

УДК 534:535

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СЖАТИЯ

© 2004 г. О. А. Капустина

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 15.05.2003 г.

Исследовано ориентационное поведение однородных планарных слоев нематических жидких кристаллов (НЖК) с открытыми и замкнутыми концами в поле деформаций сжатия, порождаемых акустическим воздействием. Установлены закономерности, определяющие связь оптического отклика НЖК (переменная составляющая оптического сигнала, его спектр) с акустическими параметрами (амплитуда колебаний, их частота, амплитуда звукового давления) и толщиной слоя. Рассмотрены факторы, ответственные за механизм и режимы акустооптического преобразования. Показано, что, варьируя толщину слоя, можно реализовать различные режимы преобразования сигналов. Обсуждается возможность построения новой модификации приемника звука на НЖК и особенности его конструирования. Отмечены ее преимущества по сравнению с уже известными приемниками звукового давления на НЖК: в частности, отсутствие ограничения на частоту принимаемого сигнала в области низких частот.

Изучение оптических свойств анизотропной жидкости, помещенной в плоский капилляр, при воздействии периодических деформаций не только представляет самостоятельный научный интерес [1–4], но и имеет практическое значение в связи с разработкой акустооптических приборов на жидких кристаллах, имеющих различное назначение [5–7]. Физические ситуации, отвечающие задачам создания разнообразных модификаций таких приборов, можно классифицировать по виду граничных условий на концах заполненного жидким кристаллом капилляра (замкнутые или открытые концы), типу деформации (сдвиг или сжатие), определяемой акустическим воздействием, исходной ориентацией молекул жидкого кристалла в слое (планарная, твист-структура, гомеотропная и т.д.). Наибольшее развитие получили исследования искажения гомеотропной макроструктуры слоя нематического жидкого кристалла (НЖК) и его оптического отклика в таких условиях, когда одна из пластин, образующих капилляр, – неподвижная, а другая совершает колебания в плоскости слоя, при этом между пластинами капилляра реализуется осциллирующий поток нематической жидкости с линейным профилем скорости [2]. Что касается изменений ориентационного состояния однородной макроструктуры НЖК при колебаниях этой пластины в направлении нормали к слою и его периодическом сжатии, эти вопросы как при гомеотропном, так и планарном расположении молекул в слое разработаны преимущественно для диапазона ультра-

звуковых частот, где длина вязкой волны в НЖК значительно меньше толщины слоя [2–9].

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования воздействия периодических деформаций сжатия на планарные макроскопически однородные слои НЖК в плоских капиллярах с различными граничными условиями на концах в той области частот, где длина звуковой λ , вязкой λ_{vis} и ориентационной λ_{or} волн соотносятся с толщиной слоя d_0 и длиной L слоя так, что выполняются следующие неравенства:

$$\lambda_{vis} \ll L \ll \lambda, \quad \lambda_{or} \ll d_0 \ll \lambda_{vis}. \quad (1)$$

Рассмотрим планарный слой НЖК в плоском капилляре с открытыми концами в системе координат с началом $x = 0, z = 0$ в центре его нижней границы и осью z , направленной по нормали к слою (рис. 1а). Слой имеет выделенную оптическую ось (директор \mathbf{n}), лежащую в его плоскости и совпадающую по направлению с осью x . Значения показателей преломления такой “пластинки” одноосного кристалла дает оптическая индикатриса, которая представляет собой эллипсоид вращения вокруг главной оси симметрии $O'O'$ [11]. В исходном невозмущенном состоянии планарный слой обладает двулучепреломлением $\Delta n = n_o - n_e$, где n_o и n_e – показатели преломления света с вектором поляризации \mathbf{E} , перпендикулярным и параллельным оптической оси, соответственно. Задаем внешнее воздействие на слой НЖК движением нижней границы капилляра в виде $\xi_z(t)|_{z=0} =$

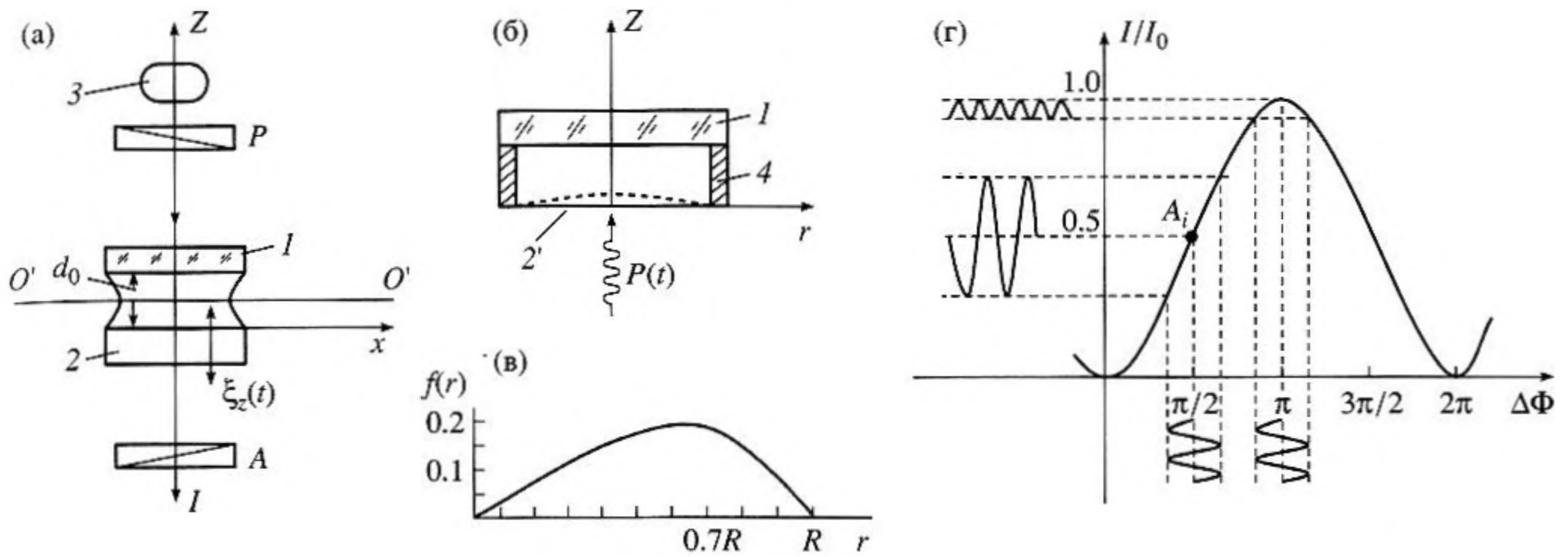


Рис. 1. Схемы экспериментов по исследованию воздействия периодической деформации сжатия на планарные слои НЖК в капилляре с открытыми (а) и замкнутыми (б) концами: 1 – пластина, 2 – подложка, 2' – мембрана, 3 – источник считывающего излучения, 4 – спейсер. Радиальное распределение скорости перемещения нематической жидкости в капилляре с замкнутыми концами, мембраной толщиной 0.1 см и радиусом 1 см; $E = 10^{11}$ Па, $\nu = 0.3$ (в); характеристика преобразования (г).

$= \xi_{0z} \sin \omega t$. Здесь ξ_z , ξ_{0z} и $\omega/2\pi$ – колебательное смещение, его амплитуда и частота колебаний.

В такой физической ситуации возможно проявление следующих эффектов:

- периодическое изменение толщины слоя $d(t) = d_0 + \xi_z(t)$, вызванное сжатием при колебаниях границы;
- периодическое растекание нематической жидкости вдоль слоя к его концам и в обратном направлении (“перетекание”);
- развитие ориентационной неустойчивости в осциллирующем потоке нематической жидкости при амплитуде колебаний, превышающей некоторое пороговое значение.

Чтобы представить общую картину явления и определить значимость влияния каждого из перечисленных факторов, проведем некоторые оценки.

Периодическое изменение толщины слоя при колебаниях одной из его границ приводит к осцилляции длины оптического пути и, как следствие, к осцилляции разности фаз интерферирующих обыкновенной и необыкновенной волн, что проявляется в осцилляциях интенсивности света на выходе системы поляризатор P – слой НЖК – анализатор А. Этот эффект можно оценить, исходя из классической формулы кристаллооптики [11], которая для рассматриваемой физической ситуации при скрещенных поляроидах P и А имеет вид

$$m = I(t)/I_0 = \sin^2 [0.5 \Delta n k_0 d(t)]. \quad (2)$$

Здесь k_0 – волновое число света, I_0 и $I(t)$ – интенсивности света, прошедшего поляризатор P и анализатор А, соответственно; вектор поляризации

света E, прошедшего поляризатор P и падающего на слой НЖК, составляет с направлением директора угол $\pi/4$. Разлагая функцию $\sin^2[\text{const}d(t)]$ в ряд Тейлора по колебательному смещению $\xi_z(t)$ и ограничиваясь членами второй степени, получаем:

$$m = I(t)/I_0 \approx \sin^2(0.5 \Delta n k_0 d_0) + 0.5 \Delta n k_0 \sin(\Delta n k_0 d_0) \xi_z(t) + 0.5 (\Delta n k_0)^2 \cos(\Delta n k_0 d_0) \xi_z^2(t) + O[\xi_z^3(t)]. \quad (3)$$

Из соотношения (3) следует, что переменная составляющая оптического сигнала может быть связана с амплитудой колебаний как линейной, так и квадратичной зависимостью, если исходная толщина слоя НЖК такова, что выполняется одно из приведенных ниже условий:

$$\cos[\Delta n k_0 d_0] = 0 \quad (4)$$

или

$$\sin(\Delta n k_0 d_0) = 0. \quad (5)$$

От толщины слоя зависит и спектральный состав оптического сигнала: либо он представлен четными m_{2i} и нечетными m_{2i+1} гармониками (при $d_{0i} \cong \pi(i + 0.5)/\Delta n k_0$), либо является суммой только четных гармоник m_{2i} (при $d_{0i} \cong \pi i/\Delta n k_0$). Отметим еще одно существенное обстоятельство, следующее из формулы (3): коэффициенты при $\xi_z(t)$ и $\xi_z^2(t)$ от толщины слоя не зависят, а определяются анизотропией НЖК и длиной волны света $2\pi/k_0$.

Второй эффект, проявляющийся в планарном слое НЖК в условиях его периодического сжа-

тия, связан с неоднородностью распределения скорости перетекания нематической жидкости по толщине слоя, что вызывает поворот директора в плоскости xz на угол $\varphi \sim \partial V_x / \partial z$, компонента скорости потока вдоль оси x равна: $V_x = [6\xi_{0z}\omega xz(d - z)/d^3]\cos\omega t$. Это приводит к периодическому изменению двулучепреломления $\Delta n(t)$ и осцилляции разности фаз обыкновенной и необыкновенной волн, при этом интенсивность света за скрещенным по отношению к вектору \mathbf{E} анализатором \mathbf{A} составляет

$$m = I(t)/I_0 = \sin^2[0.5\Delta n(t)k_0d_0]. \quad (6)$$

Из вида функции $\Delta n(t) = (n_0 - n_e)\cos\varphi(t) = (n_0 - n_e)[1 - \varphi^2(t)]$ следует: а) хотя с повышением амплитуды колебаний угол $\varphi(t)$ растет, но среднее за период значение $\Delta n(t)$ уменьшается, что приводит к ослаблению оптического эффекта, связанного с "перетеканием" нематической жидкости; б) переменная составляющая оптического сигнала, связанная с эффектом перетекания, при малых амплитудах колебаний пропорциональна ξ_{0z}^2 , а осцилляции интенсивности света происходят с удвоенной частотой; в) значение $\Delta n(t)$ связано с координатой x точки считывания оптического сигнала через скорость V_x , определяющую угол поворота директора $\varphi(t)$ при перетекании.

Согласно [1] угол $\varphi(t) = (\alpha_3 \cos\Psi/\alpha_2)\varphi_0(t)$, где Ψ – угол между директором и вектором скорости потока, α_2 и α_3 – коэффициенты вязкости Лесли, $\varphi_0(t)$ – угол поворота директора в тех же условиях перетекания, но в слое НЖК с гомеотропной ориентацией молекул. У НЖК коэффициенты вязкости Лесли таковы, что отношение α_3/α_2 составляет 0.1–0.01 [1]. Поэтому оптический эффект, связанный с осцилляцией директора, достаточно мал. Более того, из вида функции $V_x(x)$ следует, что наибольшее значение угол $\varphi(t)$ принимает на открытых концах слоя, а по мере приближения к его центру уменьшается. Это позволяет предположить, что вблизи центра должна существовать область, в пределах которой оптический эффект, обусловленный осцилляцией директора, можно не учитывать. Оценим размеры этой области в слое с осевой симметрией и радиусом R при произвольном значении угла Ψ между директором и вектором скорости потока. Оптическая разность фаз $\Delta\Phi$ обыкновенной и необыкновенной волн, сопутствующая осцилляции директора при перетекании, с учетом изменения ориентации молекул по толщине слоя равна $\Delta\Phi = 0.5\Delta n k_0 \int_0^d \varphi^2(t) dz$. Полагая $\Delta\Phi \leq 0.01$ рад и выражая угол $\varphi(t)$ через угол $\varphi_0(t) = [6R\alpha_2\xi_{0z}(d - 2z)/\gamma d^3]\sin\omega t$ [12], находим критический радиус той области R_1 , в пределах которой вклад эффекта, обусловленного перетекани-

ем нематической жидкости в модуляцию оптического излучения, минимальный:

$$R_1 \leq 0.1\gamma d^{3/2}/\alpha_3\xi_{0z}(3\Delta n k_0)^{1/2} \cos\Psi. \quad (7)$$

Эффект ориентационной неустойчивости однородной планарной макроструктуры НЖК в осциллирующих потоках различного типа неоднократно и подробно обсуждался в литературе [13, 14]. Известно, что он проявляется в образовании стационарных пространственно-модулированных структур (одномерных или двумерных) при амплитудах колебаний, превышающих некоторое пороговое значение, а его следствием является изменение пространственных характеристик светового потока при прохождении слоя НЖК. Однако это явление имеет локальный характер и, как предсказывает теория [14], в плоскости слоя существует область, в пределах которой такая неустойчивость не возникает. В общем случае радиус этой области R_2 весьма сложным образом зависит от частоты и амплитуды колебаний, угла Ψ между директором и вектором скорости потока, толщины слоя и вязкоупругих постоянных НЖК, но в рассматриваемой геометрии (рис. 1а) радиус R_2 можно оценить с помощью следующего приближенного соотношения [14]:

$$R_2 \sim d^2 [1 + K_1 K_2 / \alpha_2 \alpha_3 \omega^2 (d/2\pi)^4]^{1/2} / \xi_{0z} \sin\Psi. \quad (8)$$

Здесь K_1 и K_2 – постоянные упругости Франка, соответствующие деформациям поперечного изгиба и кручения [1].

Приведенные выше оценки относятся к физической ситуации, представленной на рис. 1а: слой НЖК в капилляре с открытыми концами. Изменение граничных условий на концах капилляра, как показывает анализ, не влияет на общую картину явления, а "набор" конкурирующих механизмов и их основных закономерностей в капилляре с замкнутыми концами сохраняются. Что касается некоторых количественных расхождений, то наиболее значимое из них связано с механизмом "перетекания" нематической жидкости. Так, в геометрии, схематично показанной на рис. 1б, слой НЖК "запрессован" между массивной пластиной 1 и гибкой мембраной 2' и помещен в звуковое поле вида $P(t) = P_0 \exp(-i\omega t)$. Давление в падающей на такую ячейку звуковой волне прогибает тонкую мембрану в середине, сжимая жидкость в центре слоя, а градиент сжатия вызывает перетекание нематической жидкости. Согласно [15], радиальное перемещение частиц жидкости в слое U_r , инициирующее поворот директора на угол $\varphi \sim \partial U_r / \partial z$, определяет соотношение

$$U_r = [36P_0 R z (d - z) / d^2 \rho c^2 (1 + 36A d / \rho c^2 R^4)] \times \quad (9) \\ \times f(r) \cos\omega t.$$

Здесь $A = EH^3/12(1 - \nu^2)$, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона материала мембраны 2', H – ее толщина, ρ и c – плотность и скорость звука в НЖК, $f(r)$ – функция, описывающая радиальное распределение U_r в ячейке (рис. 1в). Из формулы (9) следует, что в капилляре с замкнутыми концами скорость растекания нематической жидкости достигает максимального значения на расстоянии $0.7R$ от центра слоя, а не на его краях, что характерно для капилляра, концы которого открыты.

Изложенное выше позволяет разделить в эксперименте независимые конкурирующие физические эффекты (периодическое изменение длины оптического пути, осцилляции директора, ориентационную неустойчивость) и находить оптимальные условия для их регистрации. Проводя измерения в пределах области с радиусом $r < R_1$, R_2 , можно минимизировать вклад в модуляцию считывающего оптического излучения эффекта, связанного с осцилляцией директора при перетекании, исключить влияние ориентационной неустойчивости и регистрировать осцилляции интенсивности светового потока, обусловленные периодическим изменением длины оптического пути в слое. Оценим значения радиусов R_1 и R_2 при амплитуде колебаний $\xi'_{0z} = 1/\Delta nk_0$, когда глубина модуляции считывающего излучения составляет 100%, для типичных значений материальных постоянных НЖК и параметров ячейки. Полагая $\alpha_2 = -0.8$ П, $\alpha_3 = -10^{-2}$ П, $\Delta l = 0.2$, $\Psi = \pi/4$, $K_1 = 5.5 \times 10^{-7}$ дин, $K_2 = 4 \times 10^{-7}$ дин, $k_0 = 1.5 \times 10^5$ см $^{-1}$, для $\omega = 1.9 \times 10^3$ с $^{-1}$ приходим соответственно к следующим значениям R_1 и R_2 : 0.6 и 0.9 см, при толщине слоя 65 мкм и 1.4 и 3 см для слоя толщиной 100 мкм. Расчеты показывают, что при амплитуде колебаний ξ'_{0z} в пределах области с радиусом R_1 поправка, связанная с растеканием НЖК, не превышает 1% от оптического эффекта, обусловленного периодическим изменением длины оптического пути в условиях квазилинейного преобразования, определяемого соотношением (4). Существенно, что при $\xi_{0z} < \xi'_{0z}$ вклад в модуляцию от растекания еще менее значителен, так как связанный с ним эффект пропорционален ξ_{0z}^2 , а эффект, обусловленный осцилляцией длины оптического пути, связан с ξ_{0z} линейной зависимостью.

Были проведены две серии опытов с НЖК, заполняющим плоские капилляры с различными граничными условиями на установках, схемы которых приведены на рис. 1а и 1б. Использовался НЖК марки Н-8: эвтектическая смесь МББА (4-мексидбензилиден-4'-бутиланилин) и ЭББА (4-этоксидбензилиден-4'-бутиланилин), у которой интервал существования нематической фазы составляет 12–54°C. Для создания планарных гра-

ничных условий внутренние поверхности составляющих капилляр пластин химически очищали и наносили на них покрытие из поливинилового спирта, которое затем тщательно натерли в одном направлении. Толщину слоя в опытах варьировали в пределах 50–100 мкм. Наблюдения за ориентационным состоянием НЖК в капилляре проводили поляризационно-оптическим методом по известным схемам [1, 11].

В первой серии опытов НЖК заполнял капилляр, составленный толстой пластиной 1 (стекло) и массивной подложкой 2 (титан) с отражающей свет поверхностью (схема рис. 1а). Здесь пластина 1 неподвижна, а подложка 2, жестко связанная с электродинамическим возбудителем колебаний, который питается от генератора, совершает “поршневые” колебания в направлении нормали к плоскости слоя. Амплитуду этих колебаний подложки регистрирует контактный акселерометр. Напряжение, подводимое от генератора к возбудителю колебаний, и его частоту контролирует вольтметр и частотомер. Оптический блок установки состоит из источника света 3 (поляризационный осветитель или лазер ЛГ-59), поляризационных фильтров (поляризатор Р и анализатор А) и фотоумножителя, связанного с вольтметром постоянного тока и анализатором спектра.

Во второй серии опытов заполняемый НЖК капилляр с замкнутыми концами имеет осевую симметрию ($R = 1.2$ см) и составлен толстой пластиной 1 (стекло) и тонкой мембраной 2' (фосфористая бронза) с отражающей свет поверхностью (схема рис. 1б). Через мембрану 2' эта ячейка связана с камерой малого объема, где находится акустический излучатель и приемник звукового давления. Как и в первой серии опытов, считывание информации осуществлялось в поляризационном свете и в режиме отражения, но оптический блок установки построен на другой элементной базе: светодиод, как источник света, и фотодиод с усилителем фототока в качестве приемника света.

Как в первой, так и во второй серии опытов измерения оптического отклика планарного слоя НЖК на периодическую деформацию сжатия вели в диапазоне частот 0.1–1.5 кГц, регистрируя постоянную и переменную составляющие светового потока, прошедшего систему поляризатор Р – слой НЖК – анализатор А, причем считывание велось только в пределах области, определяемой условием $r < R_1, R_2$, где вклад эффекта, обусловленного осцилляцией длины оптического пути, в модуляцию доминирует.

Обсудим результаты этих измерений. На рис. 2а приведено полученное в первой серии опытов типичное семейство кривых 1–6, которые иллюстрируют изменение интенсивности I спектральных составляющих оптического сигнала с частотами f , $2f$, $3f$, $4f$, $5f$, $6f$ при увеличении амплитуды колеба-

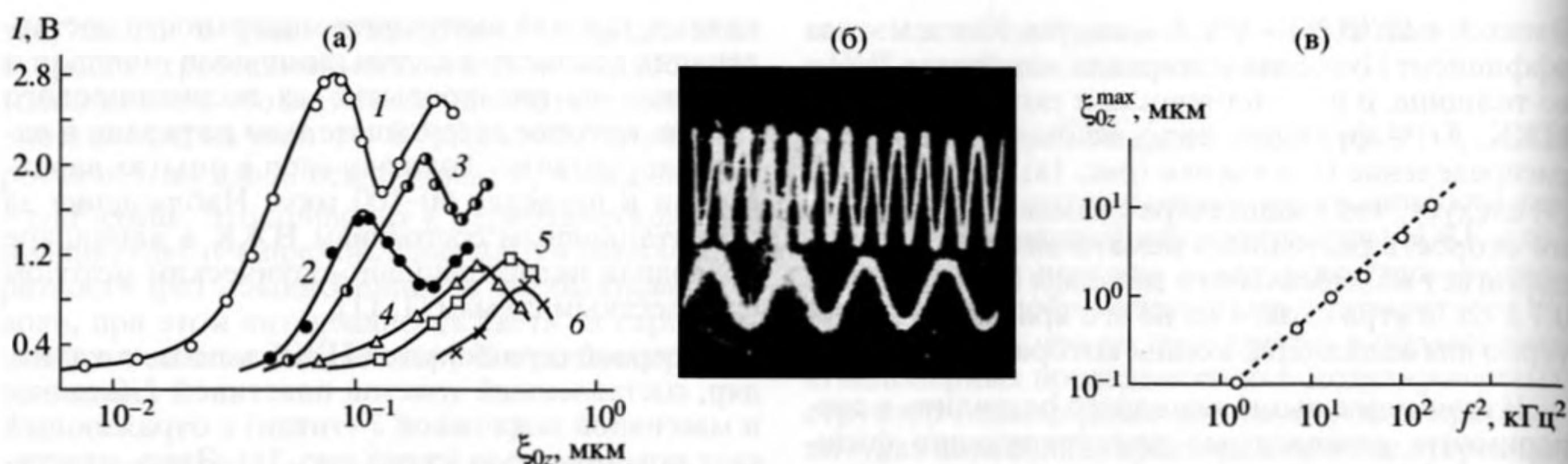


Рис. 2. Зависимость интенсивности переменных составляющих оптического сигнала с частотами f , $2f$, $3f$, $4f$, $5f$, $6f$ от амплитуды колебаний на частоте 120 Гц для капилляра с открытыми концами при считывании в пределах области с радиусом $r < 4$ см, толщина слоя 50 мкм (а); осциллограммы акустического (нижняя кривая, частота f) и оптического (верхняя кривая, частота $5f$) сигналов: толщина слоя 50 мкм, частота 120 Гц (б); изменение амплитуды колебаний, соответствующей положению первого максимума переменной составляющей спектра с частотой f при перемене частоты колебаний, толщина слоя 50 мкм (в).

ний при толщине слоя НЖК, не удовлетворяющей ни одному из условий (4) или (5). Видно, что состав и вес спектральных составляющих зависит от амплитуды колебаний: при малых амплитудах колебаний доминирует гармоника с частотой акустического сигнала f , но по мере повышения амплитуды появляются гармоники с более высокими номерами и происходит их взаимное наложение. Отметим, что нечетные гармоники превалируют над четными. Существенно, что амплитудные зависимости у каждой из гармоник имеют периодический и затухающий характер, причем первый максимум каждой последующей гармоники совпадает с первым минимумом предыдущей, т.е. повышение уровня акустического возбуждения приводит к “перекачке” энергии из одной гармоники в другую. На рис. 2б дан пример осциллограмм задающего акустического и ответного оптического сигналов. Варьирование частоты колебаний при постоянной толщине слоя приводит только к изменению амплитуды колебаний ξ_{0z}^{\max} , соответствующей положению первого максимума гармоник (рис. 2в).

Из приведенных на рис. 2а экспериментальных данных следует, что в самом общем случае произвольных исходных значений толщины слоя d_0 связь спектральных составляющих оптического сигнала с амплитудой колебаний – нелинейная и имеет периодический затухающий характер, причем в спектре присутствуют как четные, так и нечетные гармоники, что согласуется с приведенными выше оценками.

Представляет интерес экспериментальная проверка следствий, которые дополняют обобщенное соотношение (3). Согласно формулам (4) и (5), при определенной исходной толщине слоя d_0 реализуются такие предельные случаи, когда ме-

няется не только спектр оптического сигнала, но и его взаимосвязь с акустическим сигналом. Это подтверждают экспериментальные данные, полученные на образцах НЖК толщиной d_0 , равной 65 и 100 мкм, которая удовлетворяет условиям (4) и (5), соответственно (рис. 3а); считывание оптического сигнала проводилось при выполнении условия $r < R_1, R_2$. Важно отметить, что при толщине слоя 100 мкм, когда справедлива формула (5), в спектре присутствуют нечетные и четные гармоники, причем превалирует гармоника с частотой f , а ее связь с амплитудой колебаний – линейная (обозначение 1 на рис. 3а). Переход к толщине слоя 65 мкм, которая удовлетворяет условию (4), проявляется в изменении спектра оптического сигнала (он содержит только четные гармоники, и среди них доминирует гармоника с частотой $2f$) и приводит к квадратичной амплитудной зависимости второй гармоники m_2 (метка 2 на рис. 3а). Для удобства представления и сравнения данных значения m_1, m_2, ξ_{0z} нормированы на значения $m_1^{\max}, m_2^{\max}, \xi_{0z}^{\max}$, соответствующие первым максимумам осциллирующих функций $m_1(\xi_{0z})$ и $m_2(\xi_{0z})$. Таким образом, в соответствии с теоретическими оценками, в эксперименте наблюдали два типа взаимосвязи акустического и оптического сигналов: линейную и квадратичную.

Рассмотрим результаты второй серии опытов: слой НЖК в капилляре с замкнутыми концами находится в звуковом поле (схема на рис. 1б). В общем случае произвольно выбранных значений исходной толщины слоя оптический отклик НЖК на звуковое давление в волне повторяет закономерности, которые наблюдали в сходной ситуации для капилляра с открытыми концами при колебаниях его нижней опорной пластины. Повторяются и закономерности, характерные для

рассмотренных выше предельных случаев, определяемых выбором исходной толщины слоя НЖК. Так, при выполнении условия (4) ($d_0 \cong \cong 65$ мкм) спектр сигнала содержит только четные гармоники, и среди них доминирует гармоника с частотой $2f$, связанная с амплитудой звукового давления квадратичной зависимостью (обозначение 2 на рис. 3б). При толщине слоя 100 мкм, удовлетворяющей условию (5), изменяется спектр сигнала (в нем присутствуют как четные, так и нечетные гармоники, причем последние явно преобладают) и характер его связи с амплитудой звукового давления. Как показали измерения, гармоника с частотой f демонстрирует линейную зависимость от амплитуды звукового давления (на рис. 3б обозначение 1).

Изложенное выше показывает, что независимо от типа граничных условий на концах капилляра, заполненного нематической жидкостью, и вида внешнего акустического воздействия (колебательное смещение, звуковое давление) модулированный оптический сигнал имеет дискретный спектр, содержащий ряд гармоник, относительный вес которых зависит от амплитуды колебаний. Также установлено, что при считывании оптических сигналов в пределах ограниченной области с радиусом $r < R_1, R_2$ можно реализовать различные режимы акустооптического преобразования, определяемого осцилляциями длины оптического пути при периодическом сжатии слоя НЖК в направлении оси z (нормаль к слою) на частотах, удовлетворяющих условию (1), и при планарной ориентации молекул НЖК в плоскости слоя. Режим преобразования зависит от выбора исходной толщины слоя НЖК, которая определяет начальную величину оптической разности фаз $\Delta\Phi$ и тем самым задает положение рабочей точки на кривой характеристики преобразования $I/I_0(\Delta\Phi)$ (рис. 1г). Практический интерес представляет ситуация, когда, согласно условию (4), при толщинах слоя, равных $d_{0i} = \pi(0.5 + i)/\Delta nk_0$, что соответствует оптической разности фаз $\Delta\Phi_i = = 0.5\pi + i\pi$, реализуется квазилинейный режим преобразования, при этом коэффициент преобразования при $\xi_z(t)$ определяется только значениями двулучепреломления НЖК и длиной волны считывающего излучения. Такая закономерность указывает уникальную возможность создания приемных линейных элементов нового типа на НЖК, которые не имеют связанных с механизмом преобразования ограничений на верхнюю предельную частоту периодической деформации сжатия, индуцирующей оптический эффект. Такое ограничение может привести только нарушение условия $f \ll c/2\pi L$, соответствующего предположению, что при сжатии слоя НЖК ведет себя, как несжимаемая жидкость. Однако, влияние этого фактора, можно устранить, если при моде-

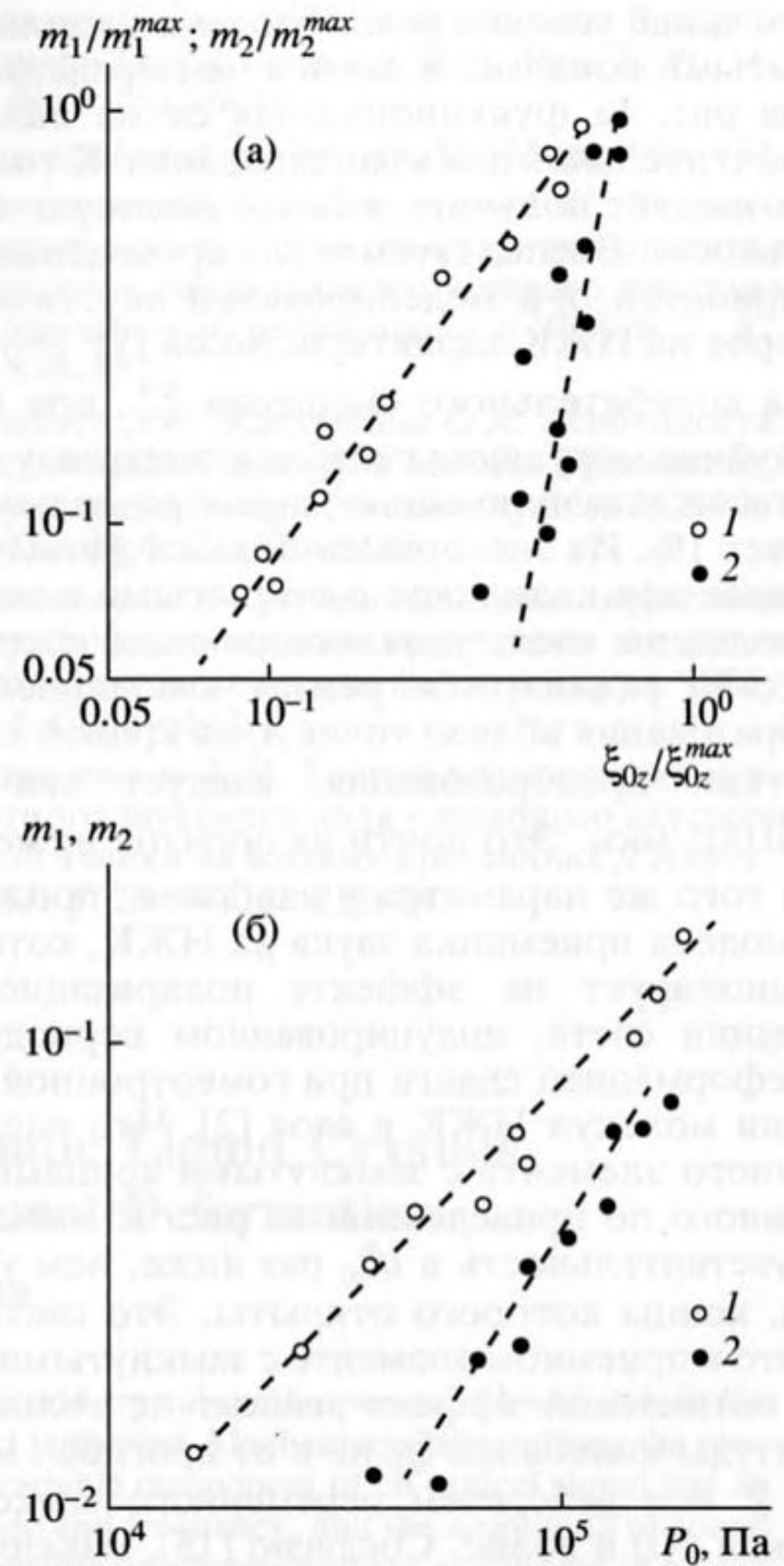


Рис. 3. Оптический отклик планарного слоя НЖК на периодическую деформацию сжатия в капилляре с различными граничными условиями при $r < 0.5$ см: зависимость переменных составляющих спектра оптического сигнала с частотами f (толщина слоя 100 мкм, квазилинейный режим преобразования) и $2f$ (толщина слоя 65 мкм, нелинейный режим преобразования) от амплитуды колебаний (обозначения 1 и 2, соответственно) для капилляра с открытыми концами; нормирование проведено относительно максимумов первой и второй гармоник $m_1^{\max} = 2.8$ В, $m_2^{\max} = 2$ В и соответствующих им амплитуд колебаний $\xi_{0z}^{\max} = = 0.1$ мкм и $\xi_{0z}^{\max} = 0.13$ мкм, частота 300 Гц (а), связь переменных составляющих оптического сигнала m_1 и m_2 с амплитудой звукового давления для капилляра с замкнутыми концами и толщиной слоя НЖК, равной 100 и 65 мкм (соответственно обозначения 1 и 2), частота 430 Гц (б).

лировании приемника обеспечить на краях слоя НЖК мягкие граничные условия, чтобы при его сжатии происходило растекание нематической жидкости, а не ее всестороннее сжатие. Очевид-

но, что такие условия реализуются в капилляре с открытыми концами, в связи с чем представленная на рис. 1а функциональная схема является предпочтительной для моделирования. К тому же она позволяет получить и более высокую чувствительность. Воспользуемся для проведения оценок принятой при моделировании акустических приборов на НЖК характеристикой [2]: это амплитуда колебательного смещения ξ_0^* , при которой глубина модуляции считывающего излучения в условиях квазилинейного преобразования составляет 1%. Из экспериментальных данных, полученных для капилляра с открытыми концами, при толщине слоя, удовлетворяющей формуле (4), когда реализуется режим квазилинейного преобразования вблизи точек A_i на кривой характеристики преобразования, следует значение $\xi_0^* = 0.005$ мкм. Это почти на порядок ниже значения того же параметра у наиболее "продвинутой" модели приемника звука на НЖК, который функционирует на эффекте поляризационной модуляции света, индуцированном периодической деформацией сдвига при гомеотропной ориентации молекул НЖК в слое [2]. Что касается приемного элемента с замкнутыми концами, построенного по приведенной на рис. 1б схеме, то его чувствительность в l/ξ_0 раз ниже, чем у элемента, концы которого открыты. Это связано с тем, что в приемном элементе с замкнутыми концами оптический эффект зависит не только от амплитуды колебаний ξ_0 , но и от прогиба l мембраны $2'$ под действием переменного звукового давления $P(t)$ в волне. Согласно [15], максимальное смещение мембраны с радиусом R в ее центре связано с амплитудой колебаний ξ_0 в волне следующим соотношением: $l = 3d\omega\xi_0/c(1 + 36dA/\rho c^2 R^4)$. При указанном выше "пороговом" для наблюдения оптического эффекта значении $\xi_0^* = 0.005$ мкм прогиб мембраны составит всего 2.4×10^{-6} мкм. Эта оценка получена для слоя НЖК толщиной 100 мкм и частоты 430 Гц для мембраны, чьи параметры даны в подписи к рис. 1в.

Следует отметить, что на поровое значение ξ_0^* в реальных условиях влияют ограничения, связанные с собственными шумами НЖК и шумами считывающего излучения. Шумы НЖК, порождаемые поверхностными и объемными флуктуациями ориентации, в диапазоне звуковых частот не превышают $10^{-10}I_0$. Что касается обусловленных квантовой природой света шумов лазерного источника, то, по нашим данным, у такого типичного лазера, как ЛГ-79, уровень шумов составляет $10^{-2}I_0$. Поэтому при моделировании приемника звука необходимо принять меры по подбору оптической элементной базы и использованию оптимальных схем считывания. Так, например, можно

применить схему дифференциального включения фотодиодов, которая позволяет снизить уровень шумов до значения $10^{-4}I_0$ [5].

Формула (3) позволяет сделать вывод, что режим преобразования, заданный положением рабочей точки на графике характеристики преобразования, зависит не только от оптической анизотропии, длины волны считывающего излучения и индекса преобразования i , но и от толщины слоя НЖК. Поэтому, предусмотрев в конструкции приемного элемента возможность прецизионной регулировки толщины слоя, что позволяет устанавливать в процессе эксплуатации прибора определенные значения разности фаз $\Delta\Phi_i$, можно не только управлять режимами преобразования, но и обеспечивать адаптацию к изменениям условий эксплуатации, связанным, например, с вариациями температуры. Хотя в настоящее время уже синтезированы НЖК с весьма высокой оптической анизотропией ($\Delta n = 0.17-0.22$) и слабой зависимостью Δn от температуры, реализация такой возможности представляет определенный интерес. Следует также подчеркнуть, что гибкость управления параметрами прибора может быть полезной при решении задач, связанных с выполнением различного рода нелинейных операций с принимаемым акустическим сигналом (перемножение частоты, возведение в квадрат и т.п.). Существенно, что эти операции можно вести параллельно и независимо друг от друга с одновременным приемом сигналов в линейном режиме на одном приемном элементе.

Отметим в заключение еще одно достоинство приемника звука на НЖК с планарной ориентацией молекул. Он осуществляет преобразование периодической деформации сжатия слоя НЖК в осцилляции длины оптического пути и модуляцию считывающего излучения путем прямого перевода внешнего акустического воздействия в колебательное движение опорной пластины капилляра без применения каких-либо переходных механических звеньев (соединительные штоки, переходные упругие слои, рычаги и т.п.), которые необходимы упомянутым выше традиционным приемникам звука на НЖК. Это позволяет упростить конструкцию приемного элемента и разработать более технологичную по сравнению с известными модель, совместимую с современной оптической элементной базой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
2. Капустин А.П., Капустина О.А. Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1986. 247 с.
3. Guyon E., Pieranski P. Poiseuille Flow Instabilities in Nematics // J. de Physique (France) Coll. 1975. V. 36. № 3. P. 1. С. 203-308.

4. *Dubois-Violette E., Guyon E., Janossy I., Pieranski P., Manneville P.* Theory and Experiments of Plane Shear Flow Instabilities in Nematics // *J. de Mécanique (France)*. 1977. V. 16. № 5. P. 733–767.
5. *Bocharov Yu.V., Gurova I.N., Kapustina O.A. et al.* Nematic Liquid Crystal Sensors // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1991. V. 209. P. 19–30.
6. *White N.M., Turner J.D.* Thick-Film Sensors: past, present and future // *Meas. Sci. Technol.* 1997. V. 8. P. 1–20.
7. *Бочаров Ю.В., Капустина О.А., Решетов В.Н.* Сенсоры на жидких кристаллах // *Акуст. журн.* 1992. Т. 38. № 4. С. 616–625.
8. *Wolinski T., Dambrowski R.* Liquid Crystalline Cells for Fiber Optical Sensing of Low Pressure // *Condensed Matter News*. 1995. V. 4. № 3. P. 30–32.
9. *Kapustina O.A.* Ultrasonic Properties. In: *Handbook of Liquid Crystals*. Weinheim VCH. Ed. D. Demus et al. 1998. V. 1. Ch. 7.11.
10. *Selinger J., Spector M. et al.* Acoustic Realignment of Nematic Liquid Crystal // *Phys. Rev. E*. Pt. 11. 2002. V. 66. P. 051708(7).
11. *Зоммерфельд А.* Оптика. М.: Мир, 1953. 483 с.
12. *Капустина О.А., Кожевников Е.Н., Яковенко Г.Н.* Оптические свойства гомеотропно ориентированного слоя нематического жидкого кристалла при эллиптической деформации // *ЖЭТФ*. Т. 87. № 3. С. 849–857.
13. *Аникеев Д.И., Капустина О.А.* Особенности модулированных структур в жидких кристаллах, индуцированных воздействием звука // *ЖЭТФ*. 1996. Т. 110. № 4. С. 1328–1338.
14. *Решетов В.Н.* Ориентационная неустойчивость нематических жидких кристаллов в осциллирующем сдвиговом потоке // *Акуст. журн.* 1985. Т. 31. № 5. С. 639–643.
15. *Кожевников Е.Н.* Теория визуализации низкочастотного звукового поля с помощью акустооптической ячейки на жидких кристаллах // *Акуст. журн.* 1982. Т. 28. № 2. С. 238–243.

Orientation Phenomena in Nematic Liquid Crystals under a Periodic Compressional Deformation

O. A. Kapustina

Orientation behavior of homogeneous planar layers of nematic liquid crystals with open and closed ends in the field of compressional deformations caused by an acoustic effect is studied. Mechanisms determining the connection of the optical response of a nematic liquid crystal (the variable component of an optical signal and its spectrum) with the acoustic parameters (the oscillation amplitude and frequency, and the amplitude of sound pressure) and the layer thickness are revealed. The factors responsible for the mechanism and modes of acoustooptic conversion are considered. It is demonstrated that, by varying the layer thickness, it is possible to implement different modes of signal conversion. A possibility of designing a new modification of a sound receiver based on a nematic liquid crystal and the specific features of this design are discussed. Its advantages over conventional sound pressure receivers based on nematic liquid crystals are indicated, in particular, the absence of limitation of the frequency of the received signal in the low-frequency range.