

FERROELECTRIC
CRYSTALS WITH
INCOMMENSURATE
PHASES

S. A. GRIDNEV

Various specific properties of ferroelectric crystals with incommensurate phase are discussed. The article outlines the general ideas concerning the formation of modulation waves in solids and describes the emergence of metastable states and their long-term relaxation, their anomalously wide thermal hysteresis of dielectric permeability in both incommensurate and commensurate phases and other characteristic features.

Обсуждаются специфические свойства, которыми обладают сегнетоэлектрические кристаллы с несоразмерной фазой. Даны общие представления о возникновении в кристалле сверхструктуры и несравненной модуляции, рассмотрены явления, ответственные за аномальный термический гистерезис диэлектрической проницаемости и других свойств как в несравненной, так и со-размерной фазах.

© Гриднев С.А., 1997

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ С НЕСОРАЗМЕРНЫМИ ФАЗАМИ

С. А. ГРИДНЕВ

Воронежский государственный технический университет

ВВЕДЕНИЕ

В 70-х годах в результате успехов в теоретическом описании свойств сегнетоэлектриков, развития техники измерений и появления новых задач в поле зрения ученых попал новый объект – сегнетоэлектрические кристаллы с несоразмерными фазами. Типичными представителями таких кристаллов являются NaNO_2 , $\text{Sc}(\text{NH}_4)_2$ и др., а также большая группа сегнетоэлектрических кристаллов с общей формулой A_2BX_4 , где $\text{A} = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}, \text{NH}_4, \text{N}(\text{CH}_3)_4$, а $\text{X} = \text{Cl}, \text{Br}, \text{F}$. Несоразмерные структуры, которые называют также несоизмеримыми, длиннопериодическими или модулированными структурами, широко распространены в природе и изучались ранее в магнитоупорядоченных материалах, упорядочивающихся сплавах и других материалах. К ним относятся геликоидальные магнитные структуры, жидкие кристаллы (хиральные смектики), интеркалированные соединения графита (структуры, состоящие из чередующихся исходных слоев углерода и новых слоев, образованных введенными между ними атомами металла), решетки вихрей в сверхпроводниках второго рода и др.

ЧТО ТАКОЕ НЕСОРАЗМЕРНАЯ ФАЗА

Пусть в исходной высокосимметричной фазе атомы А (красные кружки) и В (голубые кружки) расположены так, как показано на рис. 1, *a*, то есть атомы А образуют квадратную решетку с периодом *a* и атомы В находятся в центре каждой ячейки. Нетрудно убедиться в том, что если выбрать в качестве элементарной ячейки квадрат со стороной *a* (на рисунке желтый) и многократно переносить (транслировать) его в двух взаимно перпендикулярных направлениях, то можно построить весь плоский кристалл. То же самое можно проделать и в трех измерениях. Тогда говорят, что кристалл имеет трехмерную трансляционную симметрию с периодом трансляции, равным *a*.

Трансляционная симметрия кристалла может измениться при фазовом переходе. Это означает, что период трансляции увеличивается и становится кратным величине *a*. Таким образом, в новой фазе период трансляции $a^* = na$, где *n* – целое число. Например, если в результате фазового перехода атомы В в соседних ячейках оказались смещеными на одинаковое расстояние в противоположных направлениях

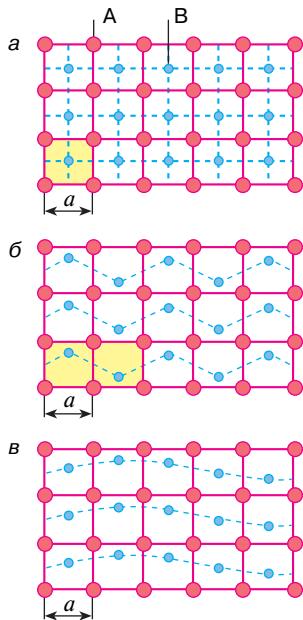


Рис. 1. Образование в модельном кристалле со структурной формулой типа AB (а) сверхструктуры с периодом, вдвое большим параметра элементарной ячейки (б) и несогласованной структуры с длиной замороженной волны смещений, несогласимой с параметром элементарной ячейки (в)

(рис. 1, б), то теперь в новой низкосимметричной фазе элементарная ячейка равна удвоенной ячейке исходной симметричной фазы и содержит большее число атомов, то есть произошло изменение трансляционной симметрии кристалла. На рисунке видно, что соединенные штриховыми линиями атомы В образуют замороженную волну смещений, период которой в два раза больше периода кристаллической решетки исходной фазы. Таким образом, в результате фазового перехода образовалась модулированная фаза, которая имеет сверхструктуру с периодом, удвоенным по отношению к исходному. Возникшая сверхструктура соизмерима с кристаллической решеткой, так как отношение периода волны смещений к периоду решетки выражается рациональным числом (изменяется в целое число раз), поэтому новая низкосимметричная фаза является соразмерной.

Иная ситуация возникает в кристалле, когда в новой фазе смещения атомов В относительно их положений в исходной фазе также образуют сверхструктуру, но период замороженной волны смещений зависит от внешних условий (температуры, давления и пр.) и пробегает при изменении этих условий некоторый непрерывный интервал значений как соизмеримых, так и несоизмеримых с периодом кристаллической решетки. Это означает, что отношение длины волны смещений к параметру элементарной ячейки может быть любым, в том числе и ир-

рациональным числом, а возникшая фаза является несогласованной фазой со сверхструктурой, период которой несоизмерим с периодом основной кристаллической решетки (рис. 1, в). Теперь невозможно выбрать такую элементарную ячейку, транслируя которую можно было бы построить кристалл, так как в новой фазе исчезла трансляционная симметрия и, значит, отсутствует дальний порядок в расположении атомов. В данном случае мы встретились с интересной и нетрадиционной для кристаллов ситуацией, когда в кристалле со строго определенным расположением атомов, характеризующимся дальним порядком, возникает неупорядоченная фаза без трансляционной симметрии. Таким образом, еще одной характерной особенностью кристаллов с несогласованной фазой является отсутствие в этой фазе трансляционной симметрии при строго определенном расположении атомов.

На рис. 1, в видно, что несогласованную структуру в сегнетоэлектриках можно описывать как пространственную модуляцию (замороженную волну) спонтанной поляризации, то есть параметра, характерного для сегнетоэлектрических кристаллов. По этой причине суммарная макроскопическая поляризация образца сегнетоэлектрика в несогласованной фазе равна нулю.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Несогласованная фаза в сегнетоэлектриках обычно наблюдается как промежуточная фаза, расположенная на фазовой диаграмме между двумя соразмерными фазами (рис. 2). Температурный интервал ее существования в разных кристаллах изменяется от единиц до сотен градусов. Более симметричную фазу обычно называют нормальной, а менее симметричную – соразмерной полярной фазой. Таким образом, при понижении температуры стандартная схема переходов включает в себя последовательность следующих фаз: соразмерная нормальная – несогласованная – соразмерная полярная фаза.

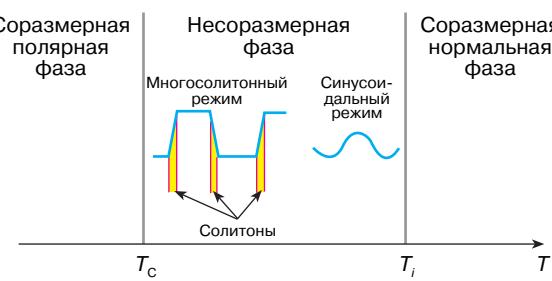


Рис. 2. Схематическое представление последовательности трех фаз; изменение режима в несогласованной фазе от синусоидальной модуляции к решетке соразмерных областей, разделенных нарушениями соизмеримости – солитонами

Низкотемпературная фаза является сегнетоэлектрической, и структура ее такова, что она могла бы возникнуть в результате фазового перехода из нормальной фазы непосредственно в соразмерную сегнетоэлектрическую фазу без всякой промежуточной несоразмерной фазы, однако раньше возникла несоразмерная фаза, которая вклинилась между двумя соразмерными фазами.

Поскольку несоразмерная фаза занимает промежуточное положение, то на температурной шкале она ограничена снизу температурой Кюри T_C , а сверху температурой T_i . При охлаждении из несоразмерной фазы через T_C мы попадаем в соразмерную сегнетоэлектрическую фазу, а при нагревании через T_i – в соразмерную нормальную фазу. В зависимости от того, вблизи какой из температур – T_C или T_i в несоразмерной фазе мы находимся, будут наблюдаться существенно разные картины изменения поляризации. При температурах вблизи температуры перехода T_i распределение поляризации в замороженной волне имеет синусоидальный характер. При удалении от T_i в глубь несоразмерной фазы увеличивается вклад высших гармоник в пространственное распределение поляризации, и поэтому вблизи T_C несоразмерная структура становится похожей на периодическую доменную структуру соразмерной сегнетоэлектрической фазы, период которой закономерно изменяется с температурой. Таким образом, профиль несоразмерной модуляции постепенно изменяется от чисто синусоидального вблизи T_i до почти прямоугольного вблизи T_C (см. рис. 2). В последнем случае говорят также о периодической решетке солитонов, обозначая термином *солитон* границу между доменами в несоразмерной фазе.

Расстояние между солитонами L_0 (или период модуляции) в равновесном случае может быть записан в виде

$$L_0 = \delta \ln \frac{a_2}{a_1(T - T_C)} + \delta \ln \ln \frac{a_2}{a_1(T - T_C)} + \dots, \quad (1)$$

где δ – величина порядка ширины солитона, a_2 – коэффициент, слабо зависящий от температуры вблизи T_C , $a_1(T - T_C)$ – поверхностная энергия солитона.

Из формулы (1) видно, что при приближении к переходу из несоразмерной в соразмерную фазу ($T \rightarrow T_C$) расстояние между солитонами увеличивается, в идеальном случае оно стремится к бесконечности, а кристалл – к монодоменному состоянию, и происходит непрерывный переход в соразмерную фазу. В большинстве реальных случаев, однако, расстояние между солитонами вблизи T_C остается конечным и переход в соразмерную фазу носит скачкообразный характер.

Как правило, фазовый переход в T_i является переходом второго рода, а соразмерно-несоразмерный фазовый переход в T_C – переходом первого ро-

да, близким ко второму роду. Это означает, что значения диэлектрической проницаемости ϵ в T_C должны быть высокими, а в несоразмерной фазе вблизи T_C для температурной зависимости ϵ должен выполняться закон Кюри–Вейсса:

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{C_w}{T - T_C}, \quad (2)$$

где C_w – постоянная Кюри–Вейсса, ϵ_∞ – значение диэлектрической проницаемости вдали от точки перехода.

Вблизи T_i диэлектрическая проницаемость также изменяется с температурой по закону Кюри–Вейсса с одинаковыми C_w в обеих фазах, причем при $T = T_i$ она конечна и непрерывна, поэтому кривая $\epsilon(T)$ испытывает излом в T_i .

Из изложенного нетрудно понять, почему ϵ растет при приближении к T_C со стороны несоразмерной фазы. При охлаждении кристалла расстояние между солитонами в соответствии с (1) будет увеличиваться, а равновесная плотность солитонов уменьшаться, поскольку при этом часть солитонов покинет кристалл, а остальные, подобно гармошке, должны раздвинуться. Так как число солитонов при приближении к T_C становится все меньше и меньше, то их смещение под действием электрического поля будет происходить тем легче, чем дальше они расположены друг от друга, то есть чем меньше они взаимодействуют друг с другом. Именно поэтому величина ϵ , которая характеризует скорость изменения поляризации под действием поля, будет увеличиваться при приближении температуры к T_C .

ОСОБЕННОСТИ СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ С НЕСОРАЗМЕРНЫМИ ФАЗАМИ

Наличие в сегнетоэлектрическом кристалле несоразмерной фазы приводит к необычным и интересным явлениям. С чем они связаны? Прежде всего с тем, что при иррациональном отношении периода замороженной волны к периоду основной кристаллической структуры потенциальная энергия кристалла не меняется при сдвиге замороженной волны как целого. В самом деле, из-за несоизмеримости длины этой волны с параметром a базовой решетки (рис. 1, б) атомы в при переходе от одной ячейки к другой смещаются таким образом, что не возникает повторения этой величины, а это означает, что кристалл будет характеризоваться бесконечным набором величин смещений. Если теперь волну смещений переместить как целое, то картина смещений будет иметь такой же характер, как и до перемещения замороженной волны, то есть потенциальная энергия кристалла, которая определяется взаимным расположением атомов, остается неизменной. Все сказанное означает, что несоразмерная структура относится к вырожденным системам, энергия

которых не меняется при однородном по объему изменении некоторой фазы в этой системе.

Вырожденность несоразмерной структуры проявляется в том, что несоразмерная фаза обладает весьма специфическими свойствами. Одним из следствий непрерывного вырождения несоразмерной фазы является то, что в ней возможно бесконечное многообразие доменных стенок: по мере удаления от температуры перехода из соразмерной фазы ширина доменов уменьшается и затем при приближении к T_i становится сравнимой с шириной доменной стенки. Такую структуру уже нельзя назвать доменной структурой, скорее всего, это замороженная волна атомных смещений (рис. 1, в).

АНОМАЛЬНЫЙ ТЕРМИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС И МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Другим важным следствием вырожденности несоразмерной структуры является влияние на ее свойства дефектов кристаллической решетки, которые могут закреплять (пиннинговать – от англ. pin – булавка) солитоны, а следовательно, фиксировать замороженную волну. В результате при конечной концентрации случайно расположенных дефектов несоразмерная структура искажается. Однако дефекты закрепляют волну смещений неабсолютно жестко: она может перемещаться относительно дефекта, преодолевая при этом некоторый энергетический барьер. Такие переходы возможны в результате термоактивационного процесса даже при сколь угодно слабой силе, стремящейся сместь волну. Поэтому в кристалле с дефектами в несоразмерной фазе возникает множество долгоживущих метастабильных состояний, связанных с существованием несоразмерной модуляции и дефектов решетки и приводящих к аномально большому термическому гистерезису (АТГ) различных физических свойств.

Уже при первых исследованиях диэлектрических свойств, выполненных Б.А. Струковым на $(\text{NH}_4)_2\text{BeF}_4$ и К. Хамано на Rb_2ZnCl_4 , были получены удивительные результаты: обнаружено несовпадение кривых температурных зависимостей диэлектрической проницаемости $\epsilon(T)$ при нагревании и при охлаждении во всей несоразмерной фазе и в некоторой области соразмерной фазы ниже T_c (рис. 3). Наиболее сильно АТГ выражен в низкотемпературной области несоразмерной фазы вблизи T_c , а при приближении к T_i гистерезисные явления становятся слабее. Так как наблюдаются две различные зависимости $\epsilon(T)$ для нагревания и охлаждения, то следует различать температуру Кюри при нагревании T_c^h и при охлаждении T_c^o .

Наблюдаемый АТГ имеет иную природу, чем обычный гистерезис свойств при фазовых переходах 1-го рода. Было высказано предположение, что АТГ обусловлен пиннингом солитонов дефектами и примесями. Особенностью эволюции модулированной структуры к равновесию является изменение

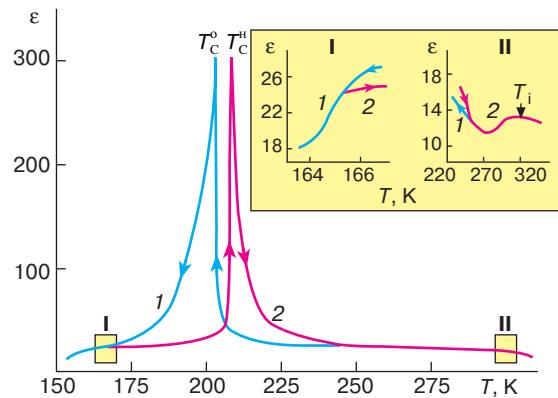


Рис. 3. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости кристалла Rb_2ZnCl_4 при охлаждении (1) и нагревании (2) в окрестности фазового перехода из несоразмерной в соразмерную полярную фазу. На врезках – кривые $\epsilon(T)$ в увеличенном масштабе вблизи граничных температур аномального термического гистерезиса

периода модуляции к его равновесному значению. Пиннинг солитонов задерживает изменение периода модулированной структуры и достижение равновесия в системе. Если это так, то можно ожидать, что гистерезисные явления будут выражены более сильно в кристаллах, содержащих больше дефектов. В самом деле, специально поставленные эксперименты на кристаллах с заранее известной концентрацией примесей (К. Хамано, 1980 год; Б.А. Струков, 1985 год; П. Сант-Грегуар, 1988 год) подтвердили, что с ее ростом увеличивается ширина АТГ.

Отметим, что пиннинг солитонов в принципе возможен даже в бездефектном (идеальном) кристалле из-за взаимодействия солитонов с атомами базовой кристаллической решетки. В некотором температурном интервале вблизи T_c , где толщина солитона становится равной нескольким периодам решетки, солитоны начинают тормозиться и процесс установления равновесного состояния замедляется. Возможно, что в этом случае энергия взаимодействия между солитонами может стать меньше энергии пиннинга и солитоны окажутся закрепленными атомами базовой решетки в случайных положениях. Следовательно, дискретность базовой решетки может действовать как случайное поле, разрушающее дальний порядок в солитонной подрешетке вблизи T_c . Однако, согласно оценкам, температура, при которой энергия пиннинга становится сравнимой с энергией взаимодействия солитонов, находится очень близко к T_c , что не позволяет объяснить АТГ в широком интервале температур. Так что дискретность базовой решетки не является единственной причиной пиннинга солитонов и явления АТГ, на них гораздо большее влияние оказывают дефекты.

Как следует из результатов экспериментальных исследований, основной причиной АТГ является образование в несоразмерной фазе модулированной волны дефектов, так как точечные дефекты под действием силового поля солитонов перемещаются к солитонам, образуют вблизи них облака дефектов, которые закрепляют солитоны. Поэтому при достижении температуры T_c^o плотность солитонов не становится равной нулю, как это было бы при равновесии, а остается конечной не только в T_c^o , но и при охлаждении кристалла в соразмерную фазу. При дальнейшем понижении температуры энергия стенок будет увеличиваться и кристалл будет стремиться избавиться от них, то есть плотность солитонов будет уменьшаться. Среднее расстояние между ними настолько увеличивается, что взаимодействием солитонов друг с другом можно пренебречь, тогда смещение солитонов под действием поля будет определяться пиннингом, поэтому ϵ будет убывать при понижении температуры ниже T_c^o .

Если после охлаждения в соразмерную фазу до температуры, когда солитонов не осталось совсем, начать вновь нагревать кристалл, то можно увидеть, что ϵ слабо зависит от температуры вплоть до T_c^h . В области температур, близкой к T_c^h , сразу же с появлением первых солитонов ϵ резко возрастает, а затем начинает уменьшаться по мере увеличения их плотности с ростом температуры. Такого типа гистерезисные зависимости $\epsilon(T)$ наблюдаются в экспериментах (см. рис. 3).

РЕЛАКСАЦИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Если измерения проводить при некоторой фиксированной температуре (при изотермической выдержке образца), то во всей температурной области АТГ наблюдается изменение во времени (релаксация) диэлектрической проницаемости, упругих модулей и других свойств, свидетельствующее о релаксации метастабильных состояний и приближении к равновесию несоразмерной структуры с дефектами. Примечательно, что возникшие метастабильные состояния выглядят вполне стабильными как при нагревании, так и при охлаждении, так как времена релаксации для разных кристаллов составляют величины порядка нескольких часов и даже десятков часов.

Исследования показали, что стабилизация температуры после нагрева или охлаждения в любую точку несоразмерной фазы приводит к непрерывному изменению ϵ со временем до равновесной величины, которая лежит между кривыми $\epsilon(T)$, снятыми в режиме нагревания и охлаждения (рис. 4). На кривой нагревания для кристалла Rb_2ZnCl_4 временные зависимости ϵ достаточно хорошо аппроксимируются выражением

$$\epsilon(t) = \epsilon_\infty + \epsilon_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \epsilon_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (3)$$

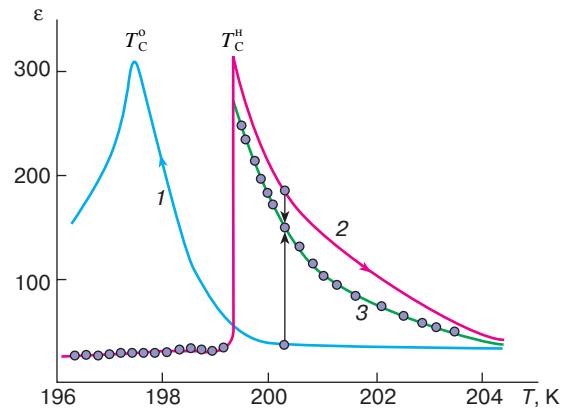


Рис. 4. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости кристалла Rb_2ZnCl_4 в окрестности точки Кюри при охлаждении (1) и нагревании (2). Экспериментальные точки (3) соответствуют равновесным значениям диэлектрической проницаемости

а на кривой охлаждения – более простой формулой:

$$\epsilon(t) = \epsilon_\infty + \epsilon_3 \exp\left(-\sqrt{\frac{t}{\tau_2}}\right), \quad (4)$$

где ϵ_∞ – равновесная диэлектрическая проницаемость при данной температуре; ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 – предэкспоненциальные множители, слабо зависящие от температуры; τ_1 – время релаксации, связанное с наличием полярных областей соразмерной фазы в некотором температурном интервале выше T_c^h , τ_2 – время релаксации, обусловленное перестройкой солитонной структуры, t – время.

Наличие в несоразмерной фазе двух релаксационных процессов с временами релаксации τ_1 и τ_2 отражает факт существования соразмерной и несоразмерной фаз при $T = T_c^h$ и может быть интерпретировано затрудненным движением доменных границ из-за их взаимодействия с дефектами и примесями.

На основе рассмотренной ранее картины образования волны модуляции в несоразмерной фазе можно понять, что временные зависимости ϵ в области АТГ обусловлены установлением равновесия солитонной структуры через протяженную во времени последовательность процессов зарождения и разрастания солитонов. После изменения температуры период несоразмерной волны не может принять сразу равновесную величину, а последовательно принимает все разрешенные для него предшествующие значения, поэтому время формирования волны модуляции при какой-либо определенной температуре связано с формированием каждого предшествующего значения периода модуляции в результате движения солитонов и их взаимодействия с примесными и базисными атомами кристаллической решетки.

Релаксация диэлектрической проницаемости происходит также и в соразмерной сегнетоэлектрической фазе в области АТГ. Временные зависимости ϵ на кривой охлаждения описываются суммой двух экспоненциальных функций:

$$\epsilon(t) = \epsilon_\infty + A \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (5)$$

где ϵ_∞ – равновесное значение диэлектрической проницаемости при данной температуре, A и B – постоянные коэффициенты, t – время, τ_1 – время релаксации, обусловленное динамикой сегнетоэлектрических доменных границ, τ_2 – время релаксации, связанное с изменением концентрации солитонов.

На кривой нагревания в соразмерной фазе релаксационные явления наблюдаются лишь в том случае, если кристалл предварительно охладить до температуры, ниже которой солитоны уже отсутствуют, затем произвести нагрев до выбранной температуры, застабилизировать эту температуру и после всего внешним переменным напряжением вывести доменную структуру из состояния равновесия. После отключения внешнего напряжения происходит изменение ϵ со временем по экспоненциальному закону:

$$\epsilon(t) = \epsilon_\infty + \epsilon_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (6)$$

где ϵ_0 – неравновесная диэлектрическая проницаемость в начальный момент времени ($t=0$), τ_1 – время релаксации доменной структуры.

Равновесные значения ϵ в соразмерной фазе после релаксации совпадают со значениями ϵ на кривой $\epsilon(T)$ в режиме нагревания.

Таким образом, в кристалле с дефектами несоразмерная структура имеет множество метастабильных состояний, поэтому приближение к равновесию обладает особенностями, характерными для стекол, в частности имеет место долговременная релаксация, которая описывается не простыми экспоненциальными зависимостями от времени, а дробно-экспоненциальными функциями Кольрауша (см. уравнения (3)–(6)).

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Внешнее электрическое поле E резко уменьшает диэлектрическую проницаемость вблизи T_C , но практически не влияет на ширину температурного гистерезиса соразмерно-несоразмерного фазового перехода, то есть величина $T_C^h - T_C^o$ остается той же самой.

В результате многочисленных исследований на различных кристаллах установлено, что T_C почти линейно (с логарифмической поправкой) смещается под действием электрического поля в область более высоких температур согласно следующему уравнению:

$$\Delta T_C = T_C^E - T_C^{E=0} = \frac{E \Delta T_C}{A'} \left(1 + \ln \frac{4A'}{E} \right), \quad (7)$$

где A' – постоянный коэффициент, E – напряженность электрического поля, взятая по модулю.

Смещение T_C под действием поля означает, что сильное электрическое поле E индуцирует в несоразмерной фазе сегнетоэлектрическую фазу. Обычно наличие индуцированных полем фазовых переходов приводит к образованию двойных гистерезисных петель поляризации в зависимости от поля $P(E)$. Для сегнетоэлектриков с несоразмерными фазами такие петли имеют особую форму вблизи T_C (рис. 5). Видно, что ниже T_C^h во всей области соразмерной фазы петли $P(E)$ имеют обычную для сегнетофазы форму одинарных петель (кривые a и b); затем они начинают преобразовываться таким образом, что при температурах чуть выше T_C^h поляризация кристалла устанавливается двумя ступенями и петли приобретают форму тройных петель гистерезиса (кривые c и d); при более высоких температурах ($T > T_C^h + 4,1$ K) наблюдаются двойные петли гистерезиса (кривая d).

Необычные тройные петли можно видеть только при температурах чуть выше T_C^h , причем механизм их образования связан с тем, что в области не очень

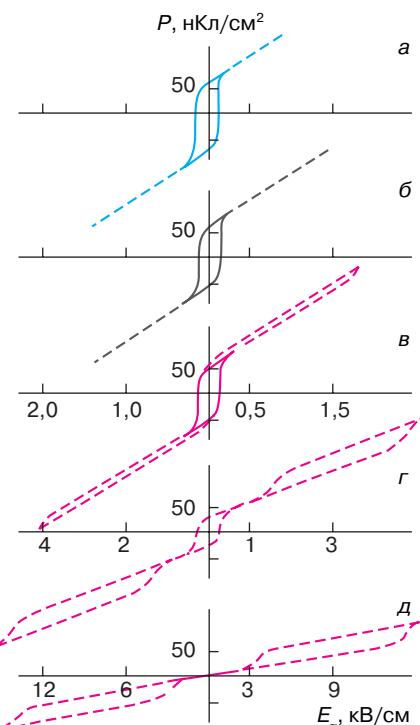


Рис. 5. Температурная эволюция петель гистерезиса $P(E)$, снятых после нагревания кристалла Rb_2ZnCl_4 из полярной фазы, при различном удалении от T_C^h : $-0,7$ K (а), 0 (б), $+0,8$ K (в), $+1,6$ K (г) и $+4,1$ K (д)

высоких полей сосуществуют одновременно несопротивляемая и сопротивляемая фазы, а вторая ступенька поляризации в сильных полях связывается с индуцированным полем фазовым переходом. Однако тройные петли являются неравновесными, с течением времени (за время релаксации) они превращаются в двойные петли гистерезиса, поскольку при изотермической выдержке исчезают области сопротивляемой фазы, затянутые при нагревании в несопротивляемую фазу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье мы попытались познакомить молодых читателей, и прежде всего выпускников средних школ, еще с одним классом из удивительного мира сегнетоэлектрических кристаллов, который обладает необычными фазовыми переходами — переходами из упорядоченной сегнетоэлектрической в неупорядоченную несопротивляемую фазу. Необычность и особенности физических свойств кристаллов в несопротивляемой модулированной фазе в большой мере связаны с необычностью границ, существующих между ее доменоподобными состояниями, которые называют солитонами. Именно динамика солитонов в реальных (содержащих дефекты) кристаллах и их взаимодействие с различными дефектами кристаллической структуры ответственны за проявление разнообразных особых свойств. Конечно, все изложенное в статье не исчерпывает многообразия физических свойств и возможных в перспективе применений сегнетоэлектриков с несопротивляемыми фазами, в частности, например, в устройствах долговременной памяти, в оптических приборах с перестраиваемой в широком диапазоне дифракционной решеткой и др. Нельзя сказать, что все процессы, происходящие в несопротивляемых структурах, совершенно ясны. Некоторые явления, о которых говорилось выше и о которых вообще еще не упоминалось из-за ограниченного объема статьи, потребуют дальнейшего длительного изучения. Однако основные черты стали достаточно понятными благодаря работам последних лет, а также благодаря извечному стремлению ученых познавать новое, неизведанное и в конце концов понять сущность физических процессов в различных материалах.

Нам очень хотелось бы, чтобы, прочитав статью, заинтересованный читатель еще раз убедился, что физика сегнетоэлектрических кристаллов как наука

также в себе много неожиданного и нужно только желание, чтобы сделать свои шаги на пути познания. Развитие исследований в этой области будет стимулировать открытие новых сегнетоэлектрических кристаллов с необычными и интересными для практики свойствами, разработку новых экспериментальных и теоретических методов исследований.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Физика сегнетоэлектрических явлений / Под ред. Г.А. Смоленского. М.: Наука, 1985. С. 117–123.
2. Струков Б.А., Леванюк А.П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. 2-е изд. М.: Наука, 1995. С. 229–265.
3. Струков Б.А. Сегнетоэлектричество в кристаллах и жидкостях кристаллах: Природа явления, фазовые переходы, нетрадиционные состояния вещества // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 4. С. 81–89.
4. Гриднев С.А., Прасолов Б.Н., Горбатенко В.В. Солитонный и доменный вклады в неравновесную диэлектрическую проницаемость в Rb_2ZnCl_4 // Физика твердого тела. 1990. Т. 32, вып. 7. С. 2172–2174.
5. Гриднев С.А., Горбатенко В.В., Прасолов Б.Н. Диэлектрическая релаксация в несопротивляемой фазе Rb_2ZnCl_4 // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57, № 3. С. 97–100.
6. Гриднев С.А., Горбатенко В.В., Прасолов Б.Н. Диэлектрическая релаксация в Rb_2ZnCl_4 , обусловленная динамикой солитонов // Там же. № 11. С. 151–154.
7. Гриднев С.А., Горбатенко В.В., Прасолов Б.Н. Релаксация долгоживущих метастабильных состояний в сегнетоэлектрике Rb_2ZnCl_4 с несопротивляемой фазой // Кристаллография. 1994. Т. 39, № 1. С. 106–113.

* * *

Станислав Александрович Гриднев, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела физико-технического факультета Воронежского государственного технического университета. Область научных интересов: сегнетоэлектрики, сегнетоэластики, дипольные стекла, высокотемпературные сверхпроводники. Автор более 200 статей и обзоров, 21 изобретения.