

07;12

Оптический отклик капель нематика в полимерной матрице на импульсное воздействие сильного магнитного поля

© А.М. Паршин, А.В. Баранник

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

E-mail: parshin@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 8 июня 2009 г.

Получен отклик светопропускания однослойно упорядоченного ансамбля капель нематического жидкого кристалла (НЖК) 4-*n*-пентил-4-цианобифенил (5ЦБ) в матрице поливинилбутираля (ПВБ) на импульс магнитного поля с амплитудой $H = 9 \cdot 10^6$ А/м. Длительность нарастания импульса $\tau_{onH} = 5$ ms значительно превышает теоретически рассчитанное время реакции нематика $\tau_{onLC} = 0.8$ ms, вследствие чего динамика ориентационных превращений директора НЖК и оптического отклика аналогична случаю стационарного или медленно меняющегося магнитного поля. Напротив, время спада поля $\tau_{offH} = 25$ ms много меньше времени релаксации нематика $\tau_{offLC} = 300$ ms, и на форме заднего фронта импульса оптического отклика не сказывается колебательный характер затухания поля соленоида при разряде конденсатора через *RL*-цепь.

PACS: 61.30.Gd, 61.30.Hn

На сегодняшний день композитные пленки капсулированных полимером нематических жидких кристаллов (КПНЖК) наиболее хорошо исследованы применительно к методу управления их оптическими свойствами посредством внешнего электрического поля. Электрооптический эффект в пленках жидкокристаллических композитов лежит в основе использования их в устройствах с переключаемым светорассеянием [1]. Тем не менее, существует ряд особенностей материала, ограничивающих возможности электрооптического метода в исследовательской практике. В первую очередь это обусловлено тем, что КПНЖК представляют собой диэлектрически неоднородную анизотропную среду. Расчет распределения напряженности поля внутри композитной пленки особенно сложен в динамическом случае, когда диэлектрические

свойства капель НЖК меняются как вследствие внутренних ориентационных превращений нематика во время действия управляющего импульса, так и по причине подвижности неизбежно присутствующих в них иононосителей [2]. Использование магнитного поля устраняет как проблему, связанную с ионной переполаризацией капли нематика НЖК, так и необходимость учета неоднородности композитной структуры, поскольку значения магнитной восприимчивости компонентов близки. Однако магнитооптические исследования технически более сложны ввиду высоких значений порогового поля перехода Фредерикса в замкнутой геометрии полимерной капсулы, достигающих десятков килоэрстед [3,4]. В представленной работе исследована динамика оптического отклика капсулированного в полимере нематика на импульс сильного магнитного поля со значением, многократно превышающим величину порогового поля.

Экспериментальный образец представлял собой полимерную пленку с диспергированным в ней НЖК в виде эллипсоидальных образований. Пленка изготавливалась методом фазового разделения 4-*n*-пентил-4-цианобифенила (5ЦБ) и поливинилбутирала (ПВБ) при испарении общего растворителя, этилового спирта [1]. Процентное соотношение компонентов и скорость высушивания варьировались с целью получения композитной структуры с наилучшей однородностью ансамбля капсул по размеру и однослойным расположением их в толщине пленки. Фрагмент такой пленки, исследуемой в скрещенных поляризаторах микроскопа, представлен на рис. 1. Ориентационная структура нематика в капсуле образует конфигурацию, характеризуемую двумя полюсами — точечными дисклинациями на границе капсулы. Оси биполярных капель, проходящие через точечные дефекты, лежат преимущественно в плоскости пленки и имеют произвольную азимутальную ориентацию. Наблюдаемая картина типична для ансамбля сплюснутых капсул, наименьший поперечный размер $2c$ которых соизмерим с толщиной пленки. Характерное значение анизотропии капли в подобных дисперсных структурах составляет $l = a/c \approx 1.4$ [3].

Оптическое пропускание образца измерялось для нормально падающего луча гелий-неонового лазера (с длиной волны излучения 633 nm). На входе фотоприемника излучение диафрагмировалось, так что регистрировалась только его часть, прошедшая в прямом направлении. Сканирующий луч захватывает достаточно большое количество рассеивающих капельных образований. В нашем случае

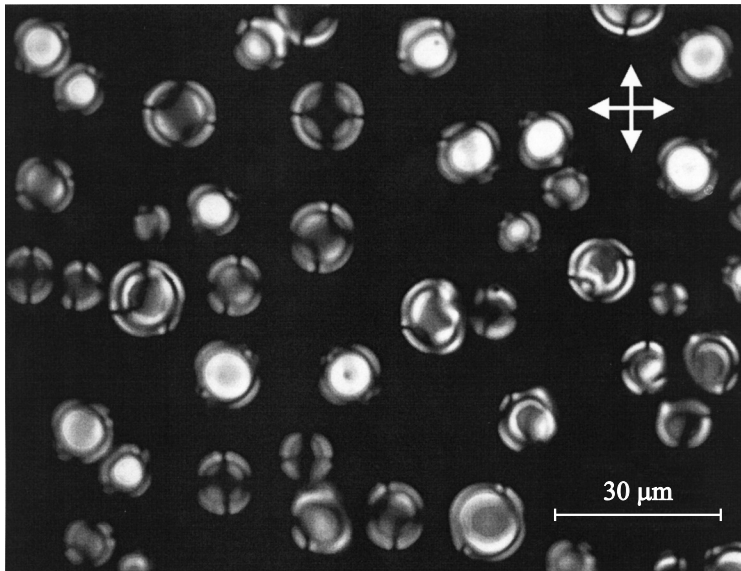


Рис. 1. Фрагмент пленки ПВБ с диспергированным нематиком 5ЦБ. Стрелки указывают ориентацию николей поляризационного микроскопа.

$n \cong 600$, что позволяет применить статистическое рассмотрение при исследовании перехода Фредерикса в КПНЖК. На рис. 2 представлено распределение капель в статистическом ансамбле зондируемой пленки. Из измеренных размеров капсул рассчитано среднее значение $\langle 2a \rangle = 10.5 \mu\text{m}$. Оптический отклик на постоянное магнитное поле исследовался по методике, аналогичной [3]. Увеличение светопропускания образца при медленном нарастании поля носит пороговый характер. Значение порогового поля составило $H_0 \approx 8.8 \cdot 10^5 \text{ A/m}$.

Исследование динамики отклика проводилось на импульсной установке энергоемкостью 60 кДж. Магнитное поле создавалось током разряда батареи конденсаторов на соленоид. Образец помещался в термостатируемую кювету внутри соленоида так, чтобы плоскость пленки была перпендикулярна магнитному полю. Измерение магнитного поля внутри соленоида производилось индукционным методом [5] с помощью катуш-

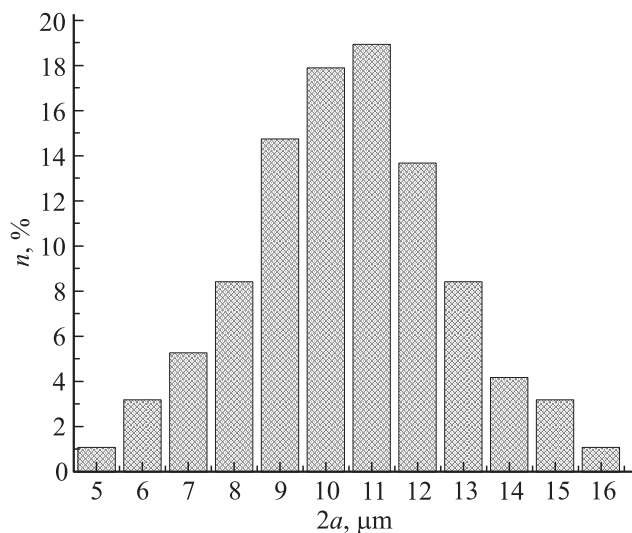


Рис. 2. Относительное распределение капель 5ЦБ по размерам $2a$. Выборка из 400.

ки из медного проводника, намотанной вокруг образца на полый каркас из немагнитного материала. Напряжение, наводимое переменным магнитным полем, пропорционально числу витков в катушке N , площади витков S и скорости изменения поля во времени t : $U(t) = N \cdot S \cdot dH/dt$. Для определения H проводилось аппаратное интегрирование. Постоянная времени интегратора $\tau_i = 300$ ms выбиралась с тем, чтобы она была много больше постоянной времени установки $\tau_d \cong 30$ ms, определяемой емкостью зарядной батареи и индуктивностью соленоида, и в то же время достаточно малой, чтобы амплитуда сигнала $U(t)$ оставалась существенной и была надежно зарегистрирована.

Изменение магнитного поля при разряде конденсаторной батареи представлено на рис. 3 (кривая 1). Здесь же приведена осциллограмма оптического отклика (кривая 2). Импульс имеет отрицательный полупериод, что характерно для колебательного разряда конденсатора через RL-цепь [6]. Время нарастания магнитного поля до амплитудного значения $H = 9 \cdot 10^6$ A/m составляет $\tau_{onH} = 5$ ms. Время отклика нематика на воздействие поля практически совпадает с данным значением. Если не

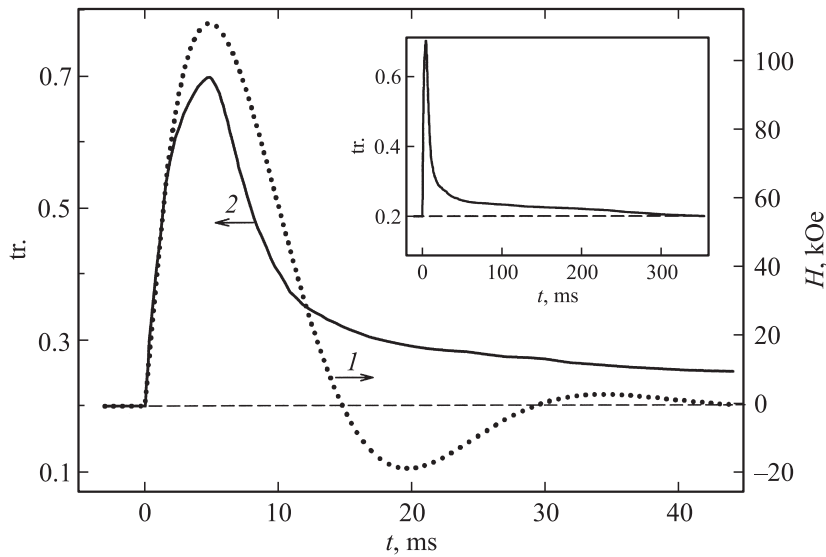


Рис. 3. Осциллограммы импульса магнитного поля (1) и оптического отклика (2) КПНЖК. На врезке кривая 2 представлена с расширенной шкалой времени.

учитывать слабый вклад высших гармоник при колебательном разряде конденсатора через активно-индуктивную цепь [6], то магнитное поле затухает за время $\tau_{offH} = 25$ ms. Время полной релаксации светопропускания к исходному значению составляет $\tau_{offLC} \approx 300$ ms (врезка на рис. 3).

В большинстве случаев, для сочетания 5ЦБ–ПВБ характерны сильное планарное сцепление на границе и фиксация полярных дисклинаций, и при переходе Фредерикса реализуется S-образный профиль деформации поля директора НЖК [3]. Задача определения динамических параметров в такой системе не может быть решена аналитически и требует применения численных методов. Для оценки можно допустить, что в каплях большого размера сильное искажение поля директора происходит только в приповерхностных областях, в то время как большая часть молекул переориентируется под действием магнитного поля как однородный объем. В таком приближении с учетом анизотропии

капли [7] время „включения“ выводится из уравнения баланса между моментами упругих и вязких сил и вращающим моментом внешнего поля в виде

$$\tau_{onLC} = \frac{\gamma_1}{\Delta\chi(H^2 - H_0^2) + \frac{K(l^2-1)}{a^2}}, \quad (1)$$

где γ_1 — коэффициент вращательной вязкости; $K = (K_{11} + K_{22} + K_{33})/3$ — модуль упругости, представляющий собой среднее арифметическое констант поперечного изгиба, кручения и продольного изгиба ЖК соответственно; $\Delta\chi$ — анизотропия магнитной восприимчивости. Используя данные для 5ЦБ при температуре 24°C $K_{11} = 6.42 \cdot 10^{-12}$ Н, $K_{33} = 8.6 \cdot 10^{-12}$ Н [8], $K_{22} = 3 \cdot 10^{-12}$ Н [9], $K = 6 \cdot 10^{-12}$ Н; $\Delta\chi = 1.16 \cdot 10^{-7}$ [8], $\gamma_1 = 0.082$ Н · с/м² [10], $l = 1.4$, $2a = 10.5 \mu\text{m}$, $H = 9 \cdot 10^6$ А/м, $H_0 \approx 8.8 \cdot 10^5$ А/м, из выражения (1) получим значение $\tau_{onLC} \approx 0.81$ ms, которое существенно меньше времени нарастания импульса τ_{onH} . Следовательно, директор нематика успевает „отслеживать“ фронт управляющего импульса так же, как и в случае использования постоянного магнитного поля. Совпадение на временной шкале максимумов кривых 1 и 2 (рис. 3) свидетельствует о том, что светопропускание не достигает насыщения. Данное обстоятельство отражает тот факт, что, несмотря на существенную величину H , молекулы НЖК вблизи границы капсулы еще остаются неориентированными вдоль поля, что характерно для сильного сцепления 5ЦБ с поверхностью ПВБ. Необходимо также отметить, что второй член в знаменателе выражения (1) дает малую поправку к конечному значению, т. е. время нарастания отклика в большей степени определяется величиной поля, нежели размером и анизотрией капли.

Время релаксации нематика представим в виде [7]:

$$\tau_{offLC} = \frac{\gamma_1 a^2}{K(l^2 - 1)}. \quad (2)$$

Используя приведенные выше данные, получим значение $\tau_{offLC} = 392$ ms, которое несколько выше наблюдаемого в эксперименте. По-видимому, это объясняется тем, что фиксация полюсов оказывает существенное влияние на упругие, следовательно, и на динамические свойства молекулярного ансамбля НЖК в эллипсоидальной капсуле. Выражение (2), применимое в рамках модели, предусматривающей вращение поля директора как целого, описывает частный случай в возможном сценарии

трансформации внутренней структуры и может служить для оценки максимального значения времени релаксации.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-03-01007; № 27.1 Президиума РАН; 144 СО РАН.

Список литературы

- [1] *Жаркова Г.М., Сонин А.С.* Жидкокристаллические композиты. Новосибирск: Наука, 1994. 214 с.
- [2] *Barbero G., Evangelista L.R.* Adsorption phenomena an anchoring energy in nematic liquid crystals. Boca Raton: Taylor and Francis Group, 2006. 352 p.
- [3] *Прищепина О.О., Шабанов А.В., Зырянов В.Я., Паршин А.М., Назаров В.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 723–728.
- [4] *Barannik A.V., Prishchepa O.O., Parshin A.M., Shabanov A.V., Nazarov V.G., Zyryanov V.Y.* // Proceedings of SPIE. 2007. V. 6637. P. 5.
- [5] *Лагутин А.С., Ожогин В.И.* Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1988. 192 с.
- [6] *Монтгомери Д.* Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. М.: Мир, 1971. 359 с.
- [7] *Wu B-G., Erdmann J.H., Foane J.W.* // Liq. Cryst. 1989. V. 5. P. 1453–1465.
- [8] *Bunning J.D., Faber T.I., Sherrell P.L.* // J. Phys. 1981. V. 42. P. 1175–1182.
- [9] *Bradshaw M.J., Raynes E.P., Bunning J.D., Faber T.E.* // J. Phys. 1985. V. 46. P. 1513–1520.
- [10] *Беляев В.В.* Вязкость нематических жидких кристаллов. М.: Физматлит, 2002. 224 с.