

03;12

Нарушение гомогенности слабопроводящих жидкостей в сильных электрических полях

© Ю.К. Стишков, А.В. Стеблянко

Научно-исследовательский институт радиофизики Санкт-Петербургского государственного университета, 198904 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 марта 1996 г. В окончательной редакции 4 июля 1996 г.)

Изучение структуры электрогидродинамических течений показало, что носители электрического заряда — ионы практически "вморожены" в окружающую жидкость. Иными словами, ионы в слабопроводящих жидкостях способны формировать более или менее устойчивые структуры, имеющие иные, чем незаряженная жидкость вязкоупругие свойства. Одним из методов изучения этого эффекта является исследование дисперсии скорости ультразвука на заряженных надмолекулярных образованиях. Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования акустической дисперсии в жидких диэлектриках под воздействием предпробойных электрических полей. В теоретическом аспекте рассмотрена модельная задача о распространении звука в жидкости, в которой сформировались надмолекулярные структуры вокруг элементарных носителей заряда. Получены приближенные формулы, описывающие дисперсию акустической фазовой скорости в зависимости от параметров электрического поля и электрофизических параметров жидкости. Зависимость скорости звука от частоты носит резонансный характер, резонансная частота определяется плотностью электрического заряда и массой заряженных надмолекулярных структур. В экспериментах обнаружено влияние электрического объемного заряда на скорость акустических волн в жидких диэлектриках.

Обычно при изучении поведения электроизолирующих жидкостей в области предпробивных напряжений пользуются уравнениями, описывающими процессы в гомогенных текучих средах, физические свойства которых не изменяются под воздействием сильных электрических полей. Это, например, типично для задач электрогидродинамики, использующих уравнение Навье–Стокса для описания течений в электрически заряженных жидкостях. При этом постулируется гомогенность заряженной жидкости и однородное распределение действующей кулоновской силы по объему среды. В то же время простой подсчет показывает, что в реальных слабопроводящих жидкостях с проводимостью $10^{-10} - 10^{-12} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ элементарный заряд находится в мощном нейтральном окружении, охватывающем $10^{10} - 10^{12}$ молекул. Механизм ион-молекулярного взаимодействия остается неясным, тем более что к слабопроводящим жидкостям относятся, как правило, неполярные жидкости, не имеющие постоянного дипольного момента.

Обычно величина ионных оболочек в водных электролитах не превышает нескольких десятков молекул воды, далее энергия ион-дипольного взаимодействия быстро ослабевает и не может обеспечить структурирования полярных молекул в электрическом поле центрального иона. Нейтрализующее действие оказывают тепловое движение и противоионы, образующие ионную атмосферу. Несмотря на это, основным постулатом электрогидродинамики слабопроводящих жидкостей является постулат о "вмороженности" объемного заряда. Его подтверждает ряд простых экспериментов, описанных в [1], свидетельствующих о наличии "жесткой" связи ионов и нейтральных молекул в слабопроводящих средах.

Так, если в чистое вазелиновое масло с проводимостью $10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ввести каплю раствора иода в вазе-

линовом масле (раствор имеет вишневый цвет) с проводимостью $10^{-12} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, то при подаче напряжения сферическая капля по законам электрогидродинамики начинает вытягиваться в эллипсоид со скоростью, на два-три порядка превышающей скорость движения ионов относительно неподвижной жидкости. Эффект "вмороженности" заряда в жидкость характерен для большинства электрогидродинамических процессов [1].

Анализ электрогидроакустического преобразования показал, что неполярная жидкость с собственной проводимостью $10^{-12} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, содержащая объемный электрический заряд под воздействием переменного электрического поля излучает звуковые волны, вплоть до весьма высоких частот $\sim 100 \text{ kHz}$.

Серия экспериментов по исследованию электрогидроакустического преобразования [1] показала, что при подаче на электроды переменного напряжения за счет электрострикционного эффекта идет электрогидроакустическое преобразование на удвоенной частоте. Если на электроды наряду с переменным подать постоянное напряжение, то с задержкой в несколько секунд на фоне преобразования на удвоенной частоте появляется преобразование на основной частоте. Последнее связано с появлением объемного заряда в жидкости, что наиболее убедительно показано на примере струйного электрогидродинамического преобразователя.

Если электрическое поле задать в виде $E = E_0 + E_1 \cos \omega t$, где E_0 и E_1 — амплитуды постоянного и переменного электрического поля, ω — частота изменения переменного электрического поля, t — время, то давление в жидкости, возникающее под воздействием этого поля, равно

$$p = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E^2 / 2 \\ = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 [E_0^2 + 2E_0 E_1 \cos \omega t + E_1^2 \cos^2 \omega t] / 2,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

В выражении для давления член, связанный с объемным зарядом, линейно зависит от переменной составляющей поля (поскольку электрический объемный заряд определяется постоянным электрическим полем), а электрострикционный — квадратично. Измерения в ряде неполярных жидкостей показали, что излучение, обусловленное объемным зарядом, более существенно, нежели электрострикционное. При амплитудах постоянного и переменного электрического поля 10^6 V/m акустическое давление на основной частоте достигает 80 N/m².

Оценим присоединенную массу жидкости, структурированной вокруг каждого иона, приравнивая силу инерции ионной структуры электрической силе, действующей на ион,

$$eE = \gamma V \frac{dv}{dt} \sim \gamma V \omega v_m,$$

где γ — плотность жидкости, v — акустическая скорость движения, v_m — амплитуда акустической скорости, e — заряд электрона.

В условиях эксперимента $E \sim 10^6$ V/m, $\gamma \sim 10^3$ kg/m³, $f = \omega/(2\pi) \sim 10^5$ Hz, $v_m \sim 10^{-5}$ m/s, объем кластера $V \sim 10^{-18}$ m³, что соответствует линейным размерам 10^{-6} m. Эти данные свидетельствуют о том, что введение объемного электрического заряда в слабопроводящую жидкость сопровождается формированием надмолекулярных образований с отличными от исходной среды физическими свойствами.

Если учесть электрическое поле ионов, образующих объемный заряд, то окажется, что практически все нейтральные молекулы в жидкости находятся в неоднородном электрическом поле.

Напряженность электрического поля точечного однозарядного иона определяется как $E_i = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$, где r — расстояние от центра иона. Электрострикционные силы сжимают молекулы жидкости к центральному иону. Возникает избыточное давление $p_i = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 e^2/2$. Подставив в выражение для напряженности электрического поля и давления значения заряда электрода и диэлектрической проницаемости получим, что на расстояниях 10^{-10} , 10^{-9} , 10^{-8} m напряженность поля и давление составят соответственно 10^{11} , 10^9 , 10^7 V/m и 10^{11} , 10^7 , 10^3 N/m², т.е. в непосредственной близости иона давление составляет несколько сот тысяч атмосфер и затем очень быстро спадает. Дебай [2] объяснил увеличение скорости звука в растворах электролитов именно появлением сверхсжатых оболочек вокруг ионов. Эти рассуждения вполне подходят для концентрированных растворов электролитов, где практически все молекулы находятся в сверхсжатых оболочках, так как концентрации ионов и молекул растворителя одного порядка. В жидких диэлектриках, которые исследовались в наших экспериментах, ионная концентрация на много порядков ниже молекулярной, а количество молекул, входящих в сверхсжатые оболочки отдельных ионов, ничтожно по сравнению с общим количеством нейтральных молекул.

Как уже отмечалось, на каждый ион приходится молекулярный комплекс из 10^{10} молекул, а в сверхсжатых оболочках находится не более двух десятков молекул.

Однако можно указать несколько иную причину изменения сжимаемости жидкого диэлектрика в электрическом поле. Это связано с особенностями жидкого состояния вещества. Согласно Френкелю, жидкость по своему строению находится ближе к кристаллам, нежели к газам, и сохраняет так называемый "ближний порядок", т.е. вблизи каждой молекулы наблюдается некоторое упорядоченное расположение соседей. Причем для жидкостей со стержнеобразными молекулами с увеличением длины молекул упорядоченность возрастает. В случае обычных изотропных жидкостей со стержневидными молекулами эти группировки были обнаружены Стюартом [3] экспериментально с помощью рентгенографического анализа. Стюарт назвал это явление "сиботаксией", а группировки с упорядоченным расположением молекул — "сиботаксическими группами" или "роями".

Межмолекулярное взаимодействие в гомогенных неполярных жидкостях осуществляется за счет сил диполь-дипольного взаимодействия молекул с взаимно индуцированными дипольными моментами. При наличии в гомогенной жидкости иона в ближайшем окружении происходит электрическое упорядочение за счет появления у неполярных молекул индуцированных центрально-ориентированных дипольных моментов. В дальних областях электрическое упорядочение осуществляется за счет послыонного индуцирования дипольных моментов электрически ориентированными молекулами близлежащих к иону слоев. Возникающая структура является устойчивой, поскольку тепловое движение не способно разрушить электрически ориентированную структуру, состоящую из неполярных молекул. Дело в том, что время релаксации наведенных дипольных моментов значительно меньше времени релаксации вращательной диффузии молекул и, следовательно, тепловое движение не может повлиять на возникшую центрально-симметричную структуру, поэтому она является устойчивой и достаточно протяженной. Возможна также и пространственная ориентация молекул ввиду анизотропии упругой поляризуемости молекул, довольно существенная в ряду нормальных парафиновых углеводородов, к коим относится большинство органических жидких диэлектриков.

Таким образом, мы имеем основания полагать, что введение объемного заряда в неполярные углеводороды может стать причиной нарушения гомогенности исходной жидкости.

Гетерогенные среды, как известно, характеризуются пространственной неоднородностью по физическим параметрам, являющимися в данном случае функцией плотности объемного заряда, введенного в среду. Особенностью гетерогенных сред является дисперсия скорости акустических волн, позволяющая судить о свойствах дисперсных образований в однородной среде. В наших условиях причиной акустической дисперсии в среде является объемный заряд, появляющийся в жидкости под воздействием сильного электрического поля.

Рассмотрим простейшую физическую модель гетерогенной жидкой среды, формирующейся при наличии объемного электрического заряда. Будем считать, что такая среда содержит молекулы жидкости массой M , характеризующиеся параметром взаимодействия с соседними молекулами C и с ионами C_+ . Кроме молекул гетерогенная среда содержит надмолекулярные структуры массой M_+ , сформировавшиеся вокруг отдельных ионов (для определенности положительных) и "жестко" связанных с ними. Каждая молекула испытывает на себе действие со стороны соседних молекул и ближайшего иона. На каждый ион действует кулоновская сила со стороны поля остальных ионов E , которое не зависит от времени, когда жидкость находится в покое. При смещениях молекулы из положения равновесия со стороны соседних молекул на молекулу действует сила

$$-\frac{\partial U(x, t)}{\partial x},$$

где U — энергия взаимодействия молекулы с соседними молекулами.

При малых смещениях молекулы под действием акустической волны можно считать $U(x, t) = -C(\partial\xi/\partial x)$, где C — параметр взаимодействия средней молекулы с соседними молекулами, ξ — смещение молекулы под действием акустической волны. Уравнение движения молекулы без учета вязких сил получим, приравняв силы инерции упругим силам,

$$M \frac{\partial v}{\partial t} = C \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

Подставляя $v = \partial\xi/\partial t$, получаем волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2},$$

где $c_0^2 = C/M$ — скорость распространения акустической волны.

При $M = \gamma/N$ и $C = K/N$, где γ — плотность жидкости, N — концентрация молекул, K — модуль сжимаемости, скорость звука принимает стандартное выражение в макроскопических параметрах $c_0^2 = K/\gamma$. Так как молекула находится также и под воздействием иона, то она будет изменять свою скорость и при смещении иона. Будем считать, как и в [4], что при малых смещениях иона энергия взаимодействия между ионом и средней молекулой равна $-C_+(\partial\xi_+/\partial x)$, где C_+ — параметр взаимодействия между ионом и молекулой, ξ_+ — смещение иона, волновое уравнение для средней молекулы жидкости в одномерном случае запишем в виде

$$M \frac{\partial v}{\partial t} = C \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + C_+ \frac{\partial^2 \xi_+}{\partial x^2}.$$

Волновое уравнение для структурных образований можно записать в виде

$$M_+ \frac{\partial v}{\partial t} = C_l \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + eE.$$

Здесь M_+ — присоединенная масса иона, равная массе комплекса, жестко связанного с одновалентным ионом; C_l — параметр взаимодействия молекул комплекса с окружающей средой; eE — кулоновская сила, действующая на комплекс со стороны остальных ионов. Тогда систему уравнений для акустических волн, распространяющихся в модельной гетерогенной среде, можно записать в виде двух уравнений

$$M \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = C \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + C_+ \frac{\partial^2 \xi_+}{\partial x^2}, \quad (1)$$

$$M_+ \frac{\partial^2 \xi_+}{\partial t^2} = C_l \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + eE. \quad (2)$$

Комплекс считается жестко связанным с центральным ионом, массы комплексов одинаковы.

Анализ системы, проведенный в [5], показал, что фазовая скорость распространения плоских акустических волн в заряженной гетерогенной среде является функцией частоты ω

$$c_\phi^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = c_0^2 \left(1 + \frac{\alpha \omega^2}{c_0^4 (\omega^2 - \omega_0^2)} \right), \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{C_+ C_l}{M M_+}, \quad \omega_0^2 = \frac{e \rho_0}{\varepsilon_0 \varepsilon M_+}.$$

Здесь ω_0 является функцией плотности объемного заряда ρ_0 и массы комплекса M_+ .

На рис. 1 приведены рассчитанная по (3) зависимость скорости звука в гетерогенной модели от плотности объемного заряда в жидкости при различных соотношениях параметров межмолекулярного взаимодействия C , ион-молекулярного взаимодействия C_+ и величине присоединенной массы $M_+ = 10^4 M_0$. Видно, что наибольшее изменение скорости звука происходит в окрестности частоты ω_0 соответствующей плотности электрического заряда 0.1 К/м^3 .

Таким образом, решение простейшей модельной задачи по резонансной дисперсии ультразвука в гетерогенной заряженной слабопроводящей жидкости позволяет определить массу M_+ и, следовательно, размеры надмолекулярных комплексов.

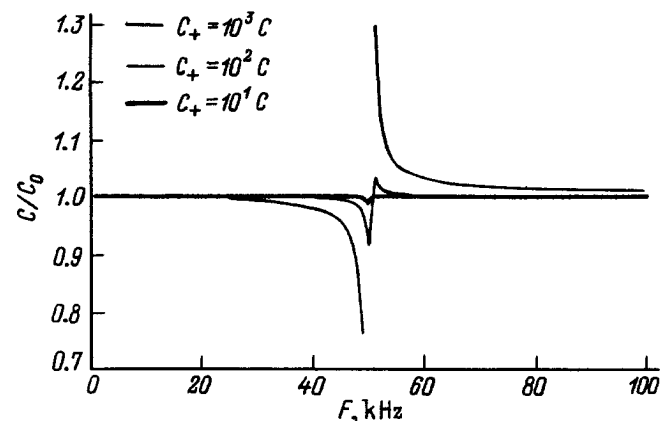


Рис. 1.

На основе анализа приведенных выше экспериментальных данных и проведенного рассмотрения простейшей теоретической модели можно сделать оправданное предположение о том, что слабопроводящая жидкость, находясь под воздействием электрического поля, может изменять свои акустические свойства.

Следует отметить, что исследование влияния электрического поля на скорость звука проводилось и ранее. Авторы нескольких работ [6–8] исследовали влияние электрического поля на скорость звука при напряженностях поля до 1–2 кВ/см. Такое влияние было обнаружено с помощью очень чувствительной экспериментальной установки (при максимальной напряженности электрического поля 2 кВ/см относительное изменение скорости звука не превышало 0.03%). Авторы этих работ изменение скорости звука связывали в основном с электрострикцией и не исследовали влияние электрического объемного заряда, который в условиях эксперимента отсутствовал.

Как уже отмечалось, исследуемое изменение скорости звука должно быть связано с электрическим объемным зарядом, который образуется в слабопроводящей жидкости, находящейся под воздействием электрического поля, поэтому в эксперименте следует создать условия, способствующие повышенному зарядообразованию.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Акустические колебания возбуждались в кювете, выполненной из оргстекла с помощью излучателя, представляющего собой пьезокерамическую пластинку диаметром 4 мм. Акустические колебания в излучателе возбуждались высокостабильным цифровым генератором низкой частоты (ГЗ-119) и принимались приемником (пьезокерамической пластиной диаметром 4 мм). Сигналы специальной формы с управляющего генератора подавались на вход управляемого источника высокого напряжения, который усиливал их до необходимой величины, и подавались на высоковольтный электрод. Высоковольтный электрод выполнялся либо в виде спирали, либо в виде провода. Второй электрод был заземлен через сопротивление R . Электроды выполнялись из тонкой проволоки диаметром 0.1–0.4 мм, свернутой в виде спирали и повернутой плоскостью спирали перпендикулярно распространению волн. Так через ячейку вычислялся по падению напряжения на сопротивлении R , измеряемого вольтметром Ф283. Высокое напряжение измерялось (через делитель) вольтметром В2-36. Разность фаз измерялась измерителем разности фаз Ф2-16 и записывалась на электронно-вычислительное устройство БК 0010-01.

Высоковольтная часть установки обеспечивала возможность ручного и автоматического изменения напряжения в диапазоне 1–40 кВ со скоростью 0.001–1 кВ/с. Измерения изменения скорости звука в жидких диэлектриках проводились в двух режимах. В одном режиме, при подаче на электроды линейно изменяющегося напряжения, исследовалась зависимость скорости звука от напряженности электрического поля. Отклонение от

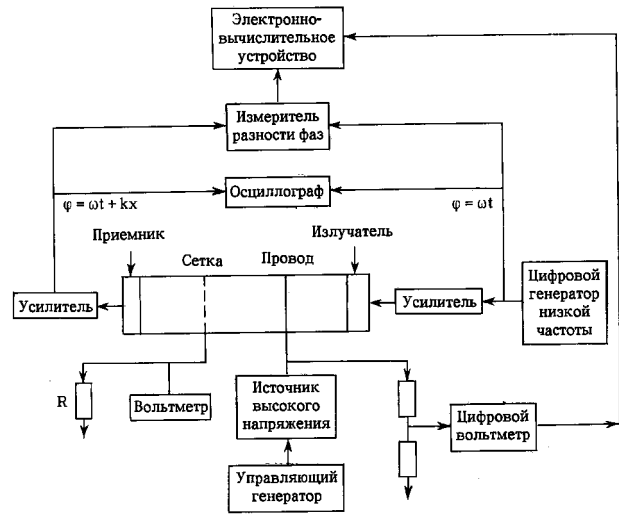


Рис. 2.

линейности при изменении напряжения со временем в диапазоне 1–30 кВ не превышало 1%. В другом режиме исследовались переходные процессы, возникающие при воздействии на жидкий диэлектрик прямоугольных импульсов высокого напряжения.

Экспериментальное исследование зависимости фазовой скорости от напряженности электрического поля проводилось фазовым методом в режиме непрерывного излучения акустических колебаний. В эксперименте сравнивались фазы излучаемого сигнала и фаза акустического сигнала, прошедшего через среду, которая подвергалась воздействию электрического поля с линейно изменяющейся амплитудой напряженности электрического поля.

Экспериментальные исследования влияния электрического поля на скорость распространения акустических волн в жидких диэлектриках выявили взаимосвязь степени влияния поля с величиной объемного заряда в жидкости. Поскольку в рамках модели рассмотрено влияние униполярного заряда, то в эксперименте создавались условия максимального благоприятствования режиму униполярного зарядообразования при помощи геометрической асимметрии электродов, введения электроакцепторных примесей, соответствующего подбора материала активного электрода.

В экспериментах впервые обнаружено существенно влияние электрического поля на скорость распространения акустических волн в жидкости.

На рис. 3 приведены зависимости скорости звука от времени при подаче на электроды меандра напряжений (электроды сеточные, жидкость — трансформаторное масло с 5%-ными добавками бутанола). Длительность импульсов напряжения составляла 45 с. Начало координат соответствует фронту импульса. Как видно из рисунка, время установления и релаксации процесса велико и составляет величину ~ 20 с, что во много раз превосходит время диэлектрической релаксации жидкости, которое в неполярных жидких диэлектриках не

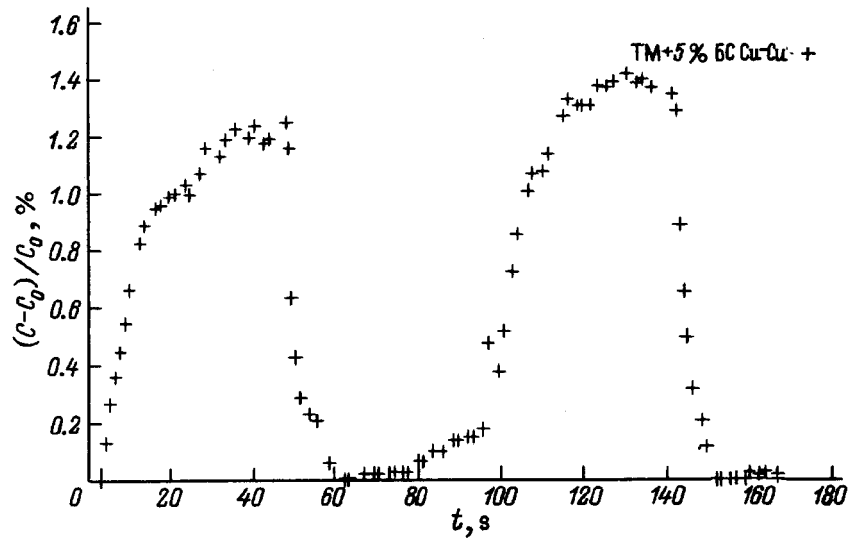


Рис. 3.

превышает 10^{-12} s и соответствует времени насыщения жидкости объемным электрическим зарядом. Наблюдается хорошая повторяемость результатов, дисперсия не превышает 10–15%.

Наиболее ярко эффект изменения скорости звука в жидких диэлектриках под воздействием электрического поля проявляется при использовании геометрической асимметрии электродной системы (электроды — медный провод $\varnothing 0.1$ mm, плоскость). При использовании несимметричной системы электродов типа игла–конус, провод–плоскость и др. создается сильно неоднородное электрическое поле, способствующее повышению плотности униполярного заряда.

На рис. 4 представлена фазово-частотная характеристика измерительной кюветы. Используется система электродов провод–плоскость. Как и следовало ожидать, без поля набег фазы растет с ростом частоты, тангенс угла наклона характеризует скорость звука (кривая 1 на рис. 4). При подаче напряжения $U = 20$ kV фазово-частотная характеристика изменяется и в окрестности частоты $f_0 = 98$ kHz носит ярко выраженный нелинейный характер (кривая 2 на рис. 4), причем при переходе через f_0 наклон кривой меняет знак. Столь сильная нелинейность фазово-частотной характеристики типична для резонансной дисперсии.

В ходе систематических исследований влияния электрического поля на скорость звука при использовании несимметричной системы электродов выявился ряд характерных черт: 1) изменение фазовой скорости звука имеет ярко выраженный резонансный характер, максимальное изменение скорости звука наблюдается в диапазоне частот 98 ± 3 kHz; 2) эффект начинает проявляться с пороговой величины электрического напряжения ~ 5 kV; 3) с ростом напряжения растет и изменение фазовой скорости звука, вблизи резонансной частоты при напряженности электрического поля 30 kV/cm изменение скорости звука достигало 50%.

Для выяснения характера зависимости изменения скорости звука от величины напряженности электрического поля были проведены исследования изменения скорости звука при подаче на электроды линейно меняющегося со временем пилообразного напряжения на частотах вблизи резонансной частоты. Момент подачи линейно изменяющегося напряжения на электроды на рисунке совпадает с началом координат. Период изменения напряжения составляет 200 s. Сначала напряжение линейно растет. После достижения максимального значения 20 kV при 100 s линейно убывает.

Типичные результаты исследования зависимостей относительного изменения фазовой скорости звука со временем и от величины напряжения на электродах на ряде частот в области выше и ниже резонансной частоты приведены на рис. 5. Из рисунка отчетливо видно, что изменение скорости звука, как и плотности униполярного заряда, начинается с некоторого порога, затем по мере роста напряжения на электродах растет и исчезает по мере снятия напряжения. В области частот 98 ± 3 kHz наблюдается очень сильная зависимость угла наклона

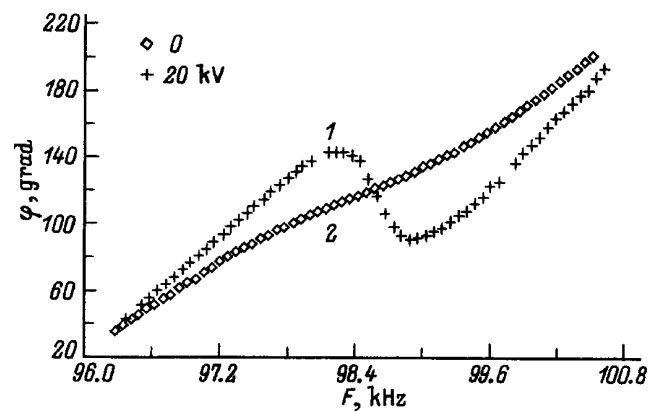


Рис. 4.

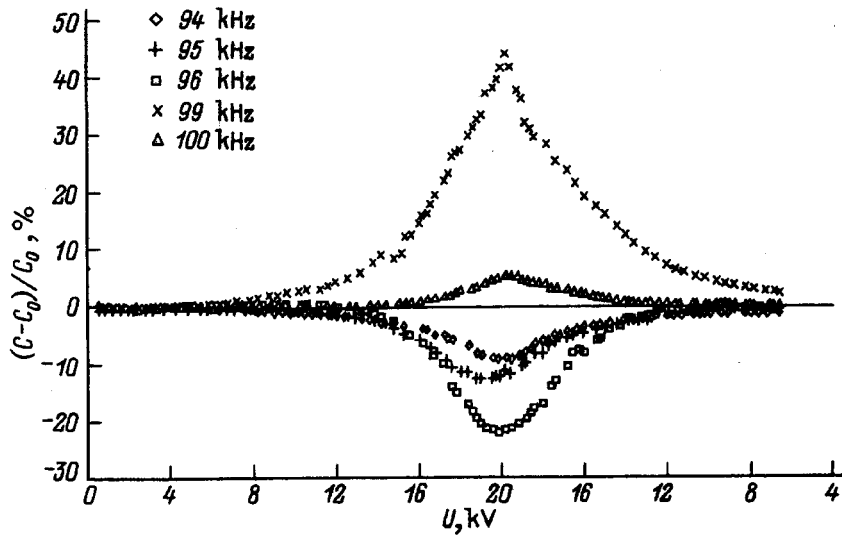


Рис. 5.

прямых от частоты: например, при изменении частоты от 98 до 100 и от 97 до 95 kHz величина угла наклона изменяется почти на порядок. В дорезонансной области скорость звука уменьшается с ростом напряжения, а в послерезонансной увеличивается.

Изменение скорости звука под действием поля, начиная с некоторого порога, монотонно возрастает с ростом напряжения и падает с его уменьшением. Наблюдается достаточно хорошая повторяемость результатов, случайная ошибка не превышает 10–15%. Видна некоторая асимметрия восходящей и нисходящей ветвей зависимости относительного изменения скорости звука от напряжения, обусловленная, по-видимому, релаксацией объемного заряда.

Таким образом, анализ некоторых особенностей электрогидродинамических (ЭГД) процессов и проведенные исследования акустической дисперсии ультразвука и жидких диэлектриках показывают, что введение в слабопроводящую жидкость объемного заряда приводят к нарушению гомогенности среды по ее физическим параметрам; явление носит пороговый характер и увеличивается при обеспечении условий, способствующих увеличению плотности объемного заряда в жидкости. Размеры надмолекулярных образований на четыре–пять порядков превышают молекулярные и по порядку соответствуют дебаевскому радиусу экранирования.

Физическая природа надмолекулярных образований в неполярных слабопроводящих средах, обусловлена, по-видимому, ион-дипольным взаимодействием во внутренних областях структуры и послойным центрально-ориентированным повышенным диполь-дипольным взаимодействием во внешних областях. Поскольку дипольные моменты молекул в неполярных средах носят наведенный характер, то возникающие надмолекулярные структуры имеют центрально-симметричный характер и не подвержены дезориентирующему действию теплового

движения, как это имеет место в жидкостях с постоянными дипольными моментами, например в воде. Это и объясняет столь существенное различие в размерах сольватных оболочек в водных электролитах и неполярных слабопроводящих средах.

Нарушение гомогенности электроизолирующих жидкостей по ее физическим свойствам, по-видимому, является основной причиной предпробойных явлений и ее следует учитывать при разработке физико-математических моделей пробоя.

Следует отметить, что информация о нарушении гомогенности слабопроводящих жидкостей в области предпробойных напряжений, во-первых, открывает неизвестные ранее пути модернизации ряда электрогидродинамических устройств и технологий и прежде всего таких, как струйные ЭГД насосы, ЭГД теплообменники и тепловые трубы [9], а также электрокапеструйные устройства [10], во-вторых, предполагает пересмотр традиционных моделей пробоя слабопроводящих жидкостей, а следовательно, разработку новых способов повышения пробивной прочности систем металл–жидкий диэлектрик–металл, составляющих основу современных энергоемких накопителей электрической энергии.

Список литературы

- [1] Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1989. 174 с.
- [2] Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. 516 с.
- [3] Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
- [4] Harrison M.J., Garsia A.E. Chem. Phys. Lett. 1989. Vol. 161. N 4, 5. P. 26–32.
- [5] Стишков Ю.К., Стеблянко А.В. // ЭОМ. 1995. № 1. С. 48–52.

- [6] *Nolle A.W.* J. Appl. Phys. 1949. Vol. 20. P. 589–592.
- [7] *Labowski M., Skrodzka E.* // *Acustica*. 1989. Vol. 68. N 1. P. 26–32.
- [8] *Labowski M., Skumiel A.* // *Acustica*. 1987. Vol. 63. N 4. P. 146–150.
- [9] *Болога М.К., Савин И.К.* Электрогидродинамические испарительно-конденсационные системы. Кишинев: Штиинца, 1991. 279 с.
- [10] *Нагорный В.С.* Электрокаплеструйные регистрирующие устройства. Д.: Машиностроение, 1988. 272 с.