

Научная статья УДК 538.91; 53.091; 53.097 https://doi.org/10.15828/2075-8545-2023-15-3-274-284

**CC BY 4.0** 

# Акустооптический затвор для стеклопакетов

Ольга Аркадьевна Денисова 🕞



Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа, Россия Автор, ответственный за переписку: e-mail: denisovaolga@bk.ru

АННОТАЦИЯ: Введение. Применение жидких кристаллов привлекательно для решения технических задач из-за малости габаритов устройств, малой потребляемой мощности, простоты конструкции, дешевизны, легкой управляемости жидкими кристаллами различными внешними полями. Под действием механического сдвига слой жидкого кристалла деформируется, вследствие чего возникает поверхностная поляризация. Материалы и методы. В качестве материалов использовались нематические жидкие кристаллы толщиной 10-100 мкм с гомеотропной ориентацией молекул: n-метоксибензилиден n-бутиланилин; 4-октил-4-цианобифенил; нитрофенилоктилоксибензоат; цианофениловый эфир гептилбензойной кислоты. Методы. Экспериментальная установка состояла из зарядочувствительного усилителя с большим входным сопротивлением 10 ГОм и селективным усилителем (2 МОм). Конструкция усилителя позволяла подавать на его вход постоянное напряжение до 100 В, а также линейное и синхронное детектирование сигналов, которые далее поступали на АЦП, осуществляющий их запись. Результаты и обсуждение. Рассматривалось поведение индуцированных на поверхности жидкого кристалла зарядов за счет внутренних механизмов молекулярно-ориентационной поляризации в зависимости от величины и направления внешнего электрического поля. Для этого помещали слой ЖК (МББА) в электрическое поле. Зависимости первой  $U_{to}$  и второй  $U_{2\omega}$  гармоник при приложении положительного потенциала к деформируемой пластине достигают меньших значений, чем при отрицательном. Электрическое поле при положительном потенциале стабилизирует молекулы поляризованного слоя, а при отрицательном делает его менее устойчивым, что приводит в одном случае к уменьшению угла наклона на поверхности, а в другом – к увеличению, которое ведет к возрастанию второй гармоники. При слабых граничных условиях в объеме НЖК возникает полярная деформация. При приложении поля к гомеотропному слою НЖК (ЦФЭГБК) величина второй гармоники  $U_{20}$  линейно растет от напряжения  $U_{2}$  вплоть до достижения «насыщения», которое обусловлено возрастанием стабилизирующего диэлектрического момента над вязкоупругим. При небольших полях ( $E \le 10^4$  B/cm) величина  $U_{20}$  сначала возрастает, а затем уменьшается вследствие увеличения угла наклона директора относительно нормали к поверхности. При малых поляризующих напряжениях  $U_c \le 15$  В (ЦФЭГБК) зависимость  $U_{1\omega}$  аппроксимируется степенной функцией типа  $U_c^3$ , при  $U_{c}>>$  15 В вторая гармоника  $U_{2\omega}$  зависит как  $U_{c}^{-1}$ . При малых напряжениях смещения положения минимумов величин первой  $U_{1\omega}$  и второй  $U_{2\omega}$  гармоник (для МББА и ЦФЭГБК) не совпадает с нулевой точкой по оси абсцисс при  $U_c=0$ . Величины гармоник  $U_{10}$  и  $U_{20}$  имеют максимум в том случае, когда на подвижный электрод подается положительный потенциал. В области положительных напряжений смещения молекулы стабилизируются, а при отрицательных напряжениях молекулы менее устойчивы к ориентационным возмущениям. Величина второй гармоники  $U_{200}$  резко уменьшается с частотой возмущения. Заключение. Полученные результаты исследований можно использовать при разработке датчиков давления, сейсмодатчиков для зданий и сооружений, модуляторов света, а также акустооптического затвора для стеклопакетов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: жидкие кристаллы, флексоэлектрический эффект, акустооптических эффект, флексоэлектрическая поляризация, ориентационный переход, оптический затвор.

ДЛЯ ЦИТИРОВАНИЯ: Денисова О.А. Акустооптический затвор для стеклопакетов // Нанотехнологии в строительстве. 2023. T. 15, № 3. C. 274–284. https://doi.org/10.15828/20758545-2023-15-3-274-284. – EDN: DUYMVK.

# **ВВЕДЕНИЕ**

есмотря на многообразие уже существующих ↓ устройств на жидких кристаллах (ЖК), учеными всего мира продолжается поиск в решении научных теоретических и экспериментальных задач, инженерных проектов по разработке систем отображения информации нового поколения, а также оптических приборов. Применение жидких кристаллов привлекательно в этом смысле из-за малости габаритов устройств, малой потребляемой мощности, простоты конструкции, дешевизны, легкой управляемости жидкими кристаллами различными внешними полями (механическим, электрическим, магнитным, термическим).

© Денисова О.А., 2023

274 http://nanobuild.ru info@nanobuild.ru

Жидкие кристаллы используют в качестве матрицы для допирования различными нанодобавками [1, 2], используя эффект «гость-хозяин», которые изменяют физические и химические свойства рабочего вещества. Идет поиск вариантов по качеству поверхности электродов и их обработке для создания светофильтров, регуляторов интенсивности света, светоориентируемых линз [3], изучается одновременное влияние, например, электрического и магнитного полей [4]. В работе [5] рассматривалось формирование молекулярного кристалла в объеме HЖK в окрестности p-n перехода, двойным лучепреломлением которого можно управлять электрическим полем. Исследователи находятся в поиске новых пьезоэлектрических материалов и эффектов для создания датчиков, преобразователей, частотных регуляторов [6]. В статье [7] теоретически исследуются условия образования пространственно-модулированных фаз вследствие воздействия флексопары в конденсированных средах и жидких кристаллах. Компьютерное моделирование показало общие особенности ферроиков и жидких кристаллов. В обоих веществах формируются пространственно-модулированные структуры. Схожие свойства дадут более широкие возможности с точки зрения практического использования этих веществ. В работах [8, 9] изучался прямой флексоэлектрический эффект в окрестности фазового перехода из нематической фазы в изотропную, а также параметры, влияющие на характер флексоэлектрической поляризации. В [10] авторы исследовали ориентационную неустойчивость директора жидкого кристалла в плоской флексоэлектрической ячейке в постоянном электрическом поле, приложенном перпендикулярно к поверхности ячейки. Обнаружено, что при квадратичном воздействии электрического поля ориентационная неустойчивость является пороговой, но беспороговой при линейном воздействии. Используя упругие свойства ЖК и внося в его объем добавки, исследовали связь флексоэлектричества и механотрансдукции [11]. Жидкие кристаллы используются при поиске решения ряда прикладных и фундаментальных задач [12—37], что обосновано экономической и технологической составляющими.

Таким образом, анализ научных работ последних лет показывает интерес к вопросу исследования явлений и эффектов, связанных с флексоэлектричеством в жидких кристаллах и в сходных по свойствам материалах. Под действием механического сдвига слой жидкого кристалла деформируется, вследствие чего возникает поверхностная поляризация. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования влияния электрического поля на эту поверхностную поляризацию. Статья посвящена не только вопросу изучения флексоэлектричества в конденсированных средах, но и предлагается использовать флексоэлектрических эффект для создания акустооптического затвора на жидких кристаллах для стеклопакетов, когда при одной ориентации молекул жидкого кристалла световой поток проходит через ячейку, а при другой нет. Также полученные результаты актуальны для внедрения и разработки устройств памяти, в наноэлектронике и ЖК-мониторах нового поколения.

# МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

#### Материалы

Использовались жидкие кристаллы с гомеотропной ориентацией директора: n- метоксибензилиден — n-бутиланилин (МББА) с  $\epsilon_{\alpha} < 0$ ; 4- октил — 4-цианобифенил (ОЦБ) с  $\epsilon_{\alpha} > 0$ ; нитрофенилоктилоксибензоат (НФООБ) с  $\epsilon_{\alpha} > 0$ ; цианофениловый эфир гептилбензойной кислоты (ЦФЭГБК) с  $\epsilon_{\alpha} > > 0$ , которые находились в нематической фазе. Основные параметры жидких кристаллов представлены в табл. 1.

 Таблица 1

 Основные физические параметры жидких кристаллов

Жидкий кристалл	Температура мезофазы, °С	e <sub>11</sub> , 10 <sup>-4</sup> ед. СГСЕ/ см	e <sub>33</sub> , 10 <sup>-5</sup> ед. СГСЕ/ см	Дипольный момент, <i>p</i> , D	Диэлектриче- ская анизотро- пия, $\varepsilon_{\alpha}$
цианофениловый эфир гептилбен- зойной кислоты (ЦФЭГБК)	K <u>45</u> ° N <u>56</u> ° I	5,5	3	~4,5	~19
нитрофенилоктилоксибензоат (НФООБ)	K <u>45</u> ° A 61° N 68º I	5,0	1,0	~4,1	>0
n-метоксибензилиден-n- бутиланилин (МББА)	K <u>18</u> ° N <u>42</u> ° I	4,5	10 <sup>2</sup>	~2,6	~-0,56
4 — октил — 4-цианобифенил ОЦБ	K <u>22,5</u> ° C <u>34</u> ° N <u>41,3</u> ° I	6,0	1,0	~5,0	~9

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ

### Методы

Ячейка представляла собой плоский конденсатор, она собиралась из двух пластин, между которыми помещался исследуемый ЖК. Одна из пластин была тонкой, она соединялась с источником колебаний при помощи волновода длиной около  $10 \, \text{см}$  и толщиной  $0,5 \, \text{мм}$ . Частотный диапазон колебаний — от  $20 \, \Gamma$ ц до  $20 \, \text{к} \Gamma$ ц. В нашем случае частота воздействия была  $1 \, \text{к} \Gamma$ ц. Толщину ЖК можно было изменять с помощью микрометрического винта (толщина слоев h от  $10 \, \text{до} \, 100 \, \text{мкм}$ ). Ячейка помещалась в термостат для поддержания необходимой температуры, которая контролировалась термопарой [35].

Для экспериментального исследования влияния электрического поля на поляризацию, индуцированную акустическим воздействием, была собрана экспериментальная установка (рис. 1).

Основным элементом ее регистрирующей части является усилительный тракт, состоящий из зарядочувствительного усилителя с большим входным сопротивлением 10 ГОм и селективным усилителем (2 МОм). Зарядочувствительный усилитель в исследуемом диапазоне частот имел коэффициент усиления  $2 \cdot 10^2$ , а также относительно малый уровень шумов порядка 50 мкВ. В нем предусмотрена возможность подачи на образец поляризующего напряжения смещения  $U_{\rm c}$  в пределах от 0 до  $2 \cdot 10^3$  В. Селективный усилитель позволяет регистрировать электрические сигналы в диапазоне  $20-10^5$  Гц, нижний уровень которых составляет  $4 \cdot 10^{-2}$  мкВ, а верхний 1 В. Конструкция усилителя позволяет подавать на его вход

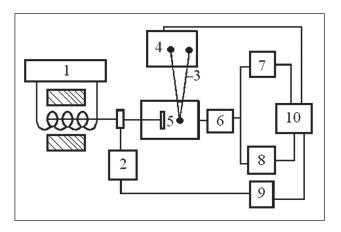


Рис. 1. Блок—схема экспериментальной установки: 1—звуковой генератор; 2—селективный вольтметр; 3—дифференциальная термопара; 4—микровольтметр постоянного тока; 5—термостат с ЖК-ячейкой; 6—предварительный зарядочувствительный усилитель; 7 и 8—селективные усилители; 9—измеритель разности фаз; 10—аналоговый преобразователь

постоянное напряжение до 100 В, а также линейное и синхронное детектирование сигналов, которые далее поступают на АЦП, осуществляющий их запись. В случае необходимости одновременного анализа и исследования спектрального состава изучаемого сигнала используются два тракта, каждый из которых независимо друг от друга позволяет обрабатывать спектральные гармоники.

Перейдем теперь к анализу процесса измерения электрических сигналов по вышеописанной методике. Так как исследуемые анизотропные молекулярные жидкости — жидкие кристаллы — являются слабыми электролитами (несовершенными диэлектриками) и обладают достаточно высокой примесной проводимостью σ, то она будет существенно влиять на процесс измерения величины сигналов, индуцируемых ориентационными возмущениями.

Рассмотрим диэлектрик со средней диэлектрической проницаемостью  $<\epsilon>$  и проводимостью  $\sigma$ . Допустим, что вследствие каких-либо причин в его объеме возник заряд плотностью  $\sigma$ , который скомпенсирован собственным механизмом проводимости за характерное время  $\tau = <\epsilon>\epsilon_o$   $\sigma^{-1}$  [34]. В случае ЖК процесс компенсации и переноса заряда определяется физико-химическим механизмом диссоциации и рекомбинации ионов примесной проводимости. В слабых электрических полях, когда время прохода ионов между электродами:

$$\tau = 2\eta(\mu_{+} + \mu_{-})^{-1} E^{-1}, \tag{1}$$

(где h — толщина слоя ЖК;  $\mu_+$  и  $\mu_-$  — подвижности носителей заряда; E — напряженность поля) значительно больше времени рекомбинации, вольтамперная характеристика жидкого кристалла является линейной от поля, поэтому говорят о константе электропроводности  $\sigma$ .

Если в результате ориентационного возмущения слоя ЖК генерируется поляризация P, то для заряда  $Q = \int P \, dS$ , индуцируемого на обкладках конденсатора, эквивалентного ячейке с емкостью, можно записать релаксационное уравнение:

$$dQ/d\tau = \mathcal{E}/R - Q/C,\tag{2}$$

где  $\mathcal{E}$  — возникающая ЭДС; R — омическое сопротивление ЖК;  $\tau = \langle \varepsilon \rangle$   $\varepsilon_{_{0}}$   $\sigma^{-1}$  — время релаксации. Положим, что  $\langle \varepsilon \rangle = \mathcal{E}(\omega)$   $\mathcal{E}^{_{lost}}$  и  $Q = Q_{_{00}}$   $\mathcal{E}^{_{lost}}$ , тогда для  $Q_{_{00}}$  получим решение:

$$Q_{\omega} = \tau / (P \delta_{\omega} (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1}), \tag{3}$$

где  $\mathbf{8}_{\omega}$  — величина ЭДС, определяемая механизмом поляризации и зависящая от частоты возмущения.



Таким образом, в действительности будет измеряться величина:

$$\mathcal{E}' = \omega \tau \mathcal{E}(\tau) / (1 + \omega^2 \tau^2). \tag{4}$$

Из последнего выражения следует, что при малых частотах  $\omega << \tau-1$  измеряемая ЭДС определяется как  $\mathcal{E}' = \omega \tau \, \mathcal{E}(\tau)$ , что отражает процесс маскировки поляризации ЖК ионами проводимости.  $\omega \geqslant \tau^{-1}$  ЭДС определяется так  $\mathcal{E}' \sim \mathcal{E}/\omega \tau$ , это соответствует диэлектрическим потерям, возрастающим с увеличением частоты возбуждения.

# РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Будем рассматривать поведение индуцированных на поверхности жидкого кристалла зарядов за счет внутренних механизмов молекулярно-ориентационной поляризации в зависимости от величины и направления внешнего электрического поля E. Для этого поместим слой ЖК ( $\varepsilon_{a} < 0$ ) с начальной гомеотропной ориентацией, например, МББА в электрическое поле. В этой ситуации, когда директор n и электрическое поле E колинеарны, как известно [34], происходит ряд структурно-фазовых превращений типа эффекта Фредерикса, электрогидродинамической неустойчивости (ЭГДН). Следует ожидать, что ориентационные переходы и непосредственно электрическое поле будет влиять на величину и поведение регистрируемых гармоник  $U_{1\omega}$  и  $U_{2\omega}$ , по крайней мере, по двум причинам: во-первых, при изменении ориентации (появление наклона директора к поверхности) возникает вклад в общую поляризацию bend-деформации (флексокоэффициент  $e_{33}$ ), который имеет несколько большее значение, чем  $e_{11}$  [36]; во-вторых, электрическое поле поляризует среду. Действительно, при увеличении поляризующего напряжения  $U_{\rm c}$  на обкладках ячейки, представляющей конденсатор, происходит сначала увеличение величин сигналов гармоник  $U_{1\omega}$  и  $U_{2\omega}$ , а затем они после достижения минимума выходят на линейный участок зависимости от поля, который обусловлен конденсаторным эффектом. Необходимо учесть этот вклад в зависимостях, он появляется вследствие изменения толщины слоя ЖК при периодических колебаниях одной из поверхностей ячейки. Его можно измерить экспериментально, переводя мезофазу в изотропное состояние. При этом данная величина будет зависеть от амплитуды колебания пластины а и усредненной диэлектрической проницаемости  $\langle \varepsilon \rangle = (\varepsilon_{\parallel} + 2\varepsilon_{\perp})/3$  и слабо отличаться от аналогичной величины в мезофазе.

Проанализируем зависимости гармоник  $U_{1\omega}$  и  $U_{2\omega}$  от поля (рис. 2). Отметим сразу, что их значения чувствительны к направлению электрического поля,

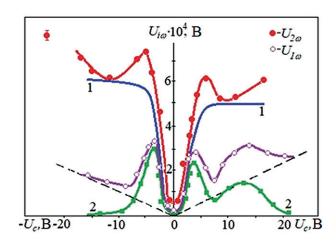


Рис. 2. Зависимости величин первой  $U_{1\omega}$  и второй  $U_{2\omega}$  гармоник от напряжения смещения  $U_c$ :  $1-U_{2\omega}$  без вклада конденсаторного эффекта;  $2-U_{1\omega}$  (пунктирная прямая — вклад конденсаторного эффекта; МББА  $\varepsilon_{\alpha}$ <0 a=0,2 мкм; h=15 мкм;  $\omega=1$  кГц)

то есть при приложении положительного потенциала к деформируемой пластине гармоники достигают меньших значений, чем при отрицательном.

Это связано с двумя причинами. С одной стороны, электрическое поле при положительном потенциале стабилизирует молекулы поляризованного слоя (они в МББА направлены отрицательным концом к поверхности [34]), а при отрицательном делают его менее устойчивым, что приводит в одном случае к уменьшению угла наклона на поверхности, а в другом — к его увеличению, которое ведет к росту второй гармоники). С другой стороны, как показано в [36], при слабых граничных условиях в объеме НЖК может реализоваться полярная деформация. В данном случае подобная ситуация имеет место за счет неэквивалентности поверхностей, которая возникает в результате индуцирования акустическими возмущениями и электрическим полем поверхностных углов  $\theta_{\rm g}(-E,a) \neq \theta_{\rm s}(E,a)$ . Кроме того, сигналы  $U_{\rm loo}$ и  $U_{20}$  независимо от полярности поля достигают своего максимума в окрестности перехода Фредерикса. Уменьшение затем сигналов является следствием развития ЭГД-неустойчивости, структура жидкого кристалла становится мелкодисперсной с волновым вектором  $q'>>q_{2,3}$   $(q_{2,3}-$  вектор, определяющий ориентационную деформацию), что ведет к подавлению флексоэффекта.

Наряду с рассмотренными причинами изменения значений гармоник  $U_{i\omega}$  за счет реориентационных механизмов необходимо, по-видимому, учитывать поляризационные эффекты усиления регистрируемых сигналов. В этом случае наведенная ориентационная молекулярная поляризация регистрируется в результате периодической ее модуляции в объеме.

Подобный эффект может быть зарегистрирован при отсутствии паразитных явлений типа перехода Фредерикса и ЭГДН. Это возможно в ЖК с большой анизотропией диэлектрической проницаемости ( $\varepsilon_{\alpha} >> 0$ ). Причем, пользуясь аналогией с поверхностной поляризацией, наибольшая величина регистрируемого сигнала должна наблюдаться на второй гармонике, так как  $U_{2\omega} \sim P_{\nu} < \theta_d^{\ 2} > \exp(i2\omega t)$  ( $P_{\nu}$  — объемная поляризация). Исследования подтверждают это предположение: соотношение между гармониками  $U_{1\omega}^{\rm max}$ :  $U_{2\omega}^{\rm max} << 1$  имеет место во всех изучаемых нематических жидких кристаллах (НЖК). В противоположность этому в смектических жидких кристаллах A- и C-типа  $U_{2\omega} \sim U_{1\omega}$ , то есть  $U_{2\omega}$  гораздо меньше, чем в нематиках.

Проанализируем подробнее поведение гармоник  $U_{\text{i}\omega}$  в электрическом поле. При приложении поля к гомеотропному слою НЖК, например, ЦФЭГБК ( $h=15\,\text{мкm};\,a=\text{const};\,\omega=1\,\text{к}\Gamma\text{ц}$ ) величина  $U_{\text{2}\omega}$  линейно растет от напряжения  $U_{\text{c}}$  вплоть до достижения «насыщения» (рис. 3), которое обусловлено возрастанием стабилизирующего диэлектрического момента над вязкоупругим.

Соответственно, величина  $U_{2\omega}$  при этом в  $1,5\cdot 10^3-2\cdot 10^3$  раз больше, чем без электрического поля. Если рассматривать зависимости  $U_{2\omega}$  от амплитуды возмущения a при фиксированных значениях электрического поля (рис. 4), то следует отметить, что при небольших полях ( $E\leqslant 10^4$  B/cм) сначала величина  $U_{2\omega}$  возрастает, а затем уменьшается вследствие увеличения угла наклона директора относительно нормали к поверхности и перехода к турбулентному движению в слое. При относительно больших полях  $E\leqslant 5\cdot 10^4$  B/см такое состояние не достигается.

Величина сигнала  $U_{2\omega}$  в этом случае имеет значение ~1 В (a ~ 1 мкм). В нематической фазе НФООБ и ОЦБ вторая гармоника  $U_{2\omega}$  имеет приближенно тот же порядок (рис. 4), хотя в цианобифениле несколько выше, что объясняется, по-видимому, большим дипольным моментом у составляющих его молекул.

Таким образом, в результате приложения электрического поля к гомеотропному слою НЖК в объеме кристалла растет поляризация, факт наличия которой регистрируется посредством ориентационной модуляции и измерения наведенных на проводящих подложках зарядов.

Для исключения альтернативных объяснений возникновения и возрастания  $U_{2\omega}$  в полях проводились исследования ее поведения от проводимости о (механизм ориентационной поляризации — ее анизотропной части), диэлектрической анизотропии  $\varepsilon_{\alpha}$  и толщины жидкокристаллического слоя h. Модельные эксперименты проводились на ЦФЭГБК и его смесях с НЖК МББА. При допировании ионными добавками величина сигнала  $U_{2\omega}$  уменьшается вследствие, по-видимому, экранизирующего эффекта. Значит, вклад этого механизма пренебрежимо мал (рис. 5 а).

Изменяя анизотропию смесей  $\varepsilon_{\alpha} > 0$  от 20 до 0.05, проводили измерения величины  $U_{2\omega}$  при одних и тех же поляризующих напряжениях и возмущении a в зависимости от величины  $\varepsilon_{\alpha}$  (рис. 5 б).

Сигнал, обусловленный диэлектрическим механизмом в этом случае будет  $U_{2\omega} \sim \epsilon_\parallel E < \theta_d^2 > / \epsilon_\perp$ . Согласно этому соотношению, при большой анизотропии  $\epsilon_\alpha$  функциональная зависимость  $U_{2\omega}(\epsilon_\alpha)$  (при E= const) выходит на асимптотику — прямую, параллельную оси абсцисс  $\epsilon_\alpha$ , а при малых  $\epsilon_\alpha << 1$  величина

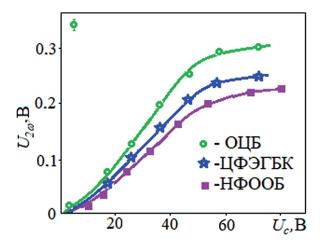


Рис. 3. Полевые зависимости второй гармоники  $U_{2\omega}$  в НЖК с  $\varepsilon_{\alpha}>>0$  ( $a\approx0,3$  мкм; h=15 мкм; ОЦБ при  $T_{N}=35$ °C; ЦФЭГБК при  $T_{N}=48$ °C; НФООБ при  $T_{N}=63$ °C)

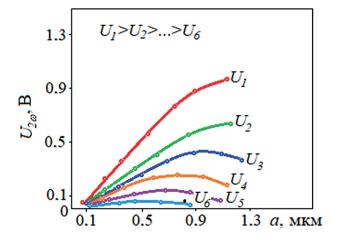
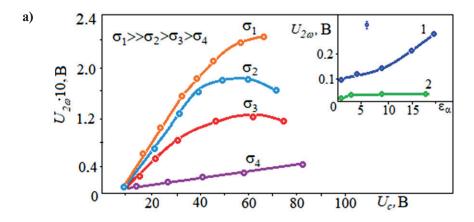


Рис. 4. Зависимости величины второй гармоники  $U_{2\omega}$  от амплитуды воздействия при различных поляризующих напряжениях:  $U_{I}=90~\mathrm{B};~U_{2}=60~\mathrm{B};~U_{3}=40~\mathrm{B};~U_{4}=30~\mathrm{B};~U_{5}=20~\mathrm{B};~U_{6}=10~\mathrm{B}~(h=15~\mathrm{MKM})$ 



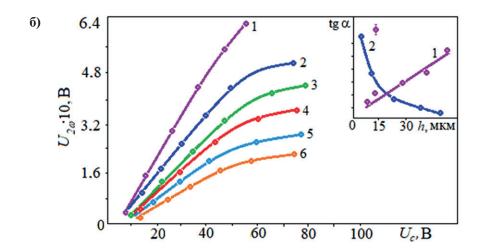


Рис. 5. а) Полевые зависимости второй гармоники  $U_{2\omega}$  (ЦФЭГБК) при различной начальной проводимости образцов  $\sigma$  ( $a\sim0,3$  мкм; h=15 мкм); на вставке — зависимости  $U_{2\omega}$  от величины диэлектрической анизотропии  $\varepsilon_{\alpha}$  (1-9ксперимент; 2-теория); б) полевые зависимости второй гармоники  $U_{2\omega}$  (ЦФЭГБК) при различных толщинах пленок ЖК ( $1-h_{_1}=70$  мкм;  $2-h_{_2}=55$  мкм;  $3-h_{_3}=45$  мкм;  $4-h_{_4}=30$  мкм;  $5-h_{_5}=15$  мкм;  $6-h_{_6}=10$  мкм); на вставке — зависимости тангенса угла наклона кривой  $U_{2\omega}$  ( $U_{\rm c}$ ) от толщины h (1-9ксперимент; 2-теория)

сигнала будет стремиться к нулю, как изображено на рис. 5 б. В противоположность этому на практике величина сигнала  $U_{2\omega}$  при  $\varepsilon_{\alpha} << 1$  не стремится к нулю, а при  $\varepsilon_{\alpha} >> 1$  не выходит на упомянутую асимптотику. Но очевидно, что вклад диэлектрической проницаемости не равен нулю и по оценкам составляет порядка 10-15% от регистрируемого значения  $U_{2\omega}$ . Результаты проведенных измерений величины второй гармоники от толщины слоя НЖК (рис. 5 б) показали, что тангенс угла наклона зависимости  $U_{2\omega}$  к оси абсцисс  $U_c$  увеличивается с толщиной h, тогда как при механизме диэлектрической модуляции величина  $tg\alpha \sim h^{-1}$  (так как  $U_{2\omega} \sim E = U/h$ , то  $tg\alpha \sim U_{2\omega}/U \sim h^{-1}$ ).

Обсудим теперь поведение первой гармоники в электрическом поле. Подробно изучен ЦФЭГБК. Зафиксируем амплитуду возмущения, например,

 $a \sim 0.3$  мкм и проанализируем при этой деформации зависимость  $U_{10}(U_c)$  (рис. 6).

При малых поляризующих напряжениях  $U_{\rm c} \leqslant 15~{\rm B}$  ( $h=15~{\rm mkm}$ ) зависимость  $U_{{\rm 1}_{0}}$  аппроксимируется степенной функцией типа  $U_{c}^{n}$  (где  $n \sim 3$ ); при  $U_{\rm c} >> 15~{\rm B}$  вторая гармоника  $U_{{\rm 2}_{0}}$  зависит как  $U_{\rm c}^{-1}$ . Качественно такое поведение можно объяснить изменением амплитуды колебания директора, что следует из формулы для разности фаз:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-h/2}^{h/2} \Delta n(z) dz = \frac{2\pi h}{\lambda} < \Delta n(z) >, \tag{5}$$

где  $<\Delta n(z)>$  — усреднение по толщине слоя кристалла; h — толщина ЖК;  $\lambda$  — длина волны света.

Если учесть в исходных уравнениях слагаемое, описывающее действующее поле  $\varepsilon_{\alpha}(En)^2/4\pi$ , тогда

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ

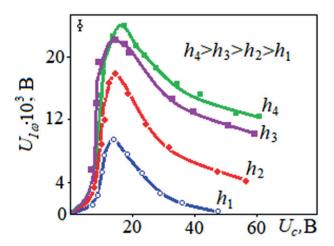


Рис. 6. Полевые зависимости первой гармоники  $U_{1\omega}$  при различной толщине образцов h (a= const,  $\omega=1$  кГи):  $h_{_{1}}=15$  мкм;  $h_{_{2}}=30$  мкм;  $h_{_{3}}=45$  мкм;  $h_{_{4}}=55$  мкм (ЦФЭГБК)

для амплитуды девиации директора ЖК можно приближенно записать [34]:

$$\theta_{d} \sim \frac{\varepsilon_{\alpha} E^{2} A(v)}{(\gamma \omega)^{2} + \left(\frac{\varepsilon_{\alpha} E^{2}}{4\pi}\right)^{2}},\tag{6}$$

где A(v) — функция скорости колебания одной из поверхностей и объемных градиентов v(z, r).

В этом случае величина сигнала первой гармоники  $U_{\text{l}\omega}$  пропорциональна толщине ЖК и углу девиации его директора  $U_{\text{l}\omega} \sim e_{\text{l}1}h\theta_d$ , то есть при условии  $\gamma\omega >> \varepsilon_\alpha E^2/4\pi$  (малые поля) будем иметь степенную зависимость  $U_{\text{l}\omega} \sim U_{\text{c}}^{-3}$ . В случае, когда  $\gamma\omega < \varepsilon_\alpha E^2/4\pi$ , имеем  $U_{\text{l}\omega} \sim U_{\text{c}}^{-1}$ .

Таким образом, в малых полях величина сигнала растет за счет усиления амплитуды колебания директора, но при некотором критическом поле  $E = (4\pi\gamma\omega/\epsilon_{\alpha})^{1/2}$  происходит его подавление, так как слой стабилизируется постоянным электрическим полем.

Ранее было установлено [8, 9, 12, 13, 16, 22, 25, 28], что при периодических сдвиговых колебаниях одной из ограничивающих жидкий кристалл подложек в слое кристалла возникает ЭДС, обусловленная как механизмом флексоэлектрической поляризации, так и механизмом модуляции поверхностной поляризации акустическими колебаниями. В данной статье будем рассматривать влияние внешнего электрического поля E на поведение первой  $U_{1\omega}$  и второй  $U_{2\omega}$  гармоник, индуцируемых сдвигом. В общем случае поведение первой гармоники в изучаемых веществах аналогично поведению  $U_{1\omega}$ , возбужденной изгибными колебаниями одной из поверхностей жидкого кристалла. Однако имеются в полевых зависимостях  $U_{1\omega}$  и свои специфические особенности, связанные

с симметрией возмущения и его пространственной локализацией.

Согласно решению для распределения угла отклонения директора от нормали к ячейке  $\theta$  по координате в z общем виде можно записать:

$$\theta = \frac{\rho v_o}{\eta_1 q} \exp\left[-\frac{\sqrt{2}}{2}q(z-S)\right] \cos\left[\frac{\sqrt{2}}{2}q(z-S)\right] \cos\omega t, (7)$$

где  $\eta_1$  — коэффициент вязкости; q — реальная часть корней характеристического уравнения;  $\rho$  — плотность заряда; S — расстояние, на котором директор отклоняется от положения равновесия;  $\omega$  — частота колебаний;  $\upsilon_0$  — скорость при z=0.

Колеблющийся электрод является источником быстро затухающей упруго-вязкой волны с волновым вектором  $|q| > h^{-1}$  (h — толщина реально изучаемых слоев  $10 \le h \le 100$  мкм). Например, в НЖК МББА при начальной гомеотропной ориентации молекул в объеме слоя ЖК распространяется возмущение с волновым вектором  $|q| \sim 3 \cdot 10^3$  см $^{-1}$ , что составляет пространственный масштаб их локализации порядка  $3 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-4}$  см, а это значение меньше толщины жидкого кристалла ( $h \approx 20$  мкм). Отсюда следует, что при слабых граничных условиях можно считать, что основную роль будут играть ориентационные поверхностные возмущения.

Рассмотрим полевые зависимости первой  $U_{1\omega}$  и второй  $U_{2\omega}$  гармоник при малых напряжениях смещения, например, в нематических жидких кристаллах МББА и ЦФЭГБК (рис. 7), причем будем варьировать знак поля относительно направления градиента колебательной скорости  $\partial v_{\rm x}/\partial z$ . Этот гра-

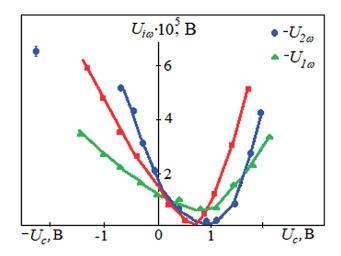


Рис. 7. Полевые зависимости величин первой  $U_{1\omega}$  и второй  $U_{2\omega}$  гармоник при малых поляризующих напряжениях (сплошные линии — МББА при  $T_{_N}=24^{\circ}\mathrm{C};$  пунктирные линии — ЦФЭГБК при  $T_{_N}=48^{\circ}\mathrm{C})$ 

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ

диент не параллелен вектору нормали к поверхности колеблющейся пластины—подложки.

Отметим, что положение минимумов величин первой  $U_{1\omega}$  и второй  $U_{2\omega}$  гармоник не совпадает с нулевой точкой по оси абсцисс, когда  $U_{\rm c}=0$ . Величины гармоник  $U_{1\omega}$  и  $U_{2\omega}$  имеют максимум тогда, когда на подвижный электрод подается положительный потенциал. Отметим также, что характерное поляризующее напряжение  $U_{\rm c} \sim +1$  В, при котором значения гармоник  $U_{1\omega}$  и  $U_{2\omega}$  минимальны.

Обсудим поведение составляющих гармоник  $U_{i\omega}$  в рамках подхода, обозначенного ранее. Для этого разберем сначала поведение второй гармоники сигнала  $U_{2\omega}$ . В отсутствие поля величина второй гармоники согласно формуле

$$U_{2\omega} = \int_0^h P_s(z)(\vec{n}) \langle \theta_d^2 \rangle dz = P_s S \langle \theta_d^2 \rangle \cos \langle \theta_o \rangle = U_s \cos \langle \theta_o \rangle \langle \theta_d^2 \rangle, \tag{8}$$

(где  $P_s$  — величина поверхностной поляризации;  $U_s = P_s S$  — падение напряжения на поверхностном слое;  $<\theta_o>$  — среднее значение стационарного угла наклона директора;  $<\theta_d^2>$  — квадрат среднего значения угла, характеризующего осцилляции директора) пропорциональна углу наклона директора на поверхности  $<\theta_o>$  и величине поверхностной поляризации  $P_s$ , вектор которой имеет определенное направление относительно подложки. Последнее и является причиной асимметрии в полевой зависимости  $U_{200}$ .

В случае если направление внешнего поля совпадает с направлением поверхностной поляризации, то общий регистрируемый сигнал:

$$U_{2\alpha} \sim S_{ad} P_s < \theta_d^2 > - P_V S^{-2} < \theta_d^2 >,$$
 (9)

где  $S_{_{9\Phi}}$  — эффективная толщина поверхностной поляризации;  $P_{_V}$  — индуцированная внешним полем ориентационная поляризация.

Или можно записать проще:

$$U_{2m} \sim U_s < \theta_d^2 > -U_n (Sh)^{-1} < \theta_d^2 >.$$
 (10)

Отсюда ясно, что при возрастании внешнего поляризующего напряжения величина второй гармоники  $U_{2\omega}$  будет иметь минимум. В противоположном случае, когда  $P_s$  и  $P_{\nu}$  имеют одно и то же направление, сигнал  $U_{2\omega}$  увеличивается, что подтверждается экспериментом.

В частности, этот результат позволяет определить направление ориентации молекул поверхностного слоя — поверхностной поляризации — и оценить по положению минимума падение напряжения  $U_{\delta}$  на этом поляризованном слое. В случае НЖК МББА молекулы направлены своим отрицательным концом к поверхности, а величина  $U_{\varsigma} \sim 1$  В. Для НЖК

ЦФЭГБК  $U_{\rm s} \sim 0.7$  В, а молекулы этого кристалла также направлены своим отрицательным концом к поверхности.

Асимметрия сигнала первой гармоники  $U_{1\omega}$  тесным образом связана с наличием поверхностной поляризации. Решение этой задачи представляет значительные трудности и, в общем случае, нелинейно [31]. Однако можно показать, что уже в линейном приближении такая асимметрия возникает. Так как возмущение локализовано у поверхности колеблющегося электрода, то воспользуемся моментными условиями на поверхности [36]:

$$W(\langle \theta_d \rangle - \langle \theta_o \rangle) + k (\partial \langle \theta_d \rangle) / \partial z = \pm (e_{,2} + P_o) E,$$
(11)

где  $e_{33}$  — флексоэлектрический коэффициент. Знаки выбираются в зависимости от направления поля относительно подложки и направлением вектора поляризации. Считаем, что  $\theta$  мал и  $<\theta_d><< <\theta_o>$  ( $<\theta_d>$  — угол колебаний директора на поверхности). Тогда в (11) можно подставить приближенное решение типа (7), когда  $\theta_d \sim \theta_d$  exp(iqz). Отсюда получим при z=0 для угла:

$$<\theta'_{\rm d}> = \frac{W < \theta_o > \pm (e_{33} \mp P_s)E}{W + ik_a}$$
 (12)

или при  $k_a > W$ :

$$<\theta'_{\rm d}> = \left|\frac{W < \theta_o > \pm (e_{33} \mp P_s)E}{k_a}\right|.$$
 (13)

Из этого выражения следует, что величина угла колебания директора будет существенным образом зависеть от соотношения величины флексоэлектрического коэффициента  $e_{33}$ , величины поверхностной поляризации  $P_s$ , а также знака поля. То есть в одном случае ЖК-структура стабилизируется, в другом случае она менее устойчива к внешним возмущениям.

Применительно к конкретному случаю, например, к нематическому жидкому кристаллу МББА, будем иметь следующую картину. Так как дипольные молекулы направлены своим отрицательным концом к поверхности, то в случае, когда на поверхности положительный потенциал, получаем:

$$\langle \theta'_{a} \rangle \sim |W \langle \theta'_{o} \rangle + (e_{33} - P_{s})E|,$$
 (14)

а при отрицательном:

$$<\theta'_{a}> \sim |W<\theta'_{o}> + (e_{33} - P_{s})E|,$$
 (15)

Таким образом, в области положительных напряжений смещения молекулы стабилизируются, а при отрицательных напряжениях молекулы менее



устойчивы к ориентационным возмущениям, при условии  $|e_{33}| < |P_{s}|$ .

Перейдем теперь к рассмотрению поведения регистрируемых сигналов первой  $U_{1\omega}$  и второй  $U_{2\omega}$  гармоник при больших поляризующих напряжениях. Поведение первой гармоники  $U_{1\omega}$  в этом случае аналогично поведению первой гармоники, возбуждаемой при изгибных колебаниях [8, 9, 12, 16], поэтому самостоятельного интереса этот вопрос не имеет.

Остановимся подробнее на изучении влияния внешнего электрического поля на величину и изменения второй гармоники. Исследование будем проводить на примере НЖК ЦФЭГБК. Отличительной особенностью влияния электрического поля E в случае сдвиговых колебаний является то, что максимальной величины вторая гармоника  $U_{2\omega}$  достигает в низкочастотной области  $\omega \sim 100$  Гц (рис. 8), тогда как при изгибных колебаниях частотная регрессия второй гармоники начинается в килогерцовом диапазоне.

Из частотной зависимости  $U_{2\omega}(\omega)$  ( $\upsilon={\rm const}$ ) следует, что величина второй гармоники  $U_{2\omega}$  резко уменьшается с частотой возмущения (рис. 8). Например, величины второй гармоники при  $\omega \sim 100~{\rm Fg}$  и при  $\omega \sim 750~{\rm Fg}$  при данном значении напряжения смещения отличаются в  $5\cdot 10^2$  раз. Возможной причиной такого изменения является локализация ориентационного возмущения у колеблющегося электрода с увеличением частоты. Так как изначально согласно уравнению [35] разность фаз:

$$\delta = \frac{2\pi h(t)}{\lambda} < \Delta n(z, \rho_i, t) >, \tag{16}$$

(где h — толщина ЖК-слоя;  $\lambda$  — длина световой волны) волновой вектор возмущения  $|q| > h^{-1}$  и с увеличением частоты характерная область возмущения  $S \sim |q|^{-1} \sim \omega^{1/2}$  на частоте 1 к $\Gamma$ ц сможет составлять  $S \sim 10^{-4}$  см.

Последнее подтверждается исследованием частотной зависимости величины второй гармоники оптического сигнала  $I_{2\omega}/I_o$  при одновременном действии поляризующего напряжения (рис. 8). Акустооптический эффект, заключающийся в модуляции светового потока, поляризованного в свете, прошедшего через ячейку, сильно ослабляется с увеличением частоты  $\omega$ , а при частоте  $\omega \sim 1$  к $\Gamma$ ц не наблюдается

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в статье экспериментально исследовалось влияние действия электрического поля на поверхностную поляризацию, возникающую вследствие флексоэлектрического эффекта. Выявлено, что гармоники флексоэлектрического сигнала зависят от направления электрического поля, при приложении положительного потенциала к подвижной пластине они принимают меньшие значения, чем при отрицательном. При действии слабых полей величина сигнала на частоте возбуждения прямо пропорциональна амплитуде осцилляций директора жидкого кристалла и возрастает за счет ее увеличения.

Теоретически обосновано, что при слабых граничных условиях основную роль играют ориентационные поверхностные воздействия. Знак элек-

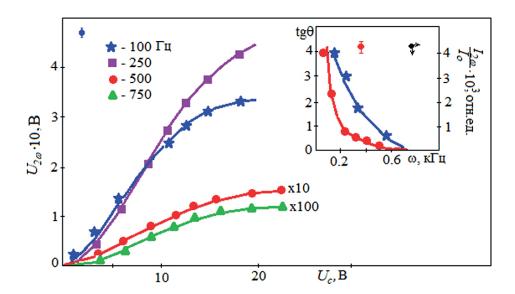


Рис. 8. Полевые зависимости величины второй гармоники  $U_{2\omega}$  при различной частоте возмущения  $\omega$  (ЦФЭГБК при  $T_N$ = 48°C); на вставке — частотные зависимости тангенса угла наклона tg $\theta$  и величины акустооптического эффекта  $I_{2\omega}/I_o$ .

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ

трического поля можно варьировать относительно направления градиента колебательной скорости. Обнаружено, что значения первой и второй гармоник принимают максимум при приложении на подвижный электрод положительного потенциала. Характерное поляризующее напряжение, при котором  $U_{\text{l}\omega}$  и  $U_{\text{2}\omega}$  гармоники минимальны, составляет  $U_{\text{c}} \sim +1$  В. Асимметрия зависимости  $U_{\text{2}\omega}$  от приложенного поля объясняется пропорциональностью углу наклона

директора на поверхности  $<\theta_o>$  и величине поверхностной поляризации  $P_s$ . Также обнаружено, что молекулы ЖК (МББА и ЦФЭГБК) направлены отрицательным концом к поверхности подложки ячейки.

Полученные результаты исследований можно использовать при разработке датчиков давления, сейсмодатчиков для зданий и сооружений, модуляторов света, а также акустооптического затвора для стеклопакетов.

### СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- 1. Osipov M.A. Theory of dielectric susceptibility of nematic nanocomposites doped with spherical nanoparticles. *Bulletin of Moscow Region State University*. *Series: Physics and Mathematics*. 2019; № 2: 14–23. Available from: https://doi.org/10.18384-2310-7251-2019-2-14-23
- 2. Prakash J., Khan S., Chauhan S., Biradar A. Metal oxide-nanoparticles and liquid crystal composites: A review of recent progress. *Journal of Molecular Liquids*. 2020; 297: 112052. Available from: https://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.112052
- 3. Kurilov A.D., Volosnikova N.I. Anisotropy of dielectric permittivity in 1-(4-hexylcyclohexyl)- 4-isothiocyanatobenzene. *Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics*. 2019; 1: 83–96. Available from: https://doi.org/10.18384-2310-7251-2019-1-83-96
- 4. Gevorkyan E.V. Dynamics of liquid crystals in variable magnetic fi elds. *Bulletin of Moscow Region State University*. *Series: Physics and Mathematics*. 2017; 4: 62–67. Available from: https://doi.org/10.18384/2310-7251-2017-4-62-67
  - 5. Kucheev S.I. Electric and induced molecular crystal in a nematic. Scientific statements. 2015; No. 11; V. 39: 201-204.
- 6. Uchino K. Advanced piezoelectric materials. *Science and Technology. Woodhead Publishing in Materials*. 2017; 1-92. Available from: https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102135-4.00001-1
- 7. Morozovska A.N., Khist V.V. Flexoelectricity induced spatially modulated phases in ferroics and liquid crystals. *Journal of Molecular liquids*. 2018; 267: 550-559. Available from: https://doi.org/10.1016/j.molliq.2018.01.052
- 8. Денисова О.А., Скалдин О.А. Прямой флексоэффект в нематике в окрестности фазового перехода. *Письма о материалах*. 2016. Т. 6, № 3 (23). 168-172. https://doi.org/10.22226/2410-3535-2016-6-168-172
- 9. Denisova O.A. Factors influencing flexoelectric polarization in liquid crystals. *Journal of Physics: Conference Series*. In the collection: "International Scientific Conference Energy Management of Municipal Facilities and Sustainable Energy Technologies". 2020; 012104. Available from: https://doi.org/10.1088/1742-6596/1614/1/012104
- 10. Yakovkin I., Lesiuk A. Director orientational instability in a planar flexoelectric nematic cell with easy axis gliding. *Journal of Molecular Liquids*. 2022; 363: 119888. Available from: https://doi.org/10.1016/j.molliq.2022.119888
- 11. Petrov A.G. Flexoelectricity and Mechanotransduction. *Current Topics in Membranes*. 2007; 58: 121-150. Available from: https://doi.org/10.1016/S1063-5823(06)58005-6
- 12. Denisova O.A. Nonlinear dynamics of liquid crystal: ultrasonic light modulator. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. 16. In collection "Dynamics of Technical Systems, DTS-2020". 2020; 012026. Available from: https://doi.org/10.1088/1757-899X/1029/1/012026
- 13. Denisova O.A. One of the scenarios of transition to the turbulent mode of the flow of liquid crystals. *Journal of Physics: Conference Series*. II International Scientific Conference on Metrological Support of Innovative Technologies (ICMSIT II-2021). 2021; 22020. Available from: https://doi.org/10.1088/1742-6596/1889/2/022020
- 14. Sukigara C., Mino Y. Measurement of oxygen concentrations and oxygen consumption rates using an optical oxygen sensor, and its application in hypoxia-related research in highly eutrophic coastal regions. *Continental Shelf Research*. 2021; 229: 104551. Available from: https://doi.org/10.1016/j.csr.2021.104551
- 15. Itoh T., Izu N. Effect of Pt electrodes in cerium oxide semiconductor-type oxygen sensors evaluated using alternating current. *Sensors and Actuators B: Chemical.* 2021; 345: 130396. Available from: https://doi.org/10.1016/j.snb.2021.130396
- 16. Denisova O.A. Application of the flexoelectric effect in liquid crystals to create acousto-optic transducers. *Journal of Physics: Conference Series. International Conference "Information Technologies in Business and Industry"*. 2019; 062004. Available from: https://doi.org/10.1088/1742-6596/1333/6/062004
- 17. Hossain F., Cracken S. Electrochemical laser induced graphene-based oxygen sensor. *Journal of Electroanalytical Chemistry*. 2021; 899: 115690. Available from: https://doi.org/10.1016/j.jelechem.2021.115690
- 18. Dong Y., Liu Z. A limiting current oxygen sensor with 8YSZ solid electrolyte and (8YSZ) 0.9 (CeO<sub>2</sub>) 0.1 dense diffusion barrier. *Journal of Alloys and Compounds*. 2021; 885: 160903/ Available from: https://doi.org/10.1016/J.JALLCOM.2021.160903

http://nanobuild.ru 283 info@nanobuild.ru



- 19. Vanderlaan M., Brumm T. Oxygen sensor errors in helium-air mixtures. *Cryogenics*. 2021; 116: 103297. Available from: https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2021.103297
- 20. Eberhart M., Loehle S. Transient response of amperometric solid electrolyte oxygen sensors under high vacuum. *Sensors and Actuators B: Chemical.* 2020; 323: 128639. Available from: https://doi.org/10.1016/j.snb.2020.128639
- 21. Shan K., Yi Z. Mixed conductivity evaluation and sensing characteristics of limiting current oxygen sensors. *Surfaces and Interfaces*. 2020; 21: 100762. Available from: https://doi.org/10.1016/j.surfin.2020.100762
- 22. Denisova O.A., Abramishvili R.L. Nonlinear orientational effect in liquid crystals to create a linear displacement sensor. *In the collection: MATEC Web of Conferences.* 2017; 02008. Available from: https://doi.org/10.1051/matecconf/201713202008
- 23. Luo M., Wang Q. A reflective optical fiber SPR sensor with surface modified hemoglobin for dissolved oxygen detection. *Alexandria Engineering Journal*. 2021; 60(4): 4115-4120. Available from: https://doi.org/10.1016/J.AEJ.2020.12.041
- 24. Luo N., Wang C. Ultralow detection limit MEMS hydrogen sensor based on SnO<sub>2</sub> with oxygen vacancies. *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2022; 354: 130982. Available from: https://doi.org/10.1016/J.SNB.2022.09.184
- 25. Denisova O.A. Application of nonlinear processes in liquid crystals in technical systems. *AIP Conference Proceedings*. *XV International Scientific-Technical Conference "Dynamics of Technical Systems"*, *DTS 2019*. 2019; 030003. Available from: https://doi.org/10.1063/1.5138396
- 26. Marland J., Gray M. Real-time measurement of tumour hypoxia using an implantable microfabricated oxygen sensor. *Sensing and Bio-Sensing Research*. 2020; 30: 100375. Available from: https://doi.org/10.1016/j.sbsr.2020.100375
- 27. Weltin A., Kieninger J. Standard cochlear implants as electrochemical sensors: Intracochlear oxygen measurements in vivo. *Biosensors and Bioelectronics*. 2022; 199: 113859. Available from: https://doi.org/10.1016/j.bios.2021.113859
- 28. Denisova O.A. Measuring system for liquid level determination based on linear electro-optical effect of liquid crystal. *In the collection: XIV International Scientific-Technical Conference "Dynamics of Technical Systems"*, *DTS 2018. MATEC Web of Conferences*. 2018; 02005. Available from: https://doi.org/10.1051/matecconf/201822602005
- 29. Akasaka S., Amamoto Y. Limiting current type yttria-stabilized zirconia thin-film oxygen sensor with spiral Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> gas diffusion layer. *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2021; 327: 128932. Available from: https://doi.org/10.1016/j.snb.2020.128932
- 30. Phan T.T., Tosa T., Majima Y. 20-nm-Nanogap oxygen gas sensor with solution-processed cerium oxide. *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2021; 343: 130098. Available from: https://doi.org/10.1016/j.snb.2021.130098
- 31. Grigoriev V.A., Zhelkobaev Zh.I., Kaznacheev A.V. Investigation of flexoelectric effect in MBBA in strong electric fields. *Phys. solid. bodies.* 1982; 24(10): 3174-3176. Available from: https://doi.org/10.1002/J.2168-0159.2014.TB00084.X
- 32. Bahadur B. *Handbook of liquid crystals. Liquid crystals: Applications and Uses.* 2014. 500 p. Available from: https://doi.org/10.1142/1013
- 33. Marcerou J.P., Prost J. Flexoelectricity in isotropic phases. *Physics Lett.* 1978; 66A (3): 218-220. Available from: https://doi.org/10.1016/0375-9601(78)90662-X
- 34. Blinov L.M. *Structure and properties of liquid crystals*. Springer: 2011. Available from: https://doi.org/10.1007/978-90-481-8829-1
- 35. Денисова О.А., Чувыров А.Н. Структурные переходы в жидких кристаллах. Влияние осциллирующих потоков и электрических полей. Саарбрюкен. 2012.
  - 36. De Gennes P. G., Prost J. The Physics of Liquid Crystals. Clarendon Press: 1993.
- 37. Денисова О.А. Жидкокристаллический оптический затвор для витражей и окон. Нанотехнологии в строительстве. 2022. 14(5). 419-429. https://doi.org/10.15828/2075-8545-2022-14-5-419-429

## ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРЕ:

**Денисова Ольга Аркадьевна** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Физика» Высшей школы информационных и социальных технологий, Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа, Россия, denisovaolga@bk.ru, https://orcid.org/0000-0001-6374-3109

## Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 14.05.2023; одобрена после рецензирования 02.06.2023; принята к публикации 05.06.2023.

http://nanobuild.ru 284 info@nanobuild.ru