

Рис. 3. Зависимость колебательной температуры от удельной поглощенной энергии (в квантах излучения НГ-лазера на молекулу N_2O).

1 — температура моды v_3 , если моды v_1 , v_2 находятся в равновесии, но равновесие между модами v_3 и v_1 , v_2 отсутствует; 2 — температура мод v_1 , v_2 , v_3 , если они находятся в равновесии; 3 — температура мод v_1 , v_2 .

модами v_3 и v_1 , v_2 распределяется пропорционально колебательным квантам мод v_3 и v_1 . Из сопоставления данных рис. 2 и 3 можно заключить, что для достижения $T_v \approx 1900 \div 2200$ К необходимо частичное отсутствие равновесия по колебаниям N_2O .

На основании изложенного можно представить, что реакция $N_2O + H_2$ при воздействии лазерного излучения идет через следующие стадии:

1) «разогрев» колебаний N_2O за счет поглощений энергии и, как следствие, неравновесная диссоциация N_2O ;

2) термализация поглощенной энергии в $V - T$ -процессах и нагрев реакционной смеси;

3) протекание химической реакции за счет образовавшихся активных центров в условиях температурного разогрева, вызванного термализацией поглощенной энергии.

В заключение отметим, что полученные экспериментальные данные по реакции $N_2O + H_2$, инициируемой излучением НГ-лазера, удалось объяснить, привлекая лишь известные представления о природе критических явлений, механизме реакции и механизме неравновесной диссоциации.

Поступила в редакцию
22/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

- Н. Г. Басов, Е. П. Маркин и др. Докл. АН СССР, 1971, 198, 1043.
- Н. Г. Басов, Е. П. Маркин и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 251.
- N. G. Basov, A. N. Ogaevskii, A. V. Pankratov. In: Chemical and Biochemical Appl. of Lasers, ed C. B. Moore. N. Y., Acad. Press, 1974.
- А. Н. Огаевский, А. В. Панкратов и др. ХВЭ, 1977, 11, 152.
- А. А. Борисов, В. М. Заманский и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций. Черноголовка, 1977, с. 81.
- В. Я. Агронкин, Г. К. Васильев и др. Квантовая электроника, 1976, 3, 1932.
- Г. К. Васильев, Е. Ф. Макаров, Ю. А. Чернышев. ФГВ, 1976, 12, 6, 896.
- J. T. Yarley. J. Chem. Phys., 1968, 49, 2816.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ В УСЛОВИЯХ УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ.

I. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

E. Z. Новицкий, B. D. Садунов, T. B. Трищенко
(Москва)

Разработка преобразователей энергии [1, 2] требует выполнения комплексных исследований электрофизических характеристик их рабочего тела — пьезоэлектрических материалов, в частности пьезо-и сегнетоэлектрической керамики (ПК). Результаты этих исследований необходимы

мы для описания процессов преобразования механической энергии ударной волны (УВ) в электрическую, что, в свою очередь, необходимо для выбора рабочего тела преобразователя энергии.

В настоящей работе излагается несколько новых вариантов измерения диэлектрической проницаемости ϵ , удельного объемного сопротивления ρ , поляризации P , электрической прочности $E_{\text{пр}}$, основанных на методах амперметра-вольтметра и колебательного контура и на более полном физическом и математическом описании процессов, протекающих в пьезокерамике. Используя терминологию [3], следует сказать, что излагаемые ниже варианты носят характер активной, пассивной и смешанной диагностики. Параметры ϵ и ρ предполагаются во всех случаях константами и действительными величинами: в сжатой и несжатой зонах ПК во всем интервале времени измерения при всех значениях приложенного к ПК электрического поля. Это — достаточно сильное допущение, особенно в отношении диэлектрической проницаемости. Однако простота и наглядность изложенных ниже методов, уравнений и соотношений, их описывающих, представляются положительными моментами предлагаемой работы, позволяющими надежно оценивать искомые электрофизические параметры сегнетоэлектриков, подверженных воздействию ударной волны или (и) сильного электрического поля.

1. Метод амперметра-вольтметра

Исследование электрофизических характеристик пьезокерамики как при воздействии на нее высоковольтного электрического импульса, так и при комплексном воздействии ударной волны и электрического поля может быть осуществлено по методике, которая иллюстрируется схемами рис. 1, *a*, *b* (аксиальное нагружение исследуемых образцов ПК). В каждой из этих схем высоковольтный электрический импульс (зондирующий импульс) генерируется при ударном нагружении генераторной таблетки пьезокерамики *b*, электроды на торцах которой параллельны выходной поверхности *7* генератора УВ и соответственно фронту плоской УВ. Пусть она имеет положительную ориентацию относительно фронта УВ (фронт УВ распространяется от отрицательной обкладки генераторной таблетки к положительному).

При исследовании несжатой пьезокерамики (рис. 1, *a*) зондирующий импульс подается на исследуемые образцы *2*, *5*, геометрические размеры которых одинаковы. Токи через них I_1 и I_2 регистрируются с помощью малоиндуктивных резисторов R_1 и R_2 , а напряжение — с помощью высокомного резистора R_3 . Направление поляризации в исследуемых образцах может как совпадать, так и быть противоположным в зависимости от цели эксперимента, иметь положительную или отрицательную ориентацию относительно фронта УВ. Поле, развиваемое в исследуемых образцах генераторной таблеткой (зондирующим импульсом), в первом случае будет тогда переполяризующим, во втором случае — поляризующим.

В соответствии с этим на осциллографах напряжения и токов через образцы должны различаться моменты времени: t_1 — момент начала переполяризации ПК, t_2 — момент ее завершения, t_3 — момент возникновения электрического пробоя в одном из исследуемых образцов ПК или в генераторной таблетке. Из этих осциллографов легко определяются: поле E в любой момент времени в образцах ПК, а также крутизна его нарастания dE/dt ; время переполяризации $\Delta t = t_2 - t_1$; напряженность пробивного поля в момент $t_3 - E_{\text{пр}}$; значения токов I_1 и I_2 , а также заряд $Q = \int_0^t I(\tau) d\tau$, перетекающий через переполяризуемый в опыте образец ПК.

При исследовании ударно-сжатой пьезокерамики используется схема, приведенная на рис. 1, *b*. Отличительный момент схемы: перед подачей

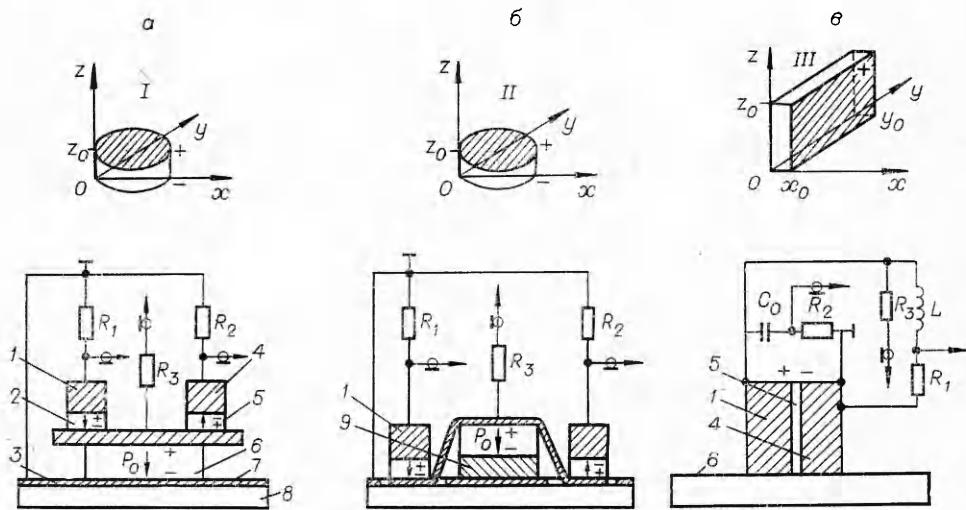


Рис. 1. Схема опытов по исследованию электрофизических свойств сегнетоэлектриков методами амперметра-вольтметра (*a*, *b*) (ненесжатая и сжатая зоны) и колебательного контура (*c*); $R_1=R_2=0,5 \div 1$ Ом, $R_3=51$ кОм, $C_0 \approx 0,01$ мкФ, $L=110$ мкГ. *1*, *4* — акустические отводы; *2*, *5* — образцы ПК; *3* — электрод из медной фольги; *6* — таблетка ПК, генерирующая зондирующую импульс; *7* — выходная поверхность генератора УВ (на рис. *1*, *b* это диэлектрик, покрытый фольгой из алюминия, отдельные части которой имеют гальваническую связь); *8* — генератор ударной волны; *9* — подложка из меди. *I*, *II*, *III* — геометрия исследуемых образцов ПК (УВ распространяется во всех случаях вдоль оси *z*; электроды из серебра толщиной $10 \div 15$ мкм условно заштрихованы).

зондирующему импульсу исследуемые образцы подвергаются ударному сжатию и сохраняются затем в таком состоянии с помощью акустических отводов в течение всего времени измерения. Время подачи зондирующего импульса на сжатые исследуемые образцы определяется высотой подложки, помещаемой между генераторной таблеткой ПК и выходной поверхностью генератора УВ. Для этой редакции опытов важно, чтобы ориентация вектора поляризации в исследуемых образцах была противоположной. Это обусловливается тем, что при ударном нагружении исследуемых поляризованных образцов ПК имеет место их деполяризация, сопровождающаяся выделением на электродах свободных зарядов. Эти заряды, в соответствии со схемой рис. 1, *b*, не могут свободно перетекать между электродами одного и того же образца. Поэтому в случае, когда оба образца имеют одинаковое направление поляризации, заряды, выделившиеся на электродах, остаются нескомпенсированными, и в ПК возбуждаются сильные электрические поля, вызывающие предпробойные и пробойные явления в исследуемых образцах.

В случае, когда направление поляризации в образцах противоположно, заряды, выделяющиеся на их электродах, взаимно компенсируются и не нарушают электрофизических характеристик исследуемой ПК. Регистрация токов, перетекающих между электродами исследуемых образцов, и токов, перетекающих с генераторной таблеткой ПК, осуществляется с помощью одних и тех же резисторов. Поэтому на осциллографах, получаемых в этих опытах, импульсы токов деполяризации и токов, возбуждаемых в цепях исследуемых образцов зондирующим импульсом, будут следовать друг за другом через заданный интервал времени.

Очевидно, что в некоторый момент времени t_1 в одном из образцов ПК будет происходить пробой (ток при этом не изменит своего направления и скачком увеличится). Через образовавшийся в этом образце канал пробоя начнут стекать накопленные на емкостях исследуемых образцов и на генераторной таблетке электрические заряды. Ток в момент пробоя, протекавший в цепи непробившегося образца, изменит свое направление поскольку с этого момента напряжение на его электродах уменьшится

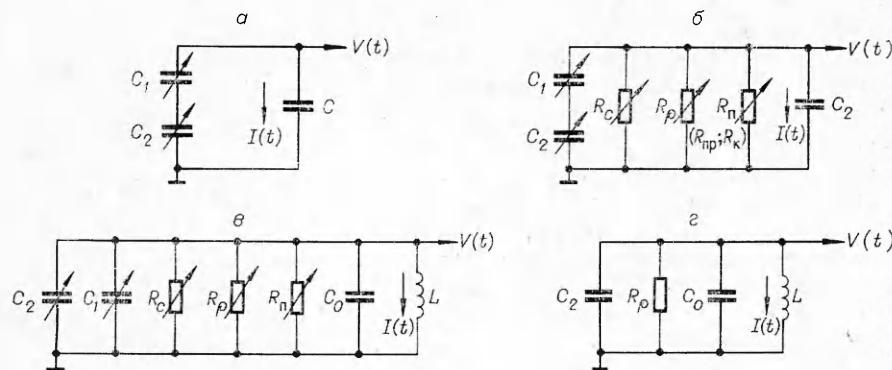


Рис. 2. Эквивалентные электрические схемы опытов по методу амперметра-вольтметра (*a*, *b*) и по методу колебательного контура (*c*, *d*).

и достигнет к некоторому моменту времени t_2 нулевого значения. Таким образом, на одной из осциллограмм в схеме опыта рис. 1, *b* должна наблюдаться переполюсовка тока.

Генераторная таблетка. Амплитуда и скорость нарастания зондирующего импульса определяются геометрическими размерами генераторной и исследуемых таблеток ПК, их диэлектрическими проницаемостями и величиной поляризации генераторной таблетки. Для их оценки получим простые соотношения в предположении, что диэлектрическая проницаемость во всех таблетках в процессе измерений не изменяется, проводимость в ПК отсутствует, а поляризация генераторной таблетки на фронте УВ скачком уменьшается до нуля (сжатием ПК в УВ будем пренебречь).

Из рис. 1, *a*, *b* видно, что зондирующий импульс одновременно подается на исследуемые образцы, включенные параллельно генераторной таблетке и, следовательно, в любой момент времени напряженность поля в образцах одинакова и не зависит от направления поляризации в них. Переходя к эквивалентной электрической схеме, будем рассматривать оба исследуемых образца как одну емкость C , а генераторной таблетке поставим в соответствие две последовательно соединенные емкости, которые отвечают существующим в ней сжатой и несжатой зонам (C_2 и C_1 на рис. 2, *a*).

При ударном нагружении генераторной таблетки в начальный момент времени на емкости сжатой зоны C_2 сосредоточен заряд P_0S (P_0 — остаточная поляризация, S — площадь), который в последующие моменты времени перераспределяется между емкостями эквивалентной схемы. Пользуясь соотношением баланса напряжений на элементах этой схемы, получим

$$V(t) = P_0S/(C + C_n) \cdot t/T = V_0T^{-1}t, \quad (1)$$

где C_n — начальная емкость генераторной таблетки; T — время пробега УВ по ПК ($T = Z_0U^{-1}$, U — скорость УВ).

$$\dot{V}(t) = V_0T^{-1}. \quad (2)$$

Из (1) и (2) видно, что амплитуда V_0 зондирующего импульса $V(t)$ прямо пропорциональна заряду SP_0 генераторной таблетки и обратно пропорциональна суммарной емкости генераторной таблетки и исследуемых образцов, а скорость нарастания напряжения $\dot{V}(t)$ зависит еще и от времени T .

Размещение генераторной таблетки в непосредственной близости от исследуемых образцов упрощает схему опытов по активной диагностике параметров ПК в сравнении с [3]. Исследуемые образцы ПК претерпева-

ют воздействие зондирующего импульса, нарастающего от $V = 0$ до $V = V_0$, что существенно увеличивает информативность каждого опыта, поскольку позволяет наблюдать характер зависимости $P(E)$ во всем интервале E , вплоть до $E = E_{\text{пр}}$. Это позволяет исследовать характер развития пробоя в исследуемых образцах ПК, выдерживая последние при высоком напряжении минимально возможное время. Укажем, наконец, что в рассматриваемых измерительных схемах рис. 1 отсутствуют обычные для них источники питания.

Оперируя в дальнейшем напряжением $V(t)$, токами I_1 и I_2 , будем находить искомые значения $P(E)$, $E_{\text{пр}}$, ϵ , ρ .

Несжатая зона. Запишем известные соотношения для электрического смещения и поля, описывающие нелинейную зависимость $D(E)$ как в области положительных, так и в области отрицательных значений E

$$D(E) = P_0 + \int_0^t I(\tau) d\tau, \quad (3)$$

$$E(t) = V(t) \cdot z_0^{-1}. \quad (4)$$

Участки кривых $D(E)$, соответствующие положительным значениям напряженности поля E , получаются на образцах, поляризация которых совпадает по схеме рис. 1, а с направлением действующего поля зондирующего импульса. Участки, для которых $E < 0$, получаются на образцах с поляризацией, противоположной действующему полю. Поскольку участки кривых $D(E)$ получаются при $E \geq 0$ одного и того же зондирующего импульса и зависят, таким образом, только от первоначального направления поляризации, то при объединении указанных участков получается фактически полная зависимость $D(E)$ при заданных скорости и направлении нарастания действующего поля. Из этих кривых легко найти поле E_0 как динамическое коэрцитивное поле, при котором поляризация исчезает.

Определение $P(E)$ -зависимости поляризации ПК от поля — задача более сложная, поскольку для ее расчета недостаточно только экспериментальных данных. В соответствии с этим расчет поляризации ПК возможен только в рамках некоторых предположений относительно характера зависимости $\epsilon(E)$. Обоснованность этих предположений может быть проверена при анализе результатов расчета $P(E)$, которые должны удовлетворять следующим физически обоснованным требованиям:

- величина производной dP/dE в области начальных малых значений быстронарастающего электрического поля за счет инерционности доменных процессов в ПК [1] должна быть близка к нулю;
- под действием поляризующего (деполяризующего) поля поляризация пьезокерамики не должна уменьшаться (увеличиваться);
- расчетная величина поляризации ПК не должна превышать максимально возможное для нее значение.

Сжатая зона. В общем случае величина и форма импульсов тока, протекающих через исследуемые образцы ПК, определяются: емкостной составляющей тока $I_e = C_2 V$, где $C_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 S z_0^{-1}$ — емкость полностью сжатого ударной волной исследуемого образца; проводимостной составляющей $I_p = VS(\rho z_0)^{-1}$; поляризационной составляющей тока $I_n = SP$. В соответствии с этим используется эквивалентная электрическая схема измерений, представленная на рис. 2, б.

Учет проводимостной составляющей тока представляется совершенно необходимым, поскольку удельное сопротивление пьезокерамики в ударно-сжатом состоянии уменьшается на 8–9 порядков и составляет величину от нескольких единиц до сотен Ом · м. [1, 2, 4]. С другой стороны, данные [1, 2] нигде не указывают на то, что в ударно-сжатой ПК

могут протекать процессы изменения поляризации под действием электрического поля (по крайней мере, при длительностях электрического импульса в несколько микросекунд). Поэтому далее будем пренебрегать поляризационной составляющей тока ударно-сжатой ПК. В соответствии с этим положим, что наблюдаемый в цепях исследуемых образцов ток определяется только емкостной и проводимостной составляющими.

На одной из осциллограмм в рассматриваемой редакции опытов должна наблюдаваться переполосовка тока в интервале $0 \div t_2$. Это позволяет получить необходимые соотношения для определения ϵ_2 и ρ , для чего достаточно записать баланс зарядов, перетекающих в цепи непробиваемого образца, для интервалов времени $0 \div t_1$ и $t_1 \div t_2$

$$\int_0^{t_1} I(\tau) d\tau = \int_0^{t_1} I_p(\tau) d\tau + \int_0^{t_1} I_c(\tau) d\tau, \quad (5)$$

$$\int_{t_1}^{t_2} I_c(\tau) d\tau = \int_{t_1}^{t_2} I(\tau) d\tau + \int_{t_1}^{t_2} I_p(\tau) d\tau. \quad (6)$$

Соотношение (5) отражает процесс переноса заряда $Q_1 = \int_0^{t_1} I(\tau) d\tau$, генерируемого генераторной таблеткой, (6) — разряд емкости непробитого в опыте образца через внешнюю цепь и через собственное сопротивление.

Исключая из (5), (6) емкостную составляющую заряда, получим

$$\rho = \frac{S}{z_0} \frac{\int_0^{t_2} V(\tau) d\tau}{\int_0^{t_1} I(\tau) d\tau - \int_{t_1}^{t_2} I(\tau) d\tau}. \quad (7)$$

Можно также найти выражение для диэлектрической проницаемости ПК

$$\epsilon_2 = \frac{1}{\epsilon_0 V(t)} \int_0^{t_1} \left[\frac{S}{z_0} \cdot I(\tau) - \frac{V(\tau)}{\rho} \right] d\tau. \quad (8)$$

Возвращаясь к схеме опыта рис. 1, б, следует еще раз отметить, что действию зондирующего высоковольтного импульса подвергались сразу два образца. При пробое одного из них в другом формировался необходимый для определения ϵ_2 и ρ импульс тока. Знание ϵ_2 и ρ позволяет перейти к анализу характера электрического пробоя пробиваемого образца, напряжение на котором и ток через который известны. При этом найденные ранее значения ϵ_2 и ρ позволяют описать как предпробойное состояние образца, так и его состояние во время пробоя (на эквивалентной схеме рис. 2, б следует для этого случая вместо R_n рассматривать сопротивление R_{np} или \bar{R}_k).

Используя ϵ_2 и ρ , а также известное значение $V(t)$ на электродах образца, рассчитаем емкостную и проводимостную составляющие тока $I_c(t)$ и $I_p(t)$ через пробитый образец. Запишем уравнение баланса токов

$$I(t) = I_c(t) + I_p(t) + I_k(t), \quad (9)$$

где $I_k(t)$ — ток в канале пробоя. Отсюда легко находится $I_k(t)$, а с помощью закона Ома — сопротивление канала пробоя

$$R_{np} = V(t)/I_k(t). \quad (10)$$

По формуле

$$\bar{R}_k = \frac{\int_{t_1}^{t_2} R_{np}(\tau) d\tau}{t_2 - t_1} \quad (11)$$

определяется среднее значение конечного сопротивления пробитого образца, отнесенное на моменты времени после пробоя.

Метод колебательного контура. Амплитудные измерения

Рассмотрим схему опыта на рис. 1, в. Первое отличие от рис. 1 а, б состоит в том, что ударному нагружению подвергается не диск ПК, а пластина, в которой реализуется поперечная мода. Второе отличие состоит в том, что в измерительную цепь включены катушка индуктивности L и дополнительная емкость C_0 . Токи через катушку индуктивности и дополнительную емкость регистрируются с помощью резисторов R_1 и R_2 , напряжение на элементах схемы (на пластине ПК) — с помощью резистора R_3 .

Условимся вначале цепочку C_0R_2 не рассматривать. Из полной эквивалентной электрической схемы опыта рис. 2, в справедливо для любого момента времени $0 < t \leq T$, исключим C_0 и временно элементы R_n и R_c . Емкости C_1 и C_2 , как и раньше, отражают несжатую и сжатую зоны, R_p — сопротивление сжатой зоны ПК¹. Запишем исходное уравнение для этой упрощенной цепи

$$LC\ddot{I} + (C + t/\alpha)L\dot{I} + I = I_0 \quad (12)$$

$$(\alpha = x_0\rho/y_0U, C(t) = \varepsilon_0y_0U/x_0 \cdot [\varepsilon_1T + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)t], I_0 = P_0Uy_0)$$

при начальных условиях: $I(0) = 0, \dot{I}(0) = 0$. Это уравнение не имеет общего решения, выражаемого элементарными функциями. Поэтому определение ε_2 и ρ может быть выполнено только путем численного интегрирования (12) и подбором таких значений ε_2 и ρ , при которых расчетные значения тока в измерительной цепи будут близки к экспериментальным.

Измерение ε_2 и ρ по характерным точкам. По крайней мере одно из решений (12) должно иметь вид гармонических колебаний. Примем для простоты условие, что катушка индуктивности обеспечивает равенство напряжения на ней нулю в момент $t = T$ выхода УВ из пластины ПК. Рассмотрим три характерные точки на кривой $V(t) = L\dot{I}(t) - t = 0$, $t = T$ и $t = t_m$, в которой $V(t)$ достигает своего максимального значения.

С учетом начальных условий решение (12) для $t = 0$ дает

$$C(0) \cdot \dot{V}(0) = I_0, \quad (13)$$

что однозначно определяет I_0 (т. е. остаточную поляризацию ПК) при известном начальном значении емкости ПК (т. е. ε_1) или наоборот — $C(0)$ при известном I_0 .

Для $t = T$ при $I(T) = 0$

$$\dot{C}(T) = [I_0 - I(T)]/\dot{V}(T), \quad (14)$$

для $t = t_m$ при $\dot{I}(t_m) = 0$

$$\dot{C} + t_m/\alpha = [I_0 - I(t_m)]/V(t_m). \quad (15)$$

Комбинируя (13) — (15), получим

$$\varepsilon_2 = x_0/\varepsilon_0y_0z_0 \cdot [I_0 - I(T)]/\dot{V}(T), \quad (16)$$

$$\rho = \frac{y_0z_0t_m}{x_0} \cdot \left\{ C(0) \left[1 - \frac{\dot{V}(0)}{\dot{V}(T)} + \frac{T\dot{V}(0)}{V(t_m)} \right] + \frac{I(T)}{\dot{V}(T)} - T \frac{I(t_m)}{V(t_m)} \right\}^{-1}. \quad (17)$$

Таким образом, параметры ε_2 и ρ ударно-сжатой ПК оказываются разделенными соотношениями (16) и (17).

¹ Проводимостью несжатой зоны ПК и сжатием ПК в УВ везде далее будем пренебрегать.

Измерение ρ по балансу зарядов. К моменту времени $t = T$ весь объем ПК деполяризован, заряд деполяризации I_0T полностью освобожден и перетек либо по внешней цепи $\left(Q_L = \int_0^T I(\tau) d\tau \right)$, либо через ударно-сжатую ПК $\left(Q_\rho = \alpha^{-1} \int_0^T t V(\tau) d\tau \right)$; на конденсаторе с ПК $Q_c(T) = 0$, так как $V(T) = 0$. Тогда баланс зарядов в измерительной цепи принимает вид $I_0T - Q_L + Q_\rho$, откуда следует

$$\rho = \frac{y_0 z_0}{x_0} \cdot \frac{T^{-1} \int_0^T t V(\tau) d\tau}{I_0 T - \int_0^T I(\tau) d\tau}. \quad (18)$$

Измерение поляризации. Включение цепочки $C_0 R_2$. Все предыдущие выкладки проводились в предположении, что заряд деполяризации I_0T не расходуется в несжатой зоне ПК на процессы поляризации. Фактически они могут иметь место, если ПК была заполяризована не полностью при подготовке образцов к исследованиям или если ее петля гистерезиса далека от прямоугольной формы. В этой ситуации использовать для расчетов соотношение (15) становится невозможным. Соотношения же (13) и (14) остаются справедливыми, если учесть, что в окрестности $t = 0$ процессы поляризации еще не начинаются, а в окрестности $t = T$ уже прекращаются, поскольку $E \rightarrow 0$. Параметры I_0 , ε_2 и ρ тогда могут быть найдены из (13), (16) и (18).

Далее можно перейти к расчету зависимости $P(E)$, используя выражение для составляющих тока в измерительной цепи (ср. на рис. 2, б, в): проводимостной $I_\rho = y_0 z_0 V(\rho x_0)^{-1}$; емкостной $I_c = CV + \dot{C}V$; искомой поляризационной I_π , связанной с поляризацией соотношением

$$dP/dt = I_\pi / y_0 U(T - t). \quad (19)$$

Запишем уравнение для поляризации в несжатой зоне

$$P(t) = P_0 + \frac{1}{y_0 U} \int_0^t \frac{I_\pi(\tau)}{T - \tau} d\tau \quad (20)$$

и для тока деполяризации ПК

$$I_\pi = I_0 + \int_0^t \frac{I_\pi(\tau)}{T - \tau} d\tau. \quad (21)$$

Баланс токов представим в виде (см. рис. 2, в)

$$I_\pi - \frac{I_\pi}{T - t} = -(I_\rho + I_c + I). \quad (22)$$

Решение (22) с начальными условиями $I_\pi(0) = 0$ приводит к выражению

$$I_\pi(t) = (T - t)^{-1} \left[I_0 T - (T - t)(I_\rho + I_c + I) + \int_0^t (I_\rho + I_c + I) d\tau \right], \quad (23)$$

что дает возможность, используя (20), определить характер зависимости $P(t)$ и $P(E)$.

Может показаться, что задача измерения ε_2 неразрешима. Тогда ток I_c и его производная $I_{c'}$ в уравнениях (23) и (22) становятся неопределенными. Чтобы избежать этого, можно прибегнуть к искусственному прие-

му — включить параллельно исследуемой пластине ПК конденсатор большей емкости: цепочку C_0R_2 на рис. 1, *в* и 2, *в*. При $C_0 \gg C$ последней можно пренебречь и записывать емкостную составляющую тока как $I_e = C_0V$. Вся процедура измерения $P(E)$ остается при этом прежней.

Метод колебательного контура. Частотные измерения

Эквивалентная электрическая схема опыта рис. 1, *в* и ее анализ существенно упрощаются для моментов времени $t > T$, когда параметры R_p и C_2 принимают постоянные значения и определяются соотношениями: $R_p = \rho x_0(y_0 z_0)^{-1}$, $C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 y_0 z_0 x_0^{-1}$. Вся ПК при этом сжата и сохраняется в таком состоянии в течение всего времени измерения. Это достигается в условиях, когда у пластины ПК $y_0 \gg z_0$, поэтому разгрузкой на краях пластины можно пренебречь. От разгрузки сверху пластина ПК легко защищается акустическим отводом.

Процессов де- и поляризации в объеме ПК больше не существует и эквивалентная электрическая схема рис. 2, *в* принимает вид рис. 2, *г*. Если цепочка C_0R_2 в схеме рис. 1, *в* отключена, то ток через катушку индуктивности находится по соотношению

$$\ddot{I} + 1/R_p C_2 \cdot \dot{I} + 1/LC_2 \cdot I = 0 \quad (24)$$

при начальных условиях $I(0) = P_0 y_0 U = I_0$, $\dot{I}(0) = 0$.

Решения (24) для тока в индуктивной нагрузке и напряжения на ПК имеют вид затухающих гармонических колебаний:

$$I(t) = I_0 / \cos \beta \cdot e^{-t/2\theta} \cdot \cos(\omega t - \beta), \quad (25)$$

$$V(t) = -I_0 \omega L / \cos^2 \beta \cdot e^{-t/2\theta} \cdot \sin \omega t, \quad (26)$$

где $\beta = \arctg(2\omega\theta)^{-1}$; $\omega = \sqrt{1/LC_2 - 1/4\theta^2}$; $\theta = R_p C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 \rho$.

Используя полученные решения, можно рассчитать значения ω , θ , ε_2 и ρ .

Выбор катушки индуктивности. Практический интерес вызывают вопросы: какое количество колебаний с периодом $T_0 = 2\pi/\omega$ за время θ может считаться достаточным для надежных расчетов и каким образом его можно регулировать.

Пусть за время θ необходимо зарегистрировать n колебаний, т. е. $\theta/T_0 = n$. Тогда, раскрывая все обозначения, можно получить выражение для индуктивности

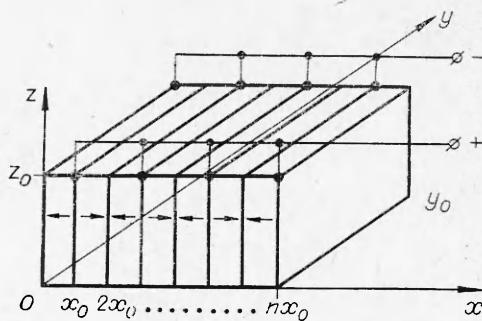
$$L = 4x_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2 \rho^2 / y_0 z_0 (16\pi^2 n^2 + 1). \quad (27)$$

При $n = 1$ величина L имеет конечное значение, поэтому наиболее просто регулировать число колебаний тока и напряжения подбором величины индуктивности измерительной катушки. За время 2θ таким образом можно легко обеспечить регистрацию трех максимумов тока (напряжения $+V_1$, $-V_2$, $+V_3$), что позволяет найти величину θ путем сравнения значений $+V_1$ и $+V_3$, а также величину ω — путем измерения интервала времени T_0 .

Регулировка действующего поля в ПК. Полный заряд деполяризации I_0T пластины ПК может генерировать электрические поля, приводящие к развитию пред- и пробойных явлений как в объеме ПК, так и в элементах измерительной цепи. Исследование электрофизических характеристик ПК, как нелинейного диэлектрика, вызывает, со своей стороны, необходимость широкого регулирования электрического поля в керамике при неизменном начальном значении ее поляризации. В принципе такая возможность обеспечивается, по крайней мере, двумя способами:

а) включением дополнительного конденсатора (цепочки C_0R_2 на рис. 1, *в*), что приводит к понижению напряжения на емкости пластины ПК;

Рис. 3. Блок пластин ПК со встречным включением $2m$ пластин. Стрелками показано направление поляризации в каждой пластине.



б) увеличением емкости самой исследуемой ПК. Для этого нужно выполнить исследуемый образец ПК в виде бока пластин, как показано на рис. 3. Общее число пластин N нечетно, четное их количество ($2m$) включено параллельно так, что поляризация в них направлена навстречу друг другу. Это обеспечивает взаимную компенсацию зарядов деполяризации на $2m$ пластинах и суммарный заряд деполяризации составляет $I_0 T \cdot (N - 2m)$.

В первом случае затрудняется или исключается вовсе измерение ε_2 (см. выше), во втором случае сохраняется возможность измерения параметров ε_2 и ρ при заданном значении электрического поля.

Опыты и расчеты

Эксперименты проводились с образцами² ПКР-1 в виде диска 10×1 мм (см. рис. 1, а, б) или пластины с размерами $36 \times 17 \times 3,5$ мм (см. рис. 1, в). Генераторная таблетка выполнялась также из ПКР-1 и имела размеры 30×3 мм. Давление, создаваемое ударной волной в генераторной таблетке, составляло 1,6 ГПа. Такое же давление реализовалось в исследуемых образцах в редакции опыта рис. 1, б. Подложка в этом случае бралась высотой 4 мм, интервал времени между моментом начала деполяризации исследуемых образцов и моментом появления зондирующего импульса с генераторной таблетки составлял ~ 1 мкс, давление в пластине ПКР-1 ~ 5 ГПа.

При противоположной ориентации дисков ПКР-1 по методу 1 в схеме рис. 1, а поляризация одного из них (положительная ориентация) была направлена против действующего электрического поля. Анализ осциллограммы рис. 4, а показывает, что кривые тока $I(t)$ для двух образцов разной ориентации существенно отличаются друг от друга. Это наглядно демонстрирует тот факт, что в одном из них идет процесс переполяризации, а в другом деполяризации.

На кривой $V(t)$ рис. 4, б можно видеть три по крайней мере характерные точки. Появляясь в момент входа УВ в генераторную таблетку ($t = 0$), напряжение растет вплоть до момента t_1 , затем кривая $V(t)$ имеет перегибы в моменты t_1 , t_2 , и t_3 . В соответствии с изложенным выше рассчитаем: $t_1 = 0,4$, $t_2 = 0,6$, $t_3 = 1,4$, $\Delta t = 0,2$ мкс; $dE/dt = 9,8$ кВ/(мм · мкс); $E_{\text{пр}} = 5,4$ кВ/мм (пробился переполяризовавшийся в опыте образец ПК); $Q = 0,8$ Кл/м².

Кривые $D(E)$ и $P(E)$ приведены на рис. 5. Отсюда найдена величина динамического коэрцитивного поля $E_d = 2,8$ кВ/мм, что в $5 \div 2,5$ раза превышает статическое значение коэрцитивного поля E_k . При построении зависимости $P(E)$ величина диэлектрической проницаемости принималась равной паспортному значению $\varepsilon = 700$, измеренному на поляризованном образце ПК. Этого оказалось достаточно для того, чтобы удовлетворить всем перечисленным ранее требованиям и получить

² Основные характеристики: $P_0 = 0,42 + 0,02$ Кл/м²; $\varepsilon = 700 \pm 75$; $\rho \geq 1 \cdot 10^8$ Ом · м (20°C); $E_k = 0,6 \div 1,2$ кВ/мм; $E_{\text{пр}} \geq 5$ кВ/мм.

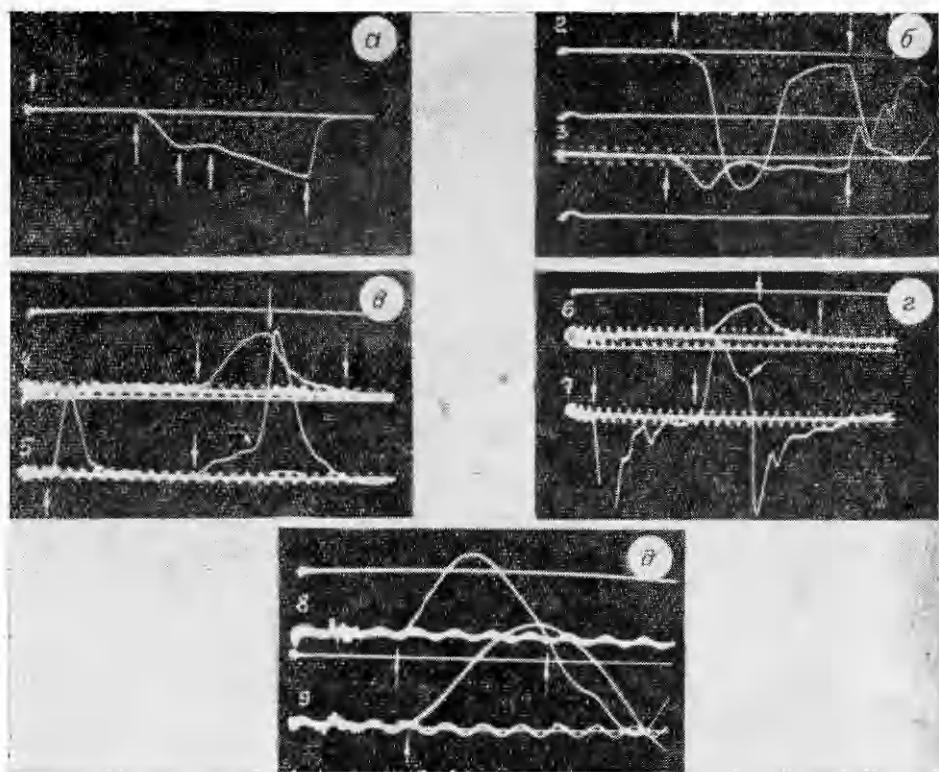


Рис. 4. Осциллограммы, иллюстрирующие методы амперметра-вольтметра в несжатой зоне (а, б) и в сжатой зоне (в, г) и колебательного контура (д). На осциллограммах зарегистрированы: токи через положительно (1) и отрицательно (2) ориентированные несжатые образцы ПК, через пробивающийся (5) и непробивающийся (7) ударно-сжатые образцы ПК, через индуктивную нагрузку пластины ПК (8).

3, 4, 6 — напряжения на исследуемых образцах (генераторной таблетке), 8 — напряжения на индуктивной нагрузке (исследуемой пластине ПК). Стрелками (слева направо) обозначены моменты времени: а, б) $t=0, t_1, t_2, t_2$; в, г) начало деполяризации исследуемых образцов, $t=0, t_1$ и t_2 ; д) $t=0, t=T$ (см. текст). Период колебаний — 0,1 мкс.

Физически непротиворечивую зависимость $P(E)$.

Осциллограммы для двух образцов, предварительно сжатых УВ, а затем подвергнутых воздействию высоковольтного зондирующего импульса, приведены на рис. 4, в, г. Как показывает их анализ, в опыте пробился положительно ориентированный образец. Кроме интервалов времени $0 \div t_1$ и $0 \div t_2$ из этих осциллограмм найдем также:

- максимальное поле E_{\max} , которое достигается в системе в момент возникновения пробоя (в момент t_1 ; для пробивающихся в опыте образцов ПК эта величина поля адекватна величине пробивной напряженности поля $E_{\text{пр}}$);
- среднее значение тока \bar{I} в интервале $t = 0 \div t_1$;
- максимальный ток I_{\max} , протекающий через пробивающийся в опыте исследуемый образец (в момент t_1);

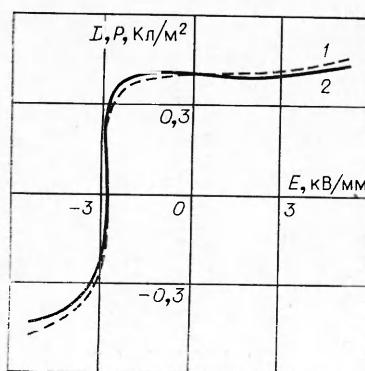


Рис. 5. Зависимости $D(E)$ (1) и $P(E)$ (2) в сильном быстропеременном электрическом поле для ПКР-1.

— электрические заряды: $q_{\text{деп}}$ — плотность заряда деполяризации исследуемых поляризованных образцов ПКР-1 для сравнения с начальной величиной их поляризации P_0 (чтобы судить о степени их деполяризации); Q_{Σ} — суммарный заряд, перетекающий за время измерения в цепях обоих исследуемых образцов, для контроля баланса заряда в системе; Q_1 и $(-Q_2)$ — заряды, перетекшие в цепи непропорционально для расчета отдельных составляющих тока через образец. Все значения зарядов (их плотности) находятся интегрированием соответствующего участка кривой $I(t)$ по времени: $t_1 = 0,5$, $t_2 = 1,4$ мкс; $E_{\max}(E_{\text{пп}}) = 5,5$ кВ/мм; $I = 23$ А; $I_{\max} = 350$ А; $Q_{\Sigma} = 1,18$, $Q_1 = 0,94$, $(-Q_2) = 0,85 \cdot 10^{-5}$ Кл; $q_{\text{деп}} = 0,41$ Кл/м². Из формул (7), (8), (10) и (11) рассчитаем: $\rho = 74$ Ом·м, $\varepsilon_2 = 1600$, $R_{\text{пп}} = 7,6$ Ом, $R_{\text{к}} = 7,6$ Ом.

Сравнивая результаты измерений в сжатой и несжатой зонах, отмечим, что диэлектрическая проницаемость в сжатой ПКР-1 существенно возросла, величина $E_{\text{пп}}$ осталась, по существу, прежней. Образовавшийся канал пробоя в течение времени наблюдения $\sim 0,5$ мкс не развивался.

Опыт для сжатой зоны по методу 2 проводился по полной схеме рис. 1, в, т. е. при включенной цепочке C_0R_2 . Осциллограмма опыта воспроизводится на рис. 4, д. Рассчитанная по ней величина удельного объемного сопротивления ПКР-1, сжатой до давления ~ 5 ГПа, составляет 37,5 Ом·м. Это в 2 раза меньше, чем при давлении 1,6 ГПа.

Характер поведения $P(E)$ в несжатой зоне ПК описывается с хорошей точностью линейной функцией: $P(E) = P_0 + 0,032 E$ ($\dim P = \text{Кл}/\text{м}^2$, $\dim E = \text{кВ}/\text{мм}$). Отсюда следует, что максимальное, приложенное к пластине ПКР-1, поле $\sim 1,5$ кВ/мм индуцировало в ней поляризацию, равную примерно $0,1 P_0$.

*Поступила в редакцию
22/II 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. З. Новицкий, В. Д. Садупов, Г. Я. Карпенко. ФГВ, 1978, **14**, 4, 115.
2. Р. С. Lysne, С. М. Percival. Ferroelectrics, 1976, **10**, 129.
3. В. В. Якушев. ФГВ, 1978, **14**, 2, 3.
4. В. Н. Мипеев, А. Г. Иванов. УФН, 1976, **119**, 75.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПЬЕЗОМОДУЛЕЙ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, Li_2GeO_3 И LiNbO_3 ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

*Е. З. Новицкий, М. В. Коротченко, М. Д. Волнянский, В. А. Борисенок
(Москва)*

Для непосредственного измерения давлений во фронте и за фронтом ударной волны (УВ) в настоящее время используется пьезоэлектрические [1—5], пьезорезистивные [6—10] и диэлектрические [11, 12] датчики. Действие первых из них, используемых наиболее широко, основывается на хорошо изученном прямом пьезоэффекте; эти датчики отличаются простотой и надежностью, не нуждаются во внешних источниках питания, представлены большим ассортиментом пьезоактивных материалов. Если этот ассортимент ограничить только пьезоэлектриками, то и