

УДК 53.092, 532.685

**МЕТОД ЗАТУХАЮЩЕГО ПОТОКА В РЕОЛОГИИ
ПОЛИМЕРНЫХ ПОРИСТЫХ ПЛЕНОК, ЗАПОЛНЕННЫХ
ЖИДКИМИ КРИСТАЛЛАМИ**

**С.В. Пасечник[@],
Д.В. Шмелева,
А.В. Торчинская,
О.А. Семина,
А.А. Дюкин**

*Московский технологический университет (Физико-технологический институт),
Москва 119454, Россия*

[@]Автор для переписки, e-mail: s-p-a-s-m@mail.ru

Выполнены исследования реологических свойств нематических жидких кристаллов (НЖК) – двухкомпонентной смеси из 2/3 частей *p-n*-бутил-*p*-метилоксиазоксибензола и 1/3 части *p-n*-бутил-*p*-гептаноилоксиазоксибензола (ЖК-440, МНПО «НИОПИК») и 4-циано-4'-пентилбифенил (5СВ, Merck), заполняющих пористую полимерную (ПЭТФ) матрицу с субмикронными диаметрами пор. С использованием метода затухающего потока Пуазейля установлен ньютоновский характер потока и определены значения эффективных сдвиговых вязкостей НЖК для различных температур. Анализ экспериментальных данных выполнен с учетом влияния эффектов слабого поверхностного сцепления на ориентационную структуру жидких кристаллов. Полученные данные могут быть использованы для расчета рабочих характеристик жидкокристаллических устройств фотоники.

Ключевые слова: нематический жидкий кристалл, пористая пленка, анизотропные сдвиговые вязкости, поток Пуазейля.

**METHOD OF DECAYING FLOW IN RHEOLOGY OF POLYMERIC
POROUS FILMS FILLED BY LIQUID CRYSTALS**

**S.V. Pasechnik[@],
D.V. Shmeliova,
A.V. Torchinskaya,
O.A. Semina,
A.A. Dyukin**

Moscow Technological University (Physico-Technological Institute), Moscow 119454, Russia

[@]Corresponding author e-mail: s-p-a-s-m@mail.ru

The rheological properties of nematic liquid crystals (NLC) – a two-component mixture of 2/3 parts of *p-n*-butyl-*p*-methoxyazoxybenzene and 1/3 parts of *p-n*-butyl-*p*-heptanoylazoxybenzene (ZhK-440, NIOPIK) and 4-cyano-4'-pentylbiphenyl (5CB, Merck) filling a porous polymer (PET) matrix with submicron pore diameters are studied. The experiments were fulfilled using the decaying Poiseuille flow arising in a polymer porous film of 23 μm thickness under the action of hydrostatic pressure gradient decreasing with time. In this case a polymer matrix can be considered as a number of cylindrical capillaries connected by a parallel schema. It results in an essential decrease in the hydrodynamic resistance of the system in comparison with the resistance of each capillary. The Newtonian nature of the flow was established, and the effective shear viscosities of NLC for different temperatures were determined. An analysis of the experimental data was carried out taking into account the effect of weak surface anchoring on the orientational structure of the liquid crystals. The data obtained can be used to calculate the technical characteristics of liquid crystal photonic devices.

Keywords: nematic liquid crystal, porous film, anisotropic shear viscosities, Poiseuille flow.

Жидкие кристаллы (ЖК) относятся к частично упорядоченным средам, характеризующимся промежуточным – относительно изотропных жидкостей и классических кристаллов – типом ориентационного и трансляционного упорядочения. Простейший класс таких сред, а именно нематические жидкие кристаллы (НЖК), отличаются от изотропных жидкостей только наличием дальнего ориентационного порядка, характеризуемого единичным вектором–директором \mathbf{n} , а также скалярным параметром порядка S . В то время как директор \mathbf{n} совпадает со средним направлением длинных осей молекул, параметр порядка S характеризует среднюю степень отклонения отдельных осей молекул от директора \mathbf{n} . Значение параметра S изменяется от 0 в изотропной (I) фазе до 1 в идеально ориентированной нематической (N) фазе со скачкообразным изменением при температуре T_c фазового перехода нематический жидкий кристалл–изотропная жидкость. Следует подчеркнуть, что при описании некоторых явлений, таких, как, например, рассеяние света в изотропной фазе, приходится рассматривать тензор параметра порядка Q , который включает в себя среднее направление и степень ориентационного порядка [1]. Аналогичный подход применяется также для теоретического исследования некоторых композитных ЖК систем с сильными пространственными ограничениями [2]. К ним относятся и являющиеся предметом описанных ниже исследований пористые полимерные пленки, заполненные жидким кристаллом. Возможность управления оптическими свойствами данных материалов с помощью электрического поля и светового облучения [3, 4] делает их перспективными для использования в устройствах фотоники [5] и микрофлюидики [6]. Прогнозирование рабочих характеристик указанных устройств требует подробной информации о структуре и физических свойствах жидких кристаллов, находящихся в условиях субмикронных пространственных ограничений при которых возможна модификация как равновесных, так и неравновесных параметров жидких кристаллов. К неравновесным параметрам относятся, в частности, анизотропные сдвиговые вязкости ЖК, определяющие сложное реологическое поведение жидких кристаллов в сдвиговых течениях.

Несмотря на отсутствие дальнего порядка в расположении центров масс мезогенных молекул, их трансляционное движение в потоке, задаваемое полем скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, свя-

зано с полем директора $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$. Это приводит к ряду новых гидродинамических эффектов, таких, как ориентация НЖК потоком, зависимость эффективной сдвиговой вязкости от скорости потока (неньютоновское поведение), возникновение специфических гидродинамических неустойчивостей и обратного потока при быстром включении (выключении) электрического поля [7]. Последний эффект имеет практическое значение, так как он может определять существенные изменения в быстродействии жидкокристаллических устройств.

Теоретическое описание упомянутых выше явлений основывается на гидродинамической теории Лесли-Эриксона, которая включает в себя шесть диссипативных параметров (коэффициентов Лесли α_i), связанных одним уравнением. Различные комбинации этих параметров определяют три основных коэффициента сдвиговой вязкости (вязкости Мезовича η_i), соответствующие трем различным ориентациям директора относительно направления скорости потока \mathbf{v} и градиента скорости $\nabla \mathbf{v}$ ($\mathbf{n} \perp \mathbf{v}$, $\mathbf{n} \parallel \nabla \mathbf{v} - \eta_1$; $\mathbf{n} \parallel \mathbf{v}$, $\mathbf{n} \perp \nabla \mathbf{v} - \eta_2$; $\mathbf{n} \perp \mathbf{v}$, $\mathbf{n} \perp \nabla \mathbf{v} - \eta_3$).

Классический метод экспериментального определения вязкостей Мезовича основан на использовании сильных магнитных полей, которые стабилизируют ориентацию НЖК, протекающего через плоский капилляр [8]. В этом случае жидкий кристалл ведет себя как анизотропная ньютоновская жидкость со сдвиговой вязкостью, зависящей от ориентации ЖК. В отличие от изотропных жидкостей, реологическое поведение НЖК в потоке Пуазейля через капилляры с круглым поперечным сечением является более сложным, чем для потоков через плоские капилляры. Тем не менее, ранние эксперименты такого типа обеспечили первую экспериментальную проверку теории Лесли-Эриксона [9]. В частности, предсказанное теорией существование универсальной зависимости эффективной сдвиговой вязкости от диаметра и объемной скорости потока $Q=dV/dT$ (V —перекачиваемый объем) было подтверждено экспериментами с потоком НЖК через капилляры разного диаметра при нормальной поверхностной ориентации жидкого кристалла. Стоит отметить, что детальное теоретическое описание указанных выше потоков возможно лишь путем численного решения нелинейных уравнений гидродинамики НЖК [10].

В описанных ниже экспериментах успешно использован метод затухающего потока Пуазейля, разработанный ранее для измерения вязкости НЖК, стабилизированных внутренними поверхностями плоских капилляров [7]. При этом полимерную пленку, заполненную жидким кристаллом, можно рассматривать как совокупность цилиндрических пор субмикронного диаметра. Отличительной особенностью такой структуры является возможность образования различных типов ориентационных конфигураций внутри поры, что может привести к различным значениям эффективной сдвиговой вязкости. Эффекты слабого поверхностного сцепления и влияние сильных ограничений на диссипативные параметры НЖК могут также иметь важное значение. В частности, условие сильного поверхностного сцепления, допустимое для стеклянных капилляров достаточно большого диаметра (порядка 100 мкм), безусловно, не подходит для пор субмикронных диаметров. Данный факт необходимо принимать во внимание при анализе результатов реологических исследований.

Затухающий поток в измерениях сдвиговой вязкости

В простейшем случае затухающий сдвиговой поток возникает в канале длины L под действием гидростатического градиента давления, который создается с помощью разно-

сти уровней ΔH в открытых трубках диаметра D , соединенных каналом (рис. 1). Поток создается за счет медленно уменьшающейся со временем мгновенной разности давления ΔP :

$$\Delta P(t) = \rho g \Delta H(t), \quad (1)$$

где ρ – плотность жидкости; g – ускорение свободного падения.

Объемная скорость потока $Q = dV/dt$ одинакова в различных сечениях гидродинамического контура и может быть выражена следующим образом:

$$Q = (S/2)(d\Delta H/dt), \quad (2)$$

где $S = \pi D^2/4$ – поперечное сечение открытой трубки.

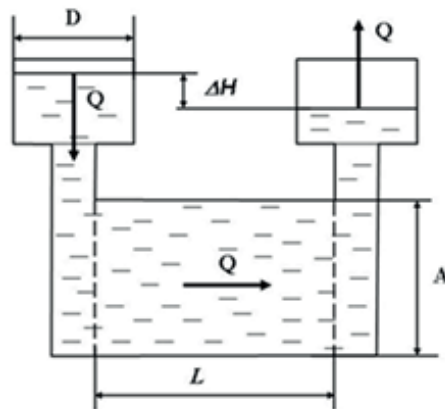


Рис. 1. Схема затухающего потока.

Очевидно, что необходимо определенное время для полного прекращения движения жидкости, которое зависит от эффективной сдвиговой вязкости $\eta_{эфф}$. В случае изотропной ньютоновской жидкости значение $\eta_{эфф}$ равно коэффициенту сдвиговой вязкости η и не зависит от скорости потока. При этом значение характерного времени затухания потока τ можно получить из следующих уравнений:

$$\Delta H(t) = \Delta H_{max} \exp(-t/\tau) \quad (3)$$

$$\Delta P(t) = \Delta P(0) \exp(-t/\tau), \quad (4)$$

где характерное время затухания τ пропорционально гидродинамическому сопротивлению канала Z , которое определяется как:

$$Z = \eta / K_c \quad (5)$$

с константой K_c , зависящей только от формы и геометрических размеров канала. Соответствующие выражения для K_c в случаях капилляров с прямоугольным (линейные размеры $d \times A$, $d \ll A$) и круговым (радиус r) сечениями можно записываются в виде:

$$K_c = (d^3 A)/(12L) \quad (6)$$

$$K_c = (\pi r^4)/(8L) . \quad (7)$$

В результате получаем общее уравнение для времени затухания [3]:

$$\tau = [\eta/(2\rho g)](S/K_c), \quad (8)$$

где ρ —плотность жидкости.

Выражение (8) справедливо и для исследуемого в данной работе затухающего потока жидкости через образец пористой пленки. Действительно, такой образец можно рассматривать как число N идентичных каналов с круглым поперечным сечением, соединенных параллельно. В этом случае эквивалентное гидродинамическое сопротивление Z_N связано с гидродинамическим сопротивлением Z каждого канала следующим тривиальным выражением:

$$Z_N = Z / N , \quad (9)$$

что позволяет получить простое обобщение представленных выше соотношений.

В частности, соответствующие выражения для K_c^N и τ_N можно записать в виде:

$$K_c^N = (N\pi r^4)/(8L) \quad (10)$$

$$\tau_N = [\eta/(2\rho g)](S/K_c^N) = [\eta/\rho g][(D^2 L)/(Nr^4)] . \quad (11)$$

Таким образом, по определенным экспериментально значениям времени затухания τ_N коэффициент сдвиговой вязкости η рассчитывается, согласно выражению:

$$\eta = (\tau\rho g r^4 N)/(D^2 L) . \quad (12)$$

Полученные соотношения (1–6) ранее использовались для исследования реологических свойств нематических жидких кристаллов в плоском сдвиговом потоке [7–10]. В частности, три вязкости Мезовича определяли путем исследования затухающего потока НЖК в плоских каналах с различной ориентацией. Однородная ориентация молекул, необходимая для различных геометрий эксперимента, обеспечивалась за счет соответствующей поверхностной обработки каналов [7, 9] или путем комбинированного воздействия поверхностей и сильных электрических полей [10]. При малых значениях градиента давления, использованных в экспериментах, сдвиговой поток был достаточно слабым и не нарушал первоначальную ориентацию НЖК. Таким образом, имело место ньютоновское поведение жидких кристаллов с постоянным значением эффективной сдвиговой вязкости η_{eff} .

Подобный ньютоновский поток реализован в экспериментах с потоками ЖК через пористые пленки, описываемые в данной работе. Здесь исследование затухающего потока обеспечивает измерение эффективных значений сдвиговой вязкости, которые зависят от ориентационной структуры ЖК внутри пор.

Экспериментальная часть

Конструкция экспериментальной ячейки для исследования затухающего потока представлена на рис. 2. Во многом она схожа с ячейками, ранее использованными для исследований линейных и нелинейных явлений в затухающих потоках жидких кристаллов через плоские капилляры [7–10]. Основным отличием является использование образцов пористой пленки полиэтилентерефтората (ПЭТ) толщиной 23 мкм с цилиндрическими порами постоянного диаметра $d=2\mu\text{m}$, ориентированными нормально относительно пленки. Пористая пленка разделяет две части ячейки, которые связаны открытыми вертикальными трубками диаметра D . Предварительно образцы пленки обрабатывали 1%-ным раствором хлорокомплексной соли хрома и стеариновой кислоты в изопропиловом спирте (хромолан) для создания гомеотропного сцепления жидкого кристалла с внутренними поверхностями пор. После заполнения жидкостью создавался затухающий поток через пленку за счет некоторой начальной разности ΔH_{max} в уровнях менисков, образующейся в открытых трубках, как показано на рис. 1. Движение менисков регистрировали с помощью цифровой камеры. Дальнейший анализ изображений, полученных в разные моменты времени, позволил получать зависимости $\Delta H(t)$, которые сравнивали с теоретической зависимостью (3). Температуру ячейки поддерживали с погрешностью $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

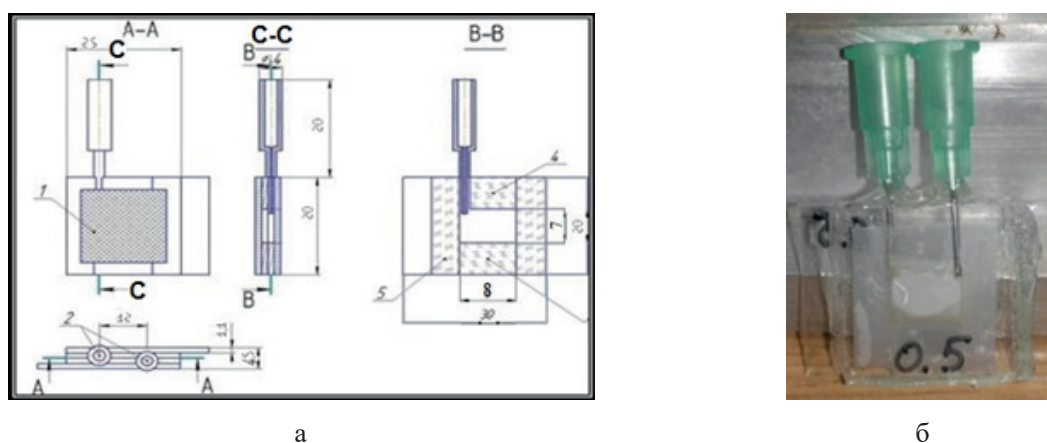


Рис. 2. Экспериментальная ячейка: а) конструкция; б) фотография образца.

Результаты и их обсуждение

На первом этапе мы исследовали затухающий поток этанола, который является изотропной ньютоновской жидкостью с хорошо изученными реологическими свойствами. Типичные временные зависимости $\Delta H(t)$, полученные для образцов пленок с различными значениями диаметров и плотности пор, показаны на рис. 3.

Во всех случаях экспериментальные кривые соответствуют теоретической зависимости, описываемой уравнением (3). Отметим хорошую повторяемость результатов измере-

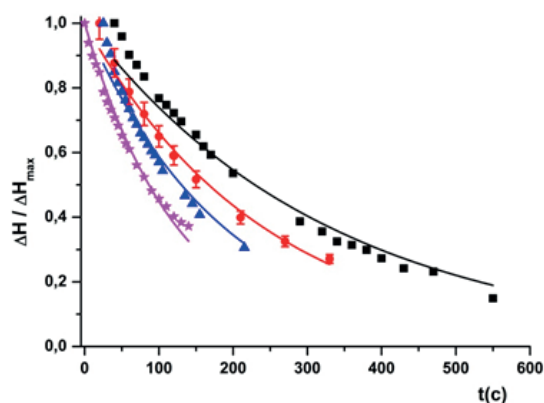


Рис. 3. Временные зависимости относительных разностей уровней для этанола.
Диаметр открытых трубок $D = 3.17$ мм, диаметр пор d :
■ – 0.3 мкм; ● – 0.4 мкм; ▲ – 0.5 мкм; ☆ – 0.6 мкм.

ний (рис. 4). Это подтверждает простую теорию метода и позволяет вычислить константы K_c^N , необходимые для определения эффективной вязкости нематического жидкого кристалла. Результат сравнения между экспериментально определенными значениями K_c^N и полученными с помощью уравнения (11) приведены в таблице.

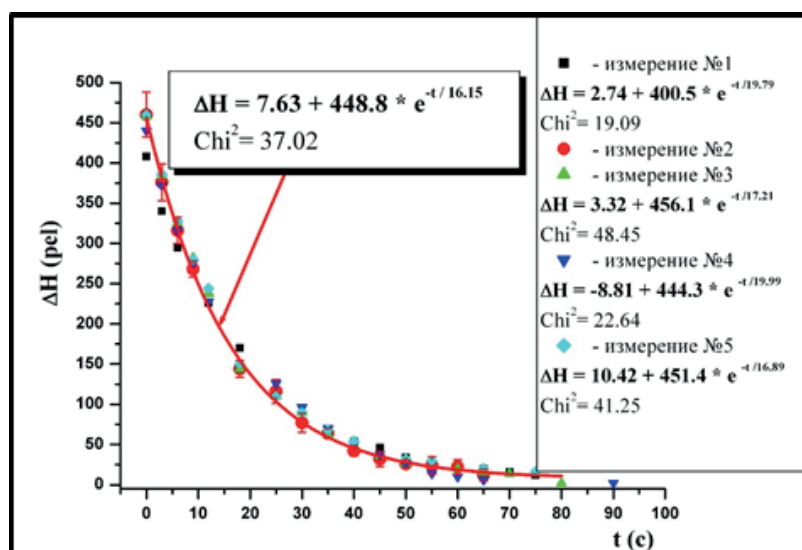


Рис. 4. Временные зависимости изменений уровней менисков для этанола в жидкокристаллической ячейке с плёнкой, где диаметр пор $d = 2$ мкм.

Некоторое несоответствие объясняется возможными ошибками в определении диаметра пор (до 10%), которые могут привести к существенным ошибкам в K_c^N из-за сильной зависимости (r^4) объемной скорости потока от радиуса пор и возможного перекрытия пор. Такая ситуация обычно встречается в традиционных измерениях сдвиговой вязкости с помощью цилиндрических капилляров.

Аналогичные зависимости $\Delta H(t)$ в случае затухающего потока нематического жидкого кристалла (ЖК-440 [11] – 2/3 части *p-n*-бутил-*p*-метилоксиазоксибензола и 1/3 часть *p-n*-бутил-*p*-гептаноилоксиазоксибензола) для двух образцов с различным диаметром пор при двух значениях температуры приведены на рис. 5.

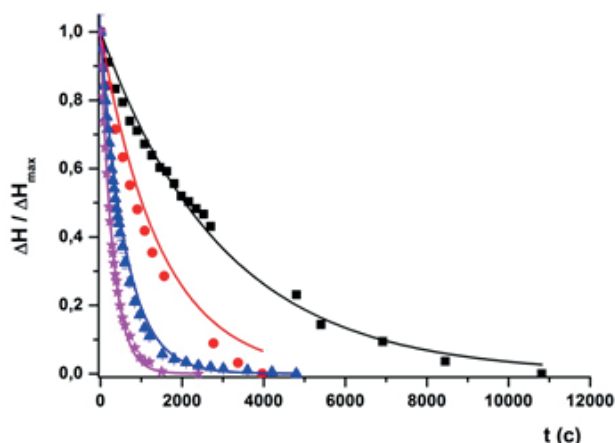


Рис. 5. Временные зависимости относительных разностей уровней для ЖК-440 при различных температурах (Т), диаметрах пор (d) и открытых трубок (D), соответственно
 ■ – 26 °С, 0,6 мкм и 3,17 мм; ■ – 42 °С, 0,6 мкм и 3,17 мм;
 ▲ – 26 °С, 0,4 мкм и 1 мм; ★ – 42 °С, 0,4 мкм и 1 мм.

Как видно из рис. 5, простой экспоненциальный закон (3) хорошо аппроксимирует экспериментальные данные. Аналогичный вывод можно сделать относительно временных зависимостей, полученных для 5СВ (4-циано-4'-пентилбифенил) (рис. 6).

Таким образом, ньютоновское поведение с постоянным значением эффективной сдвиговой вязкости η_{eff} имеет место также и для потоков НЖК. В свою очередь, это означает, что затухающий поток был достаточно слабым и не нарушал первоначальную ориентационную структуру жидкого кристалла, образованную внутри поры при взаимодействии жидкого кристалла с внутренней поверхностью цилиндрических полостей.

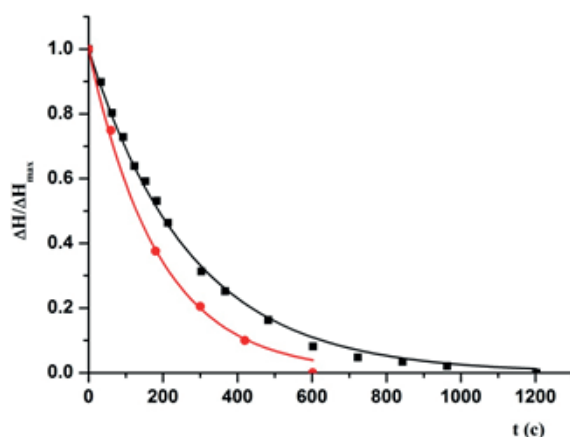


Рис. 6. Временные зависимости разностей относительных уровней для 5СВ: диаметр пор d = 2 мкм, диаметр открытых трубок D = 3,17 мм, температура (Т):
 ■ – 26 °С; ■ – 41 °С.

Экспериментальные зависимости $\Delta h(t)$ и данные о K_c^N , полученные из экспериментов с этанолом и представленные в таблице, могут быть использованы для расчета значений η_{eff} . Результаты выполненных расчетов для различных температур приведены на рис. 7 и 8 для ЖК-440 и 5СВ, соответственно. Данные результаты можно сравнить с темпе-

ратурными зависимостями трех коэффициентов Мезовича, полученными ранее для объемных образцов ЖК 440 и 5СВ. Интересно, что температурная зависимость эффективной сдвиговой вязкости $\eta_{\text{эф}}$ близка к зависимости $\eta_3(T)$ в обоих случаях. Такая ситуация может иметь место для планарной поверхностной ориентации директора в плоскости, перпендикулярной к осям пор [7]. Тем не менее, теоретически возможно образование различных ориентационных конфигураций в рассматриваемой системе [12, 13], которые показаны на рис. 7. Прямые ЯМР исследования ориентационной структуры НЖК внутри пор пористых поликарбонатных пленок показали существование – в зависимости от диаметра пор – выходящей из плоскости пленки радиальной (ER) конфигурации с точечными дефектами (ERPD) и планарной полярной конфигурации (PP) [14]. Кроме того, предварительная обработка пористой пленки 1%-ным раствором ориентанта (хромолан) в изопропанол, обеспечивает нормальное поверхностное сцепление, что может вызвать переходы между различными конфигурациями, упомянутыми выше. Приведенные данные целесообразно использовать для объяснений результатов наших экспериментов. В частности, компьютерное моделирование конфигурации ER, образованной внутри поры [15] и отмеченной как (г) на рис. 7, показало, что эффекты слабого сцепления должны быть приняты во внимание при типичных значениях силы сцепления и малых диаметрах пор. В частности, они несут ответственность за отклонение поверхностного полярного угла θ_r от значения $\theta_r = \pi/2$, соответствующего идеальному сильному сцеплению. Аналитическое выражение для θ_r , полученное при одинаковых значениях модулей упругости Франка ($K_{11} = K_{33} = K$), имеет вид:

$$\sin^2 \theta_r = (\sigma^2 - 1) / \sigma^2, \quad (13)$$

где параметр сцепления σ определяется следующим образом:

$$\sigma = (rW / K) + (K_{24} / K) - 1 \quad (14)$$

В этом выражении r – радиус пор, W – полярная сила сцепления, K_{24} – специфический модуль упругости для седлообразной деформации продольного изгиба (saddle-splay).

Результаты сравнения значений $K_c N$, полученных с помощью теоретического выражения (10) и вычисленных из экспериментальных данных по τ для ЖК-440

Диаметр пор, d, мкм	Время затухания τ , с	Число идентичных каналов, N	K_c^N теор.	K_c^N эксп.
0.3	330.8	$1.792 \cdot 10^8$	$0.00155 \cdot 10^{-12}$	$0.00169 \cdot 10^{-12}$
0.4	239.8	$0.84 \cdot 10^8$	$0.00230 \cdot 10^{-12}$	$0.00233 \cdot 10^{-12}$
0.5	187.9	$0.448 \cdot 10^8$	$0.00299 \cdot 10^{-12}$	$0.00297 \cdot 10^{-12}$
0.6	124.8	$0.224 \cdot 10^8$	$0.00310 \cdot 10^{-12}$	$0.00448 \cdot 10^{-12}$

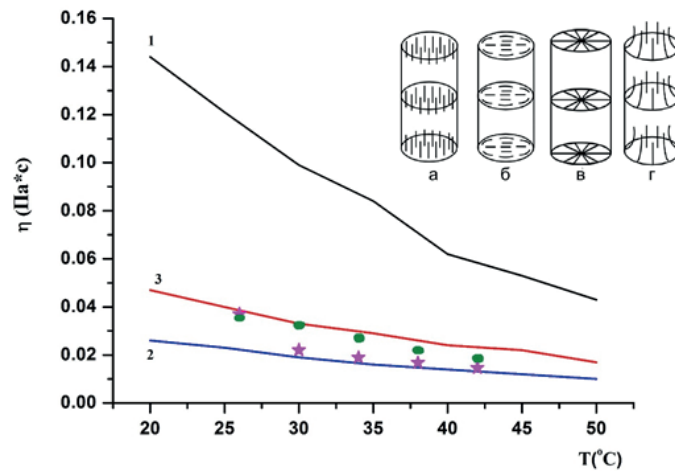


Рис. 7. Температурные зависимости η_{eff} , полученные из экспериментальных данных для τ при различных значениях диаметров пор d и открытых трубок D , соответственно:

★ – 0.6 мкм и 3.17 мм; ● – 0.4 мкм и 1 мм.

Сплошные линии отвечают результатам независимых измерений вязкостей Мезовича (1 – η_1 , 2 – η_2 , 3 – η_3) [11]. Вставка – различные типы конфигурации директора: а) аксиальная; б) планарная полярная; в) планарная радиальная; г) с выходом директора из плоскости пленки.

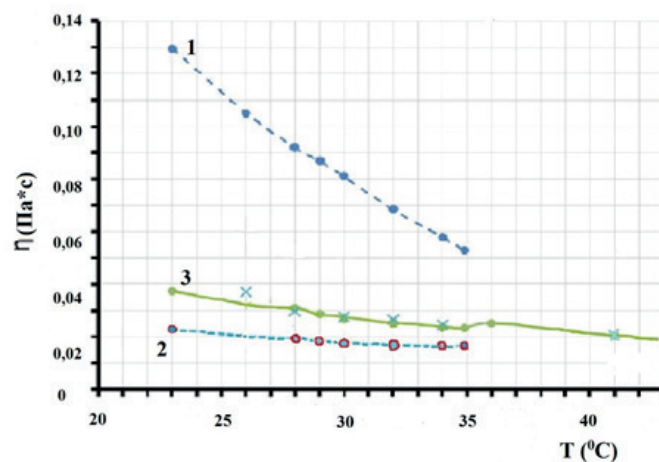


Рис. 8. Температурные зависимости η_{eff} , полученные из экспериментальных данных для τ и пленки с диаметром пор $d=0.8$ мкм (X) для 5СВ.

Сплошные линии соответствуют результатам независимых измерений вязкостей Мезовича (1 – η_1 , 2 – η_2 , 3 – η_3) [16].

Предыдущие исследования динамического рассеяния света ПЭТ-пленками, заполненными НЖК (5СВ) [17], показали, что типичные значения силы сцепления находятся в диапазоне 1 ... 5 Дж/м². Принимая значения $W = 3.5 \cdot 10^{-5}$ Дж/м², $K = K_{33} = 11$ pN [11], $K_{24} \approx 2$ К (что примерно справедливо для нематической смеси четырехкомпонентного соединения 4-циано-4'-пентилбифенил (5СВ, 51%, Merck), 4-гептил-4'-цианобифенил (7СВ, 25%, Merck), 4-октилокси-4'-цианобифенил (8ОСВ, 16%, Merck) и 4-циано-4'-пентилтерфенил (5СТ, 8%, Merck) – E7 (Merck) [15]), можно оценить значения θ_p , которые составляют

для 60° и 51° при $d = 0.6$ и 0.4 мкм соответственно. Зависимость θ_r от r должна приводить к соответствующему уменьшению эффективной сдвиговой вязкости при уменьшении r . Такой эффект может быть ответственным за некоторые различия между зависимостями $\eta_{\text{eff}}(T)$, полученными для образцов с различными значениями диаметра пор. Действительно, в случае ER конфигурации локальное значение сдвиговой вязкости зависит только от полярного угла θ в соответствии с хорошо известным выражением [19]:

$$\eta(\theta) = \eta_2 \cos^2 \theta + (\eta_1 + \eta_{12} \cos^2 \theta) \sin^2 \theta, \quad (15)$$

где обычно значение параметра η_{12} существенно меньше, чем значения η_1 и η_2 .

В свою очередь, угол θ монотонно убывает от значения $\theta = \theta_r$ на внутренней поверхности поры до значения $\theta = 0$ в центре поры.

Таким образом, можно ожидать, что значение эффективной вязкости η_{eff} окажется в интервале между $\eta(\theta_r) \approx \eta_1 \sin^2 \theta_r$ и $\eta(0) = \eta_2$. В рамках одноконстантного приближения можно получить следующее выражение для среднего значения $\sin^2 \theta$:

$$\langle \sin^2 \theta \rangle = 2[(1 + \sigma)/(\sigma - 1)] \left[\ln 2\sigma / (\sigma + 1) - ((\sigma - 1)/2\sigma) \right]. \quad (16)$$

Расчет, выполненный в соответствии с (16) при использовании значений параметров, представленных выше, приводит к значениям $\langle \sin^2 \theta \rangle$, равным 0.22 и 0.17 для $d = 0.6$ и 0.4 мкм, соответственно. Подставляя эти значения в уравнение (15) и используя данные независимых измерений вязкости в ЖК-440 $\eta_1 = 0.12$ Па·с, $\eta_2 = 0.02$ Па·с [11], можно рассчитать значения средней вязкости при комнатной температуре $\langle \eta \rangle = 0.44$ Па·с, и 0.39 Па·с для $d = 0.6$ и 0.4 мкм, соответственно. Эти значения близки к значениям эффективной сдвиговой вязкости, представленным выше. Тем не менее, принимая во внимание типичные ошибки эксперимента в определении η_{eff} (около 5 ... 10%) трудно подтвердить довольно слабую теоретическую зависимость $\langle \eta \rangle$ от d . Кроме того, ранее [18] было обнаружено увеличение сдвиговой вязкости с уменьшением d для заполненных жидкими кристаллами пористых пленок ПЭТ, что связывалось с прямым воздействием эффектов сильного пространственного ограничения на диссипативные параметры жидких кристаллов. Отметим, что данные эксперименты проведены для пленок без предварительной обработки поверхности при более интенсивных сдвиговых потоках. Таким образом, для детальной экспериментальной проверки теоретических предположений необходимо проведение дальнейших исследований.

Заключение

Получены первые результаты реологических свойств изотропной жидкости (этанол) и двух НЖК (ЖК440 и 5СВ) при затухающем потоке Пуазейля через пористые ПЭТ пленки. Установлено, что вытекающий из теории ньютоновских жидкостей простой экспоненциальный закон, описывающий динамику затухающего потока, выполняется в обоих упомянутых выше случаях. В случае НЖК он соответствует постоянному значению эффективной сдвиговой вязкости. Выявлены температурные зависимости эффективной

сдвиговой вязкости для образцов пористых пленок с различными диаметрами пор и выполнен анализ экспериментальных данных с учетом возможного существования различных ориентационных структур НЖК внутри пор субмикронного диаметра.

Благодарность: работа поддержана грантом РФФИ № 16-33-00802 мол_а.

Литература:

1. де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
2. Kutnjak Ž., Kralj S., Lahajnar G., Žumer S. Calorimetric study of 8CB liquid crystal confined to controlled-pore glasses // *Phys. Rev.* 2003. E 68. P. 021705-1–021705-11.
3. Semerenko D.A., Shmeliova D.V., Pasechnik S.V., Murauskii A.V., Tsvetkov V.A., Chigrinov V.G. Optically controlled transmission of porous polyethylene terephthalate films filled with nematic liquid crystal // *Optics Lett.* 2010. V. 35. № 13. P. 2155–2157.
4. Chopik A.P., Pasechnik S.V., Semerenko D.A., Shmeliova D.V., Dubtsov A.V., Srivastava A.K., Chigrinov V.G. Electro-optical effects in porous PET films filled with liquid crystal: new possibilities for fiber optics and THZ applications // *Optics Lett.* 2014. V. 39. № 6. P. 1453–1456.
5. Chigrinov V.G. *Liquid Crystal Devices: Physics and Applications.* Artech House, 1999. 357 p.
6. Pasechnik S.V., Chopik A.P., Shmeliova D.V., Drovnikov E.M., Semerenko D.A., Dubtsov A.V., Zhang W., Chigrinov V.G. Electro-kinetic phenomena in porous PET films filled with liquid crystals // *Liquid Cryst.* 2015. V.7. P. 1537–1542.
7. Pasechnik S.V., Chigrinov V.G., Shmeliova D.V., Tsvetkov V.A., Voronov A.N. Anisotropic shear viscosity in nematic liquid crystals: new optical measurement method // *Liquid Cryst.* 2004. V. 31. P. 585–592.
8. Пасечник С.В., Крехов А.П., Шмелева Д.В., Насибуллаев И.Ш., Цветков В.А. Ориентационная неустойчивость в нематическом жидком кристалле в затухающем пуазейлевском потоке // *ЖЭТФ.* 2005. Т. 127. №. 4. С. 907–914.
9. Pasechnik S.V., Semina O. A., Shmeliova D. V., Dubtsov A.V., Chigrinov V. G., Jatong D. V. Sun photocontrolled surfaces in rheology of liquid crystals // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2015. V. 611. P. 81–89.
10. Pasechnik S.V., Shmeliova D.V., Semerenko D.A., Voronov A.N., Semina O.A. Modified optical method for measurements of anisotropic shear viscosities of nematic liquid crystals // *Liquid Crystals and Their Appl.* 2011. V. 3(37). P. 41–46.
11. Barnik M.I., Belyaev S.V., Grebenkin M.F., Rummyantsev V.G., Seliverstov V.A., Tsvetkov V.A., Shtykov N.M. Electrical, optical and visco-elastic properties of the liquid crystal mixture of azoxy // *Crystallography.* 1978. V. 23(4). P. 805–810.
12. Bradac Ž., Kralj S., Zumer S. Molecular dynamics study of nematic structures confined to a cylindrical cavity // *Phys Rev.* 1998. E. 58(6). P. 7447–7454.
13. Crawford G.P., Allender D.W., Doane J.W. Surface elastic and molecular-anchoring properties of nematic liquid crystals confined to cylindrical cavities // *Phys. Rev.* 1992. V. 45. P. 8693–8708.
14. Allender D.W., Crawford G.P., Doane J.W. Determination of the liquid-crystal surface elastic constant K_{24} // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P.1442–1445.
15. Tkachenko V., Dyomin A.A., Tkachenko G.V., Abbate G., Sukhoivanov I.A. Electrical

reorientation of liquid crystal molecules inside cylindrical pores for photonic device applications // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2008. V. 10. P. 055301–055306.

16. Беляев В.В. Вязкость нематических жидких кристаллов. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 224 с.

17. Maksimochkin G.I., Shmeliova D.V., Pasechnik S.V., Dubtsov A.V., Semina O.A., Kralj S. Orientational fluctuations and phase transitions in 8CB confined by cylindrical pores of the PET film // *Phase Transitions*. 2016. V. 89. P. 846–855.

18. Tsvetkov V.A. Attempt of direct measuring of near surface shear viscosity // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2005. V. 436. P. 1157–1170.

19. Pasechnik S.V., Chigrinov V.G., Shmeliova D.V. *Liquid Crystals: Viscous and Elastic Properties in Theory and Applications*. New York: Wiley, 2009. 424 p.

20. Knepe H., Shneider F. Determination of the viscosity coefficients of the liquid crystal MBBA // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1981. V. 65. P. 23–28.

21. Fisher J., Frederickson A. G. Interfacial effects on the viscosity of a nematic mesophase // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1969. V.8. P. 267–284.

22. Tseng H.C., Silver D.L., Finlayson B. A. Application of the continuum theory to nematic liquid crystals // *Phys. Fluids*. 1972. V. 15. P. 1213–1222.

References:

1. de Gennes Pierre Gilles. *The Physics of Liquid Crystals*. Oxford University Press, 1974. 346 p.

2. Kutnjak Ž., Kralj S., Lahajnar G., Žumer S. Calorimetric study of 8CB liquid crystal confined to controlled-pore glasses // *Phys. Rev.* 2003. E 68. P. 021705-1–021705-11.

3. Semerenko D.A., Shmeliova D.V., Pasechnik S.V., Murauskii A.V., Tsvetkov V.A., Chigrinov V.G. Optically controlled transmission of porous polyethylene terephthalate films filled with nematic liquid crystal // *Optics Lett.* 2010. V. 35. № 13. P. 2155–2157.

4. Chopik A.P., Pasechnik S.V., Semerenko D.A., Shmeliova D.V., Dubtsov A.V., Srivastava A.K., Chigrinov V.G. Electro-optical effects in porous PET films filled with liquid crystal: new possibilities for fiber optics and THZ applications // *Optics Lett.* 2014. V. 39. № 6. P. 1453–1456.

5. Chigrinov V.G. *Liquid Crystal Devices: Physics and Applications*. Artech House, 1999. 357 p.

6. Pasechnik S.V., Chopik A.P., Shmeliova D.V., Drovnikov E.M., Semerenko D.A., Dubtsov A.V., Zhangb W., Chigrinov V.G. Electro-kinetic phenomena in porous PET films filled with liquid crystals // *Liquid Cryst.* 2015. V.7. P. 1537–1542.

7. Pasechnik S.V., Chigrinov V.G., Shmeliova D.V., Tsvetkov V.A., Voronov A.N. Anisotropic shear viscosity in nematic liquid crystals: new optical measurement method // *Liquid Cryst.* 2004. V. 31. P. 585–592.

8. Pasechnik S.V., Krekhov A.P., Shmeleva D.V., Nasibullaev I.Sh., Tsvetkov V.A. Orientational instability in a nematic liquid crystal in a decaying poiseuille flow // *J. Exp. & Theor. Phys.* 2005. V. 100. № 4. P. 804–810.

9. Pasechnik S.V., Semina O. A., Shmeliova D. V., Dubtsov A.V., Chigrinov V. G., Jatong D. V. Sun photocontrolled surfaces in rheology of liquid crystals // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2015. V. 611. P. 81–89.

10. Pasechnik S.V., Shmeliova D.V., Semerenko D.A., Voronov A.N., Semina O.A. Modified

optical method for measurements of anisotropic shear viscosities of nematic liquid crystals // *Liquid Crystals and Their Appl.* 2011. V. 3(37). P. 41–46.

11. Barnik M.I., Belyaev S.V., Grebenkin M.F., Rumyantsev V.G., Seliverstov V.A., Tsvetkov V.A., Shtykov N.M. Electrical, optical and visco-elastic properties of the liquid crystal mixture of azoxy // *Crystallography.* 1978. V. 23(4). P. 805–810.

12. Bradac Ž., Kralj S., Zumer S. Molecular dynamics study of nematic structures confined to a cylindrical cavity // *Phys Rev.* 1998. E. 58(6). P. 7447–7454.

13. Crawford G.P., Allender D.W., Doane J.W. Surface elastic and molecular-anchoring properties of nematic liquid crystals confined to cylindrical cavities // *Phys. Rev.* 1992. V. 45. P. 8693–8708.

14. Allender D.W., Crawford G.P., Doane J.W. Determination of the liquid-crystal surface elastic constant K_{24} // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P. 1442–1445.

15. Tkachenko V., Dyomin A.A., Tkachenko G.V., Abbate G., Sukhoivanov I.A. Electrical reorientation of liquid crystal molecules inside cylindrical pores for photonic device applications // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2008. V. 10. P. 055301–055306.

16. Belyaev V.V. Viscosity of nematic liquid crystals. Moscow: FIZMATLIT, 2002. 224 p. (in Russ.).

17. Maksimochkin G.I., Shmeliova D.V., Pasechnik S.V., Dubtsov A.V., Semina O.A., Kralj S. Orientational fluctuations and phase transitions in 8CB confined by cylindrical pores of the PET film // *Phase Transitions.* 2016. V. 89. P. 846–855.

18. Tsvetkov V.A. Attempt of direct measuring of near surface shear viscosity // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2005. V. 436. P. 1157–1170.

19. Pasechnik S.V., Chigrinov V.G., Shmeliova D.V. *Liquid Crystals: Viscous and Elastic Properties in Theory and Applications.* New York: Wiley, 2009. 424 p.

20. Knepe H., Shneider F. Determination of the viscosity coefficients of the liquid crystal MBBA // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1981. V. 65. P. 23–28.

21. Fisher J., Frederickson A. G. Interfacial effects on the viscosity of a nematic mesophase // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1969. V.8. P. 267–284.

22. Tseng H.C., Silver D.L., Finlayson B. A. Application of the continuum theory to nematic liquid crystals // *Phys. Fluids.* 1972. V. 15. P. 1213–1222.

Об авторах:

Пасечник Сергей Вениаминович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой биокрибернетических систем и технологий Института кибернетики федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский технологический университет» (119454, Москва, пр-т Вернадского, д. 78).

Шмелева Дина Владимировна, кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры биокрибернетических систем и технологий Института кибернетики федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский технологический университет» (119454, Москва, пр-т Вернадского, д. 78).

Торчинская Александра Владимировна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптических и биотехнических систем и технологий Физико-технологического института федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский технологический университет» (107996, Москва, ул. Стромынка, д. 20).

Семина Ольга Александровна, младший научный сотрудник Проблемной лаборатории молекулярной акустики федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский технологический университет» (119435, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1).

Дюкин Алексей Александрович, магистрант кафедры оптических и биотехнических систем и технологий Физико-технологического института федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский технологический университет» (107996, Москва, ул. Стромьнка, д. 20).

About authors:

Sergey V. Pasechnik, Dr.Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Head of the Chair of Biocybernetics Systems and Technologies, Cybernetics Institute, Moscow Technological University (78, Vernadskogo Pr., Moscow, 119454, Russia).

Dina V. Shmelyova, Ph.D. (Physics and Mathematics), Associate Professor, Chair of Biocybernetics Systems and Technologies, Cybernetics Institute, Moscow Technological University (78, Vernadskogo Pr., Moscow, 119454, Russia).

Aleksandra V. Torchinskaya, Ph.D. (Physics and Mathematics), Chair of Optical and Biotechnical Systems and Technologies, Physico-Technological Institute, Moscow Technological University (20, Stromynka St., Moscow, 107996, Russia).

Olga A. Semina, Junior Researcher of Problem Laboratory of Molecular Acoustics, Moscow Technological University (1, Malaya Pirogovskaya St., Moscow, 119435, Russia).

Aleksey A. Dyukin, graduate student, Chair of Optical and Biotechnical Systems and Technologies, Physico-Technological Institute, Moscow Technological University (20, Stromynka St., Moscow, 107996, Russia).