



УДК 004.421+538.913

© *И. Е. Еремин, Д. С. Щербань, 2011*

КИБЕРНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УПРУГОЙ ИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ КРИСТАЛЛА ФТОРИДА ЛИТИЯ

Еремин И. Е. – канд. физ.-мат. наук, доц. каф. «Информационные и управляющие системы», *Щербань Д. С.* – маг. каф. «Информационные и управляющие системы», тел. (4162) 39-46-53, e-mail: marinecops@mail.ru (АмГУ)

В работе рассматривается математическая модель процесса упругой ионной поляризации двухатомного кристаллического диэлектрика, вызванного действием слабого электрического поля. Показано, что явственное выделение перекрестных связей, имеющих место в исходной системе уравнений, отражающей разбираемое явление, позволяет сделать анализируемую модель более гибкой по сравнению с традиционно используемым описанием.

The mathematical model of the process of elastic ionic polarization of biatomic crystal dielectric that was caused by the weak electric field is examined in this paper. It is clearly seen that singling out of the cross couplings which take place in the equations initial system, reflecting the phenomenon under consideration, reveals the analyzed model as more flexible in comparison with the traditionally used formulation.

Ключевые слова: частотный диэлектрический спектр, имитационное моделирование.

Введение

На текущий момент все большее внимание уделяется созданию технологических устройств, принцип работы которых основан на использовании характерных черт диэлектриков. При этом действенность имитационного моделирования исследуемых физических свойств образца, как правило, целиком зависит от эффективности математических выражений, используемых для их представления. Отметим, что с позиций простоты и наглядности исходных теоретических предпосылок, а также относительной компактности вычислительных формул, наиболее удобными для расчетов диэлектрических спектров материалов являются уравнения классической теории поляризации. Однако область применения подобных соотношений оказывается весьма ограниченной или же они не обладают достаточной результативностью.

С другой стороны, все большую популярность приобретают методы опи-

сания динамики физических систем, основанные на выявлении причинно-следственных связей между их элементами [1]. Принципиальное отличие кибернетических методов моделирования характеристик изучаемых систем от традиционных способов их математического представления состоит в использовании системного подхода, в рамках которого реализуется последовательный переход от общего к частному, выполняемый на фоне мысленного выделения объекта из окружающей его среды [2]. Применение данной идеологии к построению моделей поляризационных процессов, протекающих в диэлектрике под действием переменного электрического поля, оказывается весьма результативным. Так, например, в работах [3, 4] было показано, что уточнение классической схемы формирования напряженности локального поля Лорентца, а также систематизация учета электронной конфигурации частиц позволили получить имитационные спектры диэлектрической проницаемости материала, практически адекватные его наблюдаемым свойствам.

Методика оценки эффективности моделей

Оценка эффективности различных математических описаний процессов электрической поляризацией частиц диэлектрика может быть выполнена посредством сопоставления вещественной частотной характеристики диэлектрической проницаемости $\varepsilon'(\omega)$ исследуемого образца, измеренной экспериментально, с результатами ее имитационного моделирования в рамках применения следующей методики.

Во-первых, на основании преобразования используемых дифференциальных уравнений разбираемых поляризационных процессов находятся комплексные уравнения ионных поляризуемостей частиц $\alpha_j \omega$ образца.

Во-вторых, на базе полученных выражений рассчитываются частотные зависимости $\alpha_i'(\omega)$ вещественных частей комплексных поляризуемостей в диапазоне частот от 10^{13} до 10^{15} рад/с.

В-третьих, в рамках применения кибернетической модели диэлектрической проницаемости для исследуемого образца вычисляется спектр ее вещественной частотной характеристики $\varepsilon' \omega$ с помощью формулы:

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{2}{3\varepsilon_0} \sum_{i=1}^K \alpha_i'(\omega) N_i, \quad (1)$$

где: ε_{∞} – диэлектрическая проницаемость материала, установившаяся в области высоких частот; ε_0 – диэлектрическая постоянная; K – общее число разновидностей поляризационных процессов; N_i – концентрации частиц.

В-четвертых, на основании массивов расчетных данных строится непрерывный график характеристики $\varepsilon' \omega$ образца, на который накладывается дискретный ряд ее физически наблюдаемых значений $\varepsilon'_{экс}(\omega)$, сформированный согласно данным о длинноволновом спектре оптического показателя преломления $n_{экс}(\lambda)$ исследуемого материала. Переход между функциональными зависимостями $\varepsilon'_{экс}(\omega)$ и $n_{экс}(\lambda)$ выполняется посредством соотношений:



$$\varepsilon'_{\text{экл}}(\omega) = n_{\text{экс}}^2(\omega), \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda}, \quad (2)$$

где: c – скорость света в вакууме.

Классическое описание процесса

В рамках классической теории поляризации взаимные смещения пары противоположно заряженных ионов [5], вызванные действием переменного электрического поля с малой амплитудой, могут быть представлены следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_1(t)}{dt^2} + \frac{a}{m_1} [x_1(t) + x_2(t)] &= \frac{q_1}{m_1} E(t), \\ \frac{d^2 x_2(t)}{dt^2} + \frac{a}{m_2} [x_2(t) + x_1(t)] &= \frac{q_2}{m_2} E(t), \end{aligned} \quad (3)$$

где: $x_1(t)$ и $x_2(t)$ – функции изменения координат ионов каждого вида; a – коэффициент их квазиупругой связи; q_1, q_2, m_1, m_2 – электрические заряды и массы соответствующих ионов; $E(t)$ – функция напряженности эффективного электрического поля.

В свою очередь, на основании представленных выражений, используя замены $x_i(t)q_i \rightarrow \mu_i(t)$, может быть сформировано описание динамики изменения дипольных моментов $\mu_i(t)$ частиц:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mu_1(t)}{dt^2} + \frac{a}{m_1} \mu_1(t) &= \frac{q_1^2}{m_1} E(t) - \frac{aq_1}{m_1 q_2} \mu_2(t), \\ \frac{d^2 \mu_2(t)}{dt^2} + \frac{a}{m_2} \mu_2(t) &= \frac{q_2^2}{m_2} E(t) - \frac{aq_2}{m_2 q_1} \mu_1(t). \end{aligned} \quad (4)$$

С точки зрения технической кибернетики модель разбираемого процесса, поданная подобным образом, представляет собой описание некоторой линейной динамической системы, обладающей перекрестными обратными связями, которая, учитывая прямое интегральное преобразование Лапласа, может быть представлена во второй стандартной форме записи, как:

$$\begin{aligned} \mu_1(s) = W_1(s)E(s), \quad W_1(s) &= \frac{\frac{q_1^2}{m_1} \left(s^2 + \frac{a}{m_2} \right) - \frac{aq_1 q_2}{m_1 m_2}}{\left(s^2 + \frac{a}{m_1} + \frac{a}{m_2} \right) s^2}, \\ \mu_2(s) = W_2(s)E(s), \quad W_2(s) &= \frac{\frac{q_2^2}{m_2} \left(s^2 + \frac{a}{m_1} \right) - \frac{aq_1 q_2}{m_1 m_2}}{\left(s^2 + \frac{a}{m_1} + \frac{a}{m_2} \right) s^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где: s – комплексная переменная; $W_1(s)$ и $W_2(s)$ – введенные передаточные функции; $x_1(s), x_2(s)$ и $E(s)$ – изображения по Лапласу одноименных функций.

В случае рассмотрения двухатомного кристалла, состоящего из ионов

с одинаковыми зарядами $|q_1| = |q_2| = q$, частотные аналоги передаточных функций $W_1(s)$ и $W_2(s)$ принимают вытекающий частный вид:

$$W_1(j\omega) = \frac{q^2/m_1}{a \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} - \omega^2}, \quad W_2(j\omega) = \frac{q^2/m_2}{a \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} - \omega^2}. \quad (6)$$

Следует отметить, что частотные передаточные функции $W_i(j\omega)$ по определению являются полными эквивалентами комплексных поляризуемостей частиц $\alpha_i(j\omega)$. При этом их сумма позволяет получить традиционное выражение комплексной поляризуемости ионной связи:

$$\alpha(j\omega) = \frac{q^2/M}{a/M - \omega^2}, \quad M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad (7)$$

где: M – приведенная масса ионной пары.

Таким образом, на основании классического описания упругой ионной поляризации вида (1) для вычисления зависимостей $\alpha'_i(\omega)$ кристалла фторида лития, т.е. частного случая $|q_1| = |q_2| = e$, имеют место формулы:

$$\alpha'_1(\omega) = \frac{e^2/m_1}{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 - \omega^2}, \quad \alpha'_2(\omega) = \frac{e^2/m_2}{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 - \omega^2}; \quad (8)$$
$$\omega_{01}^2 = a/m_1, \quad \omega_{02}^2 = a/m_2,$$

где: e – величина элементарного заряда; ω_{01} и ω_{02} – частоты собственных колебаний соответствующих ионов; a – коэффициент квазиупругой связи.

При практическом моделировании разбираемых характеристик необходимо установление численных значений их параметров. Поскольку большинство коэффициентов соотношений (8), а также данные, используемые в зависимости вида (1), являются фундаментальными или же табличными константами, то в дополнительном рассмотрении нуждается только коэффициент квазиупругой связи ионной пары. Данная величина может быть рассчитана с помощью наиболее часто используемой формулы [6]:

$$a = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} (p-1), \quad (9)$$

где: R – расстояние между ионами в кристалле; p – показатель степени в потенциале отталкивания Борна. Для кристалла LiF межъядерное расстояние R равно $2,07 \cdot 10^{-10}$ м, а значение $p - 1$, вытекающее на основании данных о сжимаемости кристалла, составляет 5,9 [7]. Кроме того, для применения вышеописанной методики оценки эффективности моделей исследуемого процесса можно использовать значение $\epsilon_\infty = 1,92$ и данные о длинноволновом спектре $n_{\text{экс}}(\lambda)$ рассматриваемого материала, взятые из работы [8].

Результаты вычислительного эксперимента, направленного на имитационное моделирование вещественной частотной характеристики диэлектрической проницаемости идеального кристалла фторида лития, и выполненного на базе классического описания процесса его упругой ионной поляризации,



представлены на рис. 1, а.

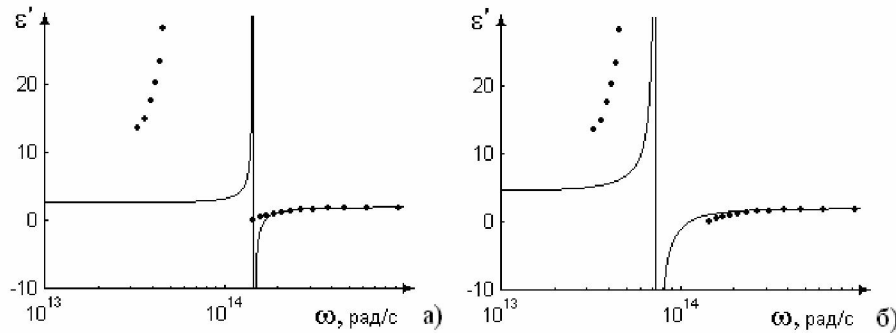


Рис. 1. Спектры диэлектрической проницаемости кристалла фторида лития, полученные на базе классического описания рассматриваемого процесса: а) с использованием формулы (9); б) с использованием формулы (10)

Анализ внешнего вида расчетной характеристики показывает, что резонанс, соответствующий результирующей частоте собственных колебаний ионной пары, проявился в области установившихся режимов поляризационных процессов, т.е. использование традиционной формулы (9) оказывается не достаточно эффективным. С целью улучшения сложившейся ситуации предлагается модифицировать названную формулу к ее следующему виду:

$$a = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} A_M, \quad (10)$$

где: A_M – значение постоянной Маделунга, равное для структур типа NaCl – 1,748. Итоги моделирования, направленного на проверку результативности использования модифицированной формулы (10), приведены на рис. 1, б.

Оценка полученных изменений показывает, что предлагаемая замена в формуле коэффициента квазиупругой связи ионной пары множителя, равного $p - 1$, на значение A_M , оказывается вполне оправданной, поскольку расчетный резонанс колебаний ионной пары разместился в соответствующей области наблюдаемого спектра. Однако вычисленная характеристика имеет и ряд существенных недостатков. Во-первых, ее значения в области установившихся режимов ионной поляризации оказались гораздо ниже реальных. Во-вторых, детализация оптического спектра LiF обнаруживает присутствие еще одного малого резонансного выброса, расположенного на более высокой частоте [9]. Таким образом, можно сделать вывод, что классическое описание процесса вида (1) является слабо эффективным как с количественной, так и качественной точки зрения.

Корпускулярная модель процесса

В качестве теоретических предпосылок, используемых для построения классической модели упругой ионной поляризации диэлектрика, применяется либо приближение абсолютно твердого тела для системы, состоящей из мно-

гих частиц, которые движутся в фундаментальных полях. Или же за основу берется система, состоящая исключительно из двух произвольно взаимодействующих частиц, движущаяся под действием внешних сил. Однако с точки зрения корпускулярной физики для описания исследуемых свойств ионных кристаллов первостепенное значение имеет промежуточный случай, требующий совместного учета как объективно возникающего взаимодействия между поляризуемыми частицами, так и независимых смещений каждой из них под действием приложенного электрического поля.

В рамках данной трактовки, руководствуясь идеологией работы [10], т.е. учитывая собственные смещения ионов каждой разновидности в базовом уравнении разбираемого процесса, а также, используя предположение о равенстве всех упругих сил, возникающих в системе, исходное описание ионной поляризации двухатомного кристалла может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_1(t)}{dt^2} + \frac{a}{m_1} [x_1(t) + x_2(t)] + \frac{a}{m_1} x_1(t) &= \frac{q_1}{m_1} E(t), \\ \frac{d^2 x_2(t)}{dt^2} + \frac{a}{m_2} [x_2(t) + x_1(t)] + \frac{a}{m_2} x_2(t) &= \frac{q_2}{m_2} E(t). \end{aligned} \quad (11)$$

В свою очередь система, сформированная подобным образом, может быть видоизменена к модели динамики изменения дипольных моментов с прямым указанием выявленных ранее перекрестных обратных связей:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mu_1(t)}{dt^2} + \frac{2a}{m_1} \mu_1(t) &= \frac{q_1^2}{m_1} E(t) - \frac{aq_1}{m_1 q_2} \mu_2(t), \\ \frac{d^2 \mu_2(t)}{dt^2} + \frac{2a}{m_2} \mu_2(t) &= \frac{q_2^2}{m_2} E(t) - \frac{aq_2}{m_2 q_1} \mu_1(t). \end{aligned} \quad (12)$$

На основании последовательных математических преобразований приведенной записи разбираемого процесса вытекает форма его представления через соответствующие передаточные функции:

$$\begin{aligned} \mu_1(s) = W_1(s)E(s), \quad W_1(s) &= \frac{\frac{q_1^2}{m_1} \left(s^2 + 2 \frac{a}{m_2} \right) - \frac{aq_1 q_2}{m_1 m_2}}{s^4 + 2(a/m_1 + a/m_2)s^2 + 3a^2/m_1 m_2}, \\ \mu_2(s) = W_2(s)E(s), \quad W_2(s) &= \frac{\frac{q_2^2}{m_2} \left(s^2 + 2 \frac{a}{m_1} \right) - \frac{aq_1 q_2}{m_1 m_2}}{s^4 + 2(a/m_1 + a/m_2)s^2 + 3a^2/m_1 m_2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, на основании уравнений процесса вида (11), учитывающих независимые смещения частиц, для вычисления вещественных частотных характеристик их комплексных поляризуемостей в кристалле LiF, т.е. при случае $|q_1| = |q_2| = e$, вытекают следующие формулы:



$$\alpha'_1(\omega) = \frac{e^2/m_1(\omega_{02}^2 - \omega^2)}{\omega^4 - 2(\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2)\omega^2 + 3\omega_{01}^2\omega_{02}^2},$$

$$\alpha'_2(\omega) = \frac{e^2/m_2(\omega_{01}^2 - \omega^2)}{\omega^4 - 2(\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2)\omega^2 + 3\omega_{01}^2\omega_{02}^2}, \quad (14)$$

$$\omega_{01}^2 = a/m_1, \quad \omega_{02}^2 = a/m_2.$$

Результаты имитационного моделирования спектра $\epsilon' \omega$ исследуемого кристалла, проведенного в рамках использования выражений комплексных упругих поляризуемостей ионов (14), а также формулы коэффициента их квазиупругой связи вида (10), отражены на рис. 2, а.

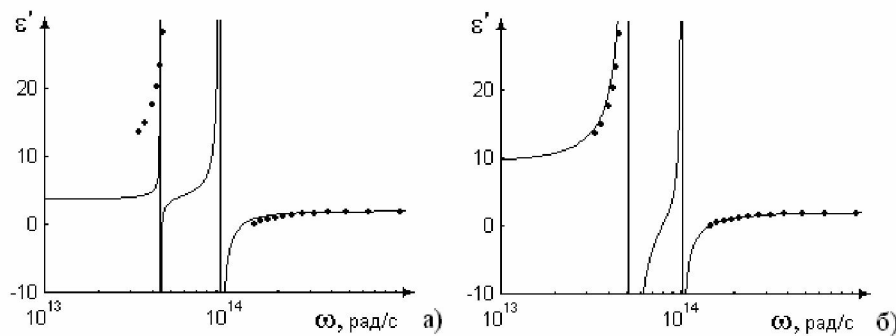


Рис. 2. Спектры диэлектрической проницаемости кристалла фторида лития, полученные в рамках корпускулярной модели рассматриваемого процесса: а) имеющаяся трактовка вида (12); б) предлагаемая трактовка вида (18)

Анализ графика рассчитанной характеристики показывает, что ее вид качественно улучшился, поскольку были получены образы двух резонансов. Однако количественное соответствие имитационного спектра контрольным точкам в области установившихся режимов оставляет желать лучшего. Кроме того, малый резонансный выброс разместился в зоне более низких частот, чем основной, что противоречит реально наблюдаемым свойствам кристалла.

Следовательно, модель процесса ионной поляризации кристалла, учитывающая одновременно взаимосвязанные деформации его катионной и анионной подрешеток, а также независимые смещения частиц каждого вида в отдельности, требует дополнительного рассмотрения. Для решения возникшей задачи выполним систематизацию статических схем поляризационных механизмов, выделив подпроцессы, связанные с независимыми смещениями ионов внутри образца, а также относительной деформацией его кристаллических подрешеток.

С одной стороны, поляризация рассматриваемых частиц приводит к возникновению квазиупругих сил, обусловленных взаимным отталкиванием одинаково заряженных частиц, а также электронных оболочек ионов, которая стремится вернуть их в исходное положение. Если предположить, что выде-

ленные подпроцессы определяются независимыми смещениями частиц под действием приложенного поля, то они будут описываться уравнениями:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 x_{c1}(t)}{dt^2} &= \frac{q_1}{m_1} E(t) - \frac{a_c}{m_1} x_1(t), \\ \frac{d^2 x_{c2}(t)}{dt^2} &= \frac{q_2}{m_2} E(t) - \frac{a_c}{m_2} x_2(t),\end{aligned}\tag{15}$$

где: $x_{c1}(t)$ и $x_{c2}(t)$ – изменения координат ионов каждого вида, вызванные их собственными, т.е. независимыми колебаниями; a_c – коэффициент упругой связи, возникающей для подпроцессов подобного рода, который может быть выражен формулой (9).

С другой стороны, электрическая деформация подрешеток кристалла приводит к уменьшению его межъядерных расстояний, т.е. вызывает увеличение сил кулоновского взаимодействия между ионами. В этом случае, описание соответствующих подпроцессов имеет вид:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 x_{k1}(t)}{dt^2} &= \frac{q_1}{m_1} E(t) + \frac{a_k}{m_1} [x_1(t) + x_2(t)], \\ \frac{d^2 x_{k2}(t)}{dt^2} &= \frac{q_2}{m_2} E(t) + \frac{a_k}{m_2} [x_2(t) + x_1(t)],\end{aligned}\tag{16}$$

где: $x_{k1}(t)$ и $x_{k2}(t)$ – изменения координат ионов каждого вида, вызванные их коллективными колебаниями, т.е. относительной деформацией анионной и катионной подрешеток; a_k – коэффициент упругой связи, возникающей для подпроцессов такого рода, который может быть выражен формулой (10).

Объединение соответствующих пар уравнений систем (15) и (16), выполненное за счет замен выражений, описывающих по отдельности независимые и коллективные изменения координат каждого из ионов, к их результирующим смещениям $x_i(t) = x_{ci}(t) + x_{ki}(t)$, позволяет получить сгруппированную модель деформации связи:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 x_1(t)}{dt^2} - \frac{a_k}{m_1} [x_1(t) + x_2(t)] + \frac{a_c}{m_1} x_1(t) &= 2 \frac{q_1}{m_1} E(t), \\ \frac{d^2 x_2(t)}{dt^2} - \frac{a_k}{m_2} [x_2(t) + x_1(t)] + \frac{a_c}{m_2} x_2(t) &= 2 \frac{q_2}{m_2} E(t).\end{aligned}\tag{17}$$

При этом, выделив для коэффициентов упругости типа (9) и (10), общую составляющую a , а также реализовав переход к дипольным моментам, систему уравнений (17) можно преобразовать к следующему общему виду:



$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mu_1(t)}{dt^2} + (k_\kappa + k_c) \frac{a}{m_1} \mu_1(t) &= 2 \frac{q_1^2}{m_1} E(t) - k_\kappa \frac{aq_1}{m_1 q_2} \mu_2(t), \\ \frac{d^2 \mu_2(t)}{dt^2} + (k_\kappa + k_c) \frac{a}{m_2} \mu_2(t) &= 2 \frac{q_2^2}{m_2} E(t) - k_\kappa \frac{aq_2}{m_2 q_1} \mu_1(t), \end{aligned} \quad (18)$$

$$k_\kappa = -A_M, \quad k_c = p - 1, \quad a = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 R^3}.$$

где: k_κ и k_c – коэффициенты пропорциональности, соответствующие природе разбираемых квазиупругих связей.

В свою очередь, модель, сформированная подобным образом, может быть представлена в форме записи через вытекающие передаточные функции $W_1(s)$ и $W_2(s)$:

$$\begin{aligned} \mu_1(s) = W_1(s)E(s), \quad W_1(s) &= \frac{2 \frac{q_1^2}{m_1} \left(s^2 + (k_\kappa + k_c) \frac{a}{m_2} \right) - 2k_\kappa \frac{aq_1 q_2}{m_1 m_2}}{s^4 + (k_\kappa + k_c) \left(\frac{a}{m_1} + \frac{a}{m_2} \right) s^2 + \frac{(2k_\kappa + k_c) k_c a^2}{m_1 m_2}}, \\ \mu_2(s) = W_2(s)E(s), \quad W_2(s) &= \frac{2 \frac{q_2^2}{m_2} \left(s^2 + (k_\kappa + k_c) \frac{a}{m_1} \right) - 2k_\kappa \frac{aq_1 q_2}{m_1 m_2}}{s^4 + (k_\kappa + k_c) \left(\frac{a}{m_1} + \frac{a}{m_2} \right) s^2 + \frac{(2k_\kappa + k_c) k_c a^2}{m_1 m_2}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Таким образом, на основании систематизированной модели разбираемого процесса вида (17) для исследуемого материала имеют место следующие выражения вещественных частотных характеристик комплексных поляризуемостей составляющих его ионов:

$$\begin{aligned} \alpha'_1(\omega) &= \frac{2e^2/m_1 (k_c \omega_{02}^2 - \omega^2)}{\omega^4 - (k_\kappa + k_c) (\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2) \omega^2 + (2k_\kappa + k_c) k_c \omega_{01}^2 \omega_{02}^2}, \\ \alpha'_2(\omega) &= \frac{2e^2/m_2 (k_c \omega_{01}^2 - \omega^2)}{\omega^4 - (k_\kappa + k_c) (\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2) \omega^2 + (2k_\kappa + k_c) k_c \omega_{01}^2 \omega_{02}^2}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\omega_{01}^2 = a/m_1, \quad \omega_{02}^2 = a/m_2, \quad a = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3}.$$

Результаты вычислительного эксперимента, направленного на имитационное моделирование диэлектрического спектра $\epsilon'(\omega)$ кристалла фторида лития, проведенного в рамках использования выражений вида (20), изображены на рис. 2, б. Анализ соответствия полученной характеристики данным физического эксперимента показывает, что предлагаемая модель упругой ионной поляризации кристалла фторида лития является практически адекватной его реально наблюдаемым диэлектрическим свойствам в исследуемом диапазоне частот приложенного переменного электрического поля с малой амплитудой.

Таким образом, становится возможным сформулировать следующее.



Во-первых, базовые положения классической теории поляризации диэлектрика, формализующие описания процессов, обусловленных электрической деформацией ионов кристаллического образца, не смотря на свою относительную простоту, являются вполне адекватными разбираемым физическим явлениям. Поэтому они могут успешно использоваться в качестве исходных предпосылок при построении соответствующих математических моделей.

Во-вторых, практическое применение при формировании вычислительных средств, предназначенных для расчетов имитационных характеристик физических свойств исследуемых материалов, современного системного подхода приводит к появлению оригинальных формул и уравнений, эффективность использования которых существенно превышает потенциал аналогичных выражений, найденных в рамках применявшегося ранее классического подхода.

В-третьих, перспективность построения моделей физических процессов, систематизированных с позиций кибернетической физики, а также анализа их свойств обусловлена возможностью интеграции теоретических предпосылок традиционно описательной науки, каковой является физика, и кибернетики, «представляющей собой парадигму предписательных наук» [1].

Библиографические ссылки

1. Фрадков А. Л. Кибернетическая физика. Принципы и примеры. – СПб: Наука, 2003.
2. Советов Б. Я., Яковлев С. А. Моделирование систем. – М.: Высш. шк., 2001.
3. Костюков Н. С., Еремин И. Е. Кибернетическая модель процесса упругой электронной поляризации диэлектрика // Электричество. – 2004. – № 1.
4. Костюков Н. С., Еремин И. Е., Оверчук В. А. Системная модель упругой электронной поляризации кристалла фторида лития // Перспективные материалы. – 2006. – № 2.
5. Браун В. Ф. Диэлектрики. – М.: Изд-во ин. лит., 1961.
6. Павлов П. В., Хохлов А. Ф. Физика твердого тела. – Н. Новгород: Изд-во НГУ, 1993.
7. Жданов Г. С., Хунджуа А. Г. Лекции по физике твердого тела: принципы строения, реальная структура, фазовые превращения. – М.: Изд-во МГУ, 1988.
8. Мотт Н. Ф., Герни Р. В. Электронные процессы в ионных кристаллах. М.: Изд-во ин. лит. 1950.
9. Золотарев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред. Справочник. Л.: Химия. 1984.
10. Суханов А. Д. Фундаментальный курс физики: в 4 т. Т.1: Корпускулярная физика. М.: Изд-во «Агар», 1996.