

Исследование электрофизических характеристик границы электрод–жидкий кристалл методом импедансной спектроскопии

© Б.А. Беляев^{1–3}, Н.А. Дрокин¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³ Сибирский аэрокосмический университет им. акад. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

E-mail: belyaev@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 10 июля 2014 г.)

Исследовано поведение частотных зависимостей импеданса емкостной измерительной ячейки с жидким кристаллом (ЖК) в диапазоне от 10^{-1} до 10^5 Hz. Предложен метод определения некоторых электрофизических характеристик объема ЖК и интерфейса ЖК–металлический электрод, который апробирован на образце жидкого кристалла из группы алкилцианобифенилов, допированного ионным сурфактантом. Метод основан на использовании эквивалентной электрической схемы, позволяющей аппроксимировать спектры импеданса с необходимой точностью, а также на определении частоты сингулярной точки в спектрах импеданса, на которой реактивная компонента тока через жидкокристаллическую ячейку исчезающе мала, по сравнению с активной компонентой.

Работа выполнена при поддержке интеграционного проекта № 109 СО РАН.

1. Введение

Жидкие кристаллы (ЖК) являются слабыми электролитами из-за образования ионов в процессе диссоциации молекул и адсорбированной влаги, поэтому, за счет смещения положительных и отрицательных ионов к соответствующим электродам под действием приложенного к ячейке с ЖК электрического поля, наблюдается неоднородное распределение концентрации ионов между электродами, особенно сильное вблизи электродов. Структура приграничных к электродам областей (интерфейса ЖК вблизи электрода) зависит от многих факторов, в частности, от формы и строения молекул ЖК, материала электродов, шероховатости поверхностей электродов и наличия на них адсорбированных частиц, процессов диффузии ионов и возможных электрохимических реакций с участием материалов электродов, а также от напряженности приложенного электрического поля и его частоты в случае, если оно переменное. Все эти факторы определяют динамику прохождения электрического тока через жидкокристаллические ячейки и, конечно, должны учитываться при построении различных устройств отображения информации, оптоэлектроники и СВЧ-техники, например, управляемых жидкокристаллических СВЧ-фазовращателей [1].

Ионы и ионные комплексы в ЖК возникают и при модификации поверхности электродов различными сурфактантами, которые позволяют получить исходную нормальную или гомеотропную ориентацию молекул жидкого кристалла. Ионы диссоциированных молекул сурфактантов частично адсорбируются на поверхности

электродов и одновременно присутствуют в объеме ЖК в качестве подвижных ионов, имеющих противоположные знаки. В этом случае электрическое поле может инициировать процесс накопления или удаления молекул сурфактанта с поверхности электродов, что влияет не только на прохождение тока, но и на ориентацию молекул жидкого кристалла в ячейке [2].

Для исследования приэлектродных эффектов в электролитах существует множество различных электрохимических методов, однако их применение к жидким кристаллам затруднено из-за миниатюрности измерительных ячеек и, соответственно, ограниченного объема ЖК. По-видимому, одним из доступных и информативных способов изучения поверхностно-ионных явлений в ЖК следует считать метод измерения частотных зависимостей полного комплексного сопротивления (импеданса) [3,4].

В настоящее время представления о процессах переноса и накопления объемных зарядов на интерфейсе ЖК–металлический электрод развиваются в многочисленных работах, например [3,5–7], посвященных аналитическому рассмотрению особенностей формирования двойного электрического слоя и диффузной области. Результаты теоретических исследований позволяют аппроксимировать экспериментально наблюдаемые частотные зависимости проводимости, диэлектрической проницаемости и, в некоторых случаях, импеданса жидкокристаллических ячеек, а также описывать динамические процессы поведения тока в них [8,9]. Однако использование результатов этих работ для анализа измеряемых спектров импеданса затруднено из-за необходимости выполнения определенных условий, которые не всегда

реализуются в реальном эксперименте. В связи с этим для интерпретации наблюдаемых импедансных спектров жидкокристаллических ячеек исследователи часто обращаются к методу построения эквивалентных электрических схем [10,11], частотные зависимости импеданса которых с необходимой точностью совпадают с измеренными спектрами. При этом некоторые емкостные элементы эквивалентной схемы сопоставляются с величиной емкости двойного электрического слоя, емкости адсорбции, другие элементы позволяют моделировать процессы диффузии и электрохимических реакций. Отметим, что основные сложности этого метода заключаются не только в адекватном выборе эквивалентной схемы, отвечающей эксперименту, но и в корректном сопоставлении отдельных элементов схемы физическим процессам, происходящим в измерительной ячейке с образцом.

Интересный подход к изучению интерфейса ЖК предложен в работе [12], где вместо традиционной аппроксимации экспериментальных спектров диэлектрической проницаемости и проводимости используют особые (сингулярные) точки, наблюдаемые на частотных зависимостях мнимых компонент проницаемости и проводимости, соответствующие экстремумам на частотах f_{on} и f_{max} . Эти частоты связываются с „началом“ и „завершением“ процессов приэлектродной поляризации, и они зависят от длины ячейки и размеров диффузной области. Такой подход к анализу поведения спектров проводимости и диэлектрических спектров является весьма перспективным способом изучения явлений переноса и накопления зарядов в области интерфейса благодаря своей простоте и эффективности. Аналогичный подход, использующий регистрацию частоты максимума (f_{peak}) на частотной зависимости мнимой компоненты комплексной эффективной емкости измерительной ячейки с ЖК, был предложен в работе [13]. Получено простое соотношение для определения по этой частоте f_{peak} , являющейся особой точкой на спектре, подвижности ионов жидкого кристалла 5CB (5-субанилин) и проведена оценка размеров диффузной области. Методика определения основных характеристик интерфейса жидких веществ по измеренным частотам сингулярностей, наблюдаемых в спектрах комплексной диэлектрической проницаемости, описана также в работе [14], в которой исследованы полимерные электролиты.

В данной работе по измеренным спектрам импеданса демонстрируется возможность определения некоторых электрофизических характеристик объема и приэлектродных областей жидких кристаллов, помещенных в измерительную ячейку. В частности, для определения этих характеристик используется частота сингулярной точки на частотной зависимости угла сдвига фазы между током и напряжением, привлекается также разрабатываемая эквивалентная электрическая схема, позволяющая моделировать и рассчитывать характеристики протекающих в ячейке с ЖК электрохимических процессов.

2. Эксперимент и результаты исследований

Для исследований был выбран жидкий кристалл 8-цианобифенил (8CB), который в зависимости от температуры может находиться в смектической, нематической или изотропной фазе (температура перехода в изотропное состояние 40.5°C). В качестве примеси использовался ионообразующий сурфактант цетил-триметиламмоний бромистый (СТАВ). Образец 8CB + СТАВ получался простым смешиванием его компонент в весовом соотношении 1:0.01 при температуре $T = 50^\circ\text{C}$. Сурфактант, растворяясь в ЖК, диссоциирует на ионы Br^- и комплексы СТА^+ , последние адсорбируются на стенках измерительной ячейки, образуя мономолекулярный слой СТА^+ . Этот слой обеспечивает гомеотропную ориентацию „директора“ в жидкокристаллической ячейке. Находящиеся в объеме ЖК неадсорбированные комплексы СТА^+ и ионы Br^- участвуют в процессах ионной проводимости [15]. Для сравнения поведения частотных зависимостей импеданса жидкого кристалла 8CB + СТАВ, содержащего ионы Br^- и комплексы СТА^+ , со спектром импеданса хорошо очищенного от посторонних примесей ЖК, использовалась многокомпонентная нематическая смесь МВ-1, обладающая слабой проводимостью и имеющая температуру перехода в изотропное состояние более 110°C .

Во всей области частот от 0.1 Hz до 100 kHz измерения импеданса проводились с использованием одной и той же ячейки, состоящей из двух плоскопараллельных стеклянных подложек с электродами на внутренних сторонах из оксида индия с оловом площадью $S = 7.1 \times 10.0 \cdot \text{mm}^2$ и зазором между ними $d = 92 \mu\text{m}$. При этом емкость пустой ячейки составляла $C_0 = 6.8 \text{ pF}$. Подготовленный образец ЖК заливался в ячейку при температуре изотропной фазы и выдерживался в течение 2 часов при комнатной температуре. Ячейка в специальном держателе помещалась в термостат с регулируемой температурой от 20 до 50°C и соединялась коаксиальными линиями передач с измерителем импеданса. Образец 8CB + СТАВ измерялся при трех температурах: 23°C (смектическая фаза), 35°C (нематическая фаза) и 45°C (изотропное состояние). Подаваемое на электроды ячейки переменное напряжение имело величину в пределах $U = 0.2 - 0.5 \text{ V}$. Измеряемые значения модуля импеданса $|Z|$ и угла сдвига фазы между током и напряжением φ передавались на компьютер с помощью программного пакета LabView, затем для каждой частоты рассчитывались компоненты действительной ($Z' = |Z| \cos \varphi$) и мнимой ($Z'' = |Z| \sin \varphi$) составляющих импеданса, позволяющие строить соответствующие частотные зависимости.

Жидкие кристаллы, как правило, являются хорошими диэлектриками, поэтому жидкокристаллическую ячейку с образцом можно моделировать простой емкостью C_{lc} , импеданс которой имеет только мнимую компоненту $Z'' = 1/(-j\omega C_{lc})$. Здесь $\omega = 2\pi f$ — круговая частота.

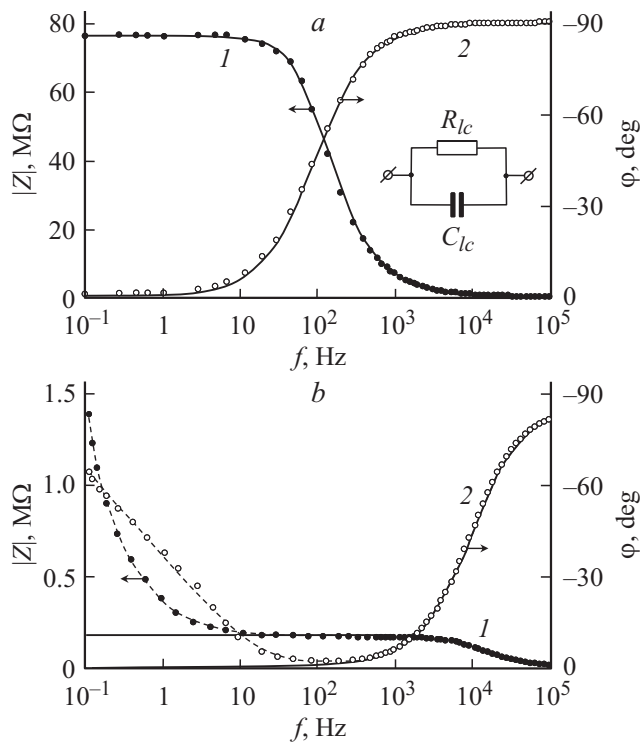


Рис. 1. Частотная зависимость модуля импеданса (1) и угла сдвига фазы φ (2) для жидких кристаллов MB1 (a) и 8CB + СТАВ (b) в нематическом состоянии. Сплошные линии — аппроксимация эквивалентной схемой, представленной на вставке, штриховые линии — аппроксимация эквивалентной схемой (рис. 3).

В этом случае протекающий во внешней цепи ток будет сдвинут по фазе относительно напряжения на $\varphi = -90^\circ$. На рис. 1, a приведены частотные зависимости модуля импеданса $|Z|$ и фазового угла φ для образца жидкого кристалла MB-1. Видно, что угол φ приближается к -90° лишь в области частот $f > 10^4$ Hz, а при понижении частоты импеданс ячейки с ЖК стремится к некоторому конечному сопротивлению $R = 76$ MΩ, а угол φ уменьшается почти до нуля. Такой вид спектра импеданса означает, что даже в специально очищенном от посторонних примесей жидком кристалле MB-1 имеется некоторое заметное количество ионов, возникающих, как уже отмечалось, за счет диссоциации молекул жидкокристаллической смеси и адсорбированной влаги [16]. Показанные на рис. 1, a спектры $|Z|$ и φ хорошо аппроксимируются эквивалентной электрической цепью, показанной на вставке рис. 1, a, содержащей емкость $C_{lc} = 87$ pF, и, включенный параллельно ей, резистор $R_{lc} = 76$ MΩ, моделирующий омическое сопротивление образца. Для этой схемы импеданс $Z = R_{lc} - 1/(j\omega C_{lc})$. Результаты аппроксимации показаны на рис. 1, a сплошными линиями.

Приведенные на рис. 1, b частотные зависимости $|Z|$ и угла φ сняты на содержащем ионы жидком кристалле 8CB + СТАВ. Видно, что они существенно отличаются

от предыдущих зависимостей сильным возрастанием $|Z|$ и угла φ в области частот $f \leq 100$ Hz. Как и во многих электролитах, такое резкое возрастание импеданса на низких частотах связывается с падением напряжения на тонком двойном электрическом слое, возникающем на границе жидкий кристалл–металлический электрод. С ростом частоты $f \geq 100$ Hz поведение $|Z|(f)$ и $\varphi(f)$ такое же, как и у аналогичных частотных зависимостей для образца MB-1. Поэтому экспериментальные данные в этой области частот можно аппроксимировать, используя ту же эквивалентную схему на параллельно соединенных емкости и резистора, в которой $C_{lc} = 96.22$ pF и $R_{lc} = 172$ kΩ. Результаты такой аппроксимации показаны на рис. 1, b сплошными линиями, и они, как и следовало ожидать, достаточно хорошо согласуются с экспериментом лишь в „высокочастотной“ области спектра.

Важно заметить, что вблизи частоты $f \approx 110$ Hz угол φ имеет минимальное значение (см. рис. 1, b). В этой области частот реактивная компонента тока через жидкокристаллическую ячейку исчезающе мала по сравнению с активной компонентой. При этом тангенс угла потерь емкостной измерительной ячейки с образцом $\text{tg } \delta = \frac{Z'}{Z''}$ достигает своего максимума на частоте f_{peak} . На рис. 2 приведены частотные зависимости $\text{tg } \delta(f)$ и эффективной емкости C_{eff} жидкокристаллической ячейки с образцом 8CB + СТАВ, вычисленной по известной формуле

$$C_{\text{eff}} = \frac{\text{tg } \delta}{2\pi f Z' [1 + (\text{tg } \delta)^2]}. \quad (1)$$

На рис. 2 штриховой линией отмечено значение емкости $C_{lc} = 96.22$ pF, которое практически совпадает с зависимостью $C_{\text{eff}}(f)$ в интервале частот (1–100) kHz. Очевидно, что эта емкость определяется статической диэлектрической проницаемостью жидкокристаллического образца ε_{\parallel} , когда молекулы ЖК ориентированы параллельно поляризации высокочастотного электрического поля. Учитывая, что $C_{lc} = \varepsilon_{\parallel} C_0$, можно найти $\varepsilon_{\parallel} = 14.15$. При уменьшении частоты $f < 1$ kHz, на-

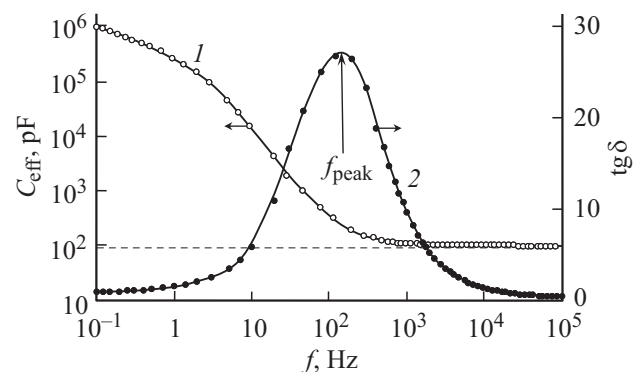


Рис. 2. Частотная зависимость эффективной электроемкости и тангенса угла диэлектрических потерь для жидкого кристалла 8CB + СТАВ, находящегося в измерительной ячейке.

блюдается постепенно нарастающее увеличение эффективной емкости (белые точки на рис. 2), обусловленное экранированием внутреннего электрического поля в объеме ячейки за счет возникающей приэлектродной поляризации и образования двойного электрического слоя. Этот эффект связывают с кажущимся увеличением диэлектрической проницаемости ЖК. Частоту максимума тангенса угла потерь $f_{\text{peak}} \approx 110 \text{ Hz}$, которая хорошо определяется на частотной зависимости $\text{tg } \delta(f)$ (черные точки на рис. 2) и ниже которой начинается почти линейное нарастание C_{eff} , можно считать соответствующей началу процесса приэлектродной поляризации. На этой частоте в положительные и отрицательные полупериоды переменного электрического поля E разноименно заряженные ионы начинают преодолевать расстояние между электродами ячейки d и формировать емкость двойного электрического слоя C_e . Расстояние d преодолевается ионами за время транзита t_{tr} , которое соответствует половине периода [17]

$$t_{\text{tr}} = \frac{d}{\mu E} = \frac{d^2}{\alpha V_0 \mu}. \quad (2)$$

Здесь V_0 — эффективное напряжение на электродах ячейки, μ — подвижность ионов, а коэффициент $\alpha = C_e/C_{lc}$ показывает степень ослабления напряжения внутри ячейки. С учетом формулы (2) частота f_{peak} будет определяться как

$$f_{\text{peak}} = \frac{\alpha V_0 \mu}{2d^2}. \quad (3)$$

Это уравнение позволяет рассчитывать такие важные характеристики ЖК, как подвижность μ , зная которую, можно определить коэффициент диффузии ионов D , но если известны значения емкости C_e , моделирующей двойной электрический слой, и емкости C_{lc} , моделирующей объем жидкого кристалла. Для расчета коэффициента диффузии однозарядных ионов можно воспользоваться известным соотношением

$$D = \frac{\mu k_B T}{e}. \quad (4)$$

Здесь k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, e — заряд электрона.

В данной работе для более точной оценки величин C_{lc} и C_e жидкого кристалла 8CB + СТАВ использован метод аппроксимации спектров импеданса с помощью эквивалентной схемы, показанной на рис. 3. В левой части схемы C_{lc} и R_{lc} моделируют объемные характеристики образца ЖК, а элементы в правой части цепи моделируют интерфейс ЖК–металлический электрод. Здесь C_e — емкость двойного электрического слоя, элементы R_a и C_a определяют сопротивление и емкость адсорбированных ионов на электродах, W — электрохимический элемент, моделирующий процесс диффузии ионов (диффузионный импеданс Варбурга) [11]. Действительная и мнимая составляющие импеданса Варбурга зависят от частоты,

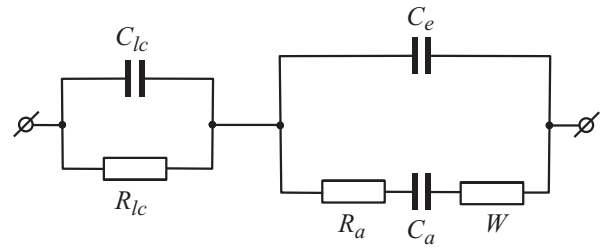


Рис. 3. Эквивалентная схема измерительной ячейки с образцом жидкого кристалла.

а модули их значений равны между собой, т. е. сдвинуты по фазе на 45° . Этот элемент широко используется в электрохимии для изучения фундаментальных проблем кинетики ионов в электролитах вблизи интерфейса. Учитывая, что в данной работе использовалась жидкокристаллическая ячейка с небольшим межэлектродным зазором, для аппроксимации измеренных импедансных спектров можно использовать конечный диффузионный элемент Варбурга [18], импеданс которого имеет вид

$$Z_{W_s}(\omega) = \frac{W_{sr}}{\sqrt{\omega}} (1 - j) \text{th}(W_{sc} \sqrt{j\omega}). \quad (5)$$

Этот элемент содержит два параметра, определяемые соотношениями

$$W_{sr} = \frac{RTN_A}{F^2 S n_s \sqrt{2D}}, \quad (6)$$

$$W_{sc} = \frac{\delta_N}{\sqrt{D}}, \quad (7)$$

где R — газовая постоянная, N_A — число Авогадро, T — абсолютная температура, F — постоянная Фарадея, S — площадь пластин измерительной ячейки, n_s — поверхностная концентрация электроактивных (подвижных) ионов, $D = (D_+ D_-)/(D_+ + D_-)$ — эффективный коэффициент диффузии катионов с концентрацией D_+ и анионов с концентрацией D_- , а δ_N — толщина диффузионного слоя Нернста.

Аппроксимация измеренных спектров импеданса с использованием эквивалентной схемы (рис. 3) проводилась с помощью специальной программы симуляции импедансных спектров (EIS — analyzer), а также путем расчета импеданса элемента Варбурга и минимизации соответствующего функционала по методу комплексных нелинейных наименьших квадратов [19]. Отметим, что сопротивление адсорбированных ионов на электродах R_a из эквивалентной схемы (рис. 2) можно исключить, а процесс заряда и разряда емкости C_a , моделирующей слой адсорбированных ионов, в этом случае будет определяться только импедансом Варбурга.

На рис. 1, *b* штриховыми линиями показаны результаты аппроксимации экспериментальных спектров жидкого кристалла 8CB + СТАВ в нематической фазе ($t = 35^\circ \text{C}$), которые демонстрируют достаточно хорошее

Таблица 1. Номиналы элементов эквивалентной схемы (рис. 3), моделирующей измерительную ячейку с жидким кристаллом 8CB + СТАВ в смектической ($t = 23^\circ\text{C}$), нематической ($t = 35^\circ\text{C}$) и изотропной ($t = 45^\circ\text{C}$) фазах

t°, C	C_{lc}, pF	$R_{lc}, \text{M}\Omega$	$C_e, \mu\text{F}$	$C_a, \mu\text{F}$	$W_{sr}, \text{M}\Omega \cdot \text{s}^{-0.5}$	$W_{sc}, \Omega \cdot \text{s}^{-0.5}$
23	89	0.24	0.8	1.5	0.6	9.8
35	87	0.17	0.25	1.2	0.4	1.35
45	54	0.45	0.017	—	0.2	—

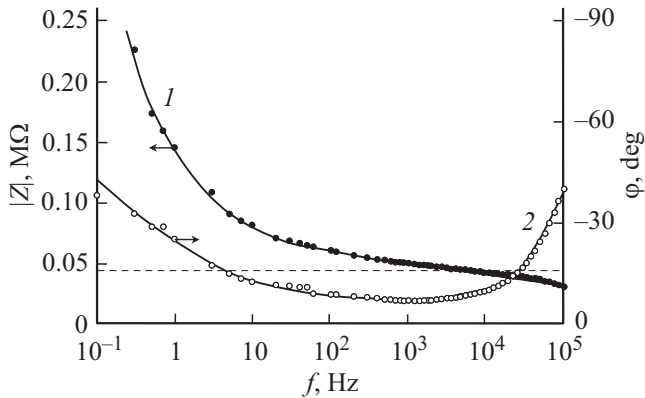


Рис. 4. Частотная зависимость модуля импеданса (1) и угла сдвига фазы (2) для жидкого кристалла 8CB + СТАВ в изотропной фазе. Линии — аппроксимация эквивалентной схемой (рис. 3).

совпадение с результатами измерений. Характер частотных зависимостей импеданса исследуемого образца ЖК в смектической фазе ($t = 23^\circ\text{C}$) почти не отличается от представленных на рис. 1, *b* спектров для нематической фазы. Однако в изотропном состоянии жидкого кристалла 8CB + СТАВ ($t = 45^\circ\text{C}$) спектры $|Z|(f)$ и $\varphi(f)$ претерпевают сравнительно сильные изменения (рис. 4). При этом для аппроксимации спектров в изотропном состоянии емкость C_a исключается из эквивалентной схемы, представленной на рис. 3, и хорошая аппроксимация спектров достигается при использовании обычного диффузионного импеданса Варбурга ($W \equiv W_{sr}$), а параметр W_{sc} отсутствует. Номиналы элементов эквивалентных схем для жидкого кристалла 8CB + СТАВ в смектической, нематической и изотропной фазах приведены в табл. 1. Заметим, что относительная погрешность номиналов эквивалентной схемы и коэффициента $\alpha = C_e/C_{lc}$, найденных по результатам аппроксимации экспериментальных спектров импеданса, не превышает 10%.

В соответствии с полученными значениями емкости C_{lc} , учитывая, что $\varepsilon = C_{lc}/C_0$, несложно определить диэлектрические проницаемости ЖК в смектической $\varepsilon_s = 13$, нематической $\varepsilon_n = 12.8$ и изотропной $\varepsilon_{is} = 7.9$ фазах. В смектической и нематической фазах величина диэлектрической проницаемости соответствует геометропному упорядочению молекул ЖК в ячейке, очевидно из-за наличия на поверхности электродов адсорбиро-

ванных молекул сурфактанта. Как в упорядоченных, так и в изотропной фазе величина диэлектрической проницаемости жидкого кристалла 8CB + СТАВ хорошо согласуется со значениями, приведенными в различных работах, например [20].

Для определения электрофизических характеристик исследуемого жидкого кристалла 8CB + СТАВ воспользуемся уравнениями (3) и (4), по которым несложно вычислить значения подвижности ионов μ и коэффициента диффузии D , а поверхностную концентрацию носителей заряда n_s и толщину диффузионного слоя Нернста δ_N можно вычислить по компонентам импеданса Варбурга W_{sr} и W_{sc} из уравнений (6) и (7). Объемную концентрацию ионов n_v можно оценить по величине удельной проводимости ЖК, определяемой в области частот $f \sim 10^2 - 10^3$ Hz, где реактивная компонента тока через жидкокристаллическую ячейку исчезающе мала по сравнению с активной компонентой. При этом будем считать, что вычисленная подвижность ионов вблизи интерфейса такая же, как и в объеме. Чтобы в этом убедиться, рассчитаем объемные подвижности ионов, воспользовавшись известной связью между величинами подвижности катионов μ_+ и анионов μ_- в объеме жидкого кристалла и вязкости раствора η , которая в случае жидких диэлектриков имеет вид [21]

$$\mu = \frac{e}{6\pi r \eta}, \quad (8)$$

где r — радиус иона, e — заряд электрона. При расчете подвижности ионов жидкого кристалла 8CB в условиях, когда в электрическом поле они смещаются в направлении „директора“, использовалось измеренное при температуре $t = 34^\circ\text{C}$ значение вязкости $\eta = 0.032 \text{ Pas} \cdot \text{s}$ [22], величины радиуса иона Br^- $r = 0.196 \text{ nm}$ и иона STA^+ $r = 0.24 \text{ nm}$. В результате вычисленные подвижности $\mu_{\text{Br}^-} = 1.35 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ и $\mu_{\text{STA}^+} = 1.1 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Эти подвижности примерно одинаковые, и они близки к значению подвижности ионов на интерфейсе электрод–ЖК в нематическом состоянии ($t = 34^\circ\text{C}$) $\mu = 1.4 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Найденные таким образом значения подвижности ионов μ , коэффициента диффузии D , поверхностной (n_s) и объемной (n_v) концентраций ионов, а также размер диффузионной области Нернста представлены в табл. 2.

Как уже отмечалось, приведенная в таблице величина подвижности ионов ЖК в нематической фазе при $t = 35^\circ\text{C}$ практически совпадает с данными, полученными

Таблица 2. Электрофизические характеристики жидкого кристалла 8CB + СТАВ в смектической ($t = 23^\circ\text{C}$), нематической ($t = 35^\circ\text{C}$) и изотропной ($t = 45^\circ\text{C}$) фазах

$t^\circ\text{C}, \text{C}$	$\mu \cdot 10^{-9}, \text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	$d \cdot 10^{-10}, \text{m}^2/\text{s}$	$n_s \cdot 10^{22}, \text{m}^{-3}$	$n_v \cdot 10^{22}, \text{m}^{-3}$	$\delta_N, \mu\text{m}$
23	0.024	0.06	7.3	6.8	7.6
35	1.4	0.37	1.6	7.3	8
45	4.4	1.2	6.2	13	–

ми из уравнения (8). Видно, что объемная концентрация ионов n_v во всех жидкокристаллических фазах приблизительно одинакова, но поверхностная концентрация ионов n_s оказалась минимальной для нематической фазы. Возможно, это связано с повышенной адсорбцией ионов СТАВ на поверхности электродов ячейки при нематическом упорядочении жидкого кристалла. Как и следовало ожидать, в изотропной фазе подвижность значительно выше, чем в нематической, а в смектической фазе значительно ниже, что, очевидно, связано с увеличением вязкости ЖК с понижением температуры.

3. Заключение

Экспериментально исследовано поведение частотных зависимостей импеданса емкостной измерительной ячейки с жидким кристаллом в диапазоне от 10^{-1} до 10^5 Hz. Разработан метод определения различных электрофизических характеристик объема жидкого кристалла и интерфейса ЖК–металлический электрод, который апробирован на образце жидкого кристалла из группы алкилцианобифенилов, допированного сурфактантом. Результаты измерения подвижности ионов, коэффициента диффузии, концентрации ионов, а также размера диффузной области Нернста показали достаточно хорошее согласие с результатами, полученными традиционными методами.

Предложенный метод основан на использовании эквивалентной электрической схемы, элементы которой моделируют физические процессы, протекающие в ячейке с жидким кристаллом. Подбор номиналов электрической схемы позволяет аппроксимировать измеренные спектры импеданса с необходимой точностью. Электрофизические характеристики ЖК определяются по найденным номиналам элементов эквивалентной схемы, а также по частоте сингулярной точки, существующей на спектрах импеданса. На этой частоте реактивная компонента тока через жидкокристаллическую ячейку исчезающе мала по сравнению с активной компонентой. Достоинством разработанного метода является то, что он позволяет исключить необходимость измерений вязкости ЖК, требуемых для оценки коэффициента диффузии и подвижности ионов. Это особенно важно при исследовании электрофизических характеристик новых жидкокристаллических соединений, реологические свойства которых мало изучены.

Список литературы

- [1] Б.А. Беляев, А.А. Лексиков, А.М. Сержантов, В.Ф. Шабанов. Письма в ЖТФ **34**, 11, 19 (2008).
- [2] В.Я. Зырянов, М.Н. Крахалев, О.О. Прищепа, А.В. Шабанов. Письма в ЖЭТФ **86**, 6, 440 (2007).
- [3] A.L. Alexe-Ionescu, G. Barbero, I. Lelidis. J. Phys. Chem. B **113**, 14 747 (2009).
- [4] Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин. ФТГ **56**, 7, 1403 (2014).
- [5] S. Murakami, H. Iga, H. Naito. J. Appl. Phys. **80**, 11, 6396 (1996).
- [6] G. Barbero, A.K. Zvezdin. Phys. Rev. E **59**, 2, 1846 (1999).
- [7] A.L. Alexe-Ionescu, G. Barbero, I. Lelidis. J. Phys. Rev. E **80**, 061 203-1 (2009).
- [8] M. Mizusaki, T. Miyashita, T. Uchida, Y. Yamada, Y. Ishii, S. Mizushima. J. Appl. Phys. **102**, 014 904-1 (2007).
- [9] M. Scalerandi, P. Pagliusi, G. Gipparrone, G. Barbero. Phys. Rev. E **69**, 051 708-1 (2004).
- [10] I.D. Raistrick. Ann. Rev. Mater. Sci. **16**, 343 (1986).
- [11] Н.Г. Букун, А.Е. Укше. Электрохимия **45**, 1, 13 (2009).
- [12] A. Serghei, M. Tress, J.R. Sangoro, F. Kremer. Phys. Rev. B **80**, 184 301-1 (2009).
- [13] Y.-K. Cho, S. Granick. J. Chem. Phys. **119**, 547 (2003).
- [14] R.J. Klein, S. Zhang, S. Dou, V.H. Jones, R.H. Colby, J. Runta. Chem. Phys. **124**, 144 903-1 (2006).
- [15] Т.В. Безродная, В.В. Несправа, Г.А. Пучковская, И.Т. Чашечникова, Ю.П. Бойко, Я. Баран. Журн. прикл. спектроскопии **78**, 1, 56 (2011).
- [16] М.Г. Томилин. Взаимодействие жидких кристаллов с поверхностью. Политехника, СПб (2001). 325 с.
- [17] Yi. Huang, P.J. Bos, A. Bhowmik. J. Appl. Phys. **108**, 064 502-1 (2010).
- [18] P. Jasinski, V. Petrovsky, T. Suzuki, H. U. J. Elchem. Soc. **152**, J27 (2005).
- [19] Н.А. Поклонский, Н.И. Горбачук, С.В. Шпаковский, А. Wieck. ЖТФ **80**, 10, 74 (2010).
- [20] C. Druon, J.M. Wacrenier. J. Phys. **38**, 47 (1977).
- [21] А.И. Жакин. УФН **173**, 51 (2003).
- [22] P. Patricio, C.R. Leal, L.F.V. Pinto, A. Boto, M.T. Cidade. Liq. Cryst. **39**, 25 (2012).