

УДК 535.345

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМ ДЕФЕКТОМ

© 2013 г. В. А. Гуняков, С. А. Мысливец, В. Г. Архипкин,
В. Я. Зырянов, академик В. Ф. Шабанов

Поступило 11.02.2013 г.

DOI: 10.7868/S0869565213170088

Одним из важных направлений современной прикладной фотоники является разработка управляемых устройств на основе структур с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в одном, двух или трех измерениях, имеющей пространственный масштаб, сравнимый с длиной световой волны. Такие структуры называют фотонными кристаллами (ФК) [1, 2]. Их отличительной особенностью является наличие в спектре собственных электромагнитных состояний запрещенных зон, в которых падающее излучение практически полностью отражается [1–3]. Дефект, нарушающий периодичность диэлектрических свойств, приводит к локализации в его области света определенных длин волн и появлению в запрещенных зонах узких полос пропускания (дефектных мод). Эффективное управление оптическими свойствами ФК, в том числе нелинейными, может быть достигнуто при использовании в качестве дефекта сред, чувствительных к внешнему полю – электрическому, температурному, световому. В этом плане весьма перспективны жидкие кристаллы (ЖК), демонстрирующие богатое разнообразие нелинейно-оптических явлений [4–6]. В частности, в нематических ЖК существует ориентационная оптическая нелинейность, которая позволяет управлять показателем преломления за счет искажения конфигурации директора под действием электрического поля лазерного пучка [4, 6].

Одним из проявлений самовоздействия света в ЖК, помещенном в резонатор, является эффект оптической бистабильности [5]. В работе [7] наблюдалась бистабильность в низкодобротном оптическом резонаторе с нематическим ЖК при облучении непрерывным лазером в несколько сотен

милливатт входной мощности, а в [8] примерно в таких же условиях наблюдалось несколько порядков мультистабильности и регенеративные пульсации. Использование фотонных кристаллов позволяет значительно снизить мощность, необходимую для наблюдения оптической бистабильности. Очевидно, из-за локализации света в дефектном слое эффект бистабильности в ФК может наблюдаться при интенсивности входного излучения значительно меньшей по сравнению со случаем макроскопического оптического резонатора, где внесение ЖК-ячейки приводит к дополнительным потерям на отражение, уменьшая добротность. Теоретически эта идея была проанализирована в работе [9], где показана возможность полностью оптического переключения в одномерном ФК с ЖК-дефектом. Расчеты показывают, что пороговая интенсивность в ФК может быть на четыре порядка меньше, чем в случае без резонатора для того же самого ЖК. Также была показана возможность создания на такой структуре оптического диода. Дальнейшие исследования в этом направлении весьма перспективны, например, для создания полностью оптически управляемых переключателей и оптических транзисторов.

В данной работе исследуется влияние ориентационной нелинейности ЖК на светоиндуцированное пропускание одномерного ФК с гомеотропно упорядоченным нематиком в качестве дефекта. Мы демонстрируем оптическую бистабильность, дифференциальное усиление и оптическое ограничение при различных отстройках дефектной моды от длины волны лазерного излучения, которые осуществлялись выбором угла падения света на образец.

Рассмотрим геометрию взаимодействия лазерного излучения с ФК, содержащим нематический ЖК в качестве дефекта. Пусть линейно-поляризованное лазерное излучение падает под углом β_0 к направлению директора \mathbf{n} гомеотропно ориентированного слоя ЖК толщиной L (рис. 1). Волновой вектор лазерного излучения \mathbf{k} составляет угол $\beta + \theta$ с направлением возмущенного свето-

*Институт физики им. Л.В. Киренского,
Сибирского отделения Российской Академии наук,
Красноярск*

*Сибирский государственный аэрокосмический
университет, Красноярск*

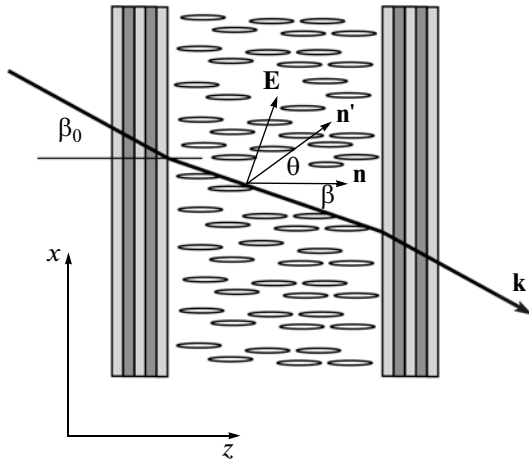


Рис. 1. Прохождение линейно-поляризованного лазерного излучения через периодическую фотонную структуру с дефектом, заполненным гомеотропно упорядоченным нематическим ЖК.

вым полем директора \mathbf{n}' ; θ – угол переориентации; \mathbf{E} – напряженность лазерного поля.

Используя процедуру минимизации свободной энергии ЖК в приближении малых углов переориентации \mathbf{n} ($\theta \ll 1$), уравнение для θ можно записать в виде

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} + 4CE_0^2 \sin^2 \frac{m\pi z}{L} = 0, \quad C = \frac{\Delta\varepsilon}{8\pi K_3} \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}}} \sin\beta_0. \quad (1)$$

Здесь $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ – анизотропия диэлектрической проницаемости на оптической частоте; индексы соответствуют величинам проницаемости, измеренным вдоль (\parallel) и перпендикулярно (\perp) директору \mathbf{n} ; K_3 – модуль упругости для B -деформации; целое число m – порядковый номер дефектной моды; E_0 – амплитуда поля в полости резонатора. В отличие от [6] в (1) учтено, что световые волны внутри резонатора являются стоячими.

При граничных условиях $\theta(z=0) = \theta(z=L) = 0$ и $m \gg 1$ решение уравнения (1) совпадает с аналогичным решением для слоя ЖК [6] и для эффективного показателя преломления, обусловленного светоиндуцированной переориентацией \mathbf{n} , можно записать $\langle \Delta n \rangle = n_2 I$. Здесь угловые скобки обозначают усреднение по толщине слоя ЖК, I – максимальное значение интенсивности в дефектном слое, а нелинейная постоянная n_2 имеет вид

$$n_2 = \frac{(\quad)^2}{2K_3 c_{\parallel}} \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}}} \frac{L^2}{6} \sin^2 \cos^2. \quad (2)$$

Угол наклона падающего излучения связан с внутренним углом падения $\sin\beta_0 \approx \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} \sin\beta$. Отметим, что ориентационная нелинейность представляет собой эффект, во многом сходный с кервской нелинейностью.

Согласно [10] выражение для интенсивности светового поля в нелинейном резонаторе имеет вид

$$I = I_0 \frac{1+R}{\varepsilon_{\perp}^{1/2}(1-R)} \frac{1}{1+F\sin^2(\Phi/2)}, \quad F = \frac{4R}{(1-R)^2}, \quad (3)$$

где I_0 – интенсивность на входе; R – коэффициент отражения зеркал; $\Phi = \Phi_0 + \delta\Phi$ – полный набег фазы оптического поля в полости резонатора, заполненного средой с показателем преломления n_0 .

Здесь $\Phi_0 = \frac{4\pi}{\lambda} n_0 L \cos\beta - 2m\pi$ – отстройка линейного фазового набег от ближайшего резонанса, а $\delta\Phi$ – нелинейный набег фазы, обусловленный светоиндуцированной переориентацией директора ЖК:

$$\delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} \langle \Delta n \rangle L \cos\beta = \alpha I, \quad (4)$$

где коэффициент $\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 L \cos\beta$. Вблизи резонанса $|\Phi| \ll 1$ формулу (3) можно переписать в виде

$$I = I_0 \frac{1+R}{\varepsilon_{\perp}^{1/2}(1-R)} \frac{1}{1+F\Phi^2/4}. \quad (5)$$

Пропускание резонатора, заполненного средой с показателем преломления $n = n_0 + n_2 I$, может иметь гистерезисную зависимость от интенсивности входного излучения (бистабильность) [11]. Чтобы бистабильность возникла, должна существовать область, для которой производная $\frac{dI_0}{dI} < 0$ [12]. Из

условия $\frac{dI_0}{dI} = 0$ можно получить соотношение

$$\alpha I = -\frac{2}{3}\Phi_0 \pm \frac{1}{3}\sqrt{\Phi_0^2 - \frac{3(1-R)^2}{R}}, \quad (6)$$

которое позволяет определить границу области бистабильности. Бистабильность существует, когда выражение (6) имеет два действительных решения, т.е. при $\Phi_0^2 - \frac{3(1-R)^2}{R} > 0$.

Исследуемый образец представлял собой периодическую структуру, собранную из двух многослойных зеркал, образующих микрорезонатор с зазором 10 мкм, заполненным нематическим ЖК 4-*n*-пентил-4'-цианобифенил (5ЦБ). Для формирования гомеотропного упорядочения директора \mathbf{n} поверхность зеркал обрабатывалась 0.6%-м спиртовым раствором лецитина. Зеркала состояли из поочередно напыленных на поверхность стеклянной подложки шести слоев двуокиси циркония (ZrO_2) с показателем преломления 2.04 и толщиной 55 нм и пяти слоев двуокиси кремния (SiO_2) с показателем преломления 1.45 и толщиной 102 нм.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Образец облучался одномодовым непрерывным лазером Nd : YVO₄ Millennium Pro 5sJ (“Spectra-Physics”), рабочая длина волны $\lambda_L = 532.2$ нм. Лазерное излучение фокусировалось

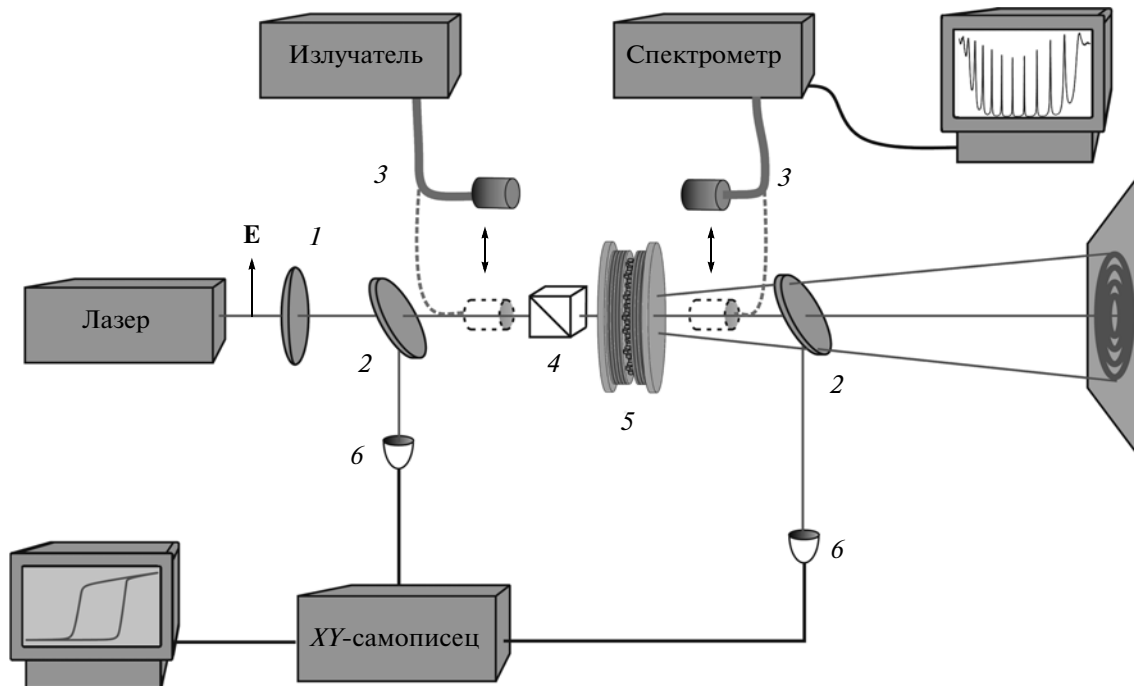


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – фокусирующая линза, 2 – светоделительные пластинки, 3 – световоды с коллимирующими объективами, 4 – призма Глана, 5 – образец в термостатированной кювете, 6 – фотодиоды.

линзой ($f = 27.5$ см) в центр образца. Перетяжка пучка в фокальной плоскости, измеренная по уровню интенсивности $\frac{1}{2}$ от максимума, равна $d = 50$ мкм. Термостатированная кювета, в которую помещался образец, обеспечивала стабилизацию температуры с точностью $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Все измерения проводили при фиксированной температуре $T = 23^\circ\text{C}$. Конструкция кюветы предусматривала возможность вращения образца относительно оси, перпендикулярной направлению зондирующего излучения (ось y , рис. 1). При этом погрешность установки угла наклона падающего луча β_0 составляла $\pm 0.05^\circ$.

Спектральное положение дефектной моды относительно лазерной линии λ_L контролировалось с помощью спектрометра Ocean Optics HR4000CG, оснащенного световолоконной оптикой. Призма Глана устанавливалась так, чтобы направление поляризации падающего света (ось x , рис. 1) оставалось в плоскости падения (плоскость xz , рис. 1) для любой ориентации директора \mathbf{n} . В такой конфигурации регистрируется компонента спектра пропускания, соответствующая e -волне. После процедуры настройки световоды удаляли из оптического канала и измеряли мощность прошедшего излучения P_{out} в зависимости от входной мощности лазера P_{in} . Излучения регистрировались фотоприемниками, сигналы с которых подавались на двухкоординатный самописец, реализованный на базе программируемого модуля NI PXI 1042

(“National Instrument”). Лазерный пучок, прошедший через образец, наблюдался на экране.

Спектр пропускания ФК представляет собой набор резонансных пиков, соответствующих локализованным на дефекте модам. Для наблюдения эффекта оптической бистабильности была выбрана ближайшая к лазерной линии мода $\lambda_m = 533$ нм ($\beta_0 = 0^\circ$). Управление ее спектральным положением осуществлялось выбором угла падения света на образец [13] в интервале углов $3^\circ - 10^\circ$ (рис. 3). Измерение мощности прошедшего лазерного излучения P_{out} с постепенным увеличением и последующим уменьшением входной мощности лазера P_{in} проводили для отстроек $\delta\lambda = \lambda_L - \lambda_m$, приведенных на рис. 3. Соответствующие им зависимости $P_{out}(P_{in})$ представлены на рис. 4. Известно, что наблюдение бистабильного поведения пропускания нелинейной системы, помещенной в резонатор Фабри–Перо, возможно при длинноволновой отстройке частоты входного излучения от частоты резонансного пропускания [11]. В интервале углов $\beta_0 = 6^\circ - 10^\circ$, соответствующих отстройкам $\delta\lambda = 1 - 3$ нм, экспериментальные зависимости $P_{out}(P_{in})$ демонстрируют режим оптической бистабильности, обусловленной ориентационной нелинейностью нематического ЖК. Переход системы из состояния с низким пропусканием в состояние с высоким пропусканием носит пороговый характер и сопровождается сильной расходимостью лазерного пучка в дальней зоне. В исходное состояние система возвращается по

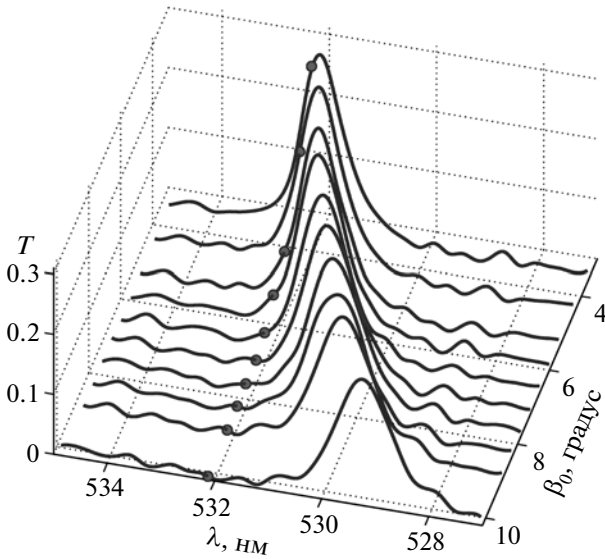


Рис. 3. Спектральное положение пика моды λ_m как функция угла падения β_0 в окрестности длины волны лазерного излучения $\lambda_L = 532.2$ нм (обозначена точками).

другому участку зависимости, образуя петлю гистерезиса. При уменьшении величины отстройки наблюдается снижение порога перехода системы в состояние с высоким пропусканием. При этом также происходит сужение петли гистерезиса. Отметим, что сама по себе нелинейная среда (5ЦБ) не обладает внутренней бистабильностью. При углах падения $\beta_0 = 5^\circ - 6^\circ$ отстройка уменьшается до величин $\delta\lambda \sim 0.5$ нм. При этом пороговая мощность перехода существенно снижается и ширина петли гистерезиса становится практически равной нулю, приводя к возникновению режима дифференциального усиления [11]. При углах $\beta_0 < 5^\circ$ устанавливается режим ограничения мощности лазерного излучения, который демонстрируют соответствующие зависимости $P_{out}(P_{in})$ на рис. 4.

Оценим нелинейную постоянную n_2 для 5ЦБ из выражения (2). Для слоя толщиной $L = 10$ мкм и параметров $\Delta\epsilon \approx 0.611$, $K_3 = 10^{-6}$ дин, $\epsilon_{||} = 2.989$, $\epsilon_{\perp} = 2.378$ [14] при внутреннем угле $\beta = 5.85^\circ$, соответствующем наибольшей отстройке дефектной моды, имеем $n_2 = 3.1 \cdot 10^{-8}$ см²/Вт. Можно найти значение n_2 также из оптических экспериментальных данных, воспользовавшись соотношением (6) и учитывая, что коэффициент пропускания исследуемой структуры связан с интенсивностью I в дефектном слое и входной мощностью лазера следующим образом [10]:

$$T = \pi d^2 I \sqrt{\epsilon_{\perp}} \frac{1 - R}{4(1 + R)P_{in}}.$$

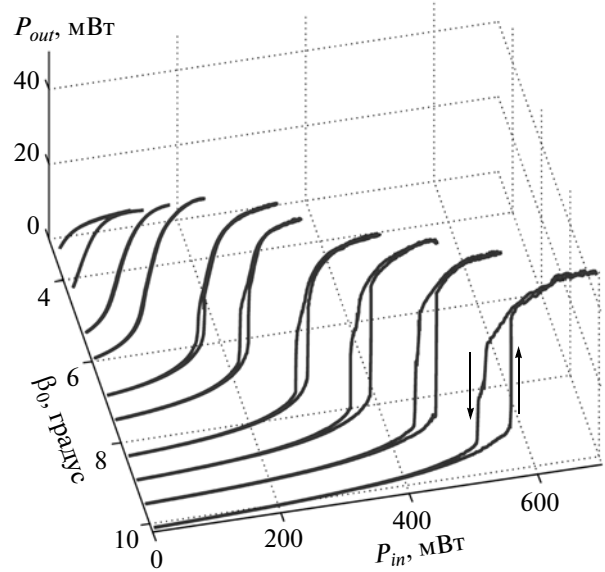


Рис. 4. Зависимость мощности прошедшего через фотонный кристалл излучения P_{out} от входной мощности лазера P_{in} при различных отстройках. Стрелки указывают направление перехода нелинейного пропускания образца.

На длине волны λ_L величина коэффициента пропускания $T = 3.86 \cdot 10^{-2}$ (рис. 3). Этой величине соответствует отстройка линейного фазового набега $\Phi_0 = -0.31$, найденная из зависимости $T(\Phi_0)$ [15]. Пороговое значение мощности перехода системы в состояние с высоким пропусканием равно $P_{in} = 560$ мВт (рис. 4). Отсюда с учетом гауссова распределения интенсивности пучка для параметров $R = 0.94$, $d = 50$ мкм и $\epsilon_{\perp} = 2.378$ получим интенсивность светового поля внутри немагнитического слоя $I = 3.1 \cdot 10^4$ Вт/см². Фактор $\frac{3(1 - R)^2}{R}$ для данной структуры имеет фиксированное значение 0.01. Полученный из соотношения (6) коэффициент $\alpha = 9.72 \cdot 10^{-6}$ см²/Вт позволяет определить нелинейную постоянную $n_2 = 4.1 \cdot 10^{-8}$ см²/Вт, значение которой хорошо согласуется с теоретической оценкой.

Таким образом, в данной работе экспериментально продемонстрированы эффекты оптической бистабильности, дифференциального усиления и ограничения мощности лазерного излучения, распространяющегося в ФК с немагнитическим ЖК-дефектом. При этом с уменьшением отстройки резонансного пропускания от длины волны лазера происходит сужение петли гистерезиса и уменьшение пороговой мощности излучения, необходимой для переключения. Из экспериментальных данных определена нелинейная постоянная n_2 немагнитика, которая хорошо согласуется с теоретической оценкой.

Работа выполнена при частичной поддержке СО РАН (проекты № 43 и 101), Президиума РАН (проекты № 24.29 и 24.31), а также Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.0457.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Busch K., Lölkes S., Wehrspohn R.B.* Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization. В.: Wiley-VCH, 2004. 354 p.
2. *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
3. *Калинин Д.В., Плеханов А.И., Сердобинцева В.В., Шабанов В.Ф.* // ДАН. 2007. Т. 413. № 3. С. 329–331.
4. *Зельдович Б.Я., Табирован Н.В.* // УФН. 1985. Т. 147. № 4. С. 633–674.
5. *Аракелян С.М.* // УФН. 1987. Т. 153. № 4. С. 579–618.
6. *Simoni F.* Nonlinear Optical Properties of Liquid Crystals and Polymer Dispersed Liquid Crystals. Singapore: World Sci. Publ., 1997. 259 p.
7. *Khoо I.C., Hou J.Y., Normandin R., So V.C.Y.* // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. P. 3251–3257.
8. *Cheung M.M., Durbin S.D., Shen Y.R.* // Opt. Lett. 1983. V. 8. P. 39–41.
9. *Miroshnichenko A.E., Pinkevich I., Kivshar Yu.S.* // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 2839–2844.
10. *Акопян Р.С., Зельдович Б.Я., Табирован Н.В.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 8. С. 464–467.
11. *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 518 с.
12. *Meystre P., Sargent M.* Elements of Quantum Optics. Ch. VIII. Optical Bistability. В.; Heidelberg: Springer, 2007. P. 209–221.
13. *Архипкин В.Г., Гуняков В.А., Мысливец С.А. и др.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 2. С. 447–459.
14. *De Jeu W.H., Claassen W.A.P., Spruijt A.M.J.* // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. 1976. V. 37. P. 269–280.
15. *Райнтжес Дж.* Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах. М.: Мир, 1987. 512 с.