

05

Усиление пьезоэлектрических и диэлектрических свойств и макроскопическая релаксация зарядового и полевого отклика в 0–3 композитах „керамика–поры“: теория и эксперимент

© Г.С. Радченко,¹ А.В. Скрылев,² А.Ю. Малыхин,² А.А. Панич²

¹ Южный федеральный университет,
344022 Ростов-на-Дону, Россия

² Южный федеральный университет,
Институт высоких технологий и пьезотехники,
344090 Ростов-на-Дону, Россия
e-mail: grig1980@mail.ru

(Поступило в Редакцию 3 июля 2017 г.)

Теоретически и экспериментально описаны диэлектрические и пьезоэлектрические свойства композитов, обладающих связностью 0–3 на основе керамических составов типа цирконат-титанат свинца. На основе предлагаемой модели теоретически и экспериментально определены частотные зависимости диэлектрического и пьезоэлектрического отклика. Рассмотрено влияние максвелл-вагнеровской релаксации и приближения эффективных параметров на физические свойства неупорядоченных объектов типа „статистическая смесь“. Построены функции распределения времен межкомпонентной релаксации композитной системы „пьезокерамика–поры“ и концентрационные зависимости эффективных полевых откликов. Сделаны сравнения полученных теоретических результатов и проведенного эксперимента.

DOI: 10.21883/JTF.2018.02.45408.2455

Введение

Пористые керамические композитные материалы в настоящее время вызывают особый интерес. Это связано с необычными свойствами подобных материалов как под действием электрических, так и под действием волновых механических полей направленного звука [1–14]. В частности, уникальным свойством пористых керамических композитов является сохранение и даже увеличение пьезоэлектрических свойств при высоких концентрациях воздушных пор [5,6]. Данное обстоятельство приводит к повышенной объемной пьезочувствительности таких составов, что делает их перспективными для многих технических применений. Между тем при описании таких составов многие проблемы как теоретического, так и экспериментального характера остаются нерешенными и даже неупомянутыми в литературе. Среди них можно отметить межфазное накопление заряда на поверхностях раздела „поры–керамика“ и связанные с этим как релаксацию, так и частотную зависимости эффективных констант. Необходимым условием измерения эффективных параметров композита является режим термодинамического равновесия и выполнение адиабатического приближения, что при комнатной температуре и нормальных условиях выполнено в подавляющем числе случаев. В этом случае к таким средам для теоретического описания вполне применимы все уравнения состояния пьезоактивных сред, и выбор той или иной формы их записи диктуется конкретной технической направленностью и целью расчетов, измерений или предполагаемым реше-

нием технической задачи. При измерении, например, квазистатического пьезоэлектрического отклика очень часто пренебрегают его частотной зависимостью, что является совершенно неоправданным. Известный факт роста диэлектрической проницаемости (ДП) с уменьшением частоты внешнего воздействия на низких и инфранизких частотах [1,2] объясняется именно возникновением значительного объемного заряда. Между тем, как видно из основных уравнений пьезоэлектричества, частотная зависимость ДП влечет за собой аналогичную зависимость и фазовый сдвиг абсолютно всех констант, в том числе пьезоэлектрических, диэлектрических и упругих [1,2,13,14]. Самому вопросу возникновения токов проводимости при квазистатических измерениях и связанного с этим межслойного накопления заряда на границах пор в литературе уделено явно недостаточное внимание, что и стимулировало настоящую работу.

Теоретическое исследование

В настоящее время все методы описания гетерофазных, в частности, двухфазных композитов делятся на два типа: описание матричных систем и систем типа „статистическая смесь“. В случае матричного композита один из компонентов все время образует связную матрицу, в которой находятся включения другого компонента. Система при этом остается структурно асимметричной, и возрастание концентрации включений теоретически не должно менять структуру материала. Практически это является малодостижимым уже при концентрациях

включений порядка 40–50%. В таких системах при расчетах по матричным методам теоретически невозможны перколяционные переходы типа, например, „металл–диэлектрик“, или „жесткость–податливость“. Это обстоятельство в ряде случаев находится в резком противоречии с экспериментальными данными, которые ясно указывают на наличие таких переходов в реальных керамиках и о резких аномалиях физических свойств около соответствующих им концентраций компонентов. Сложный композитный материал может моделироваться статистической смесью сфер или сфероидов. Конкретное аспектное отношение, а также ориентация составляющих композит сфероидальных частиц как факторы влияния могут быть исключены из рассмотрения при переходе к правильным сферам. Именно это упрощение по сравнению с важнейшей работой [10] было сделано Алешиним в [5] для анизотропной керамики и в [6] для композитов. И поэтому основной проблемой для расчета композитных сред и взаимодействия сферического включения со средой является вычисление тензора Эшелби из одноименной микромеханической модели [5,6,8–10].

Для теоретических расчетов в табл. 1,2 мы применяем модифицированный метод [5,6] для описания смеси двух трансверсально изотропных керамик [5,6,8–10], и в качестве предельного случая рассматриваем пористый композит 0–3 на основе керамики цитанат-титанат свинца (ЦТС) по [6]. Поры предполагаются обладающими нулевой упругой жесткостью (или бесконечной податливостью [6]). Метод [6] также дополнен нами с учетом сквозной проводимости и межслойной поляризации по моделям [1,2]. Механически свободная ДП представляется нами как $\epsilon_{33}^{\sigma} = \epsilon_{33}^{\sigma} \Big|_{\omega \rightarrow \infty} + i \frac{\gamma}{\omega}$, где γ есть сквозная проводимость чистой керамики в направлении поляризации. Здесь ϵ есть ДП, ω — круговая (циклическая) частота. Случай пористого композита сравнивается с проведенным экспериментом на серии четырех частот, которые охватывают практически всю релаксационную максвелл-вагнеровскую область [1,2,13,14]. Десять исходных констант [5–7] керамики ЦТС брались из ОСТ 11 0444-87 [7] для составов ЦТС-36 и ЦТСБ-3. На выходе программа выдавала десять в общем случае комплексных констант [6], что позволяло теоретически рассчитывать их абсолютные значения и фазовые параметры. Теория метода достаточно полно изложена в [5,6] и мы не будем здесь выписывать соответствующие достаточно громоздкие формулы, полностью следуя им при вычислениях. Важно отметить, что при корректном следовании теории [5,6] возможно составить итерационную программу для расчета десяти важнейших констант пористого композита, что и было сделано нами в настоящей работе.

Экспериментальное исследование

Для изготовления пьезокерамических материалов системы ЦТС был использован метод твердофазных реак-

ций. Из порошков оксидов и солей металлов, входящих в состав комплексного соединения пьезокерамического материала, изготавливалась шихта путем смешивания в мельнице центробежно-планетарного типа. Далее она подвергалась температурной обработке, в процессе которой происходил синтез материала. С целью обеспечения сохранности стехиометрического состава пьезокерамического материала, в качестве емкости для синтеза использовались плотно закрывающиеся корундовые тигли. Затем полученный синтезированный порошок измельчался. Из синтезированного материала были изготовлены пробники цилиндрической формы, предназначенные для контроля электрофизических, пьезоэлектрических и механических характеристик. Для получения элементов с заданной степенью пористости был проведен эксперимент, позволяющий определить зависимость конечной пористости спеченного образца от ее теоретических начальных значений. В ходе эксперимента использовался порообразователь на основе солей аммония. Внутри синтезированного пьезокерамического материала непосредственно перед формовкой вводилось определенное количество порообразователя и затем изделие последовательно подвергалось формовке, сушке и обжигу. Температура обжига пьезокерамических элементов ЦТС составляла 1230–1300°C, а температура разложения порообразователя равнялась 400–450°C. При плавном нагреве частицы аммониевых солей образовывали газ и покидали сформированный каркас, образовывая поры с нулевой упругой жесткостью и $\epsilon = 1$. После проведения серии спеканий пьезокерамических элементов с различной степенью закладываемой пористости были получены пять серий образцов, которые отличались степенью пористости и размером электродов. Контроль степени пористости полученных элементов осуществлялся путем определения плотности и сравнения полученных величин с параметрами гомогенного образца. Плотность определялась как из геометрических расчетов, так и методом гидростатического взвешивания, что обеспечивало высокую дополнительную точность расчета пористости до сотых долей от объема (одного процента). Поляризация образцов осуществлялась как стандартным статическим, так и импульсным методом, что в итоге давало малые различия. Герметизация полиуретаном непосредственно перед измерениями проводилась посредством погружения. Измерения проводились на приборе „Паскаль-4“ при амплитуде звуковой волны 20 Па. Данный прибор создавал всестороннее сжатие образца низкочастотным волновым деформационным полем в специально отведенной для этой цели камере прибора. Индуцированный заряд и напряжение измерялись встроенным в прибор электрометром в зависимости от материала и частоты внешнего воздействия. Механическое напряжение четырех различных частот вызывало синфазные колебания электрического поля в образце, что позволило применить теоретическое описание, основанное на введении в рассмотрение комплексной ДП ([1–3] и выше).

Таблица 1. Диэлектрические свойства пористых композитов 0–3 на основе системы ЦТС. Теория и эксперимент

Номер состава	C^* , pF (20/63/125) Hz	C_∞ , pF (1 kHz)	$\text{tg } \delta$, % (1 kHz)	γ , Sm/m
1 (эксперимент)	243/240/238	222	1.4	$6.1 \cdot 10^{-7}$
1 (теория)	<u>209/193/191</u>	<u>190</u>	<u>1.2</u>	$6.1 \cdot 10^{-7}$
2 (эксперимент)	223/220/218	202	1.5	$6.1 \cdot 10^{-7}$
2 (теория)	<u>186/172/171</u>	<u>170</u>	<u>1.3</u>	$6.1 \cdot 10^{-7}$
3 (эксперимент)	320/319/318	298	1	$7.7 \cdot 10^{-7}$
3 (теория)	<u>404/389/387</u>	<u>386</u>	<u>0.9</u>	$7.7 \cdot 10^{-7}$
4 (эксперимент)	1197/1187/1183	1157	1	$7.7 \cdot 10^{-7}$
4 (теория)	<u>1619/1555/1550</u>	<u>1547</u>	<u>0.9</u>	$7.7 \cdot 10^{-7}$
5 (эксперимент)	294/291/288	273	1	$7.7 \cdot 10^{-7}$
5 (теория)	<u>336/323/322</u>	<u>321</u>	<u>0.9</u>	$7.7 \cdot 10^{-7}$

Для исследования существования межслойной поляризации и релаксации в полученных образцах пористых композитов 0–3 были выбраны:

1. ЦТС-36, содержание пор 37%, размер образца $20 \times 20 \times 8.5$ mm,
2. ЦТС-36, содержание пор 40%, размер образца $20 \times 20 \times 8.5$ mm,
3. ЦТБС-3, содержание пор 39%, размер образца $20 \times 20 \times 8.5$ mm,
4. ЦТБС-3, содержание пор 39%, размер образца $40 \times 40 \times 8.5$ mm,
5. ЦТБС-3, содержание пор 44%, размер образца $20 \times 20 \times 8.5$ mm.

Зарядовый отклик M_q определялся нами как $M_q = (2d_{31} + d_{33})S$, где d_{31} и d_{33} — эффективные пьезомодули пористого состава, S — площадь электродов. Полевой отклик M_u определялся как M_q/C^* , где C^* — емкость в направлении исходной поляризации керамик ЦТС.

Удельная проводимость используемой нами керамики ЦТС изначально была неизвестна. Для ее определения и расчета частотной зависимости зарядового накопления на частоте 1 kHz был измерен тангенс угла диэлектрических потерь. Сквозная электропроводность определялась по результатам экспериментальных данных по известной формуле (1) [14,15]:

$$\gamma = \frac{\varepsilon_\infty \text{tg } \delta}{1.8 \cdot 10^{10}} f. \quad (1)$$

Здесь ε_∞ есть ДП, измеренная на 1 kHz на правом краю частотной области (высокочастотная ДП), $\text{tg } \delta$ есть экспериментально определенный тангенс угла диэлектрических потерь на 1 kHz, и $f = \omega/6.28$, это частота внешнего воздействия, равная 1 kHz. Рассчитанная по формуле (1) проводимость с учтенной нами низкочастотной перколяционной поправкой на концентрацию пор представлена в последнем столбце табл. 1. Экспериментальные и теоретические результаты для ДП представлены в табл. 1, для зарядового и полевого откликов

результаты выписаны в табл. 2. Размеры элементов из четырех соединений составляли $20 \times 20 \times 8.5$ mm (длина, ширина, высота). Размеры соединения № 4

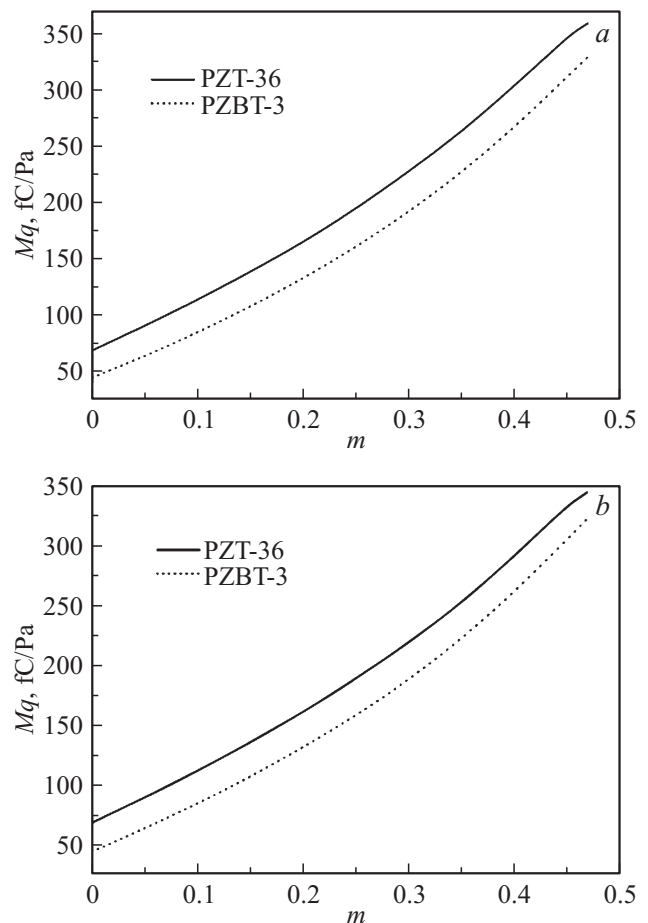


Рис. 1. Теоретическая зависимость зарядового отклика пористых композитов 0–3 на основе системы ЦТС от концентрации пор на частотах 20 Hz (a) и 1000 Hz (b). Данные для керамического компонента приведены в [7]. Геометрические размеры обоих составов предполагались равными $40 \times 40 \times 8.5$ mm.

Таблица 2. Пьезоэлектрические и полевые свойства пористых композитов 0–3 на основе системы ЦТС. Теория и эксперимент

ЦТС-36 со степенью пористости 37%	$M_q, f \text{ C/Pa}$ (20/63/125) Hz	$M_u, \mu\text{V/Pa}$ (20/63/125 Hz)
Теория	70/67/66	333/348/349
1	79/78/77	315/316/314
2	84/78/79	318/310/317
3	81/78/77	360/350/360
4	76/74/73	314/307/312
5	78/76/76	342/328/332
6	74/72/71	306/299/305
7	75/72/74	299/292/301
ЦТС-36 со степенью пористости 40%	$M_q, f \text{ C/Pa}$ (20/63/125) Hz	$M_u, \mu\text{V/Pa}$ (20/63/125 Hz)
Теория	76/73/72	407/425/427
1	89/86/85	395/388/398
2	81/79/78	372/365/374
3	93/91/90	418/412/420
4	93/92/91	411/421/424
5	91/88/87	408/399/410
6	91/90/90	399/393/402
7	92/90/89	420/416/422
8	83/81/80	364/360/370
ЦТБС-3 со степенью пористости 39%	$M_q, f \text{ C/Pa}$ (20/63/125) Hz	$M_u, \mu\text{V/Pa}$ (20/63/125 Hz)
Теория	67/66/65	208/211/206
1	68/68/65	213/217/211
2	67/66/64	211/210/200
3	67/66/65	208/208/208
4	67/65/64	204/201/210
5	66/65/64	205/220/201
Теория (размер равен $40 \times 40 \times 8.5$)	268/255/236	199/214/200
6 (размер равен $40 \times 40 \times 8.5$)	242/232/229	196/205/194
7 (размер равен $40 \times 40 \times 8.5$)	261/255/249	195/217/205
8 (размер равен $40 \times 40 \times 8.5$)	251/244/231	207/219/200
ЦТБС-3 со степенью пористости 44%	$M_q, f \text{ C/Pa}$ (20/63/125) Hz	$M_u, \mu\text{V/Pa}$ (20/63/125 Hz)
Теория	74/73/72	250/251/254
1	76/74/73	256/255/256
2	78/77/77	264/264/266
3	80/79/78	268/270/275
5	81/80/79	269/268/277
6	62/61/60	209/208/211

варьировали и кроме указанных размеров также составляли $40 \times 40 \times 8.5 \text{ mm}$, что усиливало зарядовый отклик данного состава пропорционально величине площади образца. Разными последовательными номерами в

табл. 2 показаны различные изделия из одного и того же состава для описания статистики эксперимента. В табл. 1 соответствующие данные для диэлектрических свойств были усреднены.

Измерения зарядового (M_q) и полевого (M_u) откликов проводились на частотах 20, 63 и 125 Hz, емкость образцов измерялась аналогично на данных частотах, а также на 1000 Hz. Для диэлектрических исследований были выбраны несколько различных объектов каждого состава, что позволило методом усреднения определить оптимальные диэлектрические характеристики. Наибольшие статистические отклонения ДП между максимальными и минимальными значениями в пределах одной партии не превышали 15–20%, что позволяет судить о надежности экспериментальной процедуры.

На рис. 1 изображены теоретические зависимости зарядового отклика M_q от концентрации пористого компонента для рассматриваемых в работе составов на частотах 20 и 1000 Hz соответственно. Из анализа рис. 1 видно, что с ростом пористости зарядовый отклик резко растет во всем частотном диапазоне внешнего механического воздействия в пределах максвелл–вагнеровской релаксационной области. Расчеты при $m > 0.47$ затруднены ввиду наличия при $m = 0.5$ перколяционного перехода типа „жесткость–податливость“ [6], который приводит к обращению в бесконечность эффективных упругих податливостей системы [6] и, следовательно, невозможности корректной работы программы для подсчета M_q и M_u .

Нахождение функции распределения времен релаксации

Другой важной и во многом нерешенной проблемой остается вопрос о распределении времен релаксации в гетерофазных керамиках и композитах [11,12]. До настоящего исследования подобные данные по пористым пьезоэлектрическим составам практически отсутствовали. В настоящей работе нами численно с помощью метода циклической подгонки Иманиши [11,12] впервые получены функции распределения времен релаксации пористых композитов 0–3 системы ЦТС. Комплексная ДП произвольного диэлектрика, обладающего достаточно широким спектром времен релаксации в общем случае может быть записана следующим образом:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \int_0^\infty \frac{f(\tau)}{1 + i\omega\tau} d\tau. \quad (2)$$

Здесь τ — это время релаксации, $f(\tau)$ в (2) — это функция распределения времен релаксации, определяемая в настоящей работе для пористых композитов 0–3. Значением ε_0 являлась ДП, измеренная на частоте 20 Hz (левый край частотной зависимости диэлектрических спектров настоящей работы), а ε_∞ есть ДП на частоте 1000 Hz (правый край релаксационной области). Листинг программы для расчетов в математической среде Matematica 5.0 приведен в Приложении. Для пяти рассматриваемых в настоящей работе составов соответствующие функции распределения времен релаксации [11,12,15] получились очень сходными по

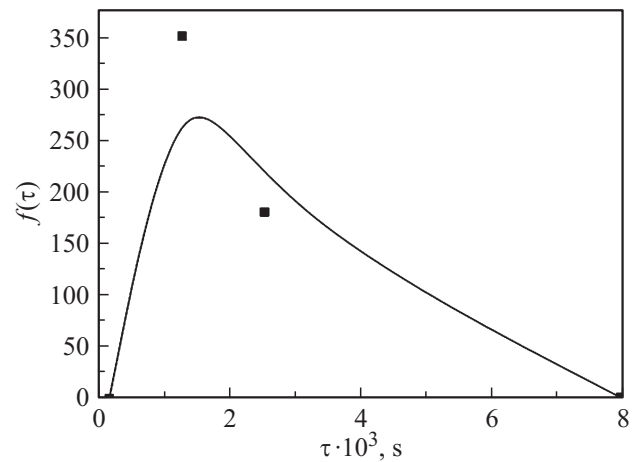


Рис. 2. Функция распределения времен межкомпонентной релаксации макроскопического заряда для диэлектрического спектра состава ЦТБС-3, определенная по четырем экспериментальным точкам 20, 63, 125 и 1000 Hz.

форме зависимости, имеют тип распределения Коула-Коула [15] и обладают ярко выраженным максимумом при $\tau \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ s. На рис. 2 приведена функция распределения для состава № 5 по классификации, приведенной выше. Соединение точек сглаженной линией-сплайном и выполнение условия нормировки позволяет судить о правильности соответствующей аппроксимации. Монотонность частотной зависимости реальной части ДП, по которой осуществлялась подгонка, также говорит о том, что четырех точек вполне достаточно для построения $f(\tau)$ и отсутствия других максимумов. Программа в Приложении после ее исполнения вычисляет в третьем столбце значение функции распределения времен релаксации (переменная Ual) в зависимости от τ . В четвертом столбце выдается достигнутая разность между реальными и подгоночными значениями. Чем она меньше, тем большая точность подгонки достигнута. Нами достигалась точность порядка нескольких единиц при абсолютных значениях ДП порядка тысячи. В конце вычисляется нормировка (полный интеграл от функции распределения, условие нормировки есть $\int_0^\infty f(\tau) d\tau = 1$), которая должна быть равна единице, что надо каждый раз проверять после нахождения $f(\tau)$. Так как условие нормировки на рис. 2 выполняется полностью, можно сказать, что в настоящей работе на частотной зависимости ДП полностью пройдена вся ее релаксационная область. Второй столбец дает время релаксации (аргумент функции $f(\tau)$), а последний пятый есть начальное отклонение теории от экспериментальных значений. Остальные параметры программы Приложения будут понятны специалисту по данной теме [11,12,15] после изучения настоящей работы и [11,12]. Данная программа может быть легко дополнена до сколь угодно большого числа экспериментальных точек в зависимости от конкретного вида диэлектрического или пьезоэлектрического спектра.

Приложение

Листинг программы для подгонки спектров по четырем значениям в среде Mathematica 5.0

```

eps 0 = 697;
eps 00 = 647;

w[1] = 20 * 2 * Pi;
w[2] = 63 * 2 * Pi;
w[3] = 125 * 2 * Pi;
w[4] = 1000 * 2 * Pi;

For[i = 1, i < 5, i ++,
  ta[i] = 1/w[i];
];

low = 1;
upp = 4;

ta2 = 1/w[low];
ta1 = 1/w[upp];

f1[1] = 697;
f1[2] = 690;
f1[3] = 683;
f1[4] = 647;

hs = (ta2 - ta1)/(upp - low);
For[i = low, i < upp + 1, i ++,
  Ual[i, 1] = 0;
];

Clear[1];
K2 = 0.05;
nn = 350;

For[i = 1, i < nn, i ++,
  For[k = low, k < upp + 1, k ++,
    deleps[k, i] = f1[k] - (eps00 + (eps0 - eps00) * hs * (
       $\sum_{p=low}^{upp} ((Ual[p, i]) / (1 + w[k] * ta[p]^2))$ 
    ));
    Ual[k, i + 1] = Ual[k, i] + K2 * deleps[k, i],
  ];

For[i = low, i < upp + 1, i ++,
  Print[i, " ", N[ta[i]], " ", Ual[i, nn - 1], " ", deleps[i, nn - 1], " ", deleps[i, 2]];
];

 $\sum_{i=low}^{upp-1} , Ual[i + 1, nn - 2] + Ual[i, nn - 1]) / 2) * (ta[i] - ta[i + 1])$ 

```

Заключение

Теоретические значения зарядового отклика для всех рассмотренных составов очень близки к эксперименту. Дальнейшее понижение частоты при построении теоретических зависимостей ведет к резкому росту зарядового отклика, что связано со значительным накоплением максвелл–вагнеровского заряда на поверхностях раздела „керамика–пора“. Приложение как механических, так и электрических низкочастотных полей приводит к межкомпонентной релаксации заряда и существованию релаксационной области с резким изменением всех эффективных параметров с частотой. Несколько худшее совпадение теоретических значений емкости с экспериментом может быть вызвано эффектом пьезоэлектрического зажатия на границах пор (так называемый „clamping effect“ [1]). Эффективная емкость в частотном интервале от 20 до 100 Hz зависит от частоты достаточно слабо, однако при росте частоты до 1000 Hz она резко падает, что подтверждается экспериментально. Это находит отражение в определенной на рис. 2 функции распределения времен релаксации. Частотный полевой отклик M_u с ростом частоты иногда испытывает не релаксацию, а ретардацию [13,14], что проявляется в его более выраженном отклике на высоких частотах. В некоторых случаях полевой отклик M_u немоноотонен с изменением частоты, что подтверждается теоретическими расчетами. Для теоретического описания неупорядоченной среды, которой и является пористая керамика, перспективен метод эффективной среды, который позволяет прогнозировать частотные зависимости эффективных констант при введении в рассмотрение комплексной проницаемости. Пористые композиты в силу сложности своей внутренней структуры должны описываться моделями типа [2–6,8–10], которые являются статистическими и не отдают симметричное предпочтение компонентам композитного материала. Функция распределения времен релаксации имеет самое вероятное время (явный максимум) и коул–коуловский характер общей зависимости [15]. Уменьшение частоты внешнего электрического или механического воздействия сопровождается значительной релаксацией заряда, ретардацией полевого отклика и усилением ДП и пьезосвойств во всех рассмотренных нами составах независимо от степени пористости, что является важным для широкого практического применения. Полученные результаты могут также применяться для описания магнитоэлектрических и магнитных систем на низких частотах [16] с целью получения магнитоэлектрического усиления эффективных констант и их релаксации. Полное описание функции распределения времен релаксации возможно при дискретизированных диэлектрических спектрах [12], которые обязательно должны охватывать всю частотную область релаксационного процесса. Результаты, полученные в настоящей работе, находятся в хорошей корреляции с недавними теоретическими и экспериментальными исследованиями по пористой керамике [17].

Благодарности

Исследования проведены при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках реализации комплексного проекта „Разработка и создание высокотехнологичного производства мобильного гидроакустического комплекса освещения обстановки в различных акваториях Мирового океана на основе современных пьезоэлектрических средств нового поколения“ (Договор № 03.G25.31.0276 от 29.05.2017).

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП „Высокие технологии“ ЮФУ.

Авторы выражают благодарность кандидату химических наук, доценту кафедры общей и неорганической химии ЮФУ С.Н. Свирской за постоянный интерес к работе и ценные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Turik A.V., Radchenko G.S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. 1188–1192.
- [2] *Турик А.В., Чернобабов А.И., Радченко Г.С., Турик С.А.* // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 12. С. 2139–2142.
- [3] *Мэзон У.* Физическая акустика. М.: Изда-во Мир, 1966. 589 с.
- [4] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005. 651 с.
- [5] *Aleshin V.* // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. P. 3587–3591.
- [6] *Алешин В.И., Цихоцкий Е.С., Яценко В.К.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 62–67.
- [7] Отраслевой стандарт „Материалы пьезокерамические“ 11.0444.1987. 148 с.
- [8] *Eshelby J.D.* The Continual Theory of Dislocations. Moscow. 1963. 247 p.
- [9] *Dunn M.L., Wienecke H.A.* // Int. J. Sol. Struct. 1997. Vol. 34. P. 3571–3582.
- [10] *Huang J.H., Kuo W.-S.* // Acta Mater. 1996. Vol. 44. P. 4889–4898.
- [11] *Imanishi Y., Adachi K., Kotaka T.* // J. Chem. Phys. 1988. Vol. 89. P. 7593–7598.
- [12] *Беляев Б.А., Дрокин Н.А., Шабанов В.Ф.* // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 9. С. 1722–1726.
- [13] *Турик А.В., Радченко Г.С.* // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 6. С. 1013–1016.
- [14] *Радченко Г.С., Турик А.В.* // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 9. С. 1676–1679.
- [15] *Турик А.В., Радченко Г.С., Чернобабов А.И., Турик С.А., Супрунов В.В.* // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 6. С. 1088–1090.
- [16] *Radchenko G.S.* // J. Appl Phys. A. 2012. Vol. 109. N 2. P. 449–457.
- [17] *Рыблянец А.Н., Константинов Г.М., Науменко А.А., Швецова Н.А., Макарьев Д.И., Луговая М.А.* // ФТТ. 2015. Т. 57. Вып. 3. С. 515–518.