

$$\Theta^{\mu\nu} = \frac{1}{2\kappa} \nabla_\lambda \nabla_\sigma \left[\sqrt{\frac{g}{\gamma}} (\gamma^{\lambda\sigma} g^{\mu\nu} + \gamma^{\mu\nu} g^{\lambda\sigma} - 2\gamma^{\sigma(\mu} g^{\nu)\lambda}) \right],$$

откуда следует, что $\Theta^{\mu\nu}$ тривиально сохраняется. Пользуясь произволом в определении ТЭИ, можно перейти к следующему, $\tau^{\mu\nu}_g$, ТЭИ гравитационного поля, для которого $\tau^{\mu\nu}_g + \Theta^{\mu\nu}_m = 0$.

Таким образом, теория Логунова—Власова, так же как и теория с эйнштейновским лагранжианом $L_g = \sqrt{-g}R/2\kappa$, не пригодна для описания энергии-импульса гравитационного поля.

Разумеется, в рамках теорий поля в пространстве Минковского существуют физически приемлемые лагранжианы, приводящие к нетривиальным законам сохранения. Однако соответствующие им уравнения поля отличны от эйнштейновских (см., например, [3]).

Остается, таким образом, единственный вариант — теория тяготения с неполной геометризацией лагранжиана гравитационного поля в римановом пространстве-времени. Это составляет предмет другой работы.

Список литературы

1. Тимошенко А. И. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1986. № 1. С. 27.
2. Логунов А. А., Фоломешкин В. Н. // Теорет. и матем. физ. 1977. Т. 32. № 3. С. 291.
3. Денисов В. И., Логунов А. А. // Итоги науки и техники. Сер.: Совр. пробл. мат. / ВИНТИ. М., 1982. Т. 21. С. 3.
4. Эйнштейн А. Собр. науч. тр.: В 4 т. М., 1965. Т. 1. С. 452.
5. Логунов А. А., Власов А. А. // Теорет. и матем. физ. 1984. Т. 60. № 1. С. 3.
6. Власов А. А., Логунов А. А. // Там же. № 2. С. 163.
7. Rosen N. Phys. Rev. 1940. V. 57. N 1. P. 147.
8. Gupta S. N. Proc. Phys. Soc. Sec. A. 1952. V. 65. N 387. P. 161.
9. Gupta S. N. Proc. Phys. Soc. Sec. A. 1952. V. 65. N 392. P. 608.

Поступила в редакцию 25.01.85.

УДК 535.783

Г. И. БОРОВКОВ, С. Н. ШАРАШКИН

ТЕКСТУРА ПУЗЫРЬКОВЫХ ДОМЕНОВ В ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТЕ

Полосатая и пузырьковая доменная текстуры, обнаруженные в хирально-нематических жидких кристаллах (ХНЖК) [1—4], под действием электрического поля проявляют свойства, во многом аналогичные свойствам магнитных цилиндрических доменов, на основе которых реализованы ассоциативные запоминающие устройства (АЗУ) [5]. Разработки АЗУ на основе пузырьковых доменов (ПД) более перспективны благодаря возможности управлять их размерами и местоположением [6], а также компактности и малой потребляемой мощности [7].

Цель настоящей работы — прямое измерение ориентации локальных оптических осей, определяемых положением длинных осей молекул, а также изучение распределения двулучепреломления в пределах ПД и на основе полученных данных уточнение модели молекулярной упаковки в ПД [3, 4].

Нами исследованы поляризационные характеристики текстуры ПД в двух ХНЖК композициях: МББА (нематическая матрица) с хиральной добавкой 0,4 % холестерилкапроната и ЖК-807 (матрица) с добавкой 0,5 % *l*-2-метилбутиловый эфир бензойной кислоты. Выбор состава первой композиции определялся тем, что и матрица, и добавка классические, достаточно изученные ЖК, а вторая композиция обладает хорошими эксплуатационными характеристиками. Эти композиции различались величиной и знаком шага спирали: для первой смеси $P = -60$ мкм, а для

второй — $P = +110$ мкм. ХНЖК смеси заправлялись в клинообразные ячейки с гомеотропными граничными условиями и устанавливались в вертикальной плоскости перпендикулярно к падающему монохроматическому излучению лазера ЛГ-38 ($\lambda = 633$ нм).

Измерения проводились на автоматическом интерференционном микроскопе-эллипсомере [8] в режиме проходящего света, позволяющем определять параметры поляризации в отдельных участках ПД с шагом сканирования порядка разрешающей способности эллипсометра. Измерения прекращались по достижении таких областей ПД, для которых расстояние между изображениями соседних колец-изохром оказывалось равным $1/3$ ширины щели эллипсометра.

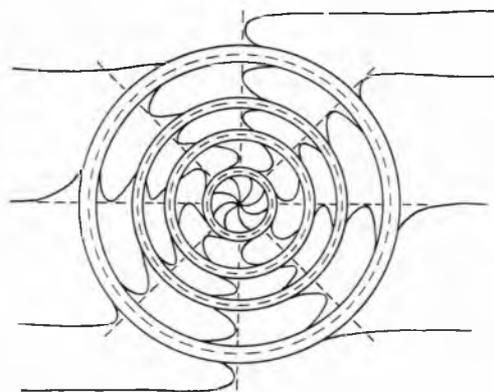
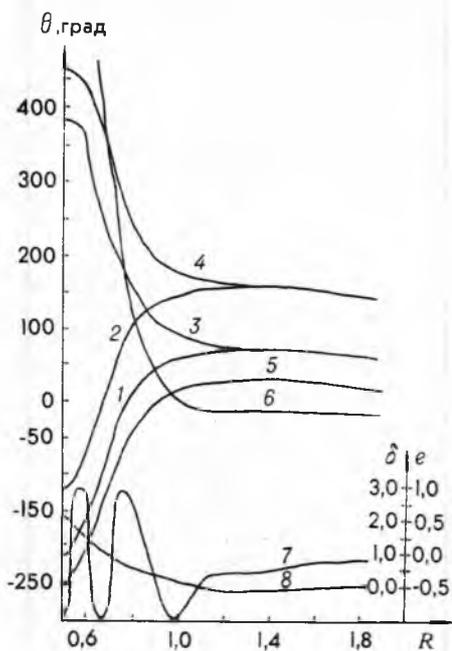


Рис 1. Распределение эллипсометрических параметров вдоль относительного радиуса ПД в композиции с МББА матрицей:

1, 2 — азимуты падающих линейных поляризаций θ_{01} и θ_{02} ; 3, 4 — азимуты поляризаций прошедшего света θ_1 и θ_2 ; 5 — азимут θ падающего света, при котором достигается максимальная эллиптичность e ; 6 — вращение плоскости поляризации $\Delta\theta$; 7 — максимальная эллиптичность e ; 8 — разность фаз δ , выраженная в длинах волн

Рис 2. Векторные линии ПД при наличии В-деформации. Пунктиром обозначены асимптоты

В каждом участке ПД измерялись азимуты двух падающих линейных поляризаций θ_{01} и θ_{02} , при которых на выходе из домена свет оставался линейно поляризованным с азимутами θ_1 и θ_2 . Результаты этих измерений позволяют судить об ориентации локальных оптических осей в ПД. Кроме того, определялся азимут падающей линейной поляризации θ , при котором достигалась максимальная величина эллиптичности света e на выходе из ПД, что позволяло получить распределение двулучепреломления. Результаты измерений для первой композиции представлены графически (рис. 1).

Погрешность измерений азимута и эллиптичности света, прошедшего через ПД, определялась в основном флуктуациями директора в исследуемой области ПД. Характерно, что минимальная погрешность измерений (2 град для азимута и 0,02 для эллиптичности) наблюдалась в области гомеотропной ориентации молекул (ГОМ) вблизи ПД, а максимальная (10 и 0,08 град соответственно) — в таких областях ПД, из которых свет выходил линейно поляризованным при любых азимутах падающей линейной поляризации; именно в таких участках ПД при наблюдениях в поляризационный микроскоп хорошо видно хаотическое «кипение».

Основой для интерпретации экспериментальных данных послужили следующие факты: линейные поляризации с азимутами θ_{01} , θ_{02} и θ_1 , θ_2 ортогональны между собой, а азимут θ отличается от значений θ_{01} и

Θ_{02} на 45 град. Эти данные позволили предположить, что оптические свойства в каждой отдельной области ПД можно описать в основном оптическими свойствами кристаллических пластинок.

Величина максимальной эллиптичности e изменялась от нуля вблизи ребра клиновидной ячейки до 0,06 для композиции с ЖК-807 матрицей и до 0,09 для композиции с МББА матрицей. Ненулевые эллиптичности поляризации прошедшего света можно объяснить действием двух факторов: наличием деформации продольного изгиба (B -деформация) [7] и нарушением гомеотропной ориентации молекул в объеме ячейки из-за превышения энергии межмолекулярных взаимодействий в ХНЖК над энергией взаимодействия с молекулами ориентанта. В обоих случаях происходит увеличение угла между направлением распространения света и директором, что приводит к образованию некоторой эллиптичности в поляризации прошедшего света. Из-за наклона молекул угол их подвеса отличается от 90 град, в результате появляются проекции длинных осей молекул на входную плоскость и азимуты подвеса молекул принимают вполне конкретные значения, которые выражаются через азимуты Θ_{01} и Θ_{02} [9].

В непосредственной близости к ПД и в нем самом наблюдается плавное изменение примерно по квадратичному закону ориентации локальных осей, и этот поворот сопровождается изменением величины двулучепреломления, о чем можно судить по изменению максимальной эллиптичности. Характерно, что для композиции с ЖК-807 матрицей происходит поворот осей против хода часовой стрелки, а для другой композиции — по ходу ее. Вращение директора в пределах ПД непосредственно указывает на наличие спирали с осью, параллельной плоскости подложки, что только частично соответствует теории [3, 4]. Поскольку в этой теории предсказывалось только тангенциальное расположение проекций длинных осей молекул на плоскость подложки, мы должны были зарегистрировать в эксперименте лишь увеличение максимальной эллиптичности при неизменной ориентации локальных осей. В действительности, как уже отмечалось, наблюдалось существенное вращение локальных оптических осей по параболическому закону, и это вращение сопровождалось увеличением максимальной эллиптичности. Выявленное нами вращение директора в пределах ПД позволяет сделать вывод о наличии в центре домена дисклинации силой $S = +1$. Корректность такого вывода подтверждается следующим:

а) в скрещенных николях в центре ПД отмечается дефект, а во всей области домена — четыре ветви мальтийского креста, что указывает на единичную величину силы дисклинации, т. е. $|S| = 1$;

б) при разрушении текстуры ПД в переменном электрическом поле наблюдается картина, характерная для взаимодействия дисклинаций $S = +1$ и $S = -1$ в нематиках;

в) выявленное нами распределение директора является общим случаем в теории [10], описывающей распределение молекул вблизи дисклинации силой $S = +1$;

г) в областях ПД с $R = 0,5$ отсутствуют дефекты, хотя это лежит в основе теории [3, 4].

Все эти факты свидетельствуют в пользу вывода о том, что в центре ПД, а не в области $R = 0,5$, по Акахане и Тако [3, 4], находится дисклинация силой $S = +1$, которая вытянута вдоль директора в области ГОМ, т. е. практически перпендикулярно к подложкам. Эта дисклинация хорошо наблюдается при термоградиентном нагреве горячей иглой области ПД. При этом ПД несколько смещается из прежнего положения, а из его центра вытягивается в виде Ω дисклинация, точки закрепления которой на подложках остаются на своих местах, формируя структуру части кольцевого домена.

Итак, описанные наблюдения и результаты позволяют считать, что ПД формируется вокруг дисклинации, длина которой примерно равна зазору ячейки, а в случаях кольцевых доменов эта дисклинация сверну-

та в кольцо. Для кольцевых доменов, на наш взгляд, справедлива модельная упаковка Акахане и Тако [3, 4].

Очевидно, что в параболическом законе поворота локальных оптических осей проявляется наличие в ХНЖК хиральной добавки, что приводит к изменению наблюдаемых коноскопических картин по сравнению с характерными классическими.

Первое отличие заключается в том, что для ПД не наблюдается контрастного мальтийского креста. Это можно объяснить двумя причинами. Во-первых, изменяется состояние поляризации света, выходящего из ПД (см. рис. 1), а в коноскопических картинах падающая поляризация остается неизменной вдоль ветвей изогир, вследствие чего свет полностью не пропускается скрещенным анализатором. Во-вторых, в пределах ПД для обеих композиций наблюдается поворот плоскости поляризации, что также приводит к заметному пропусканию света через анализатор. Следует добавить, что оптическая активность, обнаруженная в эксперименте, указывает на наличие второй спирали с осью, перпендикулярной к плоскости подложек, что подтверждает гипотезу Бхида и других [11], которая не получила признания из-за примитивности самой модели строения ПД.

Второе отличие картин ПД в скрещенных николях от коноскопических картин в одноосных кристаллах заключается в наличии сжимающихся к центру ПД колец-изохром, что можно объяснить на основе выявленного параболического закона поворота локальных оптических осей. Действительно, в этом случае векторные линии описываются следующим интегралом [10]:

$$y = \int \operatorname{tg}(x^2) dx, \quad (1)$$

где $x=1-R$ —расстояние от текущей точки на радиусе R до центра ПД и где принят параболический закон угла наклона молекул, а R —относительный радиус ПД.

Вследствие периодичности функции тангенса, аргумент которой изменяется по квадратичному закону, получается набор сжимающихся к центру колец. На рис. 2 приведены векторные линии в ПД с учетом B -деформации. Центральная часть рисунка представляет собой предполагаемую картину, соответствующую частному случаю топологии дисклинации силой $S=+1$ [10].

Для обеих композиций характерны практически линейный закон увеличения разности фаз δ и параболический закон поворота плоскости поляризации $\Delta\Theta=\Theta_0-\Theta$ с изменением расстояния до центра ПД, что хорошо описывается известным выражением [10] для удельного вращения ρ в условиях волноводного режима планарно ориентированных слоев ХЖК:

$$\rho = \frac{\Delta\Theta}{z} = \frac{180^\circ}{4\lambda^2} (n_{\parallel} - n_{\perp})^2 P_0, \quad (2)$$

где P_0 —равновесный шаг спирали.

Таким образом, возникает возможность проведения количественной оценки распределения двулучепреломления и геометрической толщины z домена:

$$(n_{\parallel} - n_{\perp})z = \frac{\lambda}{360^\circ} \delta, \quad (n_{\parallel} - n_{\perp})^2 z = \frac{4\lambda^2}{180^\circ P_0} \Delta\Theta. \quad (3)$$

Решением полученной системы являются выражения:

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = \frac{8\lambda}{P_0 \delta} \Delta\Theta, \quad z = -\frac{P_0 \delta^2}{16 \cdot 180^\circ \cdot \Delta\Theta}, \quad (4)$$

где $\Delta\Theta$ и δ измеряются в угловых градусах, а результаты расчета толщины ПД представлены на рис. 3 с учетом дисклинации $S=+1$, расположенной в его центре. Необходимо сразу же уточнить, что полученные

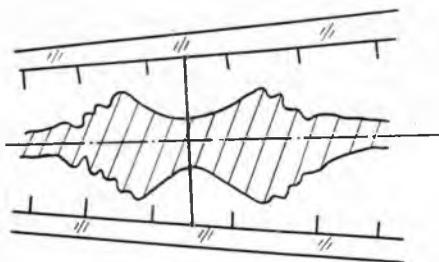


Рис. 3. Поперечный разрез ПД

ковых, полосатых и кольцевых доменов из-за их формирования вокруг дисклинации силой $S=+1$ общая. Различаются они длиной дисклинации и ее ориентацией относительно плоскости подложек.

результаты, усредненные по всей толщине зазора ячейки, поскольку расчет проводился по эллипсометрическим параметрам, являющимся интегральными величинами.

Таким образом, наличие двух спиральных структур, а также эллиптичности света, прошедшего в области ГОМ, указывает на достаточно сложную трехмерную структуру ПД. Природа текстуры пузырьков

Список литературы

1. Kawatchi M., Kogure M., Kato Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1974. V. 13. № 9. P. 1457.
2. Naas W., Adams J. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. № 10. P. 535.
3. Акаһане Т., Тако Т. // Jap. J. Appl. Phys. 1976. V. 15. № 8. P. 1559.
4. Акаһане Т., Тако Т. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1977. V. 38. P. 251.
5. Кохонен Т. Ассоциативные запоминающие устройства. М., 1982. С. 384.
6. Kawatchi M., Kogure M. // Jap. J. Appl. Phys. 1976. V. 15. № 8. P. 1557.
7. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., 1978. С. 384.
8. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981. С. 584.
9. Абдулин А. З., Боровков Г. И., Комяк А. И., Муравский А. А. // Тез. докл. V конференц. соц. стран по жидким кристаллам. Одесса, 1983. Т. 1. Ч. 2. С. 145.
10. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М., 1977. С. 400.
11. Bhide V. G., Jain S. C., Chandra S. // J. Appl. Phys. 1977. V. 98. № 8. P. 3349.

Поступила в редакцию 31.03.86.

УДК 539.21 : 537.1

Ф. Ф. КОМАРОВ, А. П. НОВИКОВ, АНЬ ТУАН ХОАНГ

УЧЕТ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭКРАНИРОВАНИЯ ПРИ ОПИСАНИИ ЭЛЕКТРОН-ПРИМЕСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОВАЛЕНТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Характерное время электрон-примесного взаимодействия в кристаллах — существенный параметр и в оценке основных кинетических коэффициентов [1], и при анализе процессов перераспределения энергии, выделенной в электронную или фононную подсистемы кристалла [2]. Из-за отсутствия надежных сведений о распределении электронов вблизи примесного атома в полупроводниках при вычислении характерного времени электрон-примесного взаимодействия учет экранирования проводится, как правило, с помощью макроскопической диэлектрической константы ϵ_0 . Вместе с тем электроны с кинетической энергией $>0,1$ эВ могут приблизиться к ионам примеси на расстояние, где представления о макроскопической диэлектрической проницаемости не применимы. В настоящей работе для корректного описания электрон-примесного взаимодействия в широком интервале энергий в рамках борновского приближения проведен учет зависимости диэлектрической функции ϵ от волнового вектора g .

Если поверхности постоянной энергии — сферы, то для характерного времени электрон-примесного взаимодействия $\tau(E)$ в полупроводниковых кристаллах в борновском приближении справедливо: