Синтетические ионообменные смолы широко применяются при очистке растворов ионов металлов. Особый интерес представляют катиониты, хелатные ионообменники и аниониты различной основности функциональных групп. Из ионообменных смол наиболее эффективными являются монофункциональные, которые обеспечивают одинаковую прочность связи ионов с поверхностью мембраны благодаря присутствию одного типа функциональных групп, что дополнительно способствует установлению равновесия. В растворах хлористоводородной кислоты большинство ионов благородных металлов присутствуют в форме анион – хлоридных комплексов. Поэтому их разделяют на сильноосновных анионитах. Аниониты позволяют селективно удалить ионы благородных металлов из растворов, содержащих также другие металлы. Из-за сильной сорбции ионов благородных металлов могут возникнуть проблемы с их восстановлением. Часто может случиться так, что восстановление будет затрудненным или некачественным.

При разделении на катионитах возникают свои особенности. Например, в одних и тех же условиях платиновые металлы в отличие от других переходных не образуют комплексов, что делает возможным разделение вышеупомянутых веществ. Кроме того, важную роль играет используемый катионит. При применении сильнокислотного катионита, содержащую функциональную сульфогруппу, селективность возрастает с увеличением заряда катиона: $Na^{+}<Ca^{2+}<Al^{3+}<Th^{4+}$, в случае одинакового заряда, селективность возрастала с увеличением атомной массы катиона: $Li^{+}<H^{+}<Na^{+}<NH^{4+}<K^{+}<Rb^{+}<Cs^{+}$…

В случае же, когда катионит – слабокислый, например, функциональная группа – карбоксильная, наблюдается направление роста селективности в обратную сторону: $H^{+}>Mg^{2+}>Ca^{2+}>Sr^{2+}>Ba^{2+}>Li^{+}>Na^{+}>K^{+}>Rb^{+}>Cs^{+}$

Это привело к разработке новых ионообменников путем введения хелатирующих лигандов, которые обладали высокой селективностью к ионам тяжелых металлов.

Сорбционная способность хелатооразующих ионообменников зависит главным образом от природы функциональных групп и их содержания, а также pH раствора, так как их селективность зависит от относительного положения функциональных групп, их пространственной конфигурации, стерических эффектов, а иногда и их расстояние от матрицы.

На основании этого можно сделать вывод, что ионообменные методы разделения представляют собой перспективную технологию для выделения ионов тяжелых и благородных металлов из их растворов. А изучение факторов, влияющих на протекание процесса, позволит разрабатывать и прогнозировать данные процессы.

Список литературы

1. Аширов А. Ионообменная очистка сточных вод, растворов и газов. Л.: Химия, 1983. 295 с
2. Бабенков Е.Д. Очистка воды коагулянтами. М.: Наука, 1977. 356 с.
3. Воропанова Л.А., Хмаро В.В., Швыдко А.С. Применение метода гальванокоагуляции для очистки стоков металлургических предприятий: тез. докл. 1-го междунар. симп. «Проблемы комплексного использования руд». С.- Петербург. СПб.: Гос. горный институт, 1994
4. Кондратюк Е.В., Лебедев И.А., Комаров Л.Ф. Очистка сточных вод от ионов свинца на модифицированных базальтовых сорбентах // Ползуновский вестник. 2006. № 2–1. С. 25–27.
5. Локай О.В., Никифоров А.Ф., Аксенов В.И. Извлечение ионов тяжелых металлов из аммиачных водных растворов сорбцией гидролизным лигнином // Охрана природных вод Урала. 1984. № 15. С. 21–24.
6. Лукашева Г.Н., Буткевич Д.М. Анализ сравнительных испытаний коагулянтов при очистке воды // Технология нефти и газа. 2008. № 4. С. 16–20.

УДК 539.2+537.226

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ВЫСОКОЙ ИОННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

Калытка Валерий Александрович
кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры «Энергетические системы»,
Карагандинский государственный технический университет,
г.Караганда, Республика Казахстан
Иманов Женис
кандидат технических наук, доцент кафедры «Энергетические системы»,
Карагандинский государственный технический университет,
г.Караганда, Республика Казахстан

АННОТАЦИЯ

Методами квазиклассической кинетической теории нелинейной ионно-релаксационной поляризации и проводимости исследуется механизм диэлектрических потерь в ионных диэлектриках со сложной структурой кристаллической решетки (керамика; слоистые кристаллы (слюды, кристаллогидраты); перовскиты; вермикулиты и др.). Построены нелинейные аналитические выражения для комплексной диэлектрической

проницаемости (КДП) и тангенса угла диэлектрических потерь, выполняющиеся в области максвелловской релаксации, на основной частоте переменного поляризующего поля, в бесконечном приближении теории возмущений по малому параметру. Построено выражение для дебаевского радиуса экранирования индуцированного пространственно-неоднородного поля объемного заряда в модельном ионном диэлектрике, поляризующемся в переменном электрическом поле при постоянной температуре. Теоретически установление влияние характеристических параметров релаксаторов (равновесная концентрация релаксаторов; энергия активации (высота потенциального барьера); линейная частота собственных колебаний релаксатора в потенциальной яме; ширина потенциального барьера и др.) и толщины диэлектрика на размерные эффекты.

Ключевые слова: ионные диэлектрики; комплексная диэлектрическая проницаемость (КДП); статическая диэлектрическая проницаемость (СДП); тангенса угла диэлектрических потерь.

Введение

Наиболее *актуальными* в области современного *электротехнического материаловедения*, являются комплексные (теоретические и экспериментальные) исследования, ориентированные на усовершенствование и разработку научно обоснованных методов компьютерного анализа и прогнозирования *нелинейных* свойств разнородных композитных материалов (МПМ, МДП-структуры и др.), применяемых в качестве функциональных элементов для микросхем технологических установок и систем, работающих в условиях промышленного производства.

В данной работе в качестве **объекта** исследования выбраны такие известные в технике и технологии материалы как *ионные диэлектрики* (керамика; слоистые кристаллы (слюды, кристаллогидраты); перовскиты; вермикулиты и др.) [1-10].

Предмет исследования состоит в разработке и научном обосновании теоретической методологии исследования *нелинейных электрофизических свойств* ионных диэлектриков со сложной структурой кристаллической решетки, с **целью** определения наиболее эффективных направлений практического использования данных материалов в современной промышленности. Теоретическая методология данной работы будет базироваться на основных положениях и результатах квазиклассической кинетической теории диэлектрической релаксации в твердых диэлектриках с высокой ионной проводимостью [11-15].

1. Теоретические сведения

Теоретические исследования частотно-температурных спектров комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) ионных диэлектриков проводятся методами *нелинейной* кинетической теории ионно-релаксационной поляризации и ионной проводимости [12-15], с использованием полного набора релаксационных мод кратных основной частоте переменного поля [13,15]

$$\left[\hat{\varepsilon}(\omega;T)\right]' = \varepsilon_\infty \frac{1-\Gamma_1^{(\omega)}(T)}{\left(1-\Gamma_1^{(\omega)}(T)\right)^2+\left(\Gamma_2^{(\omega)}(T)\right)^2}, \left[\hat{\varepsilon}(\omega;T)\right]'' = \varepsilon_\infty \frac{\Gamma_2^{(\omega)}(T)}{\left(1-\Gamma_1^{(\omega)}(T)\right)^2+\left(\Gamma_2^{(\omega)}(T)\right)^2}. \quad (1)$$

В (1) введены параметры, вычисляемые в функции частоты переменного электрического поля ω и температуры T [13,15]:

$$\Gamma_1^{(\omega)}(T) = \frac{4}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\left[\frac{(1-(-1)^n)\cdot\left(\frac{\tau_M n^2}{\tau_D}+1\right)}{n^2\left(\left(\frac{\tau_M n^2}{\tau_D}+1\right)^2+\omega^2\tau_M{}^2\right)}\right], \Gamma_M^{(\omega)}(T) = \frac{4}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\left[\frac{(1-(-1)^n)\cdot\omega\tau_M}{n^2\left(\left(\frac{\tau_M n^2}{\tau_D}+1\right)^2+\omega^2\tau_M{}^2\right)}\right]. \quad (2)$$

Здесь τ_D, τ_M – соответственно диффузионное и максвелловское время релаксации.

В области максвелловской релаксации $\left(T > T_{cr,relax}; \tau_M < \tau_D\right)$ [14], путем аппроксимации параметров (2) по безразмерному параметру $\frac{\tau_M n^2}{\tau_D} < 1$, приводим выражения (1) к виду

$$\left[\hat{\varepsilon}(\omega;T)\right]' \approx \varepsilon_\infty\Bigg(\left(\pi\omega\tau_M\right)^2\sqrt{1+\omega^2\tau_M^2}\left(\cos\Pi_1+\mathrm{ch}\,\Pi_2\right)\times\frac{\tau_D}{\tau_M}+$$
$$+2\left(\Pi_1\sin\Pi_1+\Pi_2\,\mathrm{sh}\,\Pi_2\right)+2\omega\tau_M\left(\Pi_2\sin\Pi_1-\Pi_1\,\mathrm{sh}\,\Pi_2\right)\Big)\times$$

$$\times\left(\left(\pi\omega\tau_{\text{M}}\right)^2\sqrt{1+\omega^2\tau_{\text{M}}^2}\left(\cos\Pi_1+\text{ch}\,\Pi_2\right)\times\frac{\tau_{\text{D}}}{\tau_{\text{M}}}+4\,\omega\tau_{\text{м}}\times\right.$$

$$\left.\times\left(\Pi_2\sin\Pi_1-\Pi_1\,\text{sh}\,\Pi_2\right)+4\left(\text{ch}\,\Pi_2-\cos\Pi_1\right)\right)^{-1}, \quad (3)$$

$$\left[\hat{\varepsilon}(\omega;\text{T})\right]^{//}\approx\varepsilon_\infty\left(\left(\pi\omega\tau_{\text{M}}\right)^2\sqrt{1+\omega^2\tau_{\text{M}}^2}\left(\cos\Pi_1+\text{ch}\,\Pi_2\right)\times\frac{\tau_{\text{D}}}{\tau_{\text{M}}}+\right.$$

$$\left.+2\left(\Pi_2\sin\Pi_1-\Pi_1\,\text{sh}\,\Pi_2\right)-2\,\omega\tau_{\text{M}}\left(\Pi_1\sin\Pi_1+\Pi_2\,\text{sh}\,\Pi_2\right)\right)\times$$

$$\times\left(\left(\pi\omega\tau_{\text{M}}\right)^2\sqrt{1+\omega^2\tau_{\text{M}}^2}\left(\cos\Pi_1+\text{ch}\,\Pi_2\right)\times\frac{\tau_{\text{D}}}{\tau_{\text{M}}}+4\,\omega\tau_{\text{м}}\times\right.$$

$$\left.\times\left(\Pi_2\sin\Pi_1-\Pi_1\,\text{sh}\,\Pi_2\right)+4\left(\text{ch}\,\Pi_2-\cos\Pi_1\right)\right)^{-1} \quad (4)$$

В этом случае, тангенс угла диэлектрических потерь [6], согласно $\text{tg}\delta^{(\omega)}(\text{T})=\frac{\left[\hat{\varepsilon}(\omega;\text{T})\right]^{//}}{\left[\hat{\varepsilon}(\omega;\text{T})\right]^{/}}=\frac{\Gamma_2^{(\omega)}(\text{T})}{1-\Gamma_1^{(\omega)}(\text{T})}$, приближенно равен

$$\text{tg}\delta^{(\omega)}(\text{T})\approx\left(\left(\pi\omega\tau_{\text{M}}\right)^2\sqrt{1+\omega^2\tau_{\text{M}}^2}\left(\cos\Pi_1+\text{ch}\,\Pi_2\right)\times\frac{\tau_{\text{D}}}{\tau_{\text{M}}}+2\left(\Pi_2\sin\Pi_1-\Pi_1\,\text{sh}\,\Pi_2\right)-\right.$$

$$\left.-2\,\omega\tau_{\text{M}}\left(\Pi_1\sin\Pi_1+\Pi_2\,\text{sh}\,\Pi_2\right)\right\}\cdot\left\{\left(\pi\omega\tau_{\text{M}}\right)^2\sqrt{1+\omega^2\tau_{\text{M}}^2}\left(\cos\Pi_1+\text{ch}\,\Pi_2\right)\times\frac{\tau_{\text{D}}}{\tau_{\text{M}}}+\right.$$

$$\left.+2\left(\Pi_1\sin\Pi_1+\Pi_2\,\text{sh}\,\Pi_2\right)+2\,\omega\tau_{\text{M}}\left(\Pi_2\sin\Pi_1-\Pi_1\,\text{sh}\,\Pi_2\right)\right)^{-1}. \quad (5)$$

Здесь $\Pi_{1,2}=\frac{\pi}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\tau_{\text{D}}}{\tau_{\text{M}}}\left[\sqrt{1+\omega^2\tau_{\text{M}}^2}\mp1\right]}$.

Принимая в (3) предельное условие $\omega\to0$, получаем выражение для статической диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{\text{S}}(\text{T})=\varepsilon_\infty\text{x}_{\text{D,M}}\cdot\text{cth}\left(\text{x}_{\text{D,M}}\right), \quad (6)$$

где $\text{x}_{\text{D,M}}=\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{\tau_{\text{D}}}{\tau_{\text{M}}}}$.

Из выражений (3)-(5) очевидно, что величины $\left[\hat{\varepsilon}(\omega;\text{T})\right]^{/}$, $\left[\hat{\varepsilon}(\omega;\text{T})\right]^{//}$, $\text{tg}\delta^{(\omega)}(\text{T})$ могут быть определены как функции от безразмерных параметров $\alpha_1=\frac{\tau_{\text{D}}}{\tau_{\text{M}}}$, $\alpha_2=\omega\tau_{\text{M}}$, где параметр α_1 зависит от толщины модельного образца d, равновесной концентрации наиболее подвижных носителей заряда (физических релаксаторов) n_0 и температуры. Вычисление коэффициентов диффузии и подвижности в «нулевом» и «первом» приближениях теории последовательных приближений $\text{D}_{diff}^{(0)}=a^2W^{(0)}$, $\mu_{\text{mob}}^{(1)}=\frac{\text{q}\,a^2W^{(1)}}{\text{k}_{\text{B}}\text{T}}$ [13,14], где a - параметр решетки, q- заряд релаксатора, дает выражение $\frac{\mu_{\text{mob}}^{(1)}}{\text{D}_{diff}^{(0)}}=\frac{\text{q}}{\text{k}_{\text{B}}\text{T}}\times\frac{W^{(1)}}{W^{(0)}}$, имеющее смысл обобщенного соотношения Эйнштейна [14]. Кинетические коэффициенты $W^{(0)}(\text{T})$, $W^{(1)}(\text{T})$ рассчитываются в функциях температуры T, с учетом как термически активи-

руемых (классических), так и туннельных (квантовых) переходов релаксаторов через параболический потенциальный барьер [13]. На основании формул $\tau_D = \frac{d^2}{\pi^2 D_{diff}^{(0)}}$, $\tau_M = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty}{q\, n_0\, \mu_{mob}^{(1)}}$ [13,14], где ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость, получаем выражение для искомого параметра

$$\alpha_1 = \frac{\tau_D}{\tau_M} = \frac{d^2 q\, n_0\, \mu_{mob}^{(1)}}{\pi^2 D_{diff}^{(0)} \varepsilon_0 \varepsilon_\infty} = \frac{d^2\, n_0\, q^2}{\pi^2 \varepsilon_0 \varepsilon_\infty k_B T} \cdot \frac{W^{(1)}(T)}{W^{(0)}(T)}. \quad (7)$$

Из тождества $\frac{\tau_D}{\tau_M} = \left(\frac{d}{r_D}\right)^2$ вычисляем дебаевский радиус экранирования $r_D(T) = d\sqrt{\frac{T_M}{T_D}}$, или

$$r_D(T) = \pi \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \cdot D_{dif}^{(0)}(T)}{q\, n_0 \cdot \mu_{mob}^{(1)}(T)}}. \quad (8)$$

Соотношение (8) выражает размерные эффекты, возникающие при релаксации объемного заряда.

2. Анализ полученных результатов

На рисунке 1 приведен график зависимости $tg\delta(\omega\tau_M)$ для различных значений параметра $\alpha_1 = \frac{\tau_D}{\tau_M}$, рассчитанных с помощью компьютерной программы, согласно формуле (6). При таком представлении релаксационные процессы, имеющие одинаковые значения α_1, изображаются на графике $tg\delta(\omega\tau_M)$ одной кривой. В соответствии с рисунком 1 увеличение параметра α_1 приводит к увеличению максимума и к смещению его положения в область малых значений $\alpha_2 = \omega\tau_M$, а при $\alpha_1 > 1000$ положение максимума слабо изменяется с увеличением α_1 и остается приблизительно одинаково и равным $\alpha_2 \approx 0{,}1$.

При малых значениях параметра α_1 положение максимума $tg\delta(\omega\tau_M)$ определяется по условию $\alpha_1\alpha_2 \approx 1$ или $\alpha_2 \approx 1$. Кривые $tg\delta(\omega\tau_M)$ в области больших значений α_2 практически совпадают.

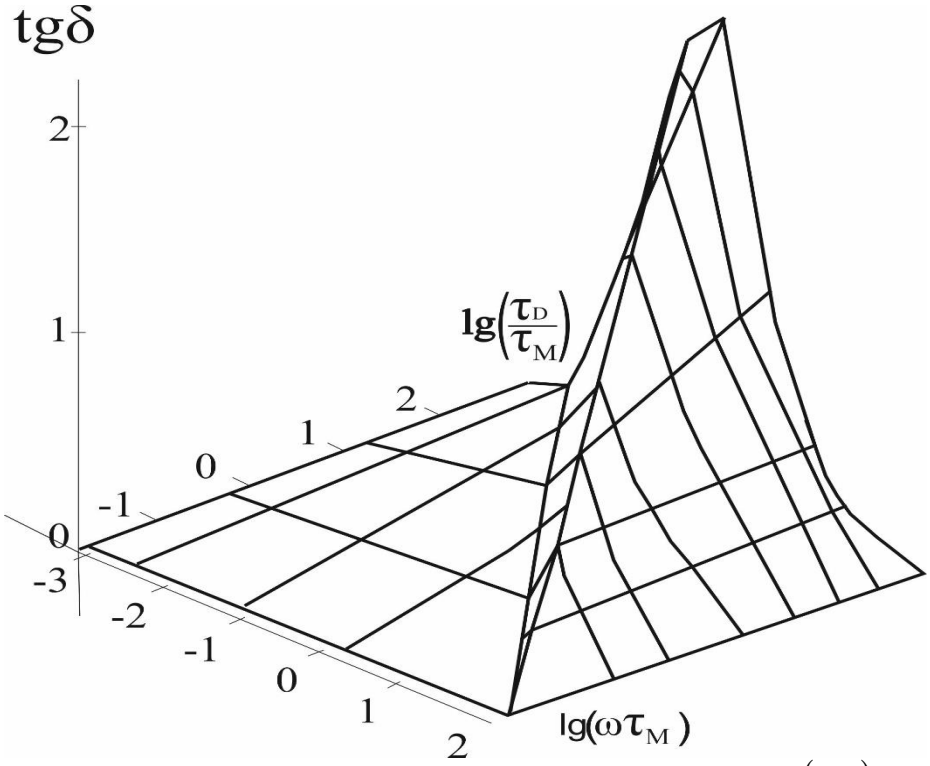

Рисунок 1. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $(tg\delta)$ *от безразмерных параметров* $\alpha_1 = \frac{\tau_D}{\tau_M}$ *и* $\omega\tau_M$.

В соответствии с рисунком 2 статическая диэлектрическая проницаемость ε_S при больших значениях α_1 может достигать значений порядка сотен и больше. Как показано на рисунке 1 максимум тангенса угла диэлектрических потерь $tg\delta_{max}$ при $\alpha_1 < 1$ *линейно* зависит от α_1, а в области $\alpha_1 > 1$ эта зависимость становится *нелинейной*.

Таким образом, как видно из формулы (6) с увеличением толщины диэлектрика d максимум $tg\delta_{max}$ смещается в область низких частот при постоянных значениях концентрации n_0 и температуры, и смещается в область высоких частот ω при неизменной толщине d, но при увеличении концентрации подвижных носителей заряда.

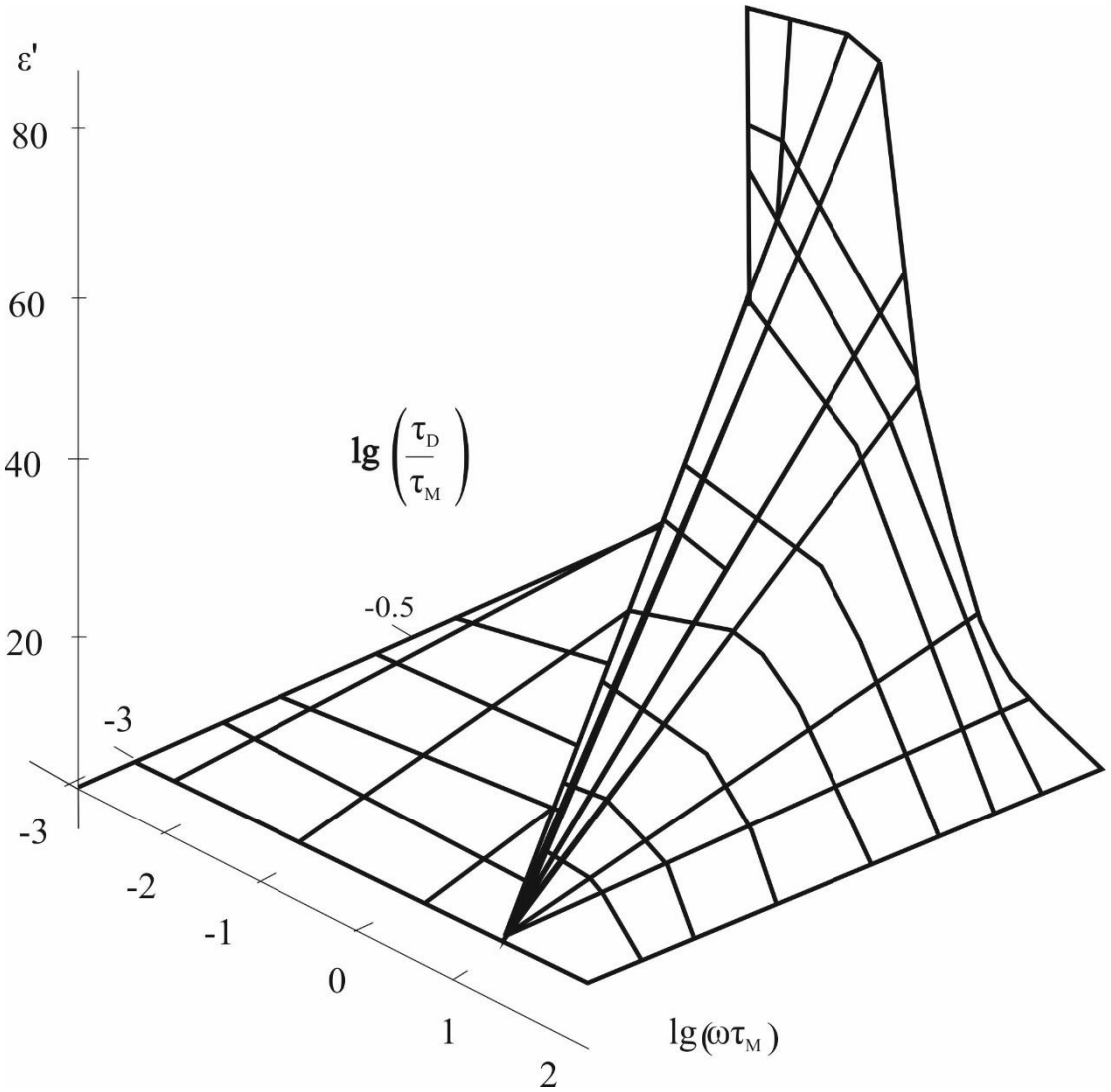

Рисунок 2 – Зависимость диэлектрической проницаемости ε от безразмерных параметров τ_D / τ_M и $\omega\tau_M$.

В заключении отметим, что обнаруженные в [8] экспериментально, в образцах корундо - циркониевой керамики (КЦК), при частоте переменного поля 1 кГц, в точке T =1250 K, *аномально высокие* диэлектрические проницаемости ε=5 млн., могут быть теоретически объяснены и в дальнейшем исследованы на более высоком аналитическом уровне с помощью выражений (3)-(7), что указывает на соотвествие разрабатываемой нами теоретической методологии экспериментальным закономерностям, проявляющимся в *высокотемпературных ионных суперпроводниках* вблизи температуры фазового перехода второго рода *(квазисегнетоэлектрический эффект)*, что **актуально** при построении теоретических методов прогнозирования **нелинейных** электрофизических свойств сегнетоэлектриков с водородными связями (KDP,DKDP), применяемых в лазерной технике в качестве регуляторов параметров электромагнитного излучения и электрических затворов [12-15]. В этом плане перспективными являются разработки быстродействующих *энергонезависимых запомина-*

ющих устройств на основе тонких пленок сегнетоэлектриков с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ), характеризуемых аномально большими временами релаксации остаточной поляризации, повышенной механической прочностью и термической устойчивостью.

Список литературы:

1. Пальгуев С.Ф. Высокотемпературные протонные твердые электролиты. — Екатеринбург: УрО РАН, 1998. — 82 с.

2. Reijers R., Haije W. Literature review on high temperature proton conducting materials// Energy research Centre of the Netherlands. 2008. ECN-E-08-091.

3. Зюбина Т.С., Шилов Г.В., Добровольский Ю.А., Леонова Л.С., Мебель А.М. Моделирование протонного транспорта в ортоиодной и ортотеллуровой кислотах и их солях//Электрохимия. – 2003. – Т.39, №4. – С.414-424.

4. Анимица И.Е. Высокотемпературные протонные проводники со структурным разупорядочением кислородной подрешетки//Электрохимия.- 2009. - Т.45, №6. - С.712-721.

5. Khromushin I.V., Aksenova T.I. and Baykov Yu.M. Regularities of oxygen and water thermal desorption from barium cerate doped by neodymium, samarium, and gadolinium//Russian Journal of Electrochemistry. – 2017. – Vol. 53. – No. 6. – P. 647–650.

6. Хромушин И.В., Аксенова Т.И. Влияние облучения ионами кислорода и аргона на проводящие свойства диоксида циркония, стабилизированного иттрием (YSZ) // Международный научный форум “Ядерная наука и технологии”. Тезисы докладов. – Алматы. – 2017 – С. 283.

7. Ziegler J.F., Biersack J.P., Ziegler M.D., SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter. – 2012.– 398 p.

8. Анненков Ю.М., Ивашутенко А.С.,ВласовИ.В., КабышевА.В. Электрические свойства корундо-циркониевой керамики//Известия Томского политехнического университета. – 2005 г. - Т.308.- № 7. - С. 35-38.

9. В.Г. Кытин, В.А. Кульбачинский, Д.Ю. Кондратьева, А.В. Павликов, А.Н. Григорьев, А.С. Манкевич, И.Е. Корсаков. Прыжковый перенос дырок в керамических образцах , легированного магнием//Ученые записки физического факультета Московского университета. - 2018. - №1, 1810501 (2018). - С. 1-5.

10. Усанов Д.А., Скрипаль А. В. Физические основы наноэлектроники. Учебное пособие для студентов факультета нано и биомедицинских технологий. - Саратов, 2013. - 128 с.: ил. Электронное издание. ISBN: 5-292-01986-0.

11. Тонконогов М.П. Диэлектрическая спектроскопия кристаллов с водородными связями. Протонная релаксация//УФН. - 1998. - Т. 168, №1. - С.29-54.

12. Калытка В.А. Математическое описание нелинейной релаксационной поляризации в диэлектриках с водородными связями//Вестник Самарского университета. Естественнонаучная серия. - 2017 г. - Т.23, №3. - С. 71-83. DOI: 10.18287/2541-7525- 2017-23-3-71-83.

13. Калытка В.А. Нелинейные кинетические явления при поляризации твёрдых диэлектриков//Вестник Московского государственного областного университета (МГОУ). Серия: Физика-математика. - 2018 г. - №2. - С. 61-75. DOI: 10.18384/2310-7251-2018-2-61-75.

14. Калытка В.А., Коровкин М.В. Дисперсионные соотношения для протонной релаксации в твердых диэлектриках//Известия Вузов. Физика. - 2016 г. - Т.59, № 12.- С. 150-159.

15. Калытка В.А., Коровкин М.В., Мехтиев А.Д., Алькина А.Д. Детальный анализ нелинейных диэлектрических потерь в протонных полупроводниках и диэлектриках//Вестник Московского государственного областного университета (МГОУ). Серия: Физика-математика. - 2017 г. – №4. - С. 39-54. DOI: 10.18384-2310-7251-2017-4-39-54.

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД ДЛЯ ЛИКВИДАЦИИ И ОБЕЗВРЕЖИВАНИЯ ТЕРРИТОРИИ КОЗЕЛЬСКОГО ПОЛИГОНА ЗАХОРОНЕНИЯ ЯДОХИМИКАТОВ И ПЕСТИЦИДОВ (КАМЧАТСКИЙ КРАЙ)

Канайкина Екатерина Дмитриевна
студентка магистратуры
Северо-Восточное ПГО инженер-химик Камчат ГТУ
г. Петропавловск-Камчатский

Цель: обзор возможного решения проблемы захоронения опасных отходов

Ключевые слова: пестициды, полигон, захоронение, фитотнхнологии, мониторинг

В 2018 году началась подготовка к реализации национального проекта «Экология», который включает в себя национальные цели и стратегические задачи экологического развития России до 2024 года. Министерством природных ресурсов и экологии Камчатского края подготовлены краевые составляющие федеральных проектов «Чистая страна», «Чистый воздух», «Сохранение уникальных водных объектов» и «Сохранение биологического разнообразия», входящие в нацпроект «Экология». Об этом сообщили в краевом министерстве природных ресурсов и экологии.

Так, при реализации в Камчатском крае федерального проекта «Чистая страна» необходимо