УДК 621.372

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОТОННО-ЗАПРЕЩЕННУЮ ЗОНУ ХИРАЛЬНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

К.Р. АЛЛАХВЕРДЯН

Ереванский государственный университет, Армения

Университет Лаваль, Квебек, Канада

(Поступила в редакцию 24 февраля 2012 г.)

Экспериментально исследовано влияние внешнего электрического поля на границы фотонной запрещенной зоны хирального жидкого кристалла. Показано, что используя хиральный жидкий кристалл с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и гомеотропными граничными условиями, можно увеличить резкость границ фотонной запрещенной зоны внешним электрическим полем и тем самым управлять ее спектральной шириной.

1. Введение

В современной фотонике (линейной и нелинейной оптике, лазерной физике и т.д.) ведущее место занимает создание тонкопленочных, низкопороговых, компактных и малоэнергоемких элементов для управления поляризацией, направлением распространения, спектром и другими параметрами световых, а также лазерных пучков. С этой точки зрения очень интересны и в последнее время привлекают большое внимание исследователей фотонные кристаллы [1]. В частности, это те фотонные кристаллы, параметрами и свойствами которых можно легко управлять внешними воздействиями. Это позволяет управлять поляризацией, спектрами пропускания и отражения проходящего через кристалл света и т.д. [2]. Отмеченных выше целей можно достигнуть, в частности, с помощью хирального жидкого кристалла (ХЖК), параметрами которого, как известно, легко управлять внешними воздействиями [3,4].

Тонкие пленки ХЖК, в параллельных к ограничивающим стенкам плоскостях (в мономолекулярных слоях) очень похожи на нематический жидкий кристалл (НЖК), т.е. в плоскостях, параллельных стенкам ячейки, молекулы в среднем ориентированы в одном и том же направлении, параллельно стенкам ячейки. Среднее направление ориентации молекул жидкого кристалла принято называть директором [5]. При переходе от одного мономолекулярного слоя к соседнему директор ХЖК поворачивается на небольшой угол α (0.05°–0.5°), образуя закрученную, спиральную структуру. Расстояние между мономолеку-

лярными слоями, на котором директор поворачивается на угол 360°, является одним из важнейших характеристик ХЖК и называется шагом холестерической спирали.

Если пространственная периодичность ХЖК (т.е. шаг спирали) порядка длины волны видимого света, то для света с соответствующей циркулярной поляризацией создаются условия для брэгговского дифракционного отражения (циркулярный дихроизм) [5]. Длина волны брэгговского отражения определяется формулой $\lambda_0 = \overline{np}$, где \overline{n} – средний показатель преломления ХЖК. Дифракционное отражение от слоя ХЖК наблюдается в спектральном диапазоне $\Delta \lambda = np$, где Δn – двулучепреломление ХЖК. Селективно отражается та циркулярно поляризованная волна, знак которой противоположен знаку винта спирали ХЖК. Селективное отражение света от слоя ХЖК в спектре проходящего света для определенной поляризации приводит к появлению фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ), которая позволяет эти среды отнести к классу одномерных ФК [4].

При соответствующей степени чистоты тонкие слои ХЖК для видимого обладают достаточной для практических применений лучевой света прочностью. Однако, нежелательное рассеяние света на неоднородностях структуры ХЖК (в частности, на дефектах) значительно уменьшает резкость границ ФЗЗ и увеличивает спектральную ширину ФЗЗ. Увеличение ФЗЗ из-за возникновения в слое ХЖК структурных дефектов усложняет ее тонкое управление, поскольку со временем дефекты могут перемещаться [6,7], могут возникать и исчезать самопроизвольно, без каких-нибудь внешних воздействий. В результате этого резкость границ ФЗЗ ХЖК может беспорядочно меняться. Вышесказанное является серьезной трудностью при создании тонкопленочных жидкокристаллических оптических элементов: низкопороговых лазеров [4], модуляторов света [8,9] и т.д.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование воздействия внешнего электрического поля на ФЗЗ ХЖК. Впервые экспериментально показано, что, используя ХЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и гомеотропными граничными условиями, можно увеличить резкость границ ФЗЗ внешним электрическим полем. Показано, что это позволяет управлять спектральной шириной ФЗЗ.

2. Результаты и обсуждение

Основными причинами нежелательного рассеяния света в слое ХЖК являются неоднородности ориентации молекул и дефекты в структуре ХЖК. Обычно размеры неоднородностей ориентации в ХЖК сравнимы с длиной волны света. Для исследования увеличения резкости границ и уменьшения спектральной ширины ФЗЗ ХЖК внешним электрическим полем, в работе были использованы ячейки ХЖК с планарными и гомеотропнымн граничными условиями и с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости ($\Delta \varepsilon = \varepsilon_{II} - \varepsilon_{\perp} < 0$, где ε_{II} и ε_{\perp} – диэлектрические проницаемости среды вдоль и

перпендикулярно длинных осей молекул, соответственно).

Как известно, молекулы жидкого кристалла с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости своими длинными осями устанавливаются перпендикулярно напряженности приложенного электрического поля. Это означает, что приложенное к слою ХЖК электрическое поле, напряженность которого направлена вдоль оси холестерической спирали, не "разрушает" периодическую структуру ХЖК, а, наоборот, "закрепляет" ее. Поскольку в спиральной структуре (в идеальном случае) все молекулы параллельны подложкам ячейки, то те молекулы, которые по разным причинам имеют другое направление ориентации (в частности, молекулы, образующие дисклинационные линии), под воздействием электрического поля стремятся установиться параллельно подложкам ячейки и будут "привлечены" в спиральную структуру ХЖК. Более того, можно ожидать, что будет уменьшаться вероятность флуктуационного выхода длинных осей молекул от плоскости мономолекулярного слоя ХЖК, что приведет к более совершенной спиральной структуре с более высокой степенью ориентации. Таким образом, можно ожидать, что действие внешнего электрического поля будет уменьшать смещения молекул от периодической спиральной структуры. Следовательно, уменьшится нежелательное рассеяние света на дефектах и флуктуациях директора ХЖК и увеличится резкость границ фононной запрещенной 30НЫ.

В эксперименте был использован ХЖК CB-15 фирмы "Merck" с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и с ФЗЗ в видимой части спектра (~520–560 нм). Были исследованы ячейки ХЖК как с планарными, так и с гомеотропными граничными условиями.

При планарной ориентации ситуация сравнительно ясная: молекулы ХЖК, находящиеся в слое вблизи подложек ячейки, ориентируются параллельно подложкам, своими длинными осями вдоль легкой оси (вдоль направления микрополировки подложки). Молекулы следующих мономолекулярных слоев ХЖК также параллельны стенкам ячейки и ориентированы в одном и том же направлении, однако это направление поворачивается на некоторый угол при переходе от одного слоя к соседнему, образуя закрученную периодическую спиральную структуру (рис.1а). Однако в планарных образцах ХЖК почти всегда существуют дефекты структуры в виде дисклинаций [10], которые часто являются причиной нежелательного рассеяния света. Обычно отмеченные дисклинации со временем исчезают, но эти времена могут быть достаточно большими (несколько десятков суток и более).

С точки зрения гомогенной ориентации молекул в ячейках ХЖК с гомеотропными граничными условиями ситуация более сложная, чем для планарной. В слоях ХЖК, соприкасающихся с подложками, молекулы ориентированы перпендикулярно подложкам и стремятся это же направление передать молекулам соседних слоев. Как уже было отмечено, молекулы ХЖК стремятся образовать спиральную структуру. Вследствие этого силы, действующие на молекулы ХЖК со стороны подложек, "конкурируют" с силами межмолекулярного взаи-

модействия. В результате этого в ячейке формируется своеобразное распределение ориентации молекул ХЖК. Молекулы, в слоях непосредственно соприкасающиеся с подложками ячейки, ориентированы в направлении, перпендикулярном подложкам ячейки. В следующих слоях, из-за ослабления действия подложек ячейки на молекулы ХЖК, директор постепенно поворачивается до параллельного к подложкам направления в центральной части ячейки. Вследствие этого вдали от подложек формируется периодическая спиральная структура, как в ячейке с планарными граничными условиями (рис.1б).



Рис.1. Схематическое изображение распределения молекул ХЖК в ячейке с планарными (а) и гомеотропными (b) граничными условиями.

Для исследования изменения ФЗЗ ХЖК в ходе исчезновения дисклинаций, под воздействием внешнего электрического поля, в эксперименте измерялись также спектры пропускания ячеек ХЖК. На рис.2 приведены зависимости коэффициентов пропускания от длины волны падающего на слой ХЖК света в случае планарного и гомеотропного граничных условий, при различных значениях разности потенциалов между подложками ячейки. Эксперименты показывают, что в случае ячейки с планарными граничными условиями электрическое поле не имеет существенного влияния на спектры пропускания. В этом случае ФЗЗ четко выражена и почти не меняется, несмотря на то, что под воздействием электрического поля в слое ХЖК исчезают структурные неоднородности.

Совершенно другая ситуация в случае ячейки с гомеотропными граничными условиями. Как видно из рис.2, спектр пропускания гомеотропной ячейки при отсутствии внешнего электрического поля (U = 0) значительно отличается от планарного случая. ФЗЗ значительно деформирована, и отсутствует резкость границ последней. Причем, по сравнению со спектром "идеальной" планарной периодической структуры, деформация ФЗЗ более значительна вблизи ее коротковолновой границы и ниже нее. Приложенное на ячейку электрическое поле "очищает" спектр пропускания и приближает его к спектру пропускания ХЖК с "идеальной" планарной холестерической спиралью. Из рис.2 видно, что при напряжении U = 21 В спектр пропускания гомеотропной ячейки значительно приближается к спектру планарной ячейки. В этом случае границы ФЗЗ четко различаются и достаточно симметричны, как в случае планарной ориентации.

Согласно теории межмолекулярного взаимодействия, при ориентации

молекул ХЖК существенную роль играют взаимодействие между их молекулами и взаимодействие молекул ХЖК с поверхностью подложки. Если на слой ХЖК приложено также электрическое поле, то в ориентацию молекул ХЖК свой вклад вносят и силы, действующие со стороны электрического поля на молекулы ХЖК. В состоянии равновесия молекулы ХЖК уравновешиваются моменты перечисленных сил, действующих на молекулу ХЖК.



Рис.2. Спектры пропускания ячеек ХЖК с планарными и гомеотропными граничными условиями при различных значениях напряженности внешнего электрического поля – 0 В, 7 В, 14 В, 21 В.

Силы межмолекулярного взаимодействия в ХЖК стремятся создавать закрученную спиральную структуру. Силы, действующие на молекулы ХЖК со стороны подложки, в основном действуют на небольших расстояниях от поверхности подложки. Они в случае планарной ориентации заставляют, чтобы молекулы ХЖК, образуя спиральную структуру, упорядочились в параллельных к подложкам плоскостях. В случае гомеотропных граничных условий в приграничных слоях молекулы ХЖК ориентируются перпендикулярно стенкам ячейки, которые делают неустойчивой планарную структуру ХЖК. Поэтому часто образуются закрученные структуры, ось спирали которых параллельна подложкам ячейки.

Из вышесказанного следует, что в случае ХЖК с положительной диэлектрической анизотропией ($\Delta \varepsilon > 0$) приложенное перпендикулярно подложкам ячейки электрическое поле дестабилизирует периодическую структуру ХЖК, и начиная с некоторого порогового значения напряженности электрического поля наблюдается структурный фазовый переход в ХЖК из закрученной спиральной структуры в гомеотропную [11,12]. Как уже было отмечено, ситуация иная в случае ХЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией ($\Delta \varepsilon < 0$). Элек-

трическое поле, приложенное перпендикулярно подложкам ячейки такого ХЖК, заставляет молекулы ХЖК ориентироваться перпендикулярно напряженности поля. Понятно, что это способствует образованию закрученной спиральной структуры ХЖК с осью спирали, перпендикулярной подложкам ячейки.

Рис.3. Зависимость спектральной ширины ФЗЗ от приложенного на слой ХЖК напряжения электрического поля.

Графики, приведенные на рис.2, дают количественную характеристику вышеуказанным явлениям. Как видно, до приложения электрического поля (U = 0)спектр пропускания ячейки с гомеотропными граничными условиями значительно отличается от случая планарной ячейки, особенно вблизи коротковолновой границы ФЗЗ. Это объясняется тем, что внутри ячейки ХЖК присутствуют маленькие спиралевидные "домены", оси которых не перпендикулярны стенкам ячейки. Таким образом, внутри ячейки имеем множество маленьких "спиралек". оси которых ориентированы не перпендикулярно стенкам ячейки, а беспорядочно, под разными углами. В результате падающий на слой ХЖК световой пучок спектрометра (ширина пучка ~1 мм) "видит" спирали с хаотически распределенными направлениями их осей. От таких хаотически распределенных спиралей отражаются как волны, длина которых попадает в ФЗЗ планарно ("идеально") ориентированного ХЖК, так и те, длина которых короче, чем коротковолновая граница ФЗЗ. В результате этого спектральная ширина ФЗЗ расширяется и отражение в этом случае является диффузным. Приложение электрического поля к слою ХЖК приводит к переориентации осей вышеуказанных спиралей (они стремятся устанавливаться перпендикулярно стенкам ячейки). Поэтому в спектре прошедшего через слой ХЖК света наблюдается возрастание пропускания и резкости коротковолновой границы. Как видно из рис.2, при напряжении U = 21 В (E = 4.2 В/мкм) оба плеча Ф33 достаточно симметричны,

что означает, что в слое ХЖК "спиральки" в основном упорядочились. Эксперименты показывают, что для ячейки с гомеотропными граничными условиями коэффициенты пропускания все же ниже, чем для планарной. Это указывает на то, что вблизи стенок ячейки ориентация молекул является гомеотропной (из-за жесткого сцепления молекул ХЖК с подложкой).

На рис.3 приведена зависимость спектральной ширины ФЗЗ ХЖК с гомеотропными граничными условиями ОТ приложенного к слою электрического поля. Видно, что при напряжении электрического поля ~15-20 В спектральная ширина ФЗЗ уменьшается более чем в два раза. При напряжениях выше указанного наблюдается насыщение уменьшения спектральной ширины ФЗЗ. По-видимому, это обусловлено тем, что большинство молекул ХЖК уже вовлечено в спиральную структуру. На рис.3 шириной ФЗЗ считается его ширина на высоте 1/4 от минимума спектральной кривой пропускания. Причиной такого выбора является то, что на высоте 1/2 от минимума пропускания спектральной кривой в спектре ФЗЗ коротковолновое плечо отсутствует при низких напряжениях (U < 7 B, рис.2).

3. Заключение

Таким образом, в представленной работе экспериментально исследовано воздействие внешнего электрического поля на ФЗЗ ХЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости. Экспериментально обнаружено увеличение резкости границ ФЗЗ ХЖК во внешнем электрическом поле для ХЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости и с гомеотропными граничными условиями. Зарегистрировано уменьшение спектральной ширины ФЗЗ ХЖК более чем в два раза при приложении электрического поля на слой ХЖК, что очень важно для создания структур фотонных кристаллов с плавно управляемыми характеристиками. Результаты работы могут найти широкое применение при создании управляемых селективных зеркал видимого диапазона оптического излучения, при создании оптических диодов и транзисторов и других оптоэлектронных элементов современной фотоники.

Автор выражает глубокую благодарность профессору университета Лаваль (Квебек, Канада) Тиграну Галстяну за ценные обсуждения и материальную помощь при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.-M.Lourtioz et al. Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2005.
- 2. C.Sibilia et al. Photonic Crystals: Physics and Technology. Berlin, Springer, 2008.
- 3. С.П.Палто. УФН, 175, 784 (2005).
- 4. V.I.Kopp et al. Progress in Quantum Electronics, 27, 369 (2003).
- 5. I.C.Khoo. Liquid crystals. NJ, Wiley, 2007.
- 6. K.Allahverdyan, T.Galstian. Optics Express, 19, 4611 (2011).
- 7. F.Zhang, D.-K.Yang. Phys. Rev. E, 66, 041701 (2002).
- 8. K.Allahverdyan, T.Galstian. Submitted to MC&LC, proceedings of OLC (2011).
- 9. R.B.Alaverdyan, K.R.Allahverdyan, A.H.Gevorgyan, A.D.Chilingaryan, Yu.S.Chilingaryan. Technical Physics, 55, 1317 (2010).

- 10. **P.G. de Gennes, J.Prost**. The Physics of Liquid Crystals. New York, Oxford University Press, 1995.
- 11. R.B.Meyer. Appl. Phys. Lett., 12, 281 (1968).
- 12. W.C.Yip, H.S.Kwok. Appl. Phys. Lett., 78, 4 (2001).

ՔԻՐԱԼ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏՈՒ ՎՐԱ ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՓՈՐՉԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Կ.Ռ. ԱԼԼԱՀՎԵՐԴՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է քիրալ հեղուկ բյուրեղի ֆոտոնային արգելված գոտու սահմանների վրա արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը։ Յույց է տրված, որ օգտագործելով հոմեոտրոպ սահմանային պայմաններով և դիէլեկտրական թափանցելիության բացասական անիզոտրոպիայով քիրալ հեղուկ բյուրեղ, կարելի է արտաքին էլեկտրական դաշտով մեծացնել վերջինիս ֆոտոնային արգելված գոտու սահմանների կտրուկությունը։ Դա թույլ է տալիս ղեկավարել ֆոտոնային արգելված գոտու սպեկտրային լայնությունը։

EXPERIMENTAL STUDY OF THE INFLUENCE OF EXTERNAL ELECTRICAL FIELD ON THE PHOTONIC BAND GAP OF CHIRAL LIQUID CRYSTALS

K.R. ALLAHVERDYAN

Experimental study of the influence of an external electrical field on the photonic band gap boundaries of a chiral liquid crystal has been done. It is shown that by using a negative chiral liquid crystal and homeotropic boundary conditions one can increase the photonic band gap boundary abruptness and, thus, control the band gap width by application of the external electrical field.