

07

Аномальное пропускание света нематическими жидкокристаллическими ячейками

© Е.А. Коншина, М.А. Федоров, Н.Л. Иванова, Л.П. Амосова

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

E-mail: eakonshina@mail.ru

Поступило в Редакцию 4 апреля 2007 г.

Исследовано пропускание света в зависимости от напряжения для планарно ориентированных нематических жидкокристаллических ячеек с разными граничными условиями в режимах максимального пропускания и полного гашения света. Обнаружено аномальное пропускание света в режиме гашения для ячеек с ориентирующими слоями аморфного гидрогенизированного углерода и поливинилового спирта, в которых анизотропия создавалась натиранием: в первом случае поверхности электрода, а во втором — ориентирующего слоя. Причиной аномального пропускания является деформация молекул нематика, расположенных вблизи поверхности, вдоль нормали к направлению натирания. Увеличение амплитуды аномального пропускания, наблюдаемое с повышением напряжения, объясняется неоднородностью энергии сцепления молекул на границе раздела фаз.

PACS: 77.84.Nh, 78.20.Fm, 78.20.Jg

Исследование нематических жидкокристаллических (НЖК) ячеек, планарно ориентированных слоем аморфного гидрогенизированного углерода (a-C:H), показало возможность получения высокой фазовой задержки света при одновременном ускорении динамики электрооптического эффекта [1]. Увеличению фазовой задержки способствует формирование анизотропии поверхности электродного слоя перед осаждением на нее слоя a-C:H. Анизотропия ориентирующей поверхности приводит к анизотропии энергии сцепления молекул НЖК в направлении директора и вдоль нормали к нему, которая проявляется в появлении аномального пропускания в НЖК-ячейке в режиме полного гашения [2].

Целью работы является исследование анизотропии ориентирующей поверхности для ряда планарно ориентированных НЖК-ячеек и влияния граничных условий межфазного взаимодействия на электрооптику НЖК. Для определения фазовой задержки, порога S-эффекта, начального угла наклона директора использовали метод измерения пропускания поляризованного излучения в зависимости от напряжения в режиме максимального пропускания, а для исследования анизотропии структуры ориентирующей поверхности измеряли пропускание в режиме полного гашения.

Для проведения эксперимента были собраны плоские ячейки, состоящие из двух стеклянных подложек с прозрачным проводящим покрытием на основе окислов индия и олова (ITO). Слои ITO осаждали методом катодного напыления с последующим отжигом. На поверхность ITO наносили полимерные слои на основе полиимида (PI), поливинилового спирта (PVA), плазменно-полимеризованного а-С:Н и монооксида германия (GeO). Слои ITO для ячейки А натирали в одном направлении с целью создания анизотропии рельефа поверхности перед осаждением слоя а-С:Н из паров ацетона в плазме тлеющего разряда. Слои PVA и PI (ячейки В и С) наносили на предварительно полированную поверхность ITO методом центрифугирования растворов полимеров. Затем полимерные слои подвергали термообработке, после чего их поверхности натирали тканью для задания направления ориентации НЖК. Слои GeO для ячейки D осаждали на поверхность ITO методом резистивного напыления окисла под скользящим углом (около 5°) к поверхности подложек. Зазор в ячейках фиксировали с помощью фторопластовых прокладок. Толщину зазора ячеек перед их заполнением НЖК определяли интерференционным методом. Ячейки заполняли жидким кристаллом фирмы Merck BL-037 с положительной диэлектрической анизотропией.

Измерение пропускания НЖК-ячеек проводили при подаче синусоидального напряжения U с частотой 1 kHz, используя электрооптическую схему, приведенную в [1]. Интенсивность света I , прошедшего через ячейку, расположенную между поляризатором и скрещенным с ним анализатором, зависит от фазовой задержки $\Delta\Phi$ и угла β между вектором поляризации падающего луча и исходным направлением директора НЖК [3]:

$$I = I_0 \sin^2 2\beta \sin^2(\Delta\Phi/2), \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность падающего излучения. Максимальное пропускание излучения He–Ne-лазера с длиной волны 632.8 nm, падающего

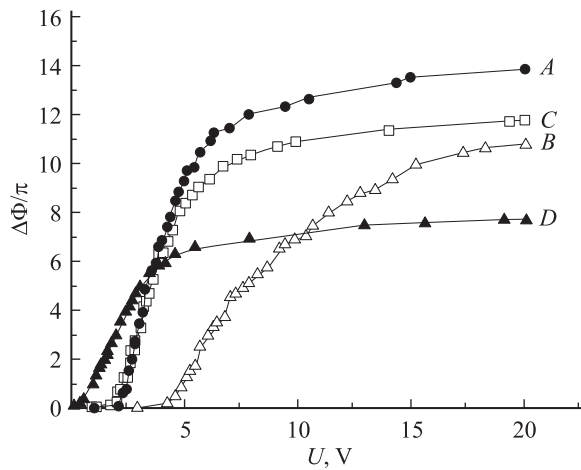


Рис. 1. Зависимости оптической фазовой задержки от напряжения, приложенного с частотой 1 кГц к планарно ориентированным ячейкам А, В, С и D (см. таблицу).

нормально к плоскости ЖК-ячейки можно получить, когда угол $\beta = 45^\circ$ согласно формуле (1). Эти условия соответствуют диагональному режиму измерения пропускания (DS-diagonal setup), используемому традиционно. При подаче на электроды планарно ориентированной НЖК-ячейки переменного напряжения происходит переориентация директора ЖК. Угол наклона директора $\theta(U)$ относительно поверхности подложки увеличивается с ростом напряжения в результате SB-деформации нематика с положительной диэлектрической анизотропией. Это приводит к изменению двулучепреломления от максимальной величины для S-эффекта в отсутствие электрического поля до нуля в результате переориентации молекул нормально к поверхности подложек.

Зависимости пропускания от напряжения, полученные в DS-геометрии, для всех исследуемых НЖК-ячеек представляли собой осциллирующие кривые с постоянной амплитудой колебания. На рис. 1 приведены зависимости $\Delta\Phi(U)$, рассчитанные по измерениям пропускания для ЖК-ячеек А, В, С и D с разными ориентирующими поверхностями. Кривые А, В и С на рис. 1 иллюстрируют влияние ориентирующей поверхности на величину $\Delta\Phi$ для ячеек с одинаковой толщиной слоя НЖК. Наибольшие значения $\Delta\Phi$ (кривая А на рис. 1) были получены для ячейки А. Значения толщины ячеек d , порогового напряжения

Параметры НЖК-ячеек

НЖК-ячейки	Ориентирующая поверхность	$d, \mu\text{m}$	$\Delta\Phi_{\text{max}}/\pi$	θ_p, deg	U_{th}, V
A	ITO/a-C:H	15.7	15.2	3	2.2
B	ITO/PVA	15.4	13	12	2.7
C	ITO/PI	15.4	13.2	11	1.9
D	ITO/GeO	13.5	9.3	22	0.7

S-эффекта U_{th} , максимальной фазовой задержки света $\Delta\Phi_{\text{max}}/\pi$ и начального угла наклона директора θ_p , которые рассчитывали для НЖК-ячеек по методике, описанной в [4], даны в таблице. Отличия величин углов θ_p и порогового напряжения U_{th} в таблице для исследуемых НЖК-ячеек свидетельствуют о существенных различиях начальных условий межфазного взаимодействия на границе раздела фаз.

Если расположить ячейку таким образом, чтобы директор НЖК был параллелен вектору поляризации, то угол $\beta = 0^\circ$. В такой геометрии измерения пропускания должно наблюдаться полное гашение излучения (ES-extinction setup) в соответствии с формулой (1). На рис. 2 приведены зависимости оптического пропускания от напряжения в DS- и ES-режимах для ячейки А. Амплитуда аномального пропускания на кривой ES (рис. 2) увеличивается с ростом напряжения. Подобное изменение аномального пропускания света наблюдалось в ячейке В, но не было обнаружено в ячейке С. В ячейке D аномалия пропускания была выявлена только на краю апертуры вблизи боковых контактов. На рис. 3 приведены зависимости аномального пропускания от напряжения для ячеек А, В и D, нормированные по величине максимального пропускания в DS-геометрии эксперимента. С ростом напряжения, прикладываемого к НЖК-ячейке, амплитуда колебаний увеличивалась, достигая 10% у ячеек А и В и 3% у ячейки D в области напряжений, соответствующих затуханию осцилляций в DS-геометрии, как показано на рис. 2, т.е. к моменту переориентации молекул нормально к поверхности подложек.

В ячейке А структура поверхности, покрытой тонкой диэлектрической пленкой a-C:H, представляет собой чередование гладких областей с выступами, которые сформированы при натирании электрода. В ячейке В гладкие области на поверхности чередуются с канавками, образованными при натирании слоя PVA. В результате этого при подаче напряжения на электроды ячеек А и В на границе раздела

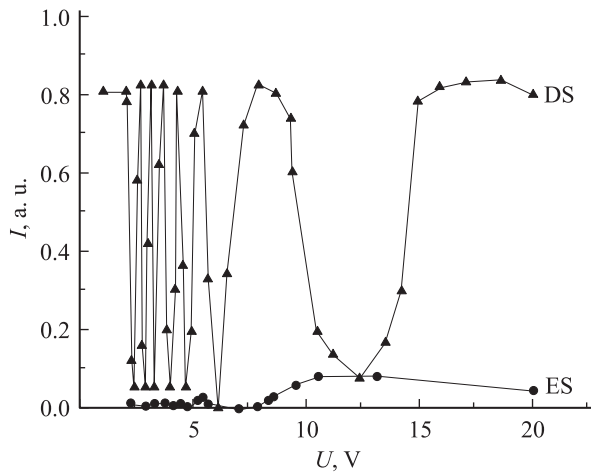


Рис. 2. Зависимости пропускания от напряжения, полученные в диагональном (DS) и параллельном (ES) режимах для НЖК-ячейки А с ориентирующей поверхностью а-С:Н.

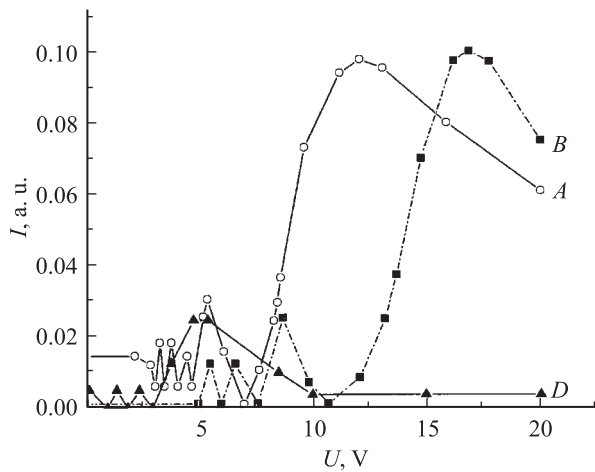


Рис. 3. Зависимости аномального пропускания света от напряжения, полученные в ES-режиме и нормированные по максимальному пропусканию в режиме DS для НЖК-ячеек А, В и D с ориентирующими поверхностями а-С:Н (кривая А), PVA (кривая В) и GeO (кривая С).

фаз могут возникать неоднородные электрические поля. Увеличение амплитуды аномального пропускания света с ростом прикладываемого напряжения, наблюдаемое на рис. 3 (кривые *A* и *B*), можно объяснить анизотропией энергии поверхностного сцепления, появляющейся в результате искусственно созданной периодической структуры ориентирующей поверхности.

Молекулярный слой нематического жидкого кристалла, граничащий с поверхностью, не претерпевает какой-либо деформации при низких напряжениях в случае сильного сцепления молекул, как, например, вблизи рельефных дефектов. При увеличении интенсивности электрического поля энергия поверхностного сцепления, соответствующая работе, необходимой для переориентации молекул ЖК вдоль нормали к направлению натирания поверхности, может быть преодолена, что приведет к аномальному пропусканию. Постепенное повышение амплитуды колебаний аномального пропускания на рис. 3 при увеличении напряженности электрического поля можно объяснить значительным разбросом энергии сцепления молекул, директор которых не совпадает с директором НЖК ячейки.

Причиной разброса энергии сцепления могут быть дефекты электродного слоя, которые обуславливают неоднородность электрического поля вблизи поверхности и появления локальных полей. При определенной напряженности электрического поля, подаваемого на электроды, возможен процесс эмиссии электронов с выступающих рельефных дефектов. В результате этого может происходить ионизация молекул ЖК в этих областях, возникновение электростатических зарядов и неоднородности электрических полей на границе раздела фаз. Появление аномального пропускания в НЖК-ячейке *D* только вблизи боковых контактов (кривая *D* на рис. 3) может быть связано именно с влиянием таких рельефных дефектов, характерных для этой области электрода. В центральной части ячейки *D* никакой аномалии пропускания в ES-геометрии измерения не наблюдалось.

Можно отметить корреляцию величин порогового напряжения S-эффекта с напряжением, соответствующим максимуму аномального пропускания. Для ячейки *B* (кривая *B* на рис. 3) максимум пропускания наблюдается при наибольшем напряжении и ей соответствует наибольшая величина $U_{th} = 2.7 \text{ V}$ (см. таблицу), что указывает на более сильное сцепление молекул НЖК с поверхностью PVA. Напротив, для ячейки *D* характерно наименьшее напряжение порога S-эффекта $U_{th} = 0.7 \text{ V}$, что

свидетельствует о слабом сцеплении молекул с GeO, и максимум аномального пропускания наблюдается при более низком напряжении. Если пороговое напряжение соответствует условиям преодоления силы сцепления молекул, ориентированных в направлении натирания, то напряжение максимального аномального пропускания должно соответствовать условиям преодоления силы сцепления молекул, расположенных вдоль нормали к этому направлению. Отсутствие аномального пропускания у НЖК-ячейки С можно объяснить более однородными граничными условиями у поверхности слоя PI по сравнению со слоем PVA, полученным тем же способом. При усилении электрического поля энергия сцепления в НЖК-ячейках с PI-слоем практически не изменялась [5].

В заключение следует отметить, что основное внимание в работе было уделено анализу причин появления аномального пропускания света в слое НЖК с ростом приложенного напряжения при параллельной ориентации директора относительно вектора поляризации падающего излучения. Наиболее вероятной причиной наблюдения этого эффекта является периодическое изменение структуры ориентирующих поверхностей в ячейках с ориентирующими слоями а-С:Н и PVA. Это приводит к анизотропии энергии сцепления молекул НЖК в направлении натирания поверхности и вдоль нормали к нему. При приложении к НЖК-ячейкам напряжения возникает неоднородное электрическое поле, которое при напряжениях в несколько раз выше пороговых значений для S-эффекта, вызывает деформацию молекул нематика, расположенных на границе раздела фаз, вдоль нормали к направлению натирания. Отсутствие аномального пропускания в НЖК-ячейке с ориентирующим слоем PI объясняется более однородными условиями межфазного взаимодействия.

Список литературы

- [1] Кошкина Е.А., Федоров М.А. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 22. С. 15–21.
- [2] Sugimura A., Ishino D. // Thin Solid Films. 2003. V. 438–439. P. 433–439.
- [3] Blinov L.M. // Electro-Optical and Magneto-Optical Properties of Liquid Crystals. Wiley, New York, 1993.
- [4] Кошкина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П. // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 12. С. 9–13.
- [5] Strangi G., Versace C., Scaramuzza N. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 2455–2457.