среда однородна по y координате.

Эту задачу можно легко решить, если считать слои качественно подобными друг другу. Матрица Джонса для ПР хорошо известна [29]:

$$M_{PG}(G, qx) = \begin{bmatrix} \cos G + i \sin G \cos(2qx) & -i \sin G \sin(2qx) \\ -i \sin G \sin(2qx) & \cos G - i \sin G \cos(2qx) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Здесь, $\Delta\varphi = 2G = 2\pi\Delta nL/\lambda$ – фазовая задержка анизотропной среды, $q = 2\pi/\Lambda_0$, Λ_0 – период распределения поляризации вдоль оси x , L – толщина ячейки, λ – длина волны в вакууме и Δn – анизотропия преломления среды. При создании такой же структуры молекул НЖК методом фотоориентации периодичность структуры будет равна $\Lambda_0/2$, поскольку молекулы НЖК обладают зеркальной симметрией.

При любой поляризации волны, падающей на такую ПР, на выходе ПР мы можем иметь три волны: недифрагированного нулевого порядка, которая повторяет поляризацию падающей волны, и право- и лево-циркулярно поляризованные дифрагированные волны $+1$ и -1 порядков. Чтобы получить амплитуды и поляризации этих трёх волн, мы должны умножить вектор Джонса падающей волны на соответствующую матрицу Джонса. Если фазовая задержка анизотропной среды представляет собой нечётное число π или её половина $G = \pi/2 + \pi m$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$), то у нас не будут волны в 0-м порядке и дифракция будет осуществляться со 100% эффективностью (по 50% в каждом порядке) [29].

Теперь предположим, что у нас есть ячейка НЖК, на одной стенке которой задана планарная ориентация вдоль оси x , а на другой – периодическая ориентация вдоль той же оси, как упоминалось выше. Распределение директора НЖК (единичного вектора \mathbf{n} в направлении преимущественной ориентации молекул) в такой структуре ППР схематически изображено на рис.1. Чтобы описать прохождение произвольно поляризованного света через такую структуру, попробуем построить матрицу Джонса этой системы. Поскольку мы имеем дело с неоднородной скрученной структурой направления НЖК, было бы корректно разбить среду на большое количество тонких пластин ($N \geq 20$), так что каждая из тонких пластин может быть представлена как среда с однородной ориентацией. Фактически, мы разобьём скрученную анизотропную среду на N пластин равной

толщины и предположим, что каждый слой представляет собой волновую пластинку со своей собственной фазовой задержкой и азимутальным углом. Тогда общая матрица Джонса может быть получена путем перемножения всех матриц, связанных с этими пластинками. Наша ячейка ограничена в пределах $0 < z < L$, где оптическая ось \mathbf{n} вращается поперечно в направлении x и закручивается в направлении z , поэтому периодическую структуру можно представить как

$$\mathbf{n}(x, z) = \{\cos \phi(x, z); \sin \phi(x, z); 0\}, \quad \phi(x, z) = qx \frac{z}{L}. \quad (2)$$

Напомним, что такое распределение возможно, если добавить в НЖК небольшую концентрацию право- и лево-асимметричных молекул (например, холестерического ЖК). В противном случае директор НЖК не может иметь столь многократных поворотов. Если свет падает с планарной стороны, то матрица Джонса M_0 первого слоя имеет простой вид, который можно получить из (1): $M_0 = M_{PG}(G/N, 0)$.

Согласно известному [35] подходу, структуру ППР можно представить как ряд N тонких слоев ПР, каждый из которых имеет фазовую задержку $2G/N$ и малый азимутальный поворот $\Delta = \delta/N$ ($\delta = qx$). Матрица Джонса такой комбинации слоев (ППР) может быть представлена в виде произведения матриц слоев. Выполняя умножение и используя свойство матриц поворота $R(\psi)$, можно получить матрицу Джонса ППР

$$M_{PPG} = R(-\delta)[M_0 R(\Delta)]^N, \quad R(\psi) = \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Полученное выражение можно упростить, используя тождество Чебышева для унимодулярных матриц [36]. В результате получаем матрицу Джонса планарно-периодической структуры

$$M_{PPG} = \begin{bmatrix} \cos X \cos \delta + \delta \sin \delta \frac{\sin X}{X} + iG \frac{\sin X}{X} \cos \delta & \delta \cos \delta \frac{\sin X}{X} - \cos X \sin \delta + iG \sin \delta \frac{\sin X}{X} \\ \cos X \sin \delta - \delta \cos \delta \frac{\sin X}{X} + iG \sin \delta \frac{\sin X}{X} & \delta \sin \delta \frac{\sin X}{X} + \cos X \cos \delta - iG \cos \delta \frac{\sin X}{X} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где $X = \sqrt{\delta^2 + G^2}$. Эта матрица выглядит немного сложно, поскольку зависимость от координат $\delta = qx$ присутствует всюду. В общем случае можно показать, что линейно-поляризованный и даже неполяризованный свет, падающий на систему ППР со стороны планарно-ориентирующей стенки, выходит в виде трёх волн: недифрагированная волна нулевого порядка, которая повторяет поляризацию падающей волны, и волн, дифрагированных в право- и лево-эллиптически поляризованных порядках $+1$ и -1 и под углами $\pm\gamma$ ($\gamma = \lambda/\Lambda_0$). Чтобы получить амплитуды и поляризации этих трёх волн, нам нужно умножить вектор Джонса падающей волны на соответствующую матрицу Джонса. Более подробные обсуждения можно провести, рассмотрев частные случаи. Например, в приближении Могена, когда $\Delta nL \gg \lambda$, можно считать, что $G \gg 1$ и $G \gg \delta$. В этом случае мы имеем $X \simeq G + \delta^2/2G$ и, считая δ всюду в выражении (4) очень малым и беря G вместо X в знаменателях и показателях степеней, получаем

$$M_{PPG} = \exp(iG) \begin{bmatrix} \cos \delta & -\exp(-i2G) \sin \delta \\ \sin \delta & \exp(-i2G) \cos \delta \end{bmatrix} = M_+ + M_-, \quad (5)$$

$$M_{\pm} = \frac{1}{2} \exp(iG) \exp(\pm i\delta) \begin{bmatrix} 1 & \pm i \exp(-i2G) \\ \mp i & \exp(-i2G) \end{bmatrix}.$$

Получен неожиданный результат: при произвольной фазовой задержке дифракция нулевого порядка отсутствует, и мы имеем только дифрагированные

волны $+1$ порядка правой и -1 порядка левой циркулярных поляризации. В частности, если падающая волна является обыкновенной, то имеем

$$E_{\text{in}} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, E_{\text{out}} = M_{\text{PPG}} E_{\text{in}} = E_+ + E_-, E_{\pm} = \pm \frac{i}{2} \exp(-iG) \exp(\pm iqx) \begin{bmatrix} 1 \\ \mp i \end{bmatrix}. \quad (6)$$

А если падающая волна необыкновенная, то

$$E_{\text{in}} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, E_{\text{out}} = M_{\text{PPG}} E_{\text{in}} = E_+ + E_-, E_{\pm} = \frac{1}{2} \exp(iG) \exp(\pm iqx) \begin{bmatrix} 1 \\ \mp i \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Эти два луча имеют одинаковую интенсивность:

$$I_{+1} = I_{-1} = EE^* = \frac{\sin^2 G}{2}. \quad (8)$$

То есть дифракция осуществляется со 100% эффективностью (по 50% в каждом порядке). Легко убедиться, что если падает свет с правой круговой поляризацией, то на выходе будет свет с левой круговой поляризацией, и наоборот.

Для оценки, $G = \pi \Delta n L / \lambda$, $\delta_{\text{max}} = (2\pi/\lambda) d \sin \gamma$ (d – ширина ячейки по x). Для того, чтобы $G \gg \delta$, необходимо чтобы $\Delta n L \gg 2 d \sin \gamma$. При $\Delta n = 0.2$, имеем $L \gg 10 d \sin \gamma$. Это, конечно, сложно реализовать, но возможно.

3. Дифракция света на ПР–планар ячейке

Теперь рассмотрим случай, когда свет падает на ячейку со стороны ПР (см. рис.1). В этом случае нам нужно перемножить матрицы в обратном порядке. Получается матрица M_{PGP} , имеющая тот же вид, что и (4), с той разницей, что в недиагональных членах нам нужно поменять знаки у G и δ . Таким образом, мы имеем также матрицу Джонса для ячейки, на первой стенке которой задано условие поляризационной решетки, а на второй – планарное условие (ППП). Из этого общего случая можно рассмотреть частный случай приближения Могена. При $\Delta n L \gg \lambda$ можно считать, что $G \gg 1$ и $G \gg \delta$. В этом случае мы имеем $X \simeq G + \delta^2/(2G)$ и, предполагая δ всюду в выражении M_{PGP} очень малым и беря G вместо X в знаменателях и показателях степеней, получаем

$$M_{\text{PGP}} = \exp(iG) \begin{bmatrix} \cos \delta & \sin \delta \\ -\exp(-i2G) \sin \delta & \exp(-i2G) \cos \delta \end{bmatrix} = M_+ + M_-, \quad (9)$$

$$M_{\pm} = \frac{1}{2} \exp(iG) \exp(\pm i\delta) \begin{bmatrix} 1 & \mp i \\ \pm i \exp(-i2G) & \exp(-i2G) \end{bmatrix}.$$

В частности, если падающая волна является обыкновенной волной, то мы имеем

$$E_{\text{in}} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, E_{\text{out}} = M_{\text{PGP}} E_{\text{in}} = E_+ + E_-, E_{\pm} = \frac{1}{2} \exp(iG) \exp(\pm i\delta) \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \exp(-i2G) \end{bmatrix}. \quad (10)$$

А если падающая волна необыкновенная, то

$$E_{\text{in}} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, E_{\text{out}} = M_{\text{PGP}} E_{\text{in}} = E_+ + E_-, E_{\pm} = \mp \frac{i}{2} \exp(iG) \exp(\pm i\delta) \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \exp(-i2G) \end{bmatrix}. \quad (11)$$

То есть, независимо от начальной поляризации света при дифракции мы имеем только право- и лево-эллиптически поляризованные волны.

Напомним, что в случае обычной тонкой поляризационной решетки после дифракции мы имеем чисто право- и лево-круговые поляризованные лучи, если фазовая задержка кратна π ($G = \pi/2 + \pi m$). Если указанное условие не выполняется, то мы снова имеем нулевой порядок, и дифрагированные волны имеют правую и левую круговую поляризации. Как видно из полученных результатов, когда у нас есть структура ППП и свет падает с планарной стенки,

то в случае приближения Могена при дифракции мы имеем только два право- и лево-круговых поляризованных луча при любой задержке. Наконец, когда у нас есть структура ПРП, т.е. свет падает со стенки ПР, то при дифракции мы имеем только два эллиптически поляризованных луча при любой задержке, и они будут иметь правую и левую круговую поляризации, если фазовая задержка кратна π .

4. Заключение

В настоящей работе изучены поляризационные свойства света, проходящего через жидкокристаллическую ячейку, на одной стенке которой задана обычная планарная ориентация, а на другой задано граничное условие периодической ориентации молекул или поляризационной решетки. Для того чтобы молекулы жидкого кристалла полностью следовали ходу вращения, диктуемому граничными условиями, даже в тех частях, где требуется поворот более 90° , необходимо смешать небольшое количество (несколько процентов) холестерического жидкого кристалла с нематическими жидкими кристаллами. Показано, что, в отличие от обычной поляризационной решетки, такая ячейка обладает той особенностью, что в случае приближения Могена мы можем иметь $100 \pm 1\%$ порядок право- и лево-круговых поляризованных луча при любом запаздывании обыкновенных и необыкновенных лучей. Мы не рассматривали здесь случай ячейки, заполненной чистым нематическим жидким кристаллом, когда молекулы НЖК, не имея возможности вращаться на углы, большие 90° , создают столь сложную структуру, в которой угол поворота молекул δ относительно x изменяется с периодом $\Lambda_0/4$ между значениями $\delta = \pm qx$. В результате мы можем получить ту же матрицу Джонса (4), но со сложной зависимостью параметра δ от x . Для получения желаемой дифракции необходимо будет заставить молекулы следовать заданному повороту дестабилизирующим электрическим полем.

Стабильность предложенных решёток и высокое индуцированное двулучепреломление материала открывают возможность интересных применений решёток в различных оптических устройствах. Современные технологии используют несколько оптических и электрооптических элементов, различные поглощающие поляризаторы, дисперсионные элементы (призмы или решётки), фазовые модуляторы, что делает их крайне неэффективными из-за присущих им ограничений при измерениях в реальном времени и без артефактов. Потенциальное применение предложенных циклоидальных ППР может рассматриваться в области поляриметрии, в частности, может быть реализован новый тип фотополя-риметра и спектрографа кругового дихроизма в реальном времени без артефактов.

Все подтверждающие данные можно получить у авторов по соответствующему запросу.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке РА в рамках научного проекта № 21AG–1C088.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.G. de Gennes, J. Prost.** The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Oxford University Press, 1993.
2. **L.M. Blinov.** Structure and Properties of Liquid Crystals. London, New York, Springer, 2011.
3. **S. Singh.** Handbook of Liquid Crystals. V. I, II Foundations and Fundamental Aspects. London, New York, Springer, 2024.
4. **I.C. Khoo, F. Simoni, C. Umeton.** Optical Materials and Applications V.1 Novel Optical Materials. London, World Scientific, 2024.
5. **L.S. Aslanyan, H.H. Hovakimyan.** J. Contemp. Phys., **55**, 30 (2020).
6. **H.L. Margaryan, V.K. Abrahamyan, N.H. Hakobyan, V.M. Aroutiounian, P.K. Gasparyan, V.V. Belyaev, A.S. Solomatin, D.N. Chausov.** J. Contemp. Phys., **54**, 27 (2019).
7. **R.B. Alaverdyan, A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, G.S. Gevorgyan, S.Ts. Nersisyan.** J. Contemp. Phys., **50**, 137 (2015).
8. **A.H. Gevorgyan, M.S. Rafayelyan.** J. Contemp. Phys., **48**, 276 (2013).
9. **A.H. Gevorgyan, M.S. Rafayelyan.** J. Contemp. Phys., **49**, 12 (2014).
10. **Z. Zha, Z. Gou, Z. Peng, Y. Liu, C. Yang, X. Lu, Q. Wang, Q. Mu.** Optics Express, **33**, 32479 (2025).
11. **A.R. Mkrtchyan, H.S. Eritsyan, A.A. Lalayan, Sh.K. Eritsyan, R.S. Hakobyan, Zh.B. Khachatryan.** J. Contemp. Phys., **55**, 199 (2020).
12. **S.K. Patil, P.B. Jire, N.G. Ahire, S.G. Patil, S.P. Pawar.** Research J. Pharmacognosy and Phytochemistry; Raipur, **17**, 179 (2025).
13. **A.E. Martirosyan.** J. Contemp. Phys., **49**, 202 (2014).
14. **A.H. Gevorgyan.** J. Contemp. Phys., **47**, 268 (2012); **48**, 75 (2013).
15. **M.S. Rafayelyan, H. Gharagulyan, T.M. Sarukhanyan, A.H. Gevorgyan, R.S. Hakobyan, R.B. Alaverdyan.** Liquid Crystals, **46**, 1079 (2019).
16. **X. Qin, K. Zhao, X. Zhang, X. Zhou, W. Huang, L. Chen.** Photonics, **350**, 1 (2024).
17. **Y. Ding, Y. Zhang, Y. Ma, Y. Huang, S.T. Wu.** Optics Express, **32**, 44425 (2024).
18. **Z. Cui, Y. Wang, Y. Liu, M. Jin, J. Sun, Y. Zhai, X. Zhou, Z. Chai.** Nanophotonics, **13**, 4255 (2024).
19. **H.L. Margaryan, P.K. Gasparyan, V.K. Abrahamyan, N.H. Hakobyan, H.S. Chilingaryan, D.K. Pokhsranyan, G.M. Stepanyan.** J. Contemp. Phys., **58** 73 (2023).
20. **T.M. Sarukhanyan.** J. Contemp. Phys., **56** 103 (2021).
21. **D. Wang, Y.-L. Li, F. Chu, N.-N. Li, Z.-S. Li, S.-D. Lee, Z.-Q. Nie, C. Liu, Q.-H. Wang.** Light: Science & Applications, **13**, 1 (2024).
22. **K.-Y. Li, Z.-H. Jiang, Sh.-J. Li, F. Chu.** Displays, **90**, 103101 (2025).
23. **D.L. Hovhannisyan, H.L. Margaryan, N.H. Hakobyan, V.M. Aroutiounian, V.V. Belyaev, A.S. Solomatin.** J. Contemp. Phys., **50**, 55 (2015).
24. **Sh.D. Kakichashvili.** Kvant. Elektron., **1**, 1435 (1974).
25. **T. Todorov, L. Nikolova, N. Tomova.** Appl. Opt., **23**, 4588 (1984).
26. **P.L. Rochon, V. Drnoyan, A. Natansohn.** Proc. SPIE, **3491**, 306 (1998).

27. **B. Saad, L. Dinescu, R.P. Lemieux, T.V. Galstyan.** Appl. Phys. Lett., **73**, 20 (1998).
28. **C. Provenzano, P. Pagliusi, G. Cipparrone.** Appl. Phys. Lett., **89**, 121105-1 (2006).
29. **H.V. Sarkissian, J.B. Park, N.V. Tabirian, B.Ya. Zeldovich.** MCLC, **451**, 1 (2006).
30. **H.V. Sarkissian, S.V. Serak, N.V. Tabirian, L.B. Glebov, V. Rotar, B.Ya. Zeldovich.** Opt. Lett., **31**, 2248 (2006).
31. **T. Lin, J. Xie, Y. Zhou, Y. Zhou, Y. Yuan, F. Fan, S. Wen.** Crystals, **11**, 900 (2021).
32. **C. Pei, J. Weng, T. Shu, L. Fang, G. Hu, Y. Liu, T. Chen, R. Wu, H. Li, X. Liu.** Laser & Photonics Reviews, **18**, 2400204 (2024).
33. **V. Muradyan, M. R. Akopyan, R. S. Akopyan.** J. Contemp. Phys., **56**, 98 (2021).
34. **Z. Liang, B.Y. Wei, W. Chen, X. Guo, S. Liu, P. Li, D. Wen, K. Gao, J. Zhao.** Appl. Opt. Mater., **2**, 1287 (2024).
35. **P. Pagliusi, C. Provenzano, A. Mazzulla, L. Giorgini, G. Cipparrone.** Appl. Spectr., **62**, 465 (2008).
36. **P. Yeh, C. Gu.** Optics of Liquid Crystal Displays. Second edition, Wiley, 2010.

ՊԼԱՆԱՐ ԵՎ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ
ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՎ ՆԵՄԱՏԻԿ ՆԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԲՋՋԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Դ.Ս. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Մ.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրվել է պլանար և պարբերական կողմնորոշման սահմանային պայմաններով նեմատիկ հեղուկ բյուրեղային /ՆՀԲ/ բջջի հնարավորությունը դիֆրակտելու լուսային ճառագայթը: Անդհատ պտտական կառուցվածք ապահովելու համար ՆՀԲ - ին պետք է ավելացնել փոքր քանակությամբ խլեատերիկ հեղուկ բյուրեղ: Ի տարբերություն հայտնի բևեռացումային ցանցերի, այս բջջի կողմից դիֆրակցիայի դեպքում առկա է հնարավորություն ստանալու դիֆրակցիայի զերոյական կարգի բացակայություն, այսինքն 100% - անոց ± 1 կարգի աջ ու ձախ էլիփսական /կամ նույնիսկ շրջանային/ բևեռացված ճառագայթներ: Պլանար և պարբերական կողմնորոշման սահմանային պայմաններով ՆՀԲ բջջի եզակի բևեռացման հատկությունները կարող են օգտագործվել իրական ժամանակի և արտեֆակտներից զերծ ֆոտոպոլյարիմետր և շրջանաձև դիքրոիզմի սպեկտրոգրաֆ մշակելու համար:

OPTICAL PROPERTIES OF A CELL OF NEMATIC LIQUID WITH PLANAR AND PERIODICAL ORIENTATIONAL BOUNDARY CONDITIONS

D.S. ALAVERDYAN, R.S. HAKOBYAN, A.H. MAKARYAN, M.R. HAKOBYAN

The ability of a nematic liquid crystal (NLC) cell with planar and periodical orientational boundary conditions to diffract a light beam has been theoretically investigated. To create a continuously rotating structure, a small amount of cholesteric liquid crystal must be added to the NLC. Unlike known polarization gratings, diffraction on this cell can result in the absence of zero-order diffraction, i.e., 100% ± 1 orders of right- and left-elliptical (or even circular) polarized beams. The unique polarization properties of the cell with planar and periodical orientational boundary conditions can be used to develop a real-time photo-polarimeter and circular dichroism spectrograph without artifacts.