

# Электрофизика модального многоканального жидкокристаллического корректора волнового фронта

И.Р.Гуральник\*, С.А.Самагин\*\*

*Впервые теоретически и экспериментально исследован импеданс многоканального модального корректора волнового фронта. При теоретическом моделировании учтена зависимость параметров жидкого кристалла от частоты приложенного напряжения. Данные зависимости были измерены в отдельном эксперименте. Показано, что для исследованного корректора в области частот до 1 кГц эквивалентная емкость и сопротивление устройства определяются ионной проводимостью жидкого кристалла, тогда как при более высоких частотах начинает оказывать влияние перераспределение локального напряжения при изменении частоты. Получено хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными.*

**Ключевые слова:** корректоры волнового фронта, жидкие кристаллы, электрический импеданс.

## 1. Введение

Жидкокристаллические (ЖК) фазовые модуляторы представляют собой привлекательную альтернативу деформируемым зеркалам для использования в недорогих системах адаптивной оптики. Помимо обычной ЖК ячейки, являющейся корректором волнового фронта нулевого порядка, предложены ЖК призмы, сферические [1] и цилиндрические [2] линзы. Последние устройства относятся к классу так называемых модальных корректоров волнового фронта [3]. Наряду с линзами предложены и разработаны многоканальные ЖК корректоры [4, 5], позволяющие осуществлять более детальное управление формой волнового фронта излучения. В многоканальном ЖК корректоре (МЖКК) используется, по существу, как модальное, так и зональное управление. Поскольку модальное управление обеспечивает контроль с помощью амплитуды и частоты приложенного напряжения, 37-канальный корректор имеет 74 степени свободы.

В упомянутых работах рассмотрены общие принципы действия МЖКК, приведены результаты расчета осесимметричного распределения управляющего напряжения по его апертуре и измерения его амплитуды и фазы. Перенос заряда в МЖКК и определяющие его как двухполюсник эквивалентные электрические параметры не анализировались. Между тем известно [6, 7], что динамические емкость и сопротивление ЖК устройств также несут ценную информацию об их электрооптических свойствах, поскольку переориентация молекул ЖК под действием приложенного электрического поля (переход Фредерикса) сопровождается изменением их оптических и диэлектрических свойств. С другой стороны, абсолютные значения емкости и сопротивления МЖКК опреде-

ляют характер нагрузки, которую он представляет для выходных каскадов каналов блока управления, поэтому эти сведения важны при разработке блока управления и при его сопряжении с МЖКК.

В настоящей работе теоретически и экспериментально изучаются эквивалентные электрические параметры МЖКК в области рабочих частот. Впервые вычислен импеданс МЖКК, а также экспериментально измерены эквивалентные емкость и сопротивление МЖКК. Для адекватного сравнения теоретических расчетов с результатами измерений нами дополнительно исследована комплексная диэлектрическая проницаемость использованного ЖК в соответствующей области частот.

## 2. Расчет импеданса МЖКК

Схема МЖКК представлена на рис.1. Слой ЖК находится между двумя стеклянными подложками с нанесенными на них ориентирующими покрытиями (на рис.1 не показаны) и проводящими слоями. Один из слоев является низкоомным, так что потенциал во всех его точках один и тот же. Другой электрод, так называемый управляющий, имеет сопротивление порядка 1 МОм/□, т.е. является высокоомным. Он наносится на стеклянную

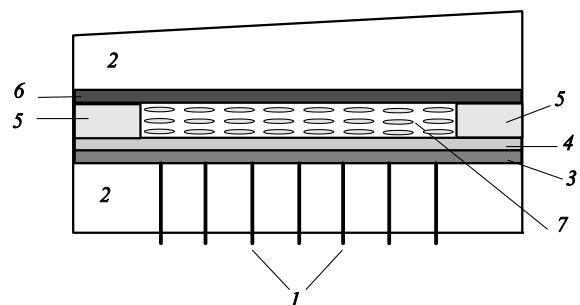


Рис.1. Конструкция МЖКК:

1 – металлические контакты; 2 – стеклянные подложки; 3 – высокоомный электрод; 4 – диэлектрическое зеркало; 5 – прокладки; 6 – низкоомный электрод; 7 – слой ЖК.

\*Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 443011 Самара, ул.Ново-Садовая, 221; e-mail: guralnik@ssu.samara.ru

\*\*Самарский государственный университет, Россия, 443011 Самара, ул.Акад. Павлова, 1

подложку, в которую вмонтированы тонкие металлические контакты. Если на контакты подать переменное напряжение относительно низкоомного электрода, то вследствие модального эффекта [1] напряжение на управляющем электроде будет распределено по некоторому закону, зависящему от частоты приложенного напряжения. В слое ЖК будет тогда создано соответствующее распределение показателя преломления, которым можно управлять, изменяя приложенное к контактам напряжение или его частоту.

В данной работе, однако, нас интересует комплексное сопротивление (импеданс) МЖКК, который определяется токами, протекающими в высокоомном и в ЖК слоях. Для питания МЖКК используется гармоническое переменное напряжение, поэтому импеданс между любым металлическим контактом и низкоомным электродом по определению равен отношению комплексных амплитуд напряжения  $U_0$  между указанными точками и тока  $I$ , протекающего между ними. Как будет видно из дальнейшего рассмотрения, удобнее использовать понятие адмиттанса  $Z^{-1}$  (обратного импеданса), который связан с эквивалентными емкостью  $C$  и сопротивлением  $R$  параллельной цепочки замещения простым выражением:

$$Z^{-1} = \frac{I}{U_0} = \frac{1}{R} - i\omega C, \quad (1)$$

где  $\omega$  – частота управляющего сигнала.

Ток растекания через произвольный контакт можно представить в виде интеграла по любой замкнутой кривой  $L$ , охватывающей данный контакт и лежащей в плоскости управляющего электрода [8]:

$$I = \oint_L iN dl, \quad (2)$$

где  $i$  – поверхностная плотность тока в плоскости высокоомного электрода;  $N$  – внешняя нормаль к контуру  $L$ . В свою очередь поверхностная плотность тока выражается через электрическое поле в плоскости управляющего электрода, т. е. через градиент напряжения, как

$$i = (-\nabla_{\perp} U) / \rho_s, \quad (3)$$

где  $\rho_s$  – поверхностное сопротивление управляющего электрода, по координатам в плоскости которого ведется дифференцирование. Таким образом, для расчета адмиттанса необходимо знать распределение напряжения по апертуре МЖКК. Как уже отмечалось, задача о расчете распределения напряжения рассматривалась в работе [4]. Было получено решение осесимметричной задачи, возникающей при подаче напряжения на центральный контакт:

$$U = U_0 \frac{N_1(i\chi l)J_0(i\chi r) - J_1(i\chi l)N_0(i\chi r)}{N_1(i\chi l)J_0(i\chi a) - J_1(i\chi l)N_0(i\chi a)}. \quad (4)$$

Здесь  $N_1, N_0$  – функции Неймана;  $J_1, J_0$  – функции Бесселя;  $\chi$  – модальный параметр, квадрат которого  $\chi^2 = \rho_s(g - i\omega c)$ ;  $g$  и  $c$  – удельные (на единицу площади) проводимость и емкость ЖК слоя соответственно;  $a$  – радиус металлического контакта;  $l$  – радиус апертуры МЖКК. Вводя удельный импеданс  $z$  слоя ЖК, модальный параметр  $\chi$  можно представить в виде

$$\chi^2 = \rho_s(g - i\omega c) = \frac{\rho_s}{z} = -\frac{i\omega \epsilon_0 \epsilon^* \rho_s}{d}, \quad (5)$$

где  $\epsilon^* = \epsilon' + i\epsilon''$  – комплексная диэлектрическая проницаемость ЖК слоя;  $d$  – его толщина;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Используя соотношения (1)–(4), окончательно получим выражение для адмиттанса МЖКК в случае осесимметричного распределения напряжения:

$$Z^{-1} = \frac{2\pi a}{\rho_s} i\chi \frac{N_1(i\chi l)J_1(i\chi a) - J_1(i\chi l)N_1(i\chi a)}{N_1(i\chi l)J_0(i\chi a) - J_1(i\chi l)N_0(i\chi a)} + \frac{\pi a^2}{z}. \quad (6)$$

Здесь последнее слагаемое учитывает вклад в полный адмиттанс области ЖК слоя, расположенной под металлическим контактом. Заметим, что решение (4), а значит, и выражение (6) получены в приближении постоянного импеданса ЖК слоя, когда модальный параметр считается постоянной величиной, не зависящей от локального напряжения на ЖК. Однако, как следует из (5), при этом  $z$  и  $\chi$  могут зависеть от частоты приложенного напряжения.

Результаты расчета частотных зависимостей  $R$  и  $C$  по формулам (1) и (6) приведены на рис.2. В расчетах использованы реальные численные значения как конструктивных параметров МЖКК, так и физических параметров ЖК. Как и следовало ожидать, емкость МЖКК при параллельной ориентации директора ЖК электрическому полю больше, чем при перпендикулярной,  $C_{\parallel} > C_{\perp}$ . Это объясняется большей удельной емкостью  $c_{\parallel}$  по сравнению с  $c_{\perp}$ , что характерно для положительных ЖК, по-

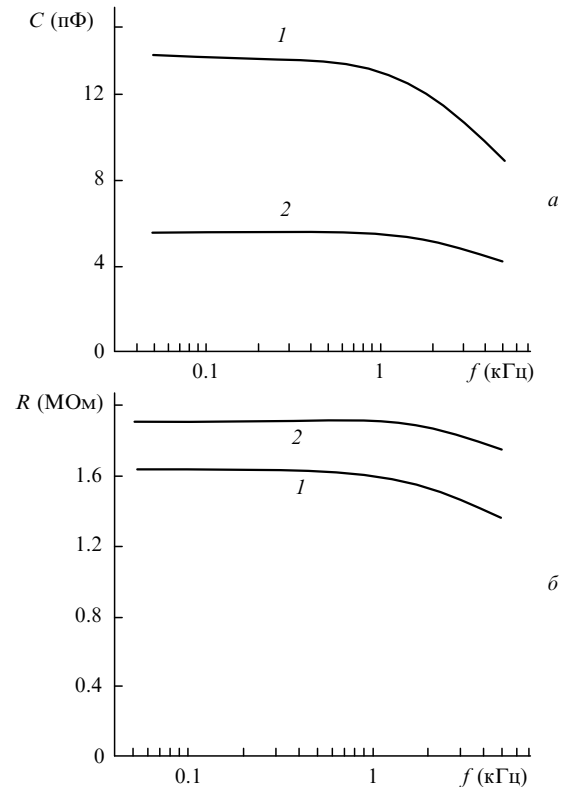


Рис.2. Частотные зависимости эквивалентных емкости (а) и сопротивления (б) корректора, рассчитанные по формулам (1), (5) и (6) при следующих значениях параметров:  $a = 0.25$  мм,  $l = 1.5$  см,  $\rho = 5$  МОм/□. Кривые получены при подстановке в (5)  $c_{\parallel} = 673$  пФ/см<sup>2</sup>,  $g_{\parallel} = 7.0$  (МОм·см<sup>2</sup>)<sup>-1</sup> (1) и  $c_{\perp} = 177$  пФ/см<sup>2</sup>,  $g_{\perp} = 3.4$  (МОм·см<sup>2</sup>)<sup>-1</sup> (2).

сколькx  $\varepsilon_{\parallel} > \varepsilon_{\perp}$ . Спад  $C_{\parallel}$  и  $C_{\perp}$  связан с локализацией распределения напряжения в более узкой области вблизи центрального контакта, что приводит к уменьшению эффективной «площади обкладок» МЖКК. По той же причине уменьшается эффективное сопротивление системы управляющий электрод – жидкокристаллический слой приложенному напряжению, причем  $R_{\parallel} < R_{\perp}$ , т. к.  $g_{\parallel} > g_{\perp}$ .

Для сопоставления  $R$  и  $C$ , рассчитанных по формулам (1) и (6), с экспериментальными данными необходимо учесть зависимость самих параметров ЖК  $g$  и  $c$  в (5), (6) от приложенного напряжения и частоты. В нематических ЖК, обычно применяемых для фазовой модуляции, локальную по толщине ЖК диэлектрическую проницаемость можно записать в виде [9]

$$\varepsilon^* = \varepsilon_{\perp}^* \cos^2 \theta + \varepsilon_{\parallel}^* \sin^2 \theta, \quad (7)$$

где  $\varepsilon_{\perp}^*$  и  $\varepsilon_{\parallel}^*$  – главные значения тензора комплексной диэлектрической проницаемости;  $\theta$  – угол, составляемый директором с плоскостью подложек. Вследствие инерционности переориентации молекул ЖК во внешнем поле положение директора не успевает следовать за изменением мгновенного значения поля, а зависит лишь от его среднего (эффективного) значения, но не от частоты. Соответственно в (7) величина  $\theta$  не зависит от частоты переменного управляющего напряжения, а лишь от эффективного напряжения. Диэлектрические проницаемости в этом соотношении, напротив, не зависят от напряжения (предположение о линейности поляризации вполне оправданно, поскольку управляющие напряжения составляют 5–20 В), но зависят от частоты.

В работах [7, 10] выполнены комплексные измерения электрофизических и электрооптических параметров различных нематических ЖК. Однако при этом частотный диапазон был ограничен снизу частотой 500 Гц. Как мы увидим, исследованный МЖКК имел рабочую область частот от 40 Гц до 5 кГц, поэтому потребовались дополнительные исследования нематического ЖК Е-49 (производство фирмы Merck, Германия) в этой области частот. Насколько нам известно, ранее подобные исследования на этом ЖК не проводились.

### 3. Импеданс ЖК

Для изготовления МЖКК нами использовался ЖК марки Е49. Измерения эквивалентной емкости и сопротивления ЖК проводились мостовым методом в параллельной схеме замещения. Использовались ячейки различной площади с исходной планарной ориентацией ЖК и его площадью 225, 529 и 932 мм<sup>2</sup>; толщина слоя ЖК составляла 25 мкм. На ячейку подавалось синусоидальное эффективное напряжение от 0.3 до 10.0 В в диапазоне частот 40–30000 Гц.

Типичная зависимость емкости ЖК ячейки от приложенного к ней эффективного напряжения – вольт-фарадная характеристика – изображена на рис.3. В области напряжений, меньших порогового напряжения для перехода Фредерика  $U_{th} = \pi[K_{11}/\varepsilon_0(\varepsilon_{\parallel}' - \varepsilon_{\perp}')^{1/2}]$ , ЖК сохраняет исходную планарную ориентацию, поэтому емкость ячейки остается постоянной. При относительно высоких напряжениях  $U > (5-7)U_{th}$  практически весь слой ЖК ориентирован параллельно электрическому полю; этим напряжениям соответствует участок насыщения вольт-

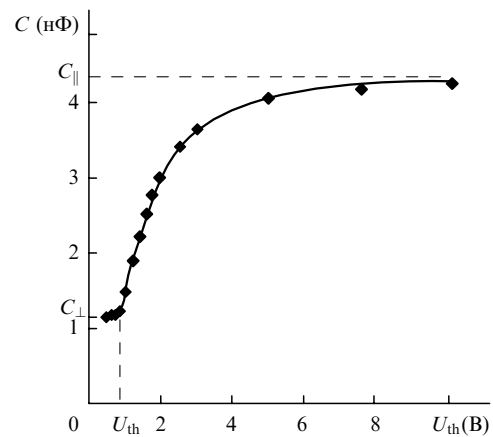


Рис.3. Вольт-фарадная характеристика ЖК ячейки площадью  $S = 5.29 \text{ см}^2$  при частоте  $f = \omega/2\pi = 100 \text{ Гц}$ ;  $U_{th}$  – пороговое напряжение ЖК,  $C_{\perp}$  и  $C_{\parallel}$  – предельные емкости при ориентации директора перпендикулярно и параллельно внешнему электрическому полю.

фарадная характеристика. Аналогичную вольт-фарадную зависимость обнаруживает и сопротивление ЖК ячейки, с той лишь разницей, что допороговые сопротивления больше, чем сопротивления при насыщении. Измерив емкости и сопротивления на разных частотах, мы рассчитали соответствующие проницаемости  $\varepsilon_{\gamma}'$  и  $\varepsilon_{\gamma}''$  по формулам

$$\varepsilon_{\gamma}' = \frac{dC_{\gamma}}{S\varepsilon_0}, \quad \varepsilon_{\gamma}'' = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \frac{d}{SfR_{\gamma}} \quad (\gamma = \perp, \parallel). \quad (8)$$

В отличие от  $C$  и  $R$  диэлектрические проницаемости не зависят от геометрии ячеек, а целиком определяются свойствами ЖК. Полученные таким образом частотные зависимости (рис.4) показывают, что  $\varepsilon_{\perp}'$  и  $\varepsilon_{\parallel}'$  остаются

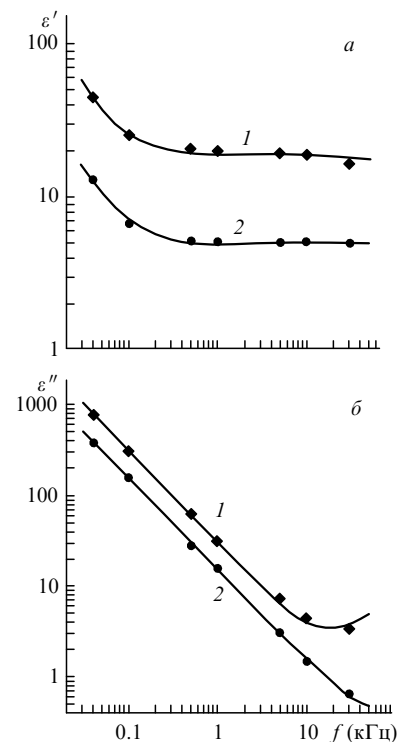


Рис.4. Дисперсия вещественной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости ЖК Е49 при ориентации директора параллельно (1) и перпендикулярно (2) электрическому полю (точки – эксперимент, кривые – расчет по формулам (10)).

практически неизменными в области частот от  $10^2$  до  $10^4$  Гц и резко возрастают с уменьшением частоты. Кроме того,  $\epsilon'_{\parallel}$  начинает уменьшаться при  $f > 10$  кГц. Величины  $\epsilon'_{\perp}$  и  $\epsilon''_{\parallel}$  обратно пропорциональны частоте, причем наклон  $\epsilon''_{\parallel}$  резко уменьшается на частоте 10 кГц.

Дисперсия диэлектрической проницаемости в нематических ЖК традиционно связывается с дебаевской релаксацией [9]. Мы полагаем, что дебаевская релаксация в исследованном материале действительно имеет место, о чем свидетельствует наличие горизонтальных участков на частотной зависимости  $\epsilon'_{\perp}$  и  $\epsilon'_{\parallel}$ . Однако в области низких частот на диэлектрическую проницаемость может оказывать влияние и проводимость присутствующих в ЖК ионов, вклад которых в комплексную диэлектрическую проницаемость можно записать в виде [11]

$$\epsilon_i^* = \frac{\sqrt{2}nq^2D^{3/2}}{\epsilon_0dk_B T\omega^{3/2}} + i \frac{nq^2D}{\epsilon_0k_B T\omega}, \quad (9)$$

где  $n$ ,  $q$  и  $D$  – концентрация, заряд и коэффициент диффузии ионов соответственно;  $T$  – абсолютная температура;  $k_B$  – постоянная Больцмана. Хотя соотношение (9) получено для полимеров, оно хорошо описывает ионные процессы в ЖК, например в таком традиционном материале, как 5-цианобифенил [12].

Исходя из сказанного, для аппроксимации экспериментальных данных мы использовали теоретическую формулу, описывающую как ионную проводимость, так и дебаевскую релаксацию ЖК с характерным временем  $\tau_D$ :

$$\epsilon'_\gamma = \epsilon_\gamma(\infty) + \frac{\epsilon_\gamma(0) - \epsilon_\gamma(\infty)}{1 + (2\pi f\tau_D)^2} + \frac{nq^2D_\gamma^{3/2}}{2\pi\epsilon_0\sqrt{\pi}dk_B T} f^{-3/2}, \quad (10)$$

$$\epsilon''_\gamma = \frac{[\epsilon_\gamma(0) - \epsilon_\gamma(\infty)]2\pi f\tau_D}{1 + (2\pi f\tau_D)^2} + \frac{nq^2D_\gamma}{2\pi\epsilon_0k_B T} f^{-1},$$

где  $\epsilon_\gamma(0)$  и  $\epsilon_\gamma(\infty)$  – диэлектрическая проницаемость при  $\omega\tau_D \ll 1$  и  $\omega\tau_D \gg 1$  соответственно. Использовался метод наименьших квадратов с одновременной оптимизацией всех четырех формул (10) по восьми параметрам:  $\epsilon_{\perp}(0)$ ,  $[\epsilon_{\perp}(0) - \epsilon_{\perp}(\infty)]2\pi\tau_{\perp}$ ,  $\epsilon_{\parallel}(0)$ ,  $[\epsilon_{\parallel}(0) - \epsilon_{\parallel}(\infty)]2\pi\tau_{\parallel}$ ,  $n$ ,  $D_{\parallel}$  и  $D_{\perp}$ . Результаты оптимизации изображены на рис.4 кривыми и сведены в табл.1 наряду с данными из других источников. Полученные таким образом параметры ЖК затем использовались при моделировании электрофизических свойств МЖКК.

#### 4. Экспериментальное исследование МЖКК

Поскольку количественное выражение для импеданса МЖКК получено в случае, когда распределение напряжения имеет осевую симметрию, экспериментально мы исследовали импеданс МЖКК между центральным кон-

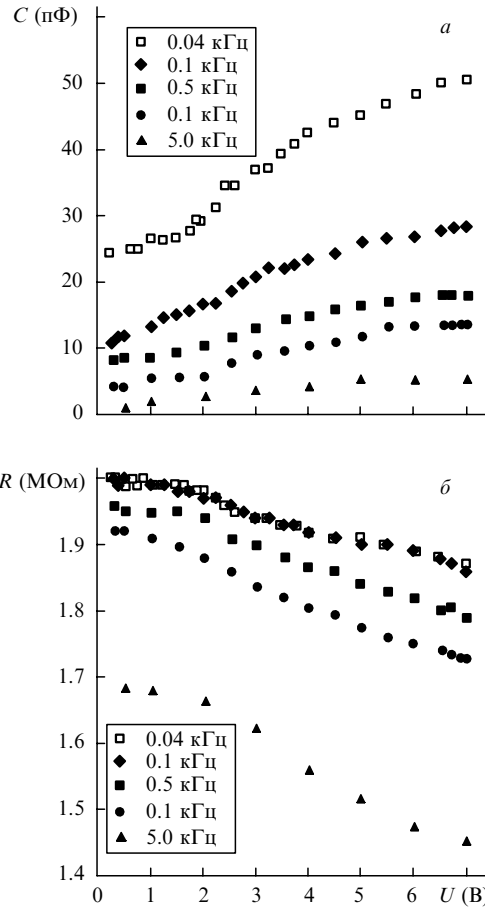


Рис.5. Зависимости емкости (а) и сопротивления (б) МЖКК от приложенного напряжения при разных частотах.

тактом и низкоомным электродом. Исследовался корректор на основе ЖК Е49 с 37 металлическими контактами, образующими гексагональную структуру со стороной 3.3 мм. Радиус контактов  $a = 0.25$  мм, радиус апертуры корректора  $l = 15$  мм. Измерения проводились в диапазоне частот 40–5000 Гц при напряжениях от 0.4 до 7.0 В.

По экспериментальным зависимостям емкости и сопротивления корректора от напряжения, полученным при разных частотах (рис.5), были построены частотные характеристики этих величин при  $U = 0.5$  и 7.0 В, изображенные на рис.6. Здесь же приведены соответствующие теоретические зависимости, полученные подстановкой в формулу (6) частотных характеристик (10). При этом использованы параметры ЖК, полученные из измерений на ЖК ячейках (столбцы 2–6 табл.1), т.к. для сборки МЖКК применялся тот же ЖК. С другой стороны, параметры ионов могут различаться из-за различий в технологиях сборки ячейки и корректора, поэтому  $n$ ,  $D_{\parallel}$  и  $D_{\perp}$  подбирались в процессе оптимизации так, как это описано в разд.3.

Табл.1. Параметры жидкого кристалла, полученные в результате аппроксимации, и их сравнение с данными других источников.

Источник	$\epsilon_{\perp}(0)$	$\epsilon_{\parallel}(0)$	$[\epsilon_{\perp}(0) - \epsilon_{\perp}(\infty)]2\pi\tau_{\perp}$ (с)	$\epsilon_{\parallel}(\infty)$	$\tau_{\parallel}$ (с)	$n$ (см <sup>-3</sup> )	$D_{\perp}$ (см <sup>2</sup> /с)	$D_{\parallel}$ (см <sup>2</sup> /с)
Настоящая работа	4.99	18.97	$3.37 \times 10^{-6}$	3.06	$0.9 \times 10^{-6}$	$2.67 \times 10^{13}$	$6.4 \times 10^{-7}$	$9.1 \times 10^{-7}$
Паспорт Е49	5.1	21.7	–	–	–	–	–	–
Типичные значения [9]	–	–	–	–	$\sim 10^{-6}$	–	–	–
Для 5СВ [12]	–	–	–	–	–	$2 \times 10^{14}$	$4 \times 10^{-8}$	–

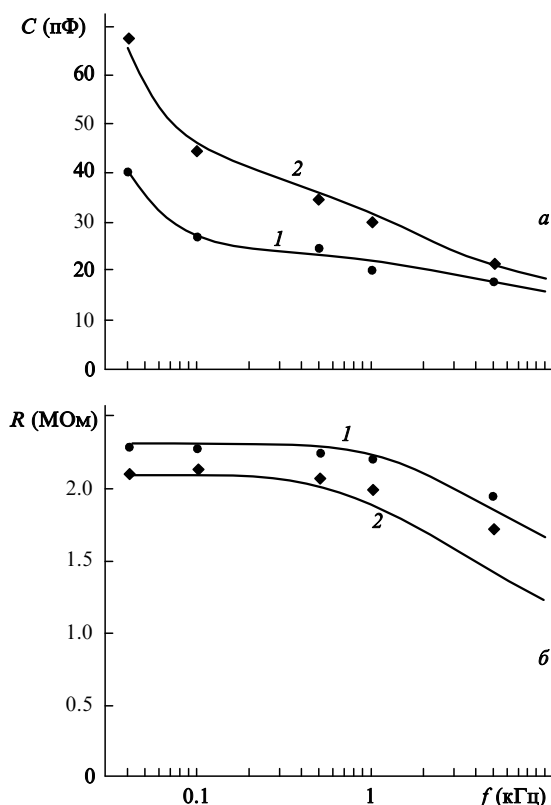


Рис.6. Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости эквивалентных емкости (а) и сопротивления (б) корректора от частоты при напряжении 0.5 (1) и 7 В (2) при  $n = 1.79 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $D_{\perp} = 2.8 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $D_{\parallel} = 4.9 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$ .

Кроме того, в расчетах мы учли монтажную емкость между проводами, подводящими управляющее напряжение к металлическим контактам, подключенную параллельно и составляющую 13.5 пФ. Поскольку пороговое напряжение ЖК  $U_{\text{th}} > 0.5 \text{ В}$ , кривые 1 на рис.6 описывают ситуацию, когда молекулы ЖК не переориентированы под действием внешнего поля, т.е. во всех точках апертуры  $\varepsilon = \varepsilon_{\perp}$ . В этом смысле кривые рис.6 аналогичны соответствующим кривым рис.2. Ситуация при  $U = 7.0 \text{ В}$  сложнее, т.к. вследствие уменьшения напряжения при удалении от центрального контакта  $U(r) > U_{\text{th}}$  лишь в некоторой области вблизи него. Таким образом, приближение  $\varepsilon = \varepsilon_{\parallel}$  неприменимо ко всей апертуре МЖКК.

Однако поскольку при расчете импеданса ток вычисляется как интеграл по окружности, непосредственно примыкающей к границе контакта, результаты расчета (кривые 2 рис.6) все же удовлетворительно коррелируют с экспериментом. Для кривых 1 рис.6 согласие теории с экспериментом является хорошим. Сопоставление рис.6 с рис.2 и 4 показывает, что в области частот менее 1 кГц на характеристики МЖКК существенное влияние оказывает ионная проводимость, а при больших частотах – локализация распределения напряжения вблизи централь-

ного контакта, приводящая к уменьшению как емкости, так и сопротивления с ростом частоты.

Пользуясь данными рис.5, можно рассчитать добротность МЖКК  $\omega RC$ . При всех значениях параметров управляющего напряжения добротность не превышает 0.24, т.е. МЖКК представляет собой активную нагрузку для генератора управляющих сигналов.

## 5. Заключение

Таким образом, в данной работе впервые рассчитан и экспериментально исследован импеданс модального многоканального ЖК корректора волнового фронта. Специальные исследования ЖК, использованного при изготовлении корректора, показали, что в области частот до единиц килогерц его диэлектрическая проницаемость определяется ионной проводимостью и дебаевской релаксацией. Эти же факторы определяют и импеданс МЖКК в области частот до 1 кГц. Однако кроме этих причин при более высоких частотах начинает сказываться локализация напряжения вблизи контакта. Влияние ионов на электрические параметры ЖК является нежелательным. Для его устранения можно увеличить область рабочих частот МЖКК путем уменьшения сопротивления управляющего электрода, что вполне реально с технологической точки зрения. Сопоставление экспериментально измеренных емкости и сопротивления ЖК ячейки и МЖКК с результатами расчета показало их хорошее соответствие.

Авторы выражают благодарность А.Ф.Наумову и М.Ю.Локтеву за полезные дискуссии и ценные замечания. Работа была выполнена при частичной поддержке гранта INTAS-ESA (проект № 99-0523) и ФЦП «Интеграция» (контракт № 235).

1. Naumov A.F., Loktev M.Yu., Guralnik I.R., Vdovin G.V. *Opt. Lett.*, **23**, 992 (1998).
2. Zayakin O.A., Loktev M.Yu., Love G.D., Naumov A.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3983**, 112 (1999).
3. Guralnik I.R., Loktev M.Yu., Love G.D., Naumov A.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4338**, 171 (2000).
4. Naumov A.F., Vdovin G.V. *Opt. Lett.*, **23**, 1550 (1998).
5. Kotova S.P., Guralnik I.R., Klimov N.A., Kvashnin M.Yu., Loktev M.Yu., Love G.D., Naumov A.F., Rakhmatulin M.A., Vdovin G.V., Zayakin O.A. *Rep. X Intern. Conf. «Laser Optics 2000»* (St. Petersburg, Russia, 2000).
6. Hirabayashi K. *Opt. Lett.*, **21**, 1484 (1996).
7. Guralnik I.R., Belopukhov V.N., Love G.D., Naumov A.F. *J. Appl. Phys.*, **87**, 4069 (2000).
8. Вдовин Г.В., Гуральник И.Р., Котова С.П., Локтев М.Ю., Наумов А.Ф. *Квантовая электроника*, **26**, 256 (1999).
9. Блинов Л.М. *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов* (М.: Наука, 1978).
10. Guralnik I.R., Naumov A.F., Belopukhov V.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3684**, 28 (1998).
11. Uemura S. *J. Polym. Sci. A2*, **70**, R3434 (1991).
12. Naito H., Yokoyama Y., Murakami S., Imai M., Okuda M., Sugimura A. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **262**, 249 (1995).