

## Direct flexoeffect in nematics close to clearing point

O.A. Denisova<sup>1,†</sup>, O.A. Skaldin<sup>2</sup>

<sup>†</sup>denisovaolga@bk.ru

<sup>1</sup>Ufa State Petroleum Technological University, ul. Chernyshevskogo, 145, 450076, Ufa, Russia

<sup>2</sup>Institute of physics of molecules and crystals USC RAS, the Pr. Oktyabrya 151, 450075, Ufa, Russia

The peculiarities of direct flexoeffect in nematic liquid crystals (NLC) in the vicinity of the clearing point have been studied experimentally. *N*-butyl-aniline-methoxybenzylidene (MBBA) and dvuhkolchaty ether were the objects of the study. Flexoeffect, as a kind of piezoelectric effect, was observed as a result of the impact of transverse (shear) waves on the homeotropic NLC layer. Electrooptical NLC cell was of sandwich type, in which the excitation of the transverse shear wave was driven by the longitudinal oscillations of one glass substrate coated by conductive layer. The registration of a polarization voltage  $U_{1,2}$ , induced in the NLC layer by a periodic deformation of the director field was carried out by two ways: the first —  $U_2$  was recorded between the movable plate and fixed substrate, the second —  $U_1$  was measured on the fixed substrate. The two possible mechanism of  $U_{1,2}$  voltage generation have been considered. The first one was associated with the polarization potential formation due to the flexoeffect, the second — because of orientational deformation of the surface polarization  $P_s$  layer. That is, both mechanisms to the detected signal in varying degrees contribute. Analyzing the temperature changes of the periodic shear induced polarization in the NLC layer in the neighborhood of a phase transition in the isotropic phase, the conclusion of significant contribution of the surface polarization was done. The recorded potential difference in the isotropic phase was related to the Maxwell effect.

**Keywords:** nematic liquid crystals, flexoelectric effect.

## Прямой флексоэффеkt в нематике в окрестности фазового перехода

Денисова О.А.<sup>1,†</sup>, Скалдин О.А.<sup>2</sup>

<sup>†</sup>denisovaolga@bk.ru

<sup>1</sup>Уфимский государственный нефтяной технический университет, ул. Чернышевского, 145, 450076, Уфа, Россия

<sup>2</sup>Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Проспект Октября, 151, 450075, Уфа, Россия

Экспериментально исследованы особенности прямого флексоэффекта в нематических жидкких кристаллах (НЖК) в окрестности точки просветления. Объектами исследования были *n*-метоксибензилиден-бутиланилинов (МББА) и двухкольчный эфир. Начальная ориентация поля директора была гомеотропной, т. е. ортогональной плоским границам слоя (НЖК). Флексоэлектрический, как разновидность пьезоэлектрического эффекта, наблюдался в результате воздействия поперечной (сдвиговой) волны на гомеотропный слой ЖК. Для наблюдения флексоэффекта использовалась ячейка типа «сэндвич», в которой возбуждение поперечной волны осуществлялось продольными колебаниями одной из ограничивающих ЖК-слой стеклянной подложки. Сдвиговые колебания рабочей пластины возбуждались электродинамическим вибратором через волновод вдоль направления коллинеарного плоскости подвижной пластины, что позволяло изучать отклик ЖК-ячейки на внешнее воздействие в широком диапазоне звуковых частот 20 – 20000 Гц. Регистрация разности потенциалов  $U_{1,2}$ , индуцируемой в слое ЖК за счет периодической деформации поля директора проводилась двумя способами: первый — это регистрация  $U_2$  между подвижной и неподвижной пластинами с нанесенным на них проводником, второй — это измерение  $U_1$  на проводнике неподвижной пластины. В работе рассматриваются две возможности генерации разности потенциалов  $U_{1,2}$ , связанных с механизмами образования поляризации за счет флексоэффекта и ориентационной деформации слоя поверхностной поляризации  $P_s$ . То есть в регистрируемый сигнал в той или иной степени вносят вклад оба механизма. Посредством анализа температурных изменений индуцируемой периодическим сдвигом поляризации в НЖК в окрестности фазового перехода в изотропное состояние делается вывод о существенном вкладе поверхностной поляризации. В случае перехода в изотропное состояние регистрируемая разность потенциалов связана с эффектом Максвелла.

**Ключевые слова:** нематические жидккие кристаллы, флексоэлектрический эффект.

## 1. Введение

Флексоэффект как явление образования поляризации при неоднородном искажении поля директора за счет анизометричности форм дипольных молекул был предсказан достаточно давно [1]. Наиболее изученным оказался обратный флексоэффект, то есть деформация поля директора в электрическом поле [2–4]. В последнее время стали появляться работы посвященные влиянию флексоэффекта на электроконвективные процессы в жидких кристаллах. Так нестандартная электроконвекция получила свое объяснение в рамках модели, учитывающей флексополяризацию [5, 6] и дающей хорошее согласие с экспериментальными пороговыми характеристиками, которые в этом случае значительно ниже величин вытекающих из модели Хельфриха [2]. Существенное влияние флексополяризации на электроконвекцию было продемонстрировано ранее также для нематиков с положительной анизотропией проводимости [7, 8]. Экспериментальные же работы по изучению прямого флексоэффекта являются эпизодическими [9, 10], что связано, по всей видимости, с методическими сложностями и интерпретацией полученных данных. Не до конца прояснены вопросы о влиянии поверхностной поляризации на регистрируемый электрический сигнал при прямом возбуждении флексополяризации периодическими механическими воздействиями и поведении флексополяризации в окрестности фазового перехода НЖК в изотропное состояние.

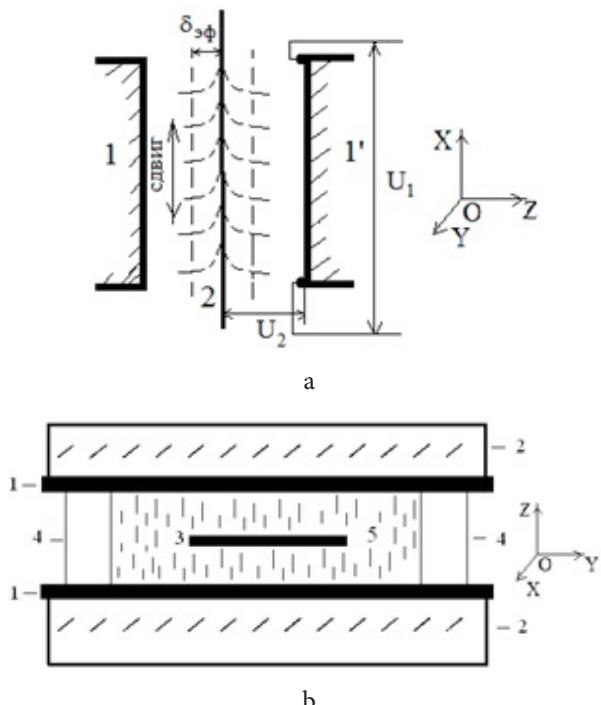
В связи с этим целью данной работы было изучение прямого флексоэффекта в нематическом ЖК в окрестности точки просветления и объяснение особенностей его проявления, в том числе и в ближайшей области температур за фазовым переходом.

## 2. Методика эксперимента

Экспериментальные измерения флексоэлектрического эффекта, индуцированного поперечной волной в нематике, проводились на ячейке, которая представляла сборку из трех пластин. Причем опорные пластины ячейки 1 и 1' были разделены прокладками заданной толщины, а центральная свободно «плавала» в ЖК (рис. 1).

Такой выбор конструкции ячейки исключал трудности в юстировке и фиксации толщины ЖК-слоев  $d \approx 25$  мкм по обе стороны от центральной пластины, т. к. ее центровка осуществлялась за счет лапласового давления на краях, появляющегося за счет сил поверхностного натяжения ЖК [10, 11]. На подвижную с обеих сторон и обе стационарные пластины ячейки наносились резисторы из металлического хрома Cr, сопротивление  $R_0$  которых составляло 1 кОм. Контакт исследуемых ЖК с металлическим хромом давал спонтанную гомеотропную ориентацию поля директора на всех граничащих поверхностях (рис. 1б). При сдвиговых колебаниях центральной пластины вдоль направления OX в плоскости XY (рис. 1а) возникающая флексоэлектрическая поляризация  $P$  индуцировала ток в резисторах. Разность потенциалов  $U_1$  на резисторе одной из неподвижных пластин

в такой ситуации пропорциональна  $U_1 \approx \frac{dP_x}{dt} R_0$ , где  $P_x$  — поляризация, индуцируемая подвижной пластиной за счет ориентационной  $B$ -деформации, охватывающей область  $\delta_{\phi}$  изначально гомеотропно ориентированного слоя нематика (рис. 1а). Кроме того, измерялась разность потенциалов  $U_2$  между подвижной и одной из стационарных пластин. Применение обеих схем регистрации дает возможность оценить вклады в разность потенциалов, индуцируемую периодическим сдвигом, флексоэффекта и поверхностной поляризации. Сдвиговые колебания рабочей пластины возбуждались электродинамическим вибратором через волновод вдоль направления OX, что позволяло изучать отклик ЖК-ячейки на внешнее воздействие в широком диапазоне звуковых частот



**Рис. 1.** Экспериментальная схема ячейки с гомеотропным слоем ЖК: вид сбоку в проекции XZ вдоль направления оси OY, 1 и 1' — стеклянные неподвижные пластины с напыленным резистором из металлического хрома Cr; 2 — осциллирующая пластина толщиной  $h \approx 100$  мкм также с проводящим покрытием из Cr,  $\delta_{\phi}$  — толщина слоя нематика максимального отклонения директора от гомеотропной ориентации. Стрелками параллельно подвижной пластины показано направление совершения сдвиговых осцилляций (а); вид сверху в проекции YZ вдоль направления OX, 1 — проводящее покрытие из металлического хрома Cr, 2 — стеклянная пластина, 3 — тонкая подвижная пластина, 4 — прокладки, 5 — жидкий кристалл (б).

**Fig. 1.** Experimental scheme of the cell with homeotropic layer LC: side view in the XZ projection in the direction along the axis OY, 1 and 1' is fixed a glass plate with the deposited resistor metal chromium Cr; 2 — oscillating plate thickness  $h \approx 100$   $\mu\text{m}$  also with a conductive coating of Cr,  $\delta_{\phi}$  — thick layer of nematic maximum deviation of the director from homeotropic orientation. The arrows parallel to the movable plate shows the direction of making shear oscillations (a); top view in the YZ projection, along the direction of OX, 1 — conductive coating of metallic chromium Cr, 2 — glass plate, 3 — thin movable plate, 4 — gasket, 5 — liquid crystal (b).

20–20000 Гц. Амплитуда колебаний измерялась индуктивным датчиком. Вся ячейка помещалась в термостат, температура в котором измерялась хромель-алюмелевой термопарой. Сигнал с термопары и изучаемый сигнал после селективного усиления поступали на аналогово-цифровой преобразователь и обрабатывался на компьютере. Методы измерения величины пьезоэлектрического отклика и распределение директора в объеме подробно описаны в работах [11, 12].

### 3. Результаты и их обсуждение

Пусть имеется ситуация, когда одна из опорных пластин, между которыми помещен НЖК с начальной гомеотропной ориентацией директора  $\mathbf{n}$ , совершает периодические колебания с частотой  $\omega$  и некоторой максимальной амплитудой  $x_0$ . Выбирая систему координат так, что  $\mathbf{n} \parallel OZ$ , а скорость колебаний  $\mathbf{v} \parallel OX$  и  $\mathbf{n} \perp OX$  тогда уравнения сохранения балансов импульсов и моментов, действующих на единицу объема ЖК-фазы при малых возмущениях можно записать в виде [13]:

$$\begin{aligned} K_{33} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - \gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t} + \eta_1 \frac{\partial v}{\partial z} &= 0, \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} - \eta_3 \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \eta_1 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z \partial t} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол отклонения директора от оси  $OZ$ ,  $K_{33}$  — модуль упругости НЖК, связанный с  $B$ -деформацией,  $\gamma_1, \eta_1, \eta_3, \rho$  — коэффициенты вязкости.

Решение системы (1) ищется при следующих граничных условиях:

$$v(z=0) = v_0 \sin \omega t, \quad v(z=d) = 0, \quad \theta(z=0) = \theta(z=d) = 0,$$

начало же координат с  $z=0$  находится на границе раздела подвижной пластины и ЖК. Одно из решений этих уравнений при малых углах отклонения директора и малых скоростях дано в [13]. В случае больших возмущений исходная система уравнений является существенно нелинейной, решение которой можно получить только численно и, соответственно, является предметом отдельного исследования. В данном же случае мы полагаем

$$\{\theta, v\} \approx \{\theta^*, v^*\} \exp(\lambda z) \exp(i\omega t)$$

и, затем подставляя в систему уравнений (1), после преобразования и исключения  $\{\theta^*, v^*\}$  получим характеристическое уравнение, которое имеет вид:

$$\lambda^4 + i\omega \left( \frac{\eta_1^2 - \rho K_{33} - \eta_3 \gamma_1}{K_{33} \eta_3} \right) \lambda^2 - \frac{\rho \omega^2 \gamma_1}{\eta_3 K_{33}} = 0,$$

откуда при  $\rho \omega / \eta_3 \lambda^2 \gg 1$  следует решение для угла отклонения директора  $\theta$ :

$$\begin{aligned} \theta \approx \rho v_0 (\eta_1 \lambda)^{-1} \exp \left[ -\frac{\pi}{2} \lambda (z - \delta_{\phi}) \right] \cdot \\ \cdot \cos \left[ \frac{\pi}{2} \lambda (z - \delta_{\phi}) \right] \cos \omega t, \end{aligned} \quad (2)$$

Это решение описывает распространение поперечной ориентационной волны от границы совершающей сдвиговые колебания вдоль направления оси  $OZ$ ,  $\delta_{\phi}$  — расстояние, на котором расположено начало си-

стемы координат от подвижной пластины,  $\lambda$  — реальная часть корней характеристического уравнения. Если  $|\lambda_1| \approx |\lambda_3|$ ,  $|\lambda_2| \approx |\lambda_4| \approx 0$ , то

$$\lambda \approx \left[ \frac{\omega(\rho K_{33} + \eta_3 \gamma_1 - \eta_1^2)}{K_{33} \eta_3} \right]^{1/2} \text{ и } \lambda \approx \left[ \frac{\omega^2 \rho \gamma_1}{K_{33} \eta_3} \right]^{1/4}$$

при  $\frac{\rho K_{33} + \eta_3 \gamma_1 - \eta_1^2}{K_{33} \eta_3} \ll \left[ \frac{\rho \gamma_1}{K_{33} \eta_3} \right]^{1/2}$ .

Оценка реальных величин расстояния  $\delta_{\phi} \approx \lambda^{-1}$  определяющего слой нематика с максимальным отклонением директора от начального гомеотропной ориентации в окрестности колеблющейся пластины дает:

$$\delta_{\phi} \approx \left[ \frac{K_{33} \eta_3}{\omega(\rho K_{33} + \eta_3 \gamma_1 - \eta_1^2)} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Проведем оценки флексополяризации по теории Мейера с учетом (2) [1, 14]. Величина поляризации  $P$  ( $P \parallel OX$ ) равна:

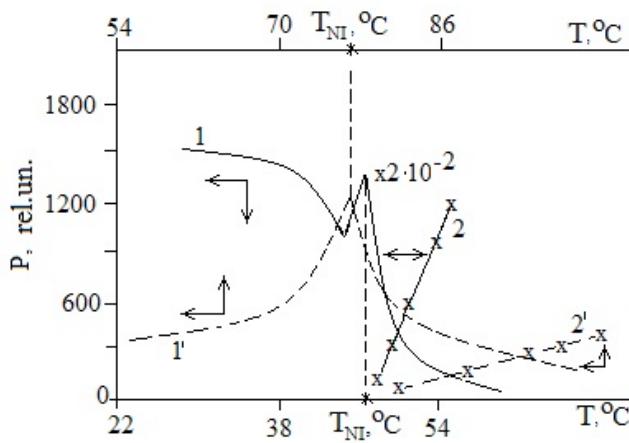
$$P \approx e_{33} \frac{\partial \theta}{\partial z} \approx e_{33} \pi \delta_{\phi}^{-1},$$

а при наличии поверхностной поляризации:

$$P_s \approx \int_0^{\infty} P(z) n(z) dz.$$

Знак  $\infty$  выбран в связи с тем, что колебания директора вдали от колеблющей пластины быстро затухают. Выбирая у поверхности  $P(z) \approx P_0 \exp(-kz)$  (где  $k$  — коэффициент затухания дипольного порядка в окрестности границы раздела НЖК — твердая граница [15]), имеем  $P_0 \approx v_0 \exp(-k\delta_{\phi})/k$ , т.е., проводя измерения зависимости пьезоотклика  $U$  от скорости по углу наклона кривой, становится возможным вычисление  $P_0$  — значения дипольной поляризации на границе раздела нематик — подвижная пластина, которая и определяет поверхностную поляризацию [15]. Из выражения (3) также следует объяснение отсутствие пьезосигнала при низких частотах. В этом случае  $\delta_{\phi} > d$  и суммарная поляризация равна нулю. С другой стороны, при низких частотах имеет место сильная компенсация флексополяризации сторонними зарядами, например, примесями.

Рассмотрим результаты исследования флексоэлектрического эффекта в МББА и двухкольчатом эфире экспериментальным методом сдвиговых колебаний (рис. 2). При выбранном методе измерения разности потенциалов  $U_2$  перпендикулярно слою НЖК вклада за счет флексоэффекта по соображениям симметрии нет, но поскольку  $U_2 \neq 0$ , то это говорит о вкладе поверхностной поляризации за счет периодической деформации поля директора в  $\delta_{\phi}$  области. Кроме того, регистрируемая величина сигнала по схеме вдоль слоя на резисторе неподвижной подложки  $U_1 \approx 2U_2 \epsilon_{\perp} / \epsilon_{||}$ , что говорит о вкладе как флексо-, так и поверхностной поляризации. Посредством изменения проводимости ЖК-слоя с помощью дibenзокраунэфира — 18 + КС (КС — калиевая соль) и ее влияния на пьезоотклики  $U_1$  и  $U_2$  можно оценить качественно соотношение вкладов в них флексо- и поверхностной поляризации. В случае ЖК МББА изменение электропроводности слабо влияет на регистрируемый сигнал  $U_1$ . При этом удельное сопротивление НЖК доводилось до значения  $\sim 30$  кОм×см. Подобный



**Рис. 2.** Температурные зависимости индуцированной сдвиговыми колебаниями пьезоэлектрической поляризации: 1 — для МББА, 1' — для двухкольчатого эфира; 2 и 2' — зависимости корня обратной величины наведенной периодическим сдвигом поляризации за точкой просветления  $T_{NI}$  для МББА и двухкольчатого эфира, соответственно.

**Fig. 2.** The temperature dependence of the induced shear vibrations of piezoelectric polarization: 1 — for MBBA, 1' — dvhukolonchataja ether; 2 and 2' — root dependence of the inverse of the induced periodic shift of polarization for the clear point  $T_{NI}$  for the MBBA and dvhukolonchataja ether, respectively.

результат подтверждает флексоэлектрическую природу индуцированного сдвигом пьезоэффекта, частота возбуждения ( $20 \leq \omega \leq 20000$  Гц) которого значительно выше обратного времени максвелловской релаксации примесных зарядов и, соответственно, не может привести к компенсации, индуцированной сдвигом поляризации. Однако для двухкольчатых эфиров имеется влияние ионных добавок на величину регистрируемого сигнала, и с ростом концентрации примесных ионов величина пьезоэффекта уменьшается. Это указывает на существенный вклад в регистрируемый сигнал поверхности поляризации, поскольку поверхностная абсорбция компенсирует поляризацию. С увеличением частоты воздействия величина пьезосигнала уменьшается (скорость  $v = const$ ), что, видимо, связано с уменьшением глубины проникновения и эффективного угла отклонения молекул и градиента поля директора. Так же были проведены измерения пьезоэлектрического отклика от толщины образцов, однако, какой-либо его зависимости обнаружено не было (до 5 мкм). Такое поведение свидетельствует о быстром затухании сдвиговой волны в глубину кристалла, что вытекает из оценок эффективной глубины затухания сдвиговой волны в НЖК, проводимой по теории Эриксена-Лесли [13]. Из зависимостей пьезоэлектрического отклика, представленных на рис. 2, следует, что пьезоэлектрический эффект имеет место и выше точки фазового перехода в изотропное состояние. Это является следствием взаимосвязи ориентации и течения в окрестности  $T_{NI}$ , т.е. поток индуцирует нематический порядок, характеризуемый параметром порядка  $S_{\alpha\beta}$  [14]. Другой возможной причиной является сохранение выше  $T_{NI}$  ориентационного порядка вблизи поверхности осциллирующей пла-

стины. Выделение обоих вкладов представляется особой задачей, которая решается путем анализа кривых температурной зависимости, индуцированной сдвигом поляризации. Проведем качественные оценки различных вкладов в пьезоотклик по его поведению в окрестности точки просветления  $T_{NI}$ . Плотность свободной энергии  $\delta F$ , зависящая от  $S_{\alpha\beta}$  и электрического поля, может быть записана следующим образом [2, 14]:

$$\delta F \approx e_{10} E_\alpha S_{\alpha\beta} \frac{\partial S_{\beta m}}{\partial x_m} + e_{30} E_\alpha S_{m\beta} \frac{\partial S_{\beta\alpha}}{\partial x_m},$$

где  $S_{\alpha\beta} = S_0 (n_\alpha n_\beta - 1/3)$  — тензор нематического параметра порядка,  $n_\alpha, n_\beta$  — компоненты директора,  $e_{10}, e_{30}$  — коэффициенты пропорциональности, слабо зависящие от температуры. Откуда для флексополяризации получаем

$$P_\alpha = e_{10} S_{\alpha\beta} \frac{\partial S_{\beta m}}{\partial x_m} + e_{30} S_{m\beta} \frac{\partial S_{\beta\alpha}}{\partial x_m}.$$

Зависимость  $P_\alpha$  от температуры и градиента скорости определяется из уравнений изотропной нематодинамики. Общая система уравнений имеет вид [14]:

$$\begin{bmatrix} t_{\alpha\beta} \\ \varphi_{\alpha\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \eta & \mu \\ \mu & \nu \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} d_{\alpha\beta} \\ R_{\alpha\beta} \end{bmatrix},$$

где  $t_{\alpha\beta}, \varphi_{\alpha\beta}$  — обобщенные «силы»,  $d_{\alpha\beta}, R_{\alpha\beta}$  — потоки,  $t_{\alpha\beta}$  — вязкий тензор напряжений.

Так как

$$\varphi_{\alpha\beta} \approx -\partial F / \partial S_{\alpha\beta} = -A(T) S_{\alpha\beta},$$

тогда

$$d_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\alpha} \right), \quad R_{\alpha\beta} = \frac{\partial S_{\alpha\beta}}{\partial t},$$

то уравнение изотропной нематодинамики преобразуется к виду (скорость  $v_x$  лежит в плоскости колеблющейся пластины,  $OZ \perp v_x$  и перпендикулярна вектору нормали к поверхности) (см. рис. 1)

$$-A(T) S_{xz} = \mu \frac{\partial v_x}{\partial z} + \nu \frac{S_{xz}}{\partial z}, \quad \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \eta \frac{\partial v_x}{\partial z} + 2\mu \frac{\partial S_{xz}}{\partial t},$$

отсюда

$$S_{xz} [A(T) + i\nu\omega] = \mu \frac{\partial S_{xz}}{\partial z} = \mu G,$$

$$A(T) = A_0 (T - T_{NI}),$$

$$S_{xz} = \frac{\mu G e^{i\varphi}}{\sqrt{A_0^2 (T - T_{NI})^2 + \nu^2 \omega^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\nu \omega}{A(T - T_{NI})},$$

или учитывая, что  $v \approx \exp(-\lambda z)$ ,  $\lambda \approx (\rho\omega/\eta)^{1/2}$ , и полагая  $A(T) \gg \nu\omega$ , имеем

$$P_x = e_{10} S_{xz} \frac{\partial S_{xz}}{\partial x} + e_{30} S_{xz} \frac{\partial S_{xz}}{\partial z} \approx 0, \quad (4)$$

т.к.  $\partial S_{xz} / \partial x = 0$ ,

$$P_z = e_{10} S_{xz} \frac{\partial S_{xz}}{\partial z} + e_{30} S_{xz} \frac{\partial S_{xz}}{\partial z} \approx e_{10} (T - T_{NI})^{-2} \lambda^3 S_0^2. \quad (5)$$

То есть за фазовым переходом следует ожидать обнуления поляризации  $P_x$ , так как периодический сдвиг вдоль оси  $OX$  однороден и производная  $\partial S_{xz} / \partial x = 0$  соответственно или, проще говоря, флексоэффект от-

существует. Однако возможно индуцирование поляризации  $P_z$  за счет  $\partial S_{zx}/\partial x \neq 0$ , что является следствием эффекта Максвелла — ориентации вытянутых молекул в градиентных потоках жидкости, то есть образования структурного порядка и как следствие наличие пьезоотклика, величина которого с температурой спадает, как указано в выражении (5). На рис. 2 приведены зависимости корня из обратной величины, индуцированной сдвигом поляризации от величины  $(T - T_{NI})$  для температур ЖК выше точки просветления, подтверждающие сделанный вывод.

Особенности изменения величины поляризации от температуры в НЖК (МББА) могут быть объяснены с учетом явления поверхностной поляризации, поскольку в этом случае перенормированные флексокоэффициенты  $e'_{11} \approx e_{11} + P_s$ ,  $e'_{33} \approx e_{33} + P_s$  [16], а регистрируемый пьезоотклик  $U$  им пропорционален. В окрестности фазового перехода величина  $P_s$  изменяется слабо, в то время как  $e_{11}$  и  $e_{33}$  к фазовому переходу регулярно уменьшаются как квадрат нематического порядка  $S_0^2$  со скачком до нуля в точке просветления  $T_{NI}$ . Однако реальное поведение пьезосигнала имеет минимум перед этой точкой (рис. 2), что обусловлено, по-видимому, соотношением знаков флексокополяризации и  $P_s$ . Минимум же соответствует равенству вкладов в пьезоэлектрический сигнал флексокополяризации и поверхностной поляризации при условии  $e_{11} + P_s \approx e_{33} + P_s \approx 0$ .

#### 4. Заключение

Таким образом, из вышеизложенного следует, что особенностями проявления прямого флексоэлектрического эффекта, индуцируемого сдвиговыми осцилляциями в окрестности точки просветления, является для МББА — существенное влияние поверхностной поляризации, а для двухкольчатых эфиров — влияние ионных добавок. Кроме того, наличие индуцируемой разности потенциалов за точкой просветления обусловлено образованием молекулярного упорядочения с характерным параметром порядка, связанным с эффектом ориентации анизометрических молекул ЖК в потоках с градиентом скоростей.

*Благодарность/Acknowledgements.* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-02-97014).

#### Литература/References

1. R.B. Meyer. Phys. Rev. Lett., **22**, 917, (1969).
2. S.A. Pikin. Structural transformations in liquid crystals. Science, M. CH. ed. Fiz.-Mat. lit. (1981). 336 (in Russian) [С.А. Пикин. Структурные превращения в жидких кристаллах. Наука, М. Гл. ред. физ.-мат. лит. (1981). 336 с]
3. L.M. Blinov. Electro - and magneto optics of liquid crystals. Science, M. CH. ed. Fiz.-Mat. lit. (1978). 384 p. (in Russian) [Л.М. Блинов. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. Наука, М. Гл. ред. физ.-мат. лит. (1978). 384 с]
4. L.M. Blinov. Liquid crystals. LIBROKOM. M. (2013). 480 p. (in Russian) [Л.М. Блинов. Жидкие кристаллы. ЛИБРОКОМ. М. (2013). 480 с]
5. A. Krekhov, W. Pesch, N. Eber et al. Phys. Rev. E **77**, 021705 (2008).
6. A. Krekhov, W. Pesch, A. Buka. Phys. Rev. E **83**, 051706 (2011).
7. T. Toth-Katona, N. Eber, A. Buka and A. Krekhov. Phys. Rev. E **78**, 036206 (2008).
8. M. May, W. Schopf, A.G. Rossberg et al. Phys. Rev. E **78**, 046215 (2008).
9. G. Barbero, A.P. Krekhov, A.N. Chuvyrov, O.A. Skaldin. J. Appl. Phys. **69** (9), 6343 (1991).
10. O.A. Denisova, O.A. Skaldin. Electrotechnical and information complexes and systems. **4**(9), 145, (2013) (in Russian) [О.А. Денисова, О.А. Скальдин. Электротехнические и информационные комплексы и системы. **4**(9), 145, (2013).]
11. O.A. Baimakova, O.A. Skaldin, A.N. Chuvyrov. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **265**, 299 (1995).
12. A.P. Krekhov, O.A. Skaldin, A.N. Chuvyrov. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **212**, 245 (1992).
13. K.V. Kondratenko, M.M. Farztdinov, A.N. Chuvyrov. Solid state physics **17**(3), 795 (1975) (in Russian) [Б.К. Кондратенко, М.М. Фарзтдинов, А.Н. Чувыров. ФТТ **17**(3), 795 (1975).]
14. S. Chandrasekhar. Liquid crystals. Mir, M. (1980). 344 p. (in Russian) [С. Чандрасекар. Жидкие кристаллы. Мир, М. (1980). 344 с]
15. A.P. Krekhov, O.A. Skaldin. Solid state physics **32**(6), 1882 (1990) (in Russian) [А.П. Крехов, О.А. Скальдин. ФТТ **32**(6), 1882 (1990).]
16. A.I. Derzhanski, A.G. Petrov and M.D. Mitov. J. de Phys. (France), **39**, 273 (1978).