

05;07

Устройство для селекции поляризации света

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет, Армения

E-mail: agevorgyan@ysu.am

В окончательной редакции 17 октября 2007 г.

Рассмотрены свойства дефектных мод в хиральных фотонных кристаллах (ХФК) с анизотропным дефектом. Исследовано влияние изменения положения дефектного слоя в системе на свойства дефектных мод. Показано, что при определенных толщинах дефектного слоя изменение его положения в системе приводит к изменению эллиптичности прошедшего (отраженного) света, что позволяет получить устройство для селекции поляризации света изменением положения дефектного слоя. Эта система может работать также модулятором света, на его основе можно создать чисто оптический диод и двунаправленный асимметричный вентиль. На определенных длинах волн эта система работает как управляемый вращатель плоскости поляризации.

PACS: 42.70.Qs, 42.70.Df, 61.30.-v

В последнее время особый интерес представляют ХФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, искусственные хирально сконструированные кристаллы и т.д.) и магнитохиральные ФК из-за богатых оптических свойств [1–3]. Рассматривались как идеально периодические ХФК, так и ХФК с различными типами дефектов. В работе [3] рассматривался ХФК со слоем анизотропного вещества внутри в качестве дефекта. В данной работе представлены результаты дальнейшего исследования ХФК с анизотропным дефектом. Важность рассматриваемой задачи заключается в том, что в отличие от изотропного дефекта анизотропный дефект вводит дополнительную разность фаз, обусловленную анизотропией, что, как мы увидим ниже, приводит к интересным особенностям.

Рассмотрим слой холестерического жидкого кристалла (ХЖК) в качестве ХФК. ХЖК с анизотропным дефектом можно рассматривать как трехслойную систему: два слоя ХЖК (ХЖК(1) и ХЖК(2)) и анизотропный слой (АС) между ними (рис. 1). Рассмотрим отражение

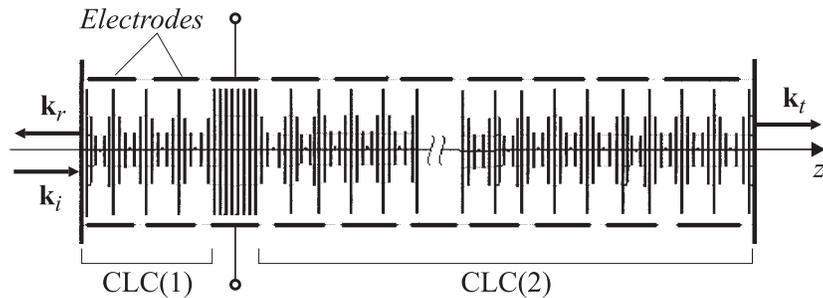


Рис. 1. Схематическое представление слоя ХЖК с анизотропным дефектом. \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_r и \mathbf{k}_t — волновые векторы падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно; CLC(1)—ХЖК(1), CLC(2)—ХЖК(2).

и пропускание света через систему ХЖК(1)—АС—ХЖК(2). Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции, параллельные (p -поляризация) и перпендикулярные (s -поляризация) к плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где индексы i, r, t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны соответственно, а \mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s — орты p - и s -поляризации. Решение задачи представим в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{R}\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T}\mathbf{E}_i, \quad (2)$$

где \hat{R} и \hat{T} — 2×2 матрицы Джонса (соответственно отражения и пропускания) для данной системы.

Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна, приспособленным к решению задач данного типа [4]. Суть метода заключается в следующем [4]. Если имеется система, состоящая из приложенных друг к другу „слева направо“ двух систем „А“ и „В“, то матрицы отражения \hat{R}_{A+B} и пропускания \hat{T}_{A+B} при падении света на систему „А + В“ с левой стороны выразятся через соответствующие матрицы

составляющих подсистем „А“ и „В“ в форме

$$\hat{R}_{A+B} = \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{R}_B [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1} \hat{T}_A, \quad \hat{T}_{A+B} = \hat{T}_B [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1} \hat{T}_A. \quad (3)$$

Тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Численные расчеты будем выполнять по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы Джонса для одного шага. Для этого слой ХЖК с толщиной $d = \sigma$ (σ — шаг спирали) разобьем на большое число тонких слоев с толщинами $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$. Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что каждый слой представляет собой пластинку с линейным двулучепреломлением, а сам слой с толщиной $d = \sigma$ — стопку параллельных и весьма тонких двулучепреломляющих слоев, причем главные оси каждого последующего слоя повернуты относительно осей предыдущего на малый угол $2\pi/N$. По формуле (3) мы можем вычислить матрицы Джонса слоя ХЖК с толщиной $d = \sigma$. Затем, используя эти матрицы, мы сможем построить аналогичные матрицы для ХЖК(1) и ХЖК(2), а затем и всей системы ХЖК(1)–АС–ХЖК(2).

В работе [4] показано, что при изменении толщины дефектного слоя изменяется также ширина линии дефектной моды, причем в определенных интервалах толщин дефектного слоя фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) становится запрещенной для любой поляризации падающего света. Ниже представлены результаты по изучению особенностей дефектных мод именно в такой ситуации.

На рис. 2 представлена зависимость пропускания T от длины волны λ . Как видно из рис. 2, в случае нахождения дефектного слоя в центре системы ФЗЗ становится запрещенной для любой поляризации падающего света (рис. 2, *b*). Далее, когда дефект находится вблизи правого края системы, она полностью пропускает свет с правой круговой поляризацией (ПКП) и полностью отражает свет с левой круговой поляризацией (ЛКП). А когда дефект находится вблизи левого края системы, наблюдается обратное явление, а именно система полностью пропускает свет с ЛКП и полностью отражает свет с ПКП. Эти свойства рассматриваемой системы можно объяснить, если мы учтем следующие обстоятельства. Как известно, в резонаторах (в том числе дифракционных) Фабри-Перо полуширина интерференционных полос определяется коэффициентом отражения дифракционных зеркал, а число мод определяется оптической толщиной дефектного слоя. Заметим, что мы здесь

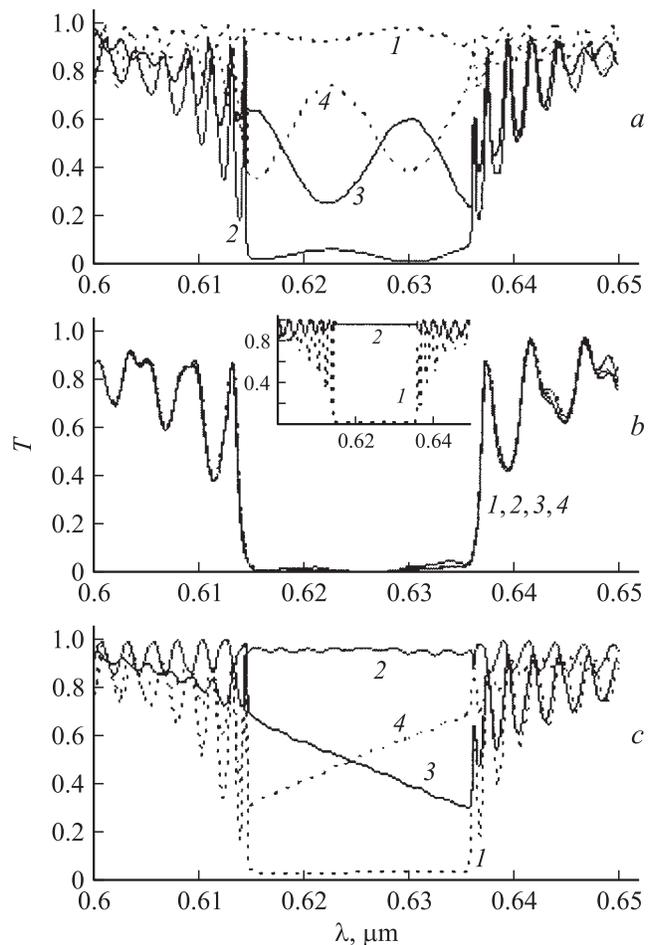


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания T от длины волны λ при различных положениях дефектного слоя в системе. Падающий на систему свет имеет правую (1) и левую (2) круговые поляризации, а также линейную вдоль оси x (3) и y (4) поляризацию. Спираль ХЖК правая. Дефект находится вблизи левой границы (а), в центре (b) и вблизи правой границы системы (c). На вставке рис. 2, b представлены спектры пропускания при отсутствии дефекта. Параметры таковы: локальные коэффициенты преломления ХЖК $n_e = 1.5133$, $n_o = 1.4639$; толщина дефекта $d = 3 \mu\text{m}$, толщина ХЖК $L = 100\sigma$; шаг спирали $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$.

имеем асимметричный резонатор Фабри-Перо, имеющий селективный по отношению к поляризации характер отражения (пропускания). Кроме того, толщина дефектного слоя в нашем случае приблизительно удовлетворяет условию $d^d \sim \lambda/2(n_e^d - n_0^d)$, т.е. является полуволновой пленкой (причем интервал изменения толщины дефектного слоя Δd^d , в котором имеет место рассматриваемый эффект, удовлетворяет условию $\Delta d^d \sim \sigma(n_e^d - n_0^d)/2$). Здесь n_0^d и n_e^d — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления анизотропного дефекта. Далее, как известно, если при дифракционном отражении от слоя ХЖК отраженный свет не меняет свой знак спиральности поляризации, то при отражении от изотропной (или анизотропной) среды знак спиральности поляризации меняется на обратный. Кроме того, если анизотропный слой является полуволновой пленкой, то при падении на него света с ПКП прошедший свет имеет ЛКП, и наоборот.

Создать систему с такими свойствами вполне реально. Так как жидкие кристаллы легко управляемы, то анизотропный дефект внутри ХЖК можно создать и управлять его позицией, например внешним статическим электрическим полем, создавая тандем электродов вдоль оси ХЖК. Внешнее электростатическое поле, перпендикулярное оси спирали, имеет ориентирующее воздействие на молекулы ХЖК и при определенном значении этого поля E_{cr} молекулы ХЖК выстраиваются вдоль силовых линий этого поля, создавая анизотропный дефект. Тогда толщина дефектного слоя определится продольным размером электрода и приложенным к электродам электрическим напряжением. Кроме того, подключая напряжение к различным парам электродов (рис. 1), можно изменить положение дефекта внутри системы. Конструируя три пары электродов (первая пара в левом краю, вторая пара в центре, а третья пара в правом краю) толщиной $d^d \sim 3 \mu\text{m}$ (при $\sigma = 0.42 \mu\text{m}$, $n_e^d = 1.5133$, $n_0^d = 1.4639$) вдоль оси ХЖК и последовательно подключая напряжение к этим электродам, можно перемещать дефект вдоль оси среды с правого края до левого, что позволит управлять эллиптичностью и отраженным, и прошедшим сигналами. При этом приложенное напряжение $U \sim 500 \text{ V}$, расстояние электродов $d \sim 1 \text{ mm}$ (соответственно электростатическое поле $E_{cr} \sim 5 \cdot 10^5 \text{ V/m}$). С химической точки зрения стабильность системы обеспечена, поскольку при переходе Фредерикса, происходящем также при полях порядка $E \sim 5 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ и выше, никаких химических изменений не происходит. Временная стабильность также обеспечена, поскольку порог электрогидродинамиче-

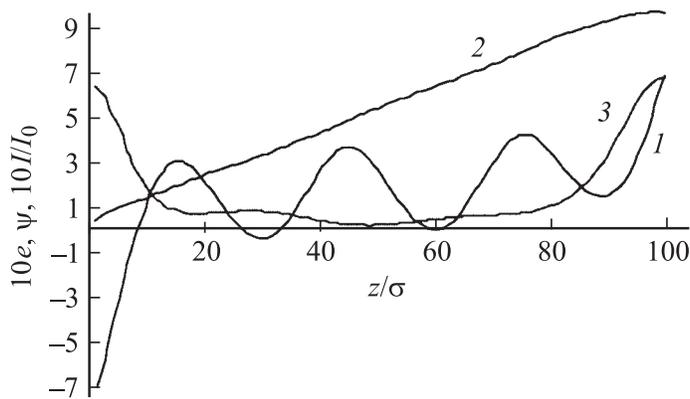


Рис. 3. Зависимости эллиптичности поляризации e (1), поворота плоскости поляризации ψ (2) и относительной интенсивности прошедшего света I/I_0 (3) от положения дефекта (от z/σ) на длине волны $\lambda = 0.615 \mu\text{m}$. Падающий на систему свет имеет линейную поляризацию. z — координата дефекта вдоль оси.

ских движений опять $E \sim 5 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ и выше. Рассматриваемая система является также двунаправленным асимметричным чисто оптическим вентиляем. Эта система в случае, когда дефект находится в правом или левом краю системы, может работать также широкополосным чисто оптическим диодом для света с круговой поляризацией. Актуальность исследований оптических устройств, аналогичных электротехническим (диодам, транзисторам и т.д.), обусловлена, в частности, тем, что в последнее время наблюдается интенсивный переход от использования электрических сигналов к использованию световых, в связи с огромными возможностями последних. Предложены и продемонстрированы различные чисто оптические диоды, транзисторы и т.д., работающие на комбинации других эффектов [5–8].

Далее, исследование зависимости поворота плоскости поляризации прошедшего света от положения дефекта показывает, что на определенных длинах волн он изменяется практически линейно с изменением позиции дефекта в системе (рис. 3). Это свойство такой системы также может найти определенное применение в изоляторах для управления вращением плоскости поляризации. Здесь, в частности, имеем такие

результаты: при изменении z/σ в интервале от 6 до 11 азимут ψ изменяется в интервале $(1.1 \div 1.55)$ rad, e изменяется в интервале $(-0.2 \div 0.2)$, а относительная интенсивность в интервале $(0.4 \div 0.15)$. Таким образом, имеются гигантское вращение и гигантские изменения вращения при изменении позиции дефекта. При этом интенсивность прошедшей эллиптически поляризованной волны сравнительно большая. У фарадеевских вращателей большое вращение обычно наблюдается при очень малой интенсивности прошедшего света. Заметим, что такие гигантские вращения являются результатом структурной гиротропии ХЖК.

С практической точки зрения большое значение имеет также исследование взаимодействия неполяризованного света от естественных источников с рассматриваемой системой. Для этого мы должны перейти от матриц Джонса к матрицам Мюллера. По известным правилам из матрицы Джонса можно получить матрицу Мюллера [9]. Как показывают наши вычисления, при падении на систему неполяризованного света прошедший через систему свет в ФЗЗ является поляризованным. Причем, если дефект находится в левом (в правом) краю системы, прошедший свет в ФЗЗ имеет ПКП (ЛКП) с относительной интенсивностью $I/I_0 = 0.5$. И $I/I_0 = 0$, когда дефект находится в центре. При изменении позиции дефекта в системе с левого края к правому эллиптичность прошедшего света изменяется от $+1$ до -1 . Таким образом, рассматриваемую систему можно применять для получения поляризованного света с управляемой (при помощи изменения позиции дефекта) поляризацией или иначе для селекции поляризации света.

В заключение отметим, что численные расчеты выполнены для ХЖК состава холестерил-наноат : холестерил хлорид : холестерил ацетат = 20 : 15 : 6.

Выражаю признательность рецензенту и Р.Б. Алавердяну за ценные замечания и советы.

Список литературы

- [1] *Johnson S.G., Joannopoulos J.D.* Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. N.Y.: Springer, 2002.
- [2] *Kosobukin V.A.* // Solid St. Commun. 2006. V. 139. P. 92.
- [3] *Геворгян А.А.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. С. 18–27.

- [4] *Геворгян А.А., Папоян К.В., Пикичян О.В.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. С. 647.
- [5] *Scalora M., Tucci D.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 2324.
- [6] *Геворгян А.А.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 19. С. 60.
- [7] *Hwang J., Song M.H.* et al. // Nature Materials. 2005. V. 4. P. 383.
- [8] *Chen J.-Y., Chen L.-W.* // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 10733.
- [9] *Азам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.