

06,11

Совместное исследование диэлектрического и пьезотклика релаксора $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ в реальном масштабе времени при приложении электрического поля

© А.Ф. Вакуленко¹, С.Б. Вахрушев², Е.Ю. Королева²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: sasha705@mail.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2020 г.

Принята к публикации 5 мая 2020 г.

Описан метод синхронного измерения сигнала пьезотклика и электрического импеданса для изучения процессов переключения поляризации во внешнем электрическом поле. С использованием созданной методики исследованы процессы переключения в индуцированной электрическим полем сегнетоэлектрической фазе (FE) магнониобата свинца. Показано, что при первичном возникновении FE-фазы формируется полидоменная структура со слабым пьезоткликом. Смена направления внешнего поля приводит к переключению поляризации, причем процесс переключения проходит через промежуточную стеклоподобную фазу. Тренировка образца путем многократного переключения приводит к резкому росту пьезотклика, что может быть отнесено к формированию монодоменного состояния.

Ключевые слова: сегнетоэлектрики, релаксоры, пьезотклик, фазовые переходы.

DOI: 10.21883/FTT.2020.10.49917.103

1. Введение

Сегнетоэлектрики-релаксоры (названные в начале „сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом“) были открыты более 60 лет назад и с тех пор активно исследуются. Поводом к выделению вновь открытых материалов в отдельную группу послужили, в первую очередь, их особые диэлектрические свойства: вместо четкого критического пика в диэлектрической проницаемости наблюдается широкий максимум, положение и величина которого существенно зависит от измерительной частоты. Структурные исследования релаксоров и, в частности „канонического“ соединения — магнониобата свинца $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ (PMN), не выявили отклонений от кубической симметрии вплоть до гелиевых температур. PMN и его твердые растворы с нормальными сегнетоэлектриками активно изучаются не одно десятилетие [1–7], полученные важные теоретические и экспериментальные результаты о диэлектрических и пьезоэлектрических свойствах данных материалов позволили достичь большого продвижения в понимании физических свойств подобных соединений. Основные результаты изложены в обзорах [8,9] и ссылках в них.

Следует отметить, что несмотря на более чем полвека истории исследования релаксоров, до сих пор нет четкого определения этих материалов (или релаксорных явлений), но одна из наиболее важных особенностей, отличающих их от классических дипольных стекол — это существование индуцированного электрическим полем

фазового перехода в упорядоченную сегнетоэлектрическую фазу, стабильную в определенном интервале температур. Переход в сегнетоэлектрическую фазу может быть достигнут только в полях выше некоторого порогового значения (около 2.2 kV/cm в случае PMN для поля в направлении (111)) [10,11]. В режиме охлаждения в поле (FC) фазовый переход происходит быстро, в то время как при приложении поля к предварительно охлажденному без поля кристаллу (Zero Field Cooled (ZFC)) переход от релаксорной к сегнетоэлектрической фазе происходит только после некоторого времени ожидания, которое зависит как от температуры, так и от напряжения.

Впервые проблема влияния постоянного электрического поля была поднята в работе [10], где было показано, что охлаждение кристалла PMN в электрическом поле может привести к разрушению стеклоподобного состояния и возникновению нормальной сегнетоэлектрической фазы. Более детально фазовый переход релаксор–нормальный сегнетоэлектрик был обсужден в работах [11,1,2,3,12] и была построена фазовая диаграмма [11], в которой была выделена зависящая от предыстории область. Фазовый переход, индуцированный полем в релаксоре, сильно отличается от такового в эргодических системах. Одним из наиболее интересных фактов является наличие крутой границы между сегнетоэлектрической и стеклоподобной фазами. Было показано, что приложение электрического поля к охлажденному без поля образцу вызывает фазовый

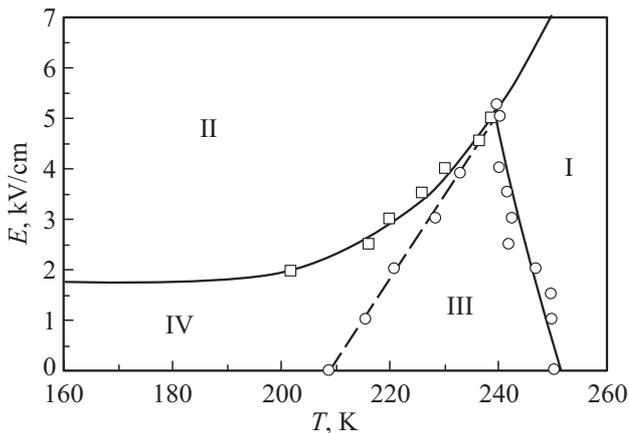


Рис. 1. E – T -фазовая диаграмма монокристалла PMN при приложении поля в направлении (111). I — область параэлектрической фазы, II — область устойчивой сегнетоэлектрической фазы, III — область устойчивой стеклоподобной фазы, IV — область, проявляющая свойства FE при переходе в нее из области II, и стекольные свойства, при переходе в нее из области III.

переход, происходящий в 2 этапа: (1) логарифмически медленный крип поляризации и деформации, с последующим скачкообразным переходом в упорядоченную фазу [4,5]. В работах [13,14,15] были построены E – T -фазовые диаграммы PMN для разных ориентаций. E – T -фазовая диаграмма для случая поля, приложенного в направления (111) представлена на рис. 1 [11]. Несмотря на большой интерес к данным материалам и большое число исследований, остаются открытые вопросы о кинетике процессов перехода между различными состояниями представленной фазовой диаграммы. Недостаточное понимание процессов перехода между различными фазами на E – T -диаграмме связано, в частности, с тем, что большинство экспериментов проводилось с использованием только одного метода, что не всегда позволяет дать однозначную интерпретацию получаемым данным.

К немногим исключениям относится работа [16], в которой приведены результаты одновременного исследования процессов перехода между стеклоподобной (GL) и сегнетоэлектрической (FE) фазами в монокристалле PMN методами электрометрического измерения поляризации и калориметрии. Приложение электрического поля производилось треугольным сигналом с периодом 1000 с и амплитудой 10 kV/cm. Результаты показали, что при температуре 220 K постоянная времени релаксации была достаточно малой, чтобы при уменьшении внешнего поля образец успевал переходить обратно в GL-фазу до перехода в FE с обратным направлением поляризации. При 180 K подобного не наблюдалось, поляризация разворачивалась без прохода через GL-фазу, так как постоянная времени релаксации оказывалась больше, чем характерная длительность измерительного сигнала. В работе [13] петли сегнетоэлектрического гистерезиса

были измерены методом Сойера–Тауэра с амплитудой электрического поля 20 kV/cm для трех различных ориентаций монокристалла PMN при температурах от 153 до 213 K. В случае ориентации (111) все измеренные петли гистерезиса вплоть до температуры 213 K показывают, что переключение направления поляризации происходило без прохода через стеклоподобную фазу. В работе [17] было проведено исследование времени перехода монокристалла PMN (111) в FE-фазу из GL-фазы в диапазоне температур от 160 до 200 K и при различных электрических полях. Времена перехода в сегнетоэлектрическую фазу изучались по зависимостям величины диэлектрической проницаемости от времени после включения внешнего электрического поля, охлаждение до исследуемой температуры проводилось в отсутствие поля. По результатам исследований было установлено, что время задержки до перехода в FE-фазу экспоненциально уменьшается с увеличением температуры или увеличением амплитуды поля.

Нами был разработан подход, позволяющий одновременно исследовать в реальном масштабе времени диэлектрический отклик и деформацию при приложении внешнего постоянного электрического поля.

2. Методика эксперимента и исследуемые образцы

Для изучения процесса индуцирования перехода в сегнетоэлектрическое состояние под действием внешнего электрического поля и процесса переключения направления поляризации в этом состоянии мы использовали метод атомно-силовой микроскопии пьезоотклика синхронно с измерениями импеданса. В последние десятилетия метод атомно-силовой микроскопии пьезоотклика (АСМП) [18,19,20] стал важнейшим инструментом для изучения сегнетоэлектрических материалов. Он позволяет получать двухмерные изображения распределения величины и направления поляризации как на чистой поверхности образца, так и через проводящий поверхностный электрод [21,22].

Разработанная нами методика позволяет производить одновременное измерение амплитуды и фазы электро-механического отклика, емкости и тангенса угла диэлектрических потерь в присутствии внешнего электрического поля.

На обе поверхности образца наносятся металлические электроды, к которым подключается измеритель импеданса, а зонд атомно-силового микроскопа (АСМ) приводится в контакт с верхним электродом и в течение всего эксперимента находится в одной точке. Измерение емкости и тангенса угла потерь производится напряжением постоянной частоты, приложенным измерителем импеданса. Это же напряжение своим присутствием создает колебания поверхности образцы, вызванные обратным пьезоэффектом, которые регистрируются зондом АСМ.

В реализованной версии прослеживаются зависимости сигнала пьезоотклика и импеданса от времени, измеренные на постоянной частоте. В дальнейшем планируется развитие метода с проведением измерений на заранее заданном дискретном наборе частот. Такой подход может значительно улучшить качество результатов, так как величина сигнала АСМП зависит от частоты приложенного напряжения [23,24,25], и не всегда возможно заранее выбрать оптимальную рабочую частоту.

Предложенная в настоящей работе методика была реализована с использованием криогенного атомно-силового микроскопа Attocube Systems AttoAFM, работающим в диапазоне температур от 4 до 300 К. Были использованы кремниевые зонды марки HA_HR_DCP с алмазным проводящим покрытием, жесткость балки 35 N/m ($\pm 20\%$). Измерение и поддержание температуры образца обеспечивалось температурным контроллером Lakeshore LS340. Поддержание температуры образца обеспечено со стабильностью порядка 5 мК. Для проведения измерений во всем рабочем диапазоне температур атомно-силовой микроскоп помещался в герметичный криостат. Во время измерений при низких температурах образец находится в гелиевой атмосфере.

Параллельное измерение импеданса осуществлялось с применением внешних приборов: синхронного усилителя Stanford Research Systems SR844 с частотной полосой от 20 до 200 MHz и измерителя импеданса Keysight E4980AL с рабочей полосой частот от 20 до 300 kHz. Управление приборами и сбор данных осуществлялся по GPIB-USB интерфейсу с использованием программной среды NI LabView 2017. Тестовые измерения амплитудно-частотной характеристики вынужденных колебаний зонда, находящегося в контакте с поверхностью монокристалла PMN, на котором были проведены первые измерения, описанные ниже, позволили выбрать частоту измерительного сигнала 60 kHz (неизменную в течение всего эксперимента), и амплитуду 2 V.

Измерения сигнала пьезоотклика производились в одной точке. Поверхностного электрода, так как электрическое поле плоских электродов однородно и зависимости величины сигнала пьезоотклика от положения зонда не наблюдается.

Приложение внешнего электрического поля производилось с использованием генератора сигналов Yokogawa FC120 и высоковольтного усилителя с диапазоном выходных напряжений ± 120 V. Сложение высокого постоянного напряжения с переменным измерительным сигналом производилось на пассивной RC-цепи, которая хоть и вносит погрешность в абсолютные значения импеданса, но сохраняет относительные изменения (при работе на постоянной частоте) и обладает простотой реализации. Управление знаком и величиной электрического поля в течение эксперимента производилось вручную.

2.1. Схема установки

На рис. 2,а представлена общая схема установки, измеритель импеданса и источник постоянного напря-

жения подключаются к образцу через сумматор, синхронный усилитель сигнала пьезоотклика работает на измерительной частоте LCR-метра. Данные измерений передаются в компьютер для обработки и сохранения. На рис. 2,б представлена подробная схема сумматора, переводящего четырехпроводную схему измерения импеданса в двухпроводную с добавлением постоянного напряжения. Приведенные значения элементов подходят для рабочей полосы от 1 до 100 kHz, а постоянная времени установления DC-напряжения на образце составляет величину порядка нескольких секунд.

2.2. Подготовка образца

Исследуемый монокристалл представлял собой пластину $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ площадью порядка нескольких квадратных миллиметров, толщиной 300 ± 10 μm и ориентацией нормали к поверхности (111). Поверхность пластины была отполирована алмазной суспензией DiaPro Nap R с размером абразивных частиц порядка 1 μm . На рис. 3 представлено изображение топографии поверхности пластины образца, полученное на атомно-силовом микроскопе. Для измерения кристаллографической ориентации использовался рентгеновский дифрактометр SuperNova (Oxford Diffraction). Для создания проводящих электродов на поверхности образца, он был покрыт двухслойной пленкой хром-золото толщиной 84 nm (Cr 4 nm, Au 80 nm). Для напыления электродов была использована вакуумная установка нанесения тонких пленок модели Minilab 080.

3. Полученные результаты и обсуждение

Разработанная методика была использована для изучения процессов формирования полярной фазы в монокристалле PMN. Все измерения проводились при $T = 203$ К (вблизи границы области устойчивости стеклоподобной фазы). Температура для первых измерений была выбрана исходя из соображений „удобных“ времен индуцирования полярной фазы. На рис. 4 представлены измеренные значения емкости, амплитуды и фазы сигнала пьезоотклика в зависимости от времени для серии из пяти различных состояний электрического поля. Перед началом эксперимента образец отжигался при температуре 420 К в течение 2h, затем был помещен в атомно-силовой микроскоп и охлажден до температуры 203 К со скоростью порядка 0.1 K/min в отсутствие электрического поля. Ранее в работе [17] было показано, что время ожидания между моментом охлаждения до рабочей температуры и приложением электрического поля не влияет на результат в пределах нескольких тысяч s. В нашем эксперименте эта задержка составила величину порядка часа для обеспечения гарантированной стабилизации температуры на образце. Отсчет времени на приведенном графике начинается от момента первого включения электрического поля.

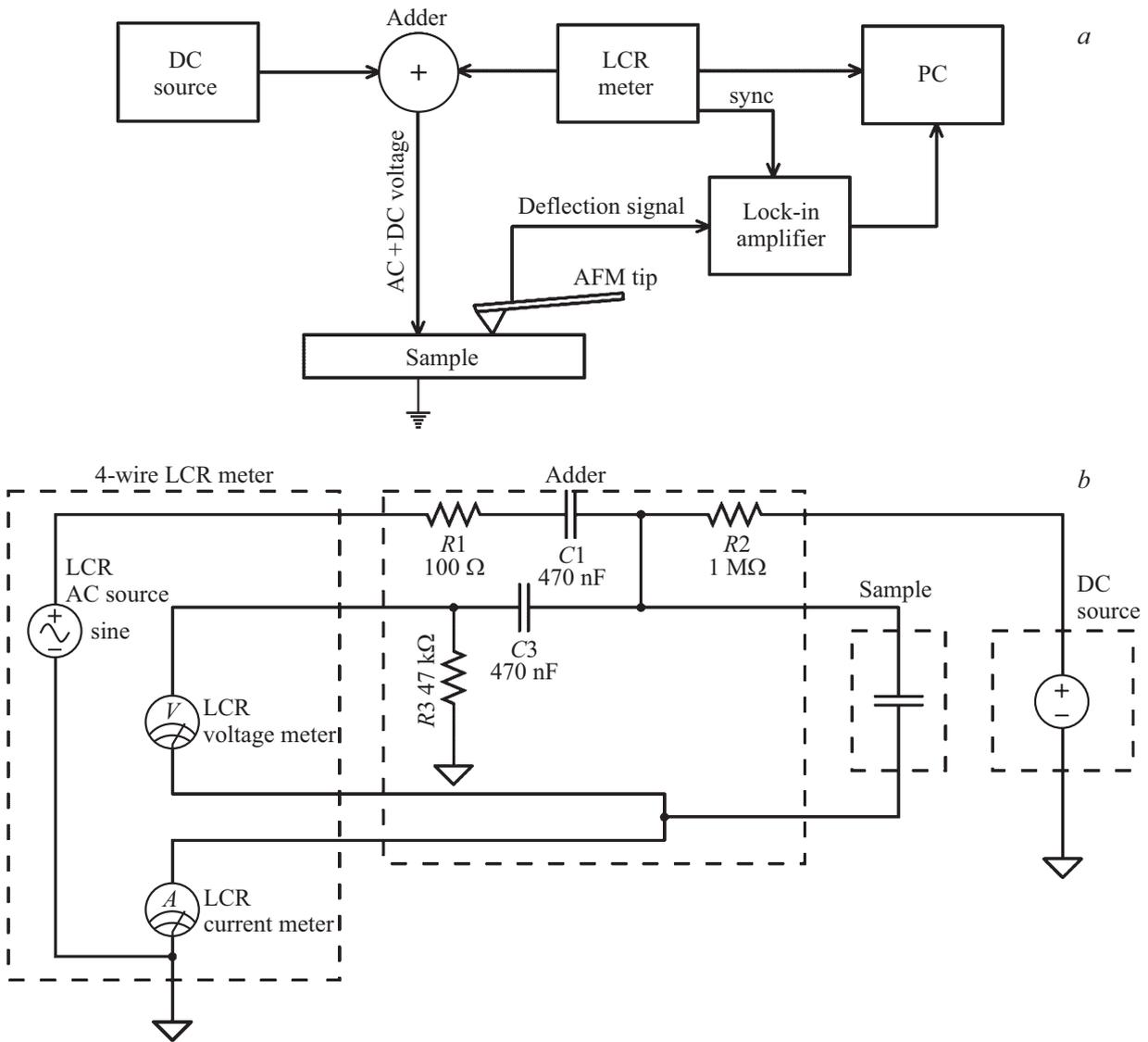


Рис. 2. *a* — общая схема метода. *b* — подробная схема сумматора.

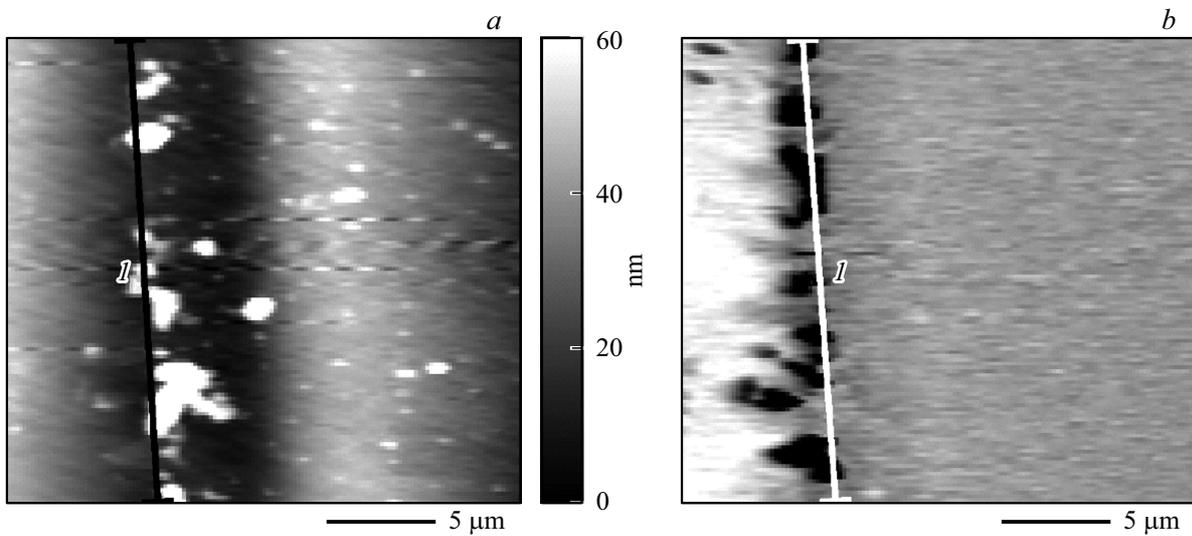


Рис. 3. АСМ-изображение топографии (*a*) и фазы сигнала пьезотклика (*b*) на поверхности электрода, линия *l* проходит по границе электрода, область с электродом находится правее линии.

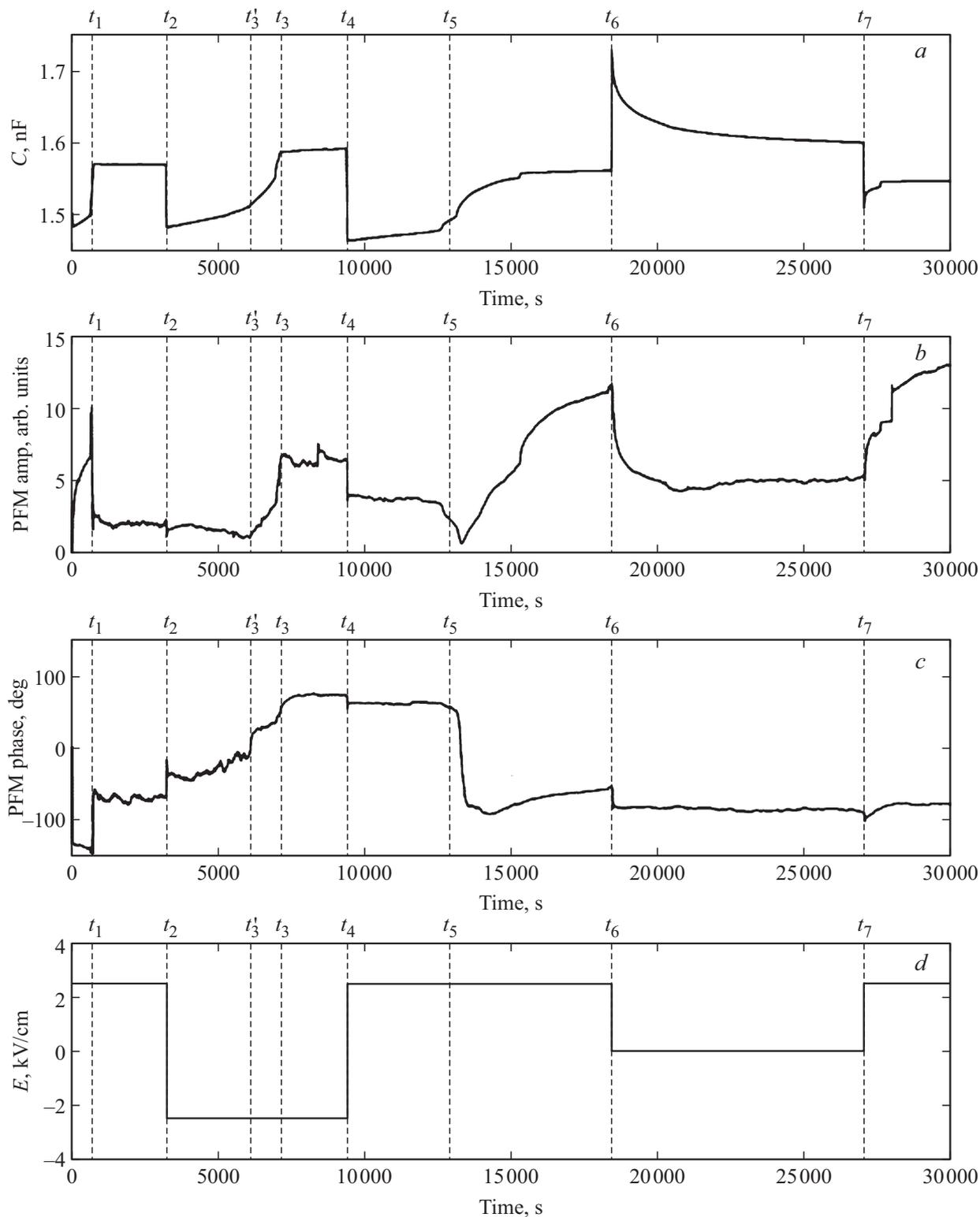


Рис. 4. Зависимости емкости (а), амплитуды (b) и фазы сигнала пьезоотклика (с), величины приложенного электрического поля (d) от времени при температуре 203 К. Амплитуда электрического поля 2.5 кВ/см. t_2, t_4, t_6, t_7 — моменты переключения внешнего поля, t_1 — момент переключения в FE-фазу при первоначальном включении внешнего поля, t'_3, t_5 — моменты окончания линейного роста емкости после смены направления поля, t_3 — момент переключения в FE-фазу после смены направления поля ($t_1 = 700$, $t_2 = 3200$, $t'_3 = 6100$, $t_3 = 7200$, $t_4 = 9500$, $t_5 = 12900$, $t_6 = 18400$, $t_7 = 26900$ s).

Исходя из анализа зависимости $\varepsilon(t) \propto C(t)$, можно сделать вывод, что переход в сегнетоэлектрическую фазу произошел в момент t_1 через 700 с после приложения электрического поля. Время задержки перехода хорошо согласуется с данными работы [17]. При этом наблюдается выраженный положительный вольтфарадный эффект $\Delta\varepsilon = \varepsilon(E) - \varepsilon(0)$. Можно предположить, что величина скачка $\Delta\varepsilon$ определяется двумя противоположными эффектами: (1) ростом ε при переходе из стеклоподобной в сегнетоэлектрическую фазу и (2) подавлением ε в сегнетофазе приложенным электрическим полем (получение количественных оценок вкладов различных механизмов в $\Delta\varepsilon$ требует дополнительного исследования, которое будет проведено с использованием классической диэлектрической спектроскопии). Рассматривая временную эволюцию амплитуды сигнала АСМП можно выделить три участка. На начальном этапе рост амплитуды связан с возникновением пьезотклика, как следствие „линеаризованной электрострикции“ [26]. При этом амплитуда сигнала оказывается пропорциональной наведенной поляризации. Скачок амплитуды в момент перехода можно соотнести со структурными изменениями и возникновением системы доменов. Как отмечается в работе [26] возникающее в результате индуцированного перехода состояние не является монодоменным, поэтому амплитуда сигнала, полученная от большой области, оказывается довольно малой. Вместе с тем в момент перехода возникает также скачок фазы сигнала АСМП, соответствующий переключению поляризации в „положительное“ направление.

В момент времени t_2 (3200 с) направление поля было изменено на противоположное, „отрицательное“. Произошел резкий сброс величины диэлектрической проницаемости до величин, характерных для стеклоподобной фазы. После изменения знака постоянного напряжения ε плавно растет. Можно выделить два участка роста. До времени t'_3 (приблизительно 2900 с от момента переключения) наблюдается практически линейный рост ε , который затем ускоряется и в момент t_3 (приблизительно через 4000 с после переключения поля) скачкообразно поднимается до значения несколько выше, наблюдавшегося в сегнетофазе при „положительном“ знаке поля. Как и следует ожидать величина вольтфарадного эффекта оказывается практически независимой от знака поля. Амплитуда АСМП слабо меняется в момент приложения поля и затем постепенно уменьшается, проходя через минимум в районе t'_3 . В момент t_3 происходит скачкообразное возрастание амплитуды АСМП и выход фазы на новое значение. Сигналы АСМП в данном случае ведут себя типичным для переключения поляризации образом, а именно, амплитуда проходит через минимум (в районе момента t'_3), а фаза меняет знак на противоположный.

Анализируя совместно поведение ε и АСМП можно предположить, что в первом цикле переключения формируется промежуточная стеклоподобная фаза, которая

постепенно разрушается подобно тому, как это происходит при начальном приложении поля. Медленная реакция АСМП связана с тем, что в неэргодической стеклоподобной фазе накопленная поляризация не может быть сброшена быстро и в системе сохраняется пьезотклик, аналогичный тому, который наблюдался в „положительно“ заряженном образце. Существенным для этого вывода оказывается именно совместный анализ двух величин. В противном случае мы говорили бы о медленном доменном переключении.

В момент времени t_4 (9500 с) направление поля было переключено в исходное „положительное“. Поведение диэлектрической проницаемости и сигнала АСМП качественно аналогично наблюдаемому в предыдущем цикле. Резкое падение величины — позволяет предположить, что в кристалле формируется промежуточная стеклоподобная фаза. Момент завершения линейного роста ε t_5 (порядка 3400 с от момента смена знака поля) практически совпадает с минимумом на временной зависимости амплитуды АСМП и, как следует из поведения фазы АСМП, именно в этот момент происходит формирования СЭ-состояния. Интересно, что амплитуда сигнала АСМП достигает значительно большего значения, чем во втором цикле.

Далее внешнее поле было отключено на промежуток 8500 с (промежуток от t_6 до t_7), и вновь возвращено в том же направлении. В первый момент наблюдается скачкообразный рост, который мы не можем однозначно объяснить. В дальнейшем происходит выход ε на величину несколько выше той, при которой было снято поле. Это может быть связано с отключением механизма понижающего диэлектрическую проницаемость за счет внешнего поля. Величина амплитуды АСМП понизилась практически за то же время, за которое произошел спад ε от пикового значения. Этот эффект также может быть отнесен с уменьшением наведенной внешним полем поляризации. Величина амплитуды пьезотклика ослабла на момент отсутствия внешнего электрического поля и вернулась практически к тому же (большому) значению после его включения. Сигнал фазы пьезотклика оставался практически неизменным на протяжении данного процесса. Таким образом, в соответствии с фазовой диаграммой мы не наблюдаем в этом случае признаков промежуточной стеклоподобной фазы. Повторная подача положительного постоянного напряжения приводит к возврату диэлектрической проницаемости к тому значению, которое наблюдалось до снятия этого напряжения, подтверждая предложенную гипотезу о двух вкладах в вольт-фарадный эффект. Обращает на себя внимание рост амплитуды АСМП-сигнала, являющийся, по сути, продолжением роста, наблюдающегося в промежутке от t_5 до t_6 . Этот рост можно предположительно объяснить эффектом „тренировки“ образца, когда в результате многократного переключения конечное состояние приближается к монодоменному.

4. Заключение

В настоящей работе описан и применен метод синхронного измерения сигнала пьезоотклика и электрического импеданса для изучения процессов переключения поляризации во внешнем электрическом поле.

Проведено исследование переключения поляризации в индуцированной полем сегнетоэлектрической фазе релаксора магнониобата свинца $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$. Синхронное измерение сигнала пьезоотклика позволило получить новые сведения о процессах перехода между стеклоподобной и сегнетоэлектрической фазами. В соответствии с результатами работ [17,26], показано, что приложение поля к предварительно охлажденному образцу индуцирует переход в сегнетоэлектрическое состояние, который происходит с задержкой по времени, величина которой согласуется с данными работы [17]. Анализ сигнала АСМП позволяет сделать вывод о том, что формируемое при первичном переходе состояние является полидоменным. При изменении направления приложения поля наблюдается переключение направления поляризации в образце, которое также происходит с задержкой по времени, причем величина этой задержки растет при последовательных переключениях. Процесс переключения происходит через формирование промежуточной стеклоподобной фазы. В то же время при простом занулении величины приложенного поля промежуточная фаза не формируется, что согласуется с приведенной фазовой диаграммой.

Для выяснения причин значительного увеличения времени переключения между FE–GL–FE-фазами при смене направления внешнего поля необходимы дальнейшие исследования. Исследования должны быть проведены в широкой области температур, в том числе в условиях, предполагающих существование стабильной стеклоподобной фазы.

Финансирование работы

А.Ф. Вакуленко благодарит за финансовую поддержку РФФИ (грант № 20-02-00724 А). Е.Ю. Королева благодарит за финансовую поддержку РФФИ и ГФЕН Китая (проект № 19-52-53026 ГФЕН_а).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V. Bovtun, S. Veljko, S. Kamba, J. Petzelt, S. Vakhrushev, Y. Yakymenko, K. Brinkman, N. Setter. *J. Eur. Ceram. Soc.* **26**, 2867 (2006).
- [2] G.A. Samara. *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 367 (2003).
- [3] R. Grigalaitis, J. Banys, A. Brilingas, J. Grigas, A. Kania, A. Slodczyk. *Ferroelectrics* **339**, 21 (2006).
- [4] Y. Zhang, Z. Chen, W. Cao, Z. Zhang. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 172902 (2017).
- [5] B.J. Rodriguez, S. Jesse, A.N. Morozovska, S.V. Svechnikov, D.A. Kiselev, A.L. Kholkin, A.A. Bokov, Z-G Ye, S.V. Kalinin. *J. Appl. Phys.* **108**, 42006 (2010).
- [6] V.V. Shvartsman, A.L. Kholkin. *J. Adv. Dielectr.* **2**, 1241003 (2012).
- [7] P. Zelenovskiy, E. Greshnyakov, D. Chezganov, L. Gimadeeva, E. Vlasov, Q. Hu, X. Wei, V. Shur. *Crystals* **9**, 65 (2019).
- [8] A.A. Bokov, Z-G Ye. *J. Mater. Sci.* **41**, 31 (2006).
- [9] R.A. Cowley, S.N. Gvasaliya, S.G. Lushnikov, B. Roessli, G.M. Rotaru. *Adv. Phys.* **60**, 229 (2011).
- [10] R. Sommer, N.K. Yushin, J.J. Van der Klink. *Phys. Rev. B* **48**, 13230 (1993).
- [11] E.B. Колла, С.Б. Вахрушев, Е.Ю. Королева, Н.М. Окунева. *ФТТ* **38**, 2183 (1996).
- [12] N. Novak, R. Pirc, Z. Kutnjak. *Ferroelectrics* **426**, 31 (2012).
- [13] X. Zhao, W. Qu, X. Tan, A.A. Bokov, Ye. Z-G. *Phys. Rev. B* **75**, 104 106 (2007).
- [14] I.P. Raevski, A.S. Emelyanov, F.I. Savenko, S.I. Raevskaya, S.A. Prosandeev, E.V. Colla, D. Viehland, W. Kleemann, S.B. Vakhrushev, J.-L. Dellis, M. el Marssi, L. Jastrabik. *Ferroelectrics* **339**, 137 (2006).
- [15] I.P. Raevski, S.A. Prosandeev, A.S. Emelyanov, S.I. Raevskaya, E.V. Colla, D. Viehland, W. Kleemann, S.B. Vakhrushev, J.-L. Dellis, M. El Marssi, L. Jastrabik. *Phys. Rev. B* **72**, 184104 (2005).
- [16] N. Novak, Z. Kutnjak. *Ferroelectrics* **447**, 40 (2013).
- [17] E.V. Colla, E.Yu. Koroleva, N.M. Okuneva, S.B. Vakhrushev. *Ferroelectrics* **184**, 209 (1996).
- [18] A.F. Vakulenko, S.B. Vakhrushev, A.V. Filimonov. *Ferroelectrics* **542**, 77 (2019).
- [19] A.A. Bokov, B.J. Rodriguez, X. Zhao, J.-H. Ko, S. Jesse, X. Long, W. Qu, T.H. Kim, J.D. Budai, A.N. Morozovska, S. Kojima, X. Tan, S.V. Kalinin, Z.-G. Ye. *Z. Kristallog.* **226**, 99 (2011).
- [20] W.-Y. Chang, C.-C. Chung, Z. Yuan, C.-H. Chang, J. Tian, D. Viehland, J.-F. Li, J.L. Jones, X. Jiang. *Acta Mater.* **143**, 166 (2018).
- [21] S.M. Yang, J.Y. Jo, D. J. Kim, H. Sung, T.W. Noh, H.N. Lee, J.-G. Yoon, T.K. Song. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 252901 (2008).
- [22] J.H. Wang. *Smart Mater. Struct.* **26**, 105 045 (2017).
- [23] T. Jungk, A. Hoffmann, E. Soergel. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 163 507 (2006).
- [24] L. Collins, Y. Liu, O.S. Ovchinnikova, R. Proksch. *ACS nano* **13**, 8055 (2019).
- [25] Y. Liu, Y. Sun, W. Lu, H. Wang, Z. Wang, B. Yu, T. Li, K. Zeng. *J. Materiomics* **6**, 109 (2020).
- [26] S.B. Vakhrushev, J.-M. Kiat, B. Dkhil. *Solid State Commun.* **103**, 477 (1997).

Редактор Д.В. Жуманов