

- [2] Г и в а р г и з о в Е.И., Л ю б у т и н И.С., П а н к р а ш о в А.И., Г у б к и н М.К., С м и р н о в с к а я Е.М., О б о л е н с к а я Л.Н., В о л о б у е в А.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 8. С. 677-679.
- [3] К а w a i М., К а w a i Т., М а s u h и r a Н., Т а к а s i М. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 10. P. L1740-L1742.

Поступило в Редакцию
20 октября 1988 г.
В окончательной редакции
21 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 13

12 июля 1989 г.

06.3; 07

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В КАПЛЯХ НЕМАТИКА С РАЗЛИЧНОЙ СТРУКТУРОЙ

А.В. К о в а л ь ч у к, О.Д. Л а в р е н т о в и ч,
В.В. С е р г а н

1. Устройства отображения информации нового типа на основе дисперсии нематического жидкого кристалла (НЖК) в полимерных матрицах, как было показано недавно в [1-9], обнаруживают ряд преимуществ перед известными устройствами со сплошными массивами НЖК. В частности, ввиду малых размеров капель (0.1-10 мкм) следует ожидать малых времен оптического отклика системы на приложение (τ_{on}) и снятие (τ_{off}) внешнего электрического поля. Рассмотрению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Как отмечалось впервые в [3], кинетика электрооптических эффектов в дисперсиях НЖК должна зависеть от граничных условий на поверхности капли. В данной работе исследовались два наиболее типичных вида ориентации директора \vec{n} на границе: тангенциальная и нормальная. Соответствующие распределения \vec{n} в каплях представлены на рис. 1.

2. Дисперсии НЖК (ЖК-807) в поливиниловом спирте (ПВС) готовились по методике, описанной в [1]. ПВС задает на поверхности капель тангенциальные граничные условия, что проверялось непосредственными наблюдениями в микроскоп. Для обеспечения нормальных условий в ПВС добавлялся в малых количествах (0.01-0.1 % по весу) лецитин. При этом обеспечивались такие технологические условия, что остальные параметры дисперсий НЖК (толщина пленки, концентрация и размеры капель НЖК) в случае нормальных и тангенциальных условий были одинаковы. Средний радиус капель R составлял 2 мкм.

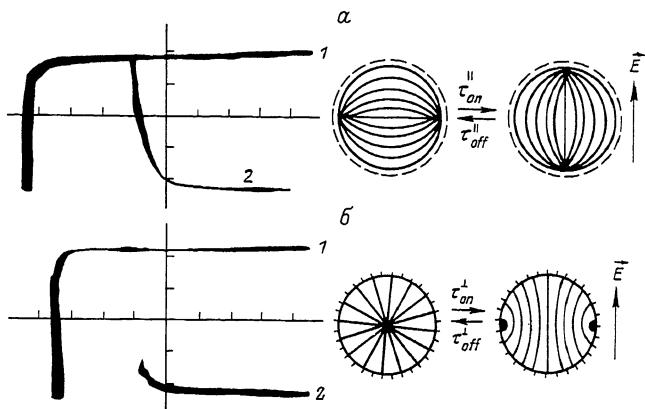


Рис. 1. Кинетика пропускания света дисперсии НЖК в ПВС для тангенциальных (а) и нормальных (б) граничных условий при включении (1) и выключении (2) напряжения (кривые 1 и 2 для удобства анализа смещены). Освещение *He-Ne* лазером. На ячейку подавалось напряжение амплитудой 100 В и частотой 10 кГц. Одно деление осциллограммы соответствует 10 мс. Справа показаны структурные изменения в каплях при приложении и снятии напряжения.

Пленка с дисперсией НЖК в ПВС помещалась между двумя прозрачными проводящими покрытиями. Освещение проводилось нормально падающим к поверхности пленки лучом *He-Ne* лазера. Прошедший через пленку свет регистрировался с помощью кремниевого фотодиода. На ячейку подавался импульс напряжения прямоугольной формы длительностью порядка секунды от генератора синусоидального напряжения. Частота переменного напряжения была 10 кГц (период колебаний 0.1 мс). Кинетика изменения пропускания света T через пленку записывалась раздельно при подаче и отключении напряжения при помощи запоминающего осциллографа.

Результаты, полученные при исследовании кинетики T , представлены на рис. 1. Видно, что при прочих равных условиях капли с нормальными граничными условиями обеспечивают меньшее время отклика ($\tau_{on}^{\perp} = 2$ мс, $\tau_{off}^{\perp} = 5$ мс, рис. 1, б) по сравнению с тангенциально ориентированными ($\tau_{on}^{\parallel} = 8$ мс, $\tau_{off}^{\parallel} = 20$ мс, рис. 1, а). Рассмотрим наиболее вероятные причины такого различия времен отклика, считая, что в каплях сцепление на границе — сильное.

3. В каплях с нормальной ориентацией переходы между радиальной и осесимметричной структурами (или наоборот) осуществляются за счет дисклинационного кольца [3, 8], которое рождается из точечного дефекта и расширяется (или сжимается в точку). При условии, что кольцо переменного радиуса r движется в экваториальной плоскости, уравнение для баланса вязкого, упругого и диэлектрического моментов имеет вид

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \gamma \frac{d\theta}{dt} + \frac{dF_{el}}{d\theta} + \frac{dF_d}{d\theta} = 0, \quad (1)$$

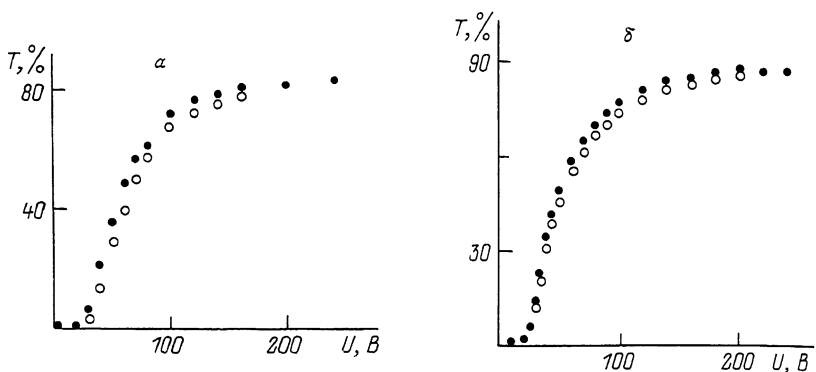


Рис. 2. Зависимость пропускания света от приложенного переменного напряжения частотой 10 кГц для дисперсии НЖК в ПВС при тангенциальных (а) и нормальных (б) граничных условиях. Толщина исследуемых пленок 30 мкм. Освещение *He-Ne* лазером. Светлые точки соответствуют нарастанию напряжения, а темные — уменьшению напряжения.

где $F_{el} = 2\pi r \Gamma$, $\theta = \arcsin(r/R)$ — угловой параметр, $\Gamma = \pi/4 - K \ln(R/d)$ — линейное натяжение дефекта, K — упругая константа НЖК, d — радиус ядра дефекта, γ — ориентационная вязкость НЖК, $\Delta\epsilon$ — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК, $F_d = -\frac{\Delta\epsilon\epsilon_0}{2} \int (\vec{n}\vec{E})^2 dV$

V — объем капли. Время сжатия кольца, τ_{off}^\perp находится решением (1) при $E = 0$:

$$\tau_{off}^\perp = \frac{R^2 \gamma}{3\Gamma} \ln \left| \frac{R+r_0}{R-r_0} \right| \approx \frac{R^2 \gamma}{3\pi K}, \quad (2)$$

где учтено, что максимальный размер кольца $r_0 \approx (R-d) \gg d$. Для типичных значений $R = 2$ мкм, $\gamma = 0.07$ Па, $K = 6 \cdot 10^{-12}$ Н находим $\tau_{off}^\perp = 5$ мс, что очень хорошо согласуется с данными эксперимента.

Для определения τ_{on}^\perp примем, что внутри цилиндра радиуса r директор ориентирован по полю, а в остальной части капли сохраняется радиальная структура. При условии малых значений угла

$\frac{\pi}{2} - \theta$ из (1) получим

$$\tau_{on}^\perp = \frac{8R^2 \gamma}{3\Delta\epsilon\epsilon_0 E^2 K^2 - 3\pi K \ln(R/d)}. \quad (3)$$

При $\Delta\epsilon = 14$, $E = 10^4$ В/см (приведенное значение E определялось нормировкой напряженности поля, задаваемого генератором, на комбинацию диэлектрических констант матрицы и НЖК, подробнее см. [8]), $R/d = 200$ и параметрах, указанных выше, находим $\tau_{on}^\perp = 2$ мс. Как и в эксперименте, $\tau_{on}^\perp < \tau_{off}^\perp$.

В каплях с тангенциальными граничными условиями ось исходной биполярной структуры переориентируется как целое. Если капля

сферическая, то возвращающий упругий момент отсутствует [7, 8] и $\tau''_{off} \rightarrow \infty$. Однако в реальных ситуациях капля не строго сферическая (например, из-за деформации матрицы). В рамках модели веретенообразных капель [7, 8] возвращающий момент равен

$$\frac{dF_{el}}{d\alpha} \approx 2A^2KR\alpha, \quad \text{где } \alpha - \text{угловая амплитуда поворота, } A^2 = 10^2 |\beta|, \beta = (\alpha^2 - b^2)/(\alpha^2 + b^2) \ll 1, \alpha, b - \text{максимальный и минимальный размеры капли.}$$

С учетом сказанного выше, из (1) получаем

$$\tau''_{off} = \frac{2\pi\gamma R^2}{3KA^2}, \quad (4)$$

т.е. $\tau''_{off} \rightarrow \infty$ при $\alpha/b = 1$, как и следовало ожидать. Однако в исследованной дисперсии капли несферические, т.к. при снятии поля система релаксирует в исходное состояние. Принимая $\alpha/b = 1.05$, $R = \frac{\alpha+b}{2} = 2$ мкм, находим $\tau''_{off} = 20$ мс. Аналогичный результат был получен недавно в рамках модели эллипсоидальной формы капель [9]. Отметим, что максимальное значение A^2 порядка 10^2 [8]; следовательно, в сильно вытянутых или сплюснутых каплях со средним радиусом 2 мкм можно достичь минимального значения $\tau''_{off} \approx 2$ мс. При этом возрастает значение управляющего поля [7, 9]. Что же касается времени τ''_{on} , то оно определяется в основном диэлектрическим моментом; можно принять $\tau''_{on} \approx \tau''_{on}^{\perp}$.

Помимо обсуждавшейся выше быстрой компоненты, в электрооптическом отклике присутствует и медленная компонента (порядка нескольких часов). Последняя проявляется в гистерезисном характере зависимости $T(U)$, где U — напряжение на ячейке, (рис. 2). О наличии гистерезиса в зависимости $T(U)$ сообщалось ранее в [6], однако причины эффекта подробно не анализировались. Такой анализ возможен в рамках моделей, предложенных выше.

Капли НЖК, помимо веретенообразной (эллипсоидальной), могут иметь и более сложную форму. При тангенциальных условиях это приведет к существованию не одного, а нескольких минимумов упругой энергии как функции угла поворота капли. Поэтому при отключении поля или уменьшении напряженности поля оси отдельных капель могут медленно релаксировать в исходное состояние, захватываясь по пути „ловушками“ формы. Для нормальных граничных условий форма капель не играет столь критической роли, т.к. их релаксация обусловлена активной силой — сцеплением НЖК с поверхностью. Препятствовать релаксации могут лишь такие факторы, как зацепление дисклинационного кольца на примесях. Поэтому гистерезис в зависимости $T(U)$ в данном случае должен проявляться меньше, чем при тангенциальных условиях. Последнее подтверждается экспериментально (см. рис. 2).

Как следует из вышеизложенного, дисперсии капель с нормальными граничными условиями обеспечивают времена релаксации электрооптического отклика в 4–5 раз меньшие, чем соответствующие характеристики для обычно используемых [1, 2, 4–7, 9] дисперсии капель с тангенциальными условиями. Это объясняется на-

lichem активной возвращающей силы, связанной с упругими искажениями структуры капли за счет граничных условий. В каплях с тангенциальной ориентацией возвращающая сила обусловлена лишь таким случайным фактором, как отклонение формы капли от сферической.

Авторы благодарят проф. Дж.В. Доана и проф. Н. Ваза за любезное предоставление отгисков работ, а также В.И. Льва и В.И. Прегаменщика за обсуждение результатов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] D o a n e J.W., V a z N.A., W u B.-G., Z u m e r S. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 4. P. 269-271.
- [2] D r z a i c P.S. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 6. P. 2142-2148.
- [3] К у р и к М.В., К о в а л ь ч у к А.В., Л а в р е н т о в и ч О.Д., С е р г а н В.В. // Укр. физ. журн. 1987. Т. 32. № 8. С. 1211-1213.
- [4] Г р е ч к о Л.Г., М а р у с и й Т.Я., Р е з н и к о в Ю.А., Р е ш е т н я к В.Ю., Х и ж н я к А.И. // Там же. 1987. Т. 32. № 8. С. 1213-1216.
- [5] W u B.-G., W e s t J.L., D o a n e J.W. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 9. P. 3925-3931.
- [6] V a z N.A., S m i t h G.W., M o n t g o m e r y G.P.Jr. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1987. V. 146. P. 1-32.
- [7] К о в а л ь ч у к А.В., Л а в р е н т о в и ч О.Д., С е р г а н В.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 3. С. 197-202.
- [8] К о в а л ь ч у к А.В., К у р и к М.В., Л а в р е н т о в и ч О.Д., С е р г а н В.В. // ЖЭТФ, 1988. Т. 94. № 5. С. 350-364.
- [9] D o a n e J.W., W e s t J.L., P i r s J., Z u m e r S., B l i n c R. // Automotive Displ. and Industr. Illumin. SPIE Proc. 1988. V. 958. P. 94-98.

Институт физики АН УССР,
Киев

Поступило в Редакцию
20 марта 1989 г.