УДК 533.6.011.72:537.31

ИЗМЕРЕНИЕ УДАРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В ПЬЕЗО- И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ. МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ КВАРЦ

В. А. Борисенок, В. А. Кручинин, В. А. Брагунец, С. В. Борисенок, В. Г. Симаков, М. В. Жерноклетов

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров, root@gdd.vniief.ru

Предложен метод измерения ударно-индуцированной электропроводности в электрически активных диэлектриках — пьезо- и сегнетоэлектриках. Приведены результаты измерения электропроводности в монокристаллическом кварце.

Ключевые слова: ударно-индуцированная электропроводность, пьезоэлектрики, сегнетоэлектрики, монокристаллический кварц.

Как показывает анализ литературы [1], подавляющее большинство экспериментальных данных по ударно-индуцированной электропроводности материалов получено электроконтактными методами измерения электрического сопротивления образцов. Все они основаны на приложении к образцу исследуемого материала электрического напряжения или на пропускании через него электрического тока от внешнего источника [1]. Однако для измерения ударно-индуцированной электропроводности (УИЭ) в пьезо- и сегнетоэлектриках данные методы непригодны, поскольку при действии ударной волны (УВ) на эти материалы в них за счет пьезоэффекта или ударной деполяризации генерируется электрическое поле напряженностью до $10^7 \div 10^8$ В/м [2], на фоне которого выделить исследуемый эффект практически невозможно.

УИЭ является важной характеристикой при использовании пьезо- и сегнетоэлектриков в качестве рабочего тела датчиков динамического давления [2] и взрывных пьезогенераторов [3]. Однако из-за отсутствия экспериментальных данных по УИЭ эта величина количественно не учитывалась в феноменологических и расчетных моделях электрического отклика названных выше устройств на воздействие УВ [2, 4, 5]. Известна попытка измерить УИЭ с использованием метода вольтметра-амперметра и метода колебательного контура в пьезокерамике [6]. Однако в общих случаях измерения можно проводить или на образцах неполяризованного материала, или в момент времени, когда деполяризационные процессы в объеме материала закончены. Поэтому область их применения ограничена.

В настоящей работе для измерения УИЭ в пьезо- и сегнетоэлектриках предложен метод, основанный на использовании электрического поля, генерируемого в объеме материала при действии на него УВ. Аналогичный подход был использован в [7] при разработке методики измерения радиационно-индуцированной электропроводности в пироэлектриках.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УИЭ

Составим дифференциальное уравнение, описывающее электрический отклик образца пьезо- или сегнетоэлектрика на воздействие УВ с учетом ударно-индуцированной электропроводности. Схематическое изображение образца представлено на рис. 1.

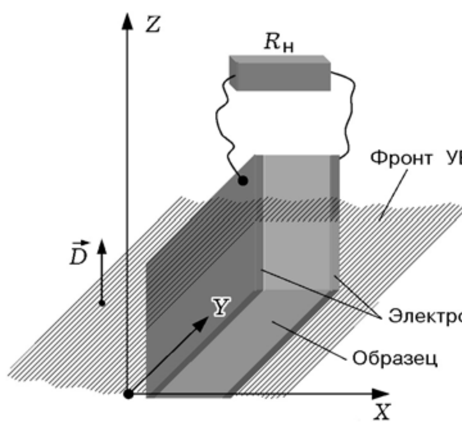

Рис. 1. Схематическое изображение образца материала

Образец, выполненный в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами $x_0 \times y_0 \times z_0$, размещен в диэлектрической среде. На его грани, параллельные плоскости YZ, нанесены тонкие металлические электроды. Между ними включено сопротивление нагрузки $R_{\text{н}}$. Вдоль оси Z по образцу со скоростью D распространяется плоская УВ.

Фронт УВ делит образец на сжатую и несжатую зоны. Утечка генерируемого электрического заряда может происходить по грани образца, параллельной координатной плоскости XY (соответствующая поверхностная электропроводность σ_1); по граням, параллельным плоскости XZ (σ_2); по объему образца (σ_v).

Для описания электрического отклика ударно-нагруженного образца пьезо- или сегнетоэлектрика обычно используется эквивалентная схема, состоящая из генератора тока, нагруженного на емкость образца и сопротивление нагрузки [4, 5]. С учетом ударно-индуцированной электропроводности дифференциальное уравнение, описывающее работу такой схемы, имеет вид

$$C_0\,\frac{dV(t)}{dt} + V(t)\Big(\frac{1}{R_{\text{н}}} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_v}\Big) = I_0, \tag{1}$$

где C_0 — емкость образца; $V(t)$ — напряжение на нагрузке $R_{\text{н}}$; R_1, R_2 и R_v — сопротивления, соответствующие проводимостям σ_1, σ_2 и σ_v; I_0 — ток от генератора тока (ток в короткозамкнутой цепи образца).

Предположим, что фронт УВ распространяется с постоянной скоростью D; для исследуемого материала выполняется закон Ома; электропроводность в сжатой зоне значительно больше, чем в несжатой. В этом случае

$$R_1 = \frac{x_0}{y_0\sigma_1}, \tag{2}$$

$$R_2 = \frac{x_0}{2Dt\sigma_2}, \tag{3}$$

$$R_v = \frac{x_0}{y_0 D\sigma_v t}, \tag{4}$$

где x_0, y_0 — размеры образца вдоль соответствующих осей, t — время.

С учетом (2)–(4) уравнение (1) принимает вид

$$C_0\,\frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R_{\text{н}}} + \frac{y_0\sigma_1 V(t)}{x_0} + \frac{DtV(t)}{x_0}\,(y_0\sigma_v + 2\sigma_2) = I_0. \tag{5}$$

Начальное условие: $V(0) = 0$.

Таким образом, электрический отклик образца пьезо- и сегнетоэлектрика на воздействие УВ описан линейным обыкновенным дифференциальным уравнением первого порядка с заданными начальными условиями [8]. Требуется по измеренным в эксперименте току $I_0(t)$ и напряжению $V(t)$ определить коэффициенты уравнения (5) σ_1, σ_2, σ_v, характеризующие проводимость материала.

Обозначим $\sigma = \sigma(t) = (\sigma_1, y_0\sigma_v + 2\sigma_2) = (\sigma^{(1)}(t), \sigma^{(2)}(t))$. Будем называть $\sigma(t)$ допустимым управлением, если его компоненты $\sigma^{(1)}(t)$, $\sigma^{(2)}(t)$ являются ограниченными, измеримыми на отрезке $[0, T]$ функциями ($t = 0$ — момент входа УВ в образец, $T = z_0/D$), а значения $\sigma(t)$ для почти всех $t \in [0, T]$ принадлежат заданному ограниченному множеству из евклидова пространства $\boldsymbol{E}^2$. Множество всех допустимых управлений обозначим Ω.

Определение допустимого управления по известному, полученному в результате наблюдения решению $V(t, \sigma)$ уравнения (5) называют обратной задачей [9, 10]. Исследованию обратных задач для дифференциальных уравнений посвящено большое число работ (см., например, [9–11]).

Введем множество $\Omega_* = \{\sigma = \sigma(t) \in \Omega\colon V(t, \sigma) = V(t),\ 0 \leqslant t \leqslant T\}$ всех допустимых управлений, порождающих одну и ту же траекторию $V(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$, уравнения (5). Из самой постановки обратной задачи следует, что $\Omega_* \neq \varnothing$, так как предполагается, что наблюдаемая функция $V(t)$ действительно является решением уравнения (5), порожденным каким-либо допустимым управлением $\varphi = \varphi(t) \in \Omega$, т. е. $V(t, \varphi) = V(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$, и, следовательно, $\varphi \in \Omega_*$.

Однако множество Ω_* может состоять более чем из одного элемента и даже включать бесконечно много допустимых управлений [9, 12]. Ввиду такой неединственности вводится понятие нормального решения обратной задачи [9, 12]. Управление $\sigma = \sigma_*(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$ называют нормальным решением обратной задачи, если $\sigma_* \in \Omega_*$, $\|\sigma_*\|_{L_2^2}$, $L_2^2 = L_2^2(0, T)$. Согласно [11] нормальное решение задачи (5) существует и определяется однозначно.

Из-за погрешности наблюдения информация о решении уравнения (5) известна приближенно, вместо точной траектории $V(t)$ известна экспериментально полученная функция $\tilde{V}(t)$ такая, что $|V(t) - \tilde{V}(t)| < \delta$, $0 \leqslant t \leqslant T$, где δ — известная погрешность измерения. Таким образом, для решения нашей задачи требуется по известной функции $\tilde{V}(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$, построить допустимое управление $\sigma = \tilde{\sigma}_\delta = \tilde{\sigma}_\delta(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$, такое, что $\lim\limits_{\delta\to 0} \|\tilde{\sigma}_\delta - \sigma_*\|_{L_2^2} = 0$. Такая задача относится к классу некорректных задач, поскольку она неустойчива к возмущению входных данных, и для ее решения нужно применять специальные устойчивые методы. В данном случае использовался метод динамической регуляризации, впервые предложенный и исследованный в [13]. Он представляет собой сочетание принципа экстремального прицеливания Н. Н. Красовского [14] и метода регуляризации А. Н. Тихонова [9].

Для построения управления $\tilde{\sigma}_\delta = \tilde{\sigma}_\delta(t)$ со свойством $\lim\limits_{\delta\to 0} \|\tilde{\sigma}_\delta - \sigma_*\|_{L_2^2} = 0$ не обязательно знать приближения $\tilde{V}(t)$ во всех точках $t \in [0, T]$, а достаточно иметь приближения $\tilde{V}_i$ для значений $V(t_i)$ в заданные дискретные моменты времени, выбранные в зависимости от δ, $\{t_i,\ i = \overline{0, N-1}\}$: $0 = t_0 < t_1 < \ldots < t_{N-1} < t_N = T$, удовлетворяющие условиям $|\tilde{V}_i - V(t_i)| \leqslant \delta$, $i = \overline{0, N-1}$, $0 < \delta \leqslant \delta_0$. Здесь подразумевается, что при $\delta \to 0$ шаг сетки $h = h(\delta) = \max\limits_{0\leqslant i\leqslant N-1} (t_{i+1} - t_i) \to 0$.

Таким образом, зная значения функций и параметров уравнения (5), а также погрешности их измерений, требуется построить управление $\sigma = \tilde{\sigma}_\delta = \tilde{\sigma}_\delta(t) \in \Omega$ такое, что $\lim\limits_{\delta\to 0} \|\tilde{\sigma}_\delta - \sigma_*\|_{L_2^2} = 0$, где σ_* — нормальное решение обратной задачи, определяемое условиями

$$\sigma_* \in \Omega_* = \{\sigma \in \Omega\colon V(t, \sigma) = V(t),\ 0 \leqslant t \leqslant T\},$$

$$\|\sigma_*\|_{L_2^2} = \inf_{\sigma\in\Omega_*} \|\sigma\|_{L_2^2}.$$

Перепишем уравнение (5) следующим образом:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{V}{C_0 R_\text{н}} - \frac{y_0}{C_0 x_0}\,\sigma_1 V - {}$$
$$- \frac{D}{C_0 x_0}\,(\sigma_v y_0 + 2\sigma_2) V t + \frac{I_0}{C_0}.$$

Обозначим

$$k_1 = -\frac{1}{C_0 R_\text{н}}, \quad k_2 = -\frac{y_0}{C_0 x_0}, \quad k_3 = -\frac{D}{C_0 x_0},$$

$$\sigma^{(1)} = \sigma_1(t),$$

$$\sigma^{(2)} = \sigma^{(2)}(t) = (\sigma_v(t) y_0 + 2\sigma_2(t)),$$

$$\sigma = \sigma(t) = (\sigma^{(1)}, \sigma^{(2)}), \quad f(t) = I_0(t)/C_0.$$

Тогда

$$\begin{gathered} \dot{V} = k_1 V + k_2 \sigma^{(1)} V + k_3 \sigma^{(2)} t V + f(t), \\ V(0) = 0. \end{gathered} \tag{6}$$

В задаче Коши (6) дифференциальное уравнение линейно относительно функции $V(t)$. Траектория $V = V(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$, системы (6) соответствует некоторому неизвестному управлению $\sigma(t) \in \Omega$ из пространства $\boldsymbol{E}^2$ для почти всех $t \in [0, T]$. Измерения значений траектории $V(t)$ проводятся в заданные дискретные моменты времени $\{t_i,\ i = \overline{0, N-1}\}$: $0 = t_0 < t_1 < \ldots < t_{N-1} < t_N = T$, причем вместо точных состояний $V(t_i)$ известны их приближения $\tilde{V}_i$, удовлетворяющие условиям $|\tilde{V}_i - V(t_i)| \leqslant \delta$, $i = \overline{0, N-1}$, $0 < \delta \leqslant \delta_0$.

Выпишем формулы метода динамической регуляризации для задачи (6).

В этом методе наряду с кусочно-постоянным управлением $\sigma_h(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$, представляющим собой приближение к нормальному решению σ_* задачи (6), строится вспомогательная кусочно-линейная функция $z_h(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$, которая помогает отслеживать наблюдаемую траекторию $V(t) = V(t, \delta_*)$, $0 \leqslant t \leqslant T$, по ее приближенным значениям $\tilde{V}_i$. Управление $\tilde{\sigma}_\delta$ также строится последовательно на каждом отрезке $[t_0, t_1]$, $[t_1, t_2], \ldots$, причем для построения $\tilde{\sigma}_\delta$ на частичном отрезке $[t_i, t_{i+1}]$ используются только значения $\tilde{V}_0, \ldots, \tilde{V}_i$, а знание остальных значений $\tilde{V}_{i+1}, \ldots, \tilde{V}_{N-1}$ не предполагается.

Приведем индуктивное описание процесса построения $\sigma_h(t)$, $z_h(t)$ на частичном отрезке $[t_i, t_{i+1}]$ последовательно для $i = 0, 1, \ldots, N-1$.

Пусть $i = 0$ и известно наблюдаемое значение $\tilde{V}_0$ начальной точки $V(0) = V_0$ точной траектории $V(t)$. Положим $z_0 = z_h(0) = \tilde{V}_0$ и, решая вспомогательную задачу минимизации

$$p_0(\sigma) = 2\langle z_0 - \tilde{V}(t_0), k_2\tilde{V}(t_0)\sigma^{(1)} + \\ + k_3\tilde{V}(t_0)t_0\sigma^{(2)}\rangle + \alpha\|\sigma\|^2 \to \min_{\sigma\in\Omega},$$

где $\alpha > 0$, находим $\sigma_0 = (\sigma_0^{(1)}, \sigma_0^{(2)})$ такую, что $p_0(\sigma_0) = \min_{\sigma\in\Omega} p_0(\sigma)$.

Затем полагаем $z_1 = z_0 + [k_1\tilde{V}(t_0) + k_2\sigma_0^{(1)}\tilde{V}(t_0) + k_3\tilde{V}(t_0)\sigma_0^{(2)}t_0 + f(t_0)](t_1 - t_0)$.

Пусть для некоторого i, $0 < i < N-1$, уже определены $\sigma(t_i)$, $z(t_i)$ и известно измерение $\tilde{V}_i$ наблюдаемой траектории $V(t)$ в момент $t = t_i$. Тогда решаем вспомогательную задачу минимизации

$$p_i(\sigma) = 2\langle z_0 - \tilde{V}(t_i), k_2\tilde{V}(t_i)\sigma^{(1)} + \\ + k_3\tilde{V}(t_i)t_i\sigma^{(2)}\rangle + \alpha\|\sigma\|^2 \to \min_{\sigma\in\Omega} \quad (7)$$

и находим значение σ_i. Оно существует и единственно по теореме Вейерштрасса для сильновыпуклой функции [12]. Эта задача является стандартной конечномерной задачей математического программирования, и для ее решения были использованы конечно-шаговые методы из [12].

Полагаем

$$z_{i+1} = z_i + [k_1\tilde{V}(t_i) + k_2\sigma_i^{(1)}\tilde{V}(t_i) + \\ + k_3\tilde{V}(t_i)\sigma_i^{(2)}t_i + f(t_i)](t_{i+1} - t_i), \quad (8) \\ i = 0, 1, \ldots, N-1.$$

Обозначим $\sigma_h(t) = \sigma_i$, $t_i < t \leqslant t_{i+1}$, $i = \overline{0, N-1}$, и

$$z_h(t) = z_i + [k_1\tilde{V}(t_i) + k_2\sigma_i^{(1)}\tilde{V}(t_i) + \\ + k_3\tilde{V}(t_i)\sigma_i^{(2)}t_i + f(t_i)](t - t_i). \quad (9)$$

Далее на основе значений $\tilde{V}_{i+1}, \ldots, \tilde{V}_{N-1}$ последовательно определяются $\sigma_h(t)$, $z_h(t)$ на промежутках $(t_{i+1}, t_{i+2}]$, …, $(t_{N-1}, t_N = T]$.

Вспомогательную функцию $z_h(t)$ из (9) называют поводырем [11], а правило (7) выбора σ_i — правилом экстремального прицеливания [14]. Для построения поводыря использован аналог разностного метода Эйлера для решения задачи Коши (6), отличающийся от классического метода Эйлера тем, что в (9) функции, входящие в исходное дифференциальное уравнение, вычислены в точке $V = \tilde{V}_i$ вместо $V = z_h(t_i)$. Роль поводыря заключается в том, чтобы численно отслеживать реальную траекторию по наблюдаемым значениям $\tilde{V}_i$, $i = \overline{0, N-1}$, путем наилучшего, в смысле (7), (8), выбора кусочно-постоянных управлений $\sigma_h(t) = \sigma_i$, $t \in (t_i, t_{i+1}]$, $i = \overline{0, N-1}$.

Вычисления по формулам (7), (8) выполнены на компьютере с использованием численных методов нахождения минимума функции из [12].

Важно отметить, что в точном определении точки минимума σ_i в задаче (7) нет необходимости, достаточно найти σ_i из условия $p_i(\sigma_i) \leqslant \inf_{\sigma\in\Omega} p_i(\sigma) + \varepsilon$, $\varepsilon > 0$. Математическое обоснование и условия согласования параметров метода с погрешностью измерений δ для построения приближения нормального решения обратной задачи (6) изложено в [11].

На основании сказанного выше можно сформулировать два важных для практического применения метода вывода.

1. Результатом решения задачи является управление, которое представляет собой комбинацию объемной (σ_v) и поверхностных (σ_1, σ_2) электропроводностей. Определить σ_1, σ_2 и σ_v одновременно невозможно. Поскольку наибольший интерес представляет объемная электропроводность материала, то постановка эксперимента должна быть такой, чтобы выполнялись условия $\sigma_v \gg \sigma_1$ и $\sigma_v \gg \sigma_2$. Как показано ниже, выполнение этих условий можно обеспечить за счет выбора изолирующей среды, в которой размещается образец исследуемого материала.

2. Одно из основных положений метода решения задачи — выполнение условия $|V(t) - \tilde{V}(t)| < \delta$, где $V(t)$ — точное решение уравнения (5), $\tilde{V}(t)$ — экспериментально измеренное напряжение на нагрузке, δ — погрешность измерения. В рамках рассматриваемой модели $\tilde{V}(t)$ соответствует решению уравнения (5) при реальных значениях входящих в него параметров (C_0, D и др.). Поэтому, если указанное условие выполняется для решения уравнения (6) при использовании в нем определенной указанным методом электропроводности, можно утверждать, что погрешность определения электропроводности не больше погрешности измерения напряжения $\tilde{V}(t)$. Последняя при использовании современных цифровых осциллографов составляет ± 3 %.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С КВАРЦЕМ

Для проверки работоспособности предлагаемого метода проведены опыты с монокристаллическим кварцем. Использовались образцы, изготовленные в форме прямоугольного параллелепипеда. Грани образца перпендикулярны кристаллографическим осям. Размеры образцов $2 \times 7 \times 25$ мм вдоль кристаллографических осей X, Y и Z соответственно. На грани, перпендикулярные оси X, нанесены электроды из серебра толщиной $\approx$1 мкм.

Схематическое изображение экспериментального устройства приведено на рис. 2. Исследуемый образец *7* устанавливали на диэлектрический экран *5* между двумя пластинами из кварца, полностью покрытыми тонким слоем серебра ($\approx$1 мкм). Пластины вырезали из кристалла, как и исследуемый образец, и использовали для обеспечения защиты от боковой разгрузки. Пластины кварца размещали в диэлектрической среде — трансформаторном масле. Тонкий слой масла был также между пластинами и экраном. Нагружение образца проводилось вдоль кристаллографической оси Y. Ударная волна формировалась с помощью взрывного линзового генератора плоской УВ. Электрический отклик образца регистрировался цифровым осциллографом типа Tektronix 3052B.

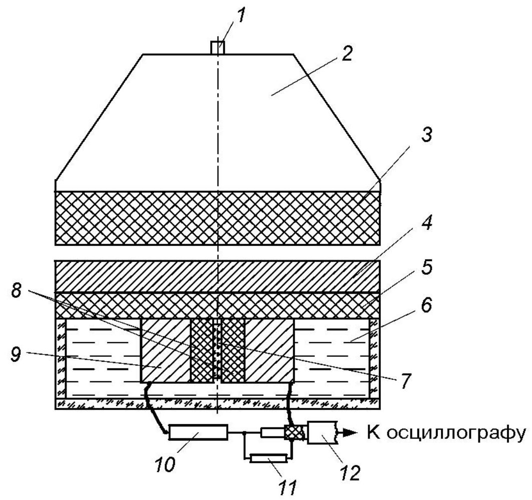

Рис. 2. Экспериментальное устройство:

1 — электродетонатор, *2* — линза из взрывчатого вещества, *3* — взрывчатое вещество, *4* — медь (алюминий) $\varnothing\,90 \times 10$ мм, *5* — полиэтилен $\varnothing\,90 \times 10$ мм, *6* — трансформаторное масло, *7* — образец кварца ($2 \times 7 \times 25$ мм), *8* — кварцевые пластины, *9* — алюминиевые пластины ($10 \times 10 \times 25$ мм), *10* — омическая нагрузка, *11* — измерительный резистор, *12* — коаксиальный кабель

Опыты проведены при давлении в кварце $p \approx 3$, 7 и 17 ГПа. Давление варьировалось за счет подбора типа взрывчатого вещества *3* и материала экранов *4, 5*. Выбор давления обусловлен следующим. Предел упругости Гюгонио для кварца составляет $\approx$6 ГПа [2], $7.5 \div 10$ ГПа [15] и $\approx$12 ГПа [15] вдоль осей X, Y и Z соответственно. Тогда давление 3 ГПа соответствует упругой области деформаций, давление 7 ГПа близко к пределу упругости, а давление 17 ГПа выше предела упругости при нагружении вдоль любой из осей. В опытах давление измерялось кварцевым датчиком [2] и датчиком ПВДФ [16].

Согласно предложенной модели определения УИЭ опыты проводились как в режиме, близком к режиму короткозамкнутой внешней омической цепи, так и при внешней омической нагрузке, создающей в объеме образцов электрическое поле напряженностью примерно $2.0 \div 9.0$ кВ/мм.

В экспериментах подобного рода электропроводность диэлектрической среды, в которой размещен образец исследуемого материала, должна быть на несколько порядков меньше измеряемой УИЭ. В настоящей работе в качестве электрической среды использовалось очищенное, осушенное и обезгаженное трансформаторное масло, электрическая прочность которого в нормальных условиях была не менее 20 кВ/мм. Экспериментально показано, что электропроводность в такой изолирующей среде не проявляется при давлении ударного сжатия 12 ГПа и напряженности поля до 4 кВ/мм. Отметим также, что УИЭ полиэтилена (материала экрана, на котором устанавливали образцы кварца) согласно [17] составляет $10^{-4} \div 10^{-3}$ (Ом $\cdot$ м)$^{-1}$ при изменении давления в диапазоне $12 \div 20$ ГПа. Напомним, что монтаж экспериментального устройства проводился таким образом чтобы между образцом кварца и экраном был тонкий слой масла.

Типичные результаты опытов показаны на рис. 3, где приведены зависимости удельного тока в нагрузке (регистрируемый ток, деленный на y_0) от времени при $p \approx 3$, 7 и 17 ГПа. На рисунках указаны моменты времени входа УВ в образец кварца (t_0), выхода волны на свободную поверхность образца (t_1) и выхода волны разгрузки на границу кварц — полиэтиленовый экран (t_2).

В использованной постановке экспериментов условия, близкие к одномерному сжатию, Поверхностная плотность заряда, генерируемого кварцем в фазе нагружения

№ п/п	p, ГПа	$R_н$, кОм	E_{max}, кВ/мм	$x_0 \times y_0 \times z_0$, мм	Q/S, мкКл/см^2
1	2.86	0.025	0.012	$1.97 \times 7.35 \times 24.84$	0.55
2	2.78	0.022	0.011	$1.97 \times 7.29 \times 24.79$	0.54
3	2.80	0.020	0.010	$1.97 \times 6.88 \times 23.62$	0.56
4	2.77	5.3	2.15	$1.97 \times 6.70 \times 24.10$	0.52
5	2.80	23.2	9.06	$1.97 \times 6.70 \times 23.63$	0.52
6	7	0.025	0.024	$1.97 \times 6.72 \times 23.63$	0.85
7	7	3.3	2.9	$1.97 \times 6.84 \times 23.90$	0.77
8	17	0.01	0.008	$1.97 \times 6.62 \times 23.84$	0.50
9	17	5.7	2.3	$1.97 \times 6.74 \times 23.75$	0.21

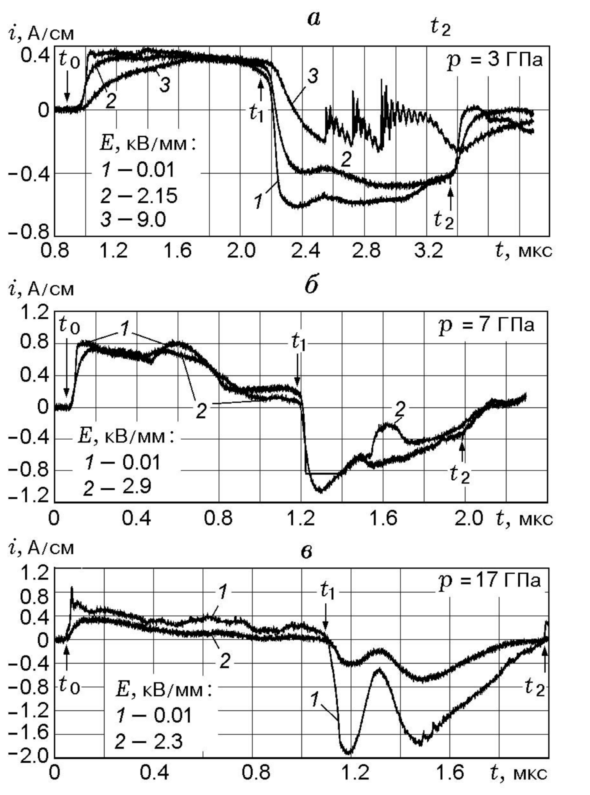

Рис. 3. Зависимости удельного тока, генерируемого образцами кварца, от времени

удается создать только в фазе нагружения (интервал времени (t_0, t_1)). В фазе разгрузки (интервал времени (t_1, t_2)) возможно действие на образец волн, приходящих от границ раздела алюминий — кварц, т. е. нагружение становится многофакторным и трактовка результатов эксперимента затрудняется. Поэтому для анализа будем использовать только фазу нагружения.

Анализ зарегистрированных сигналов показал следующее.

В фазе нагружения формы импульсов напряжения (тока) в короткозамкнутой цепи при $p \approx 3$ ГПа (см. рис. 3,*а*) и более высоких давлениях (см. рис. 3,*б,в*) значительно различаются. Если в упругой области ($p = 3$ ГПа) форма напряжения в достаточной степени близка к ступенчатой, что соответствует классическим представлениям о пьезоэффекте, то при $p = 7$ и 17 ГПа форма импульса напряжения гораздо сложнее. Тем не менее в форме импульсов наблюдаются элементы подобия. Все кривые характеризуются начальным скачком тока с последующим спадом до момента времени ≈ 0.4 мкс от начала импульса, новым скачком в этот момент времени с последующим спадом и выходом в момент времени ≈ 0.8 мкс на плато с приблизительно постоянной амплитудой тока. По-видимому, такая структура сигнала связана с формой УВ, формируемой в кристалле. Наиболее ярко описанная структура проявляется при $p \approx 7$ ГПа (см. рис. 3,*б*).

Повышение напряженности электрического поля практически не меняет структуру импульсов, но при высоких давлениях (7 и 17 ГПа) наблюдается снижение амплитуды тока, причем при $p = 17$ ГПа — значительное. Данные о величине заряда, генерируемого в кварце в фазе нагружения при разных значениях напряженности поля, приведены в таблице. Так как размеры образцов несколько отличаются друг от друга, сопоставлялись значения плотности заряда Q/S (S — площадь электрода). Величина заряда рассчитывалась по формуле

$$Q = \int_0^{t_1} I(t)\,dt + C_0 V(t_1), \qquad (10)$$

где C_0 — суммарная емкость образца и монтажа нагрузочного резистора.

Величину C_0 определяли экспериментально. Для этого в обратный провод цепи образец — нагрузка включали быстродействующий коммутатор, принцип работы которого основан на механическом проколе металлическим острием тонкой ($\approx$0.1 мм) полиэтиленовой пленки. Предварительно заряженный до $\approx$5 кВ конденсатор коммутировали на нагрузку и регистрировали кривые его разряда. Значение C_0 определяли по времени спада напряжения. Ее величина составила (15 ± 3) пФ.

Снижение плотности заряда при протекании его во внешней цепи образца при максимальной нагрузке к моменту выхода УВ на свободную поверхность образца составляет $\approx$14 % (7 ГПа) и 58 % (17 ГПа). Отметим, что при давлении 7 ГПа значительная утечка заряда — снижение амплитуды тока в $\approx$1.6 раза — происходит начиная с момента времени $\approx$0.8 мкс. В упругой области нагружения снижение плотности заряда не наблюдается.

Оценим сверху величину ударно-индуцированной электропроводности σ_v при давлении $\approx$3 ГПа. Для этого положим, что сопротивление образца в момент времени t_1 значительно больше нагрузки:

$$R \geqslant 10^2 R_{\text{н}}. \tag{11}$$

Сопротивление образца включено параллельно $R_{\text{н}}$. При выполнении условия (11) 99 % тока протекает через сопротивление $R_{\text{н}}$.

Для создания в исследуемом материале напряженности поля $\approx$9 кВ/мм использовано сопротивление $R_{\text{н}} = 23.2$ кОм. Поэтому из (11) следует

$$\sigma_v \leqslant \frac{x_0}{10^2 R_{\text{н}} S}. \tag{12}$$

Подставляя в (6) значения x_0, $R_{\text{н}}$ и S, получаем $\sigma_v \leqslant 5 \cdot 10^{-6}$ $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$. Отметим, что электропроводность кварца при нормальных условиях составляет $10^{-13} \div 10^{-14}$ $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ [18]. Она сильно зависит от температуры и при $T = 200$ °С равна 10^{-6} $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ [18].

Приведенные в таблице данные указывают на проявление ударно-индуцированной электропроводности при давлениях 7 и 17 ГПа. Поскольку в специальных опытах показано, что при более высоких напряженностях поля, чем в описываемых опытах (4.0 и $\leqslant$3.0 кВ/мм соответственно), электропроводность в изолирующей среде (трансформаторном масле) не проявляется, то наблюдаемый эффект можно отнести за счет объемной ударно-индуцированной электропроводности кварца. Полученные данные обработаны в рамках описанной выше модели. В качестве I_0 использовали ток, зарегистрированный при малых значениях $R_{\text{н}}$ (см. осциллограммы при $E = 0.01$ кВ/мм на рис. 3). Зависимости объемной УИЭ в кварце от времени приведены на рис. 4. При давлении 7 ГПа решение задачи дано для моментов времени $t \geqslant 0.8$ мкс, где УИЭ проявляется достаточно явно. При давлении 17 ГПа зависимость $\sigma_v(t)$ представляет собой медленно растущую функцию до момента времени $\approx$0.7 мкс с последующим подъемом и спадом, что коррелирует с осциллограммами тока на рис. 3,*в*. На концах интервала времени, соответствующего длительности импульса тока в фазе нагружения образца ($t < 0.1$ мкс и $t > 1.0$ мкс), решение задач неустойчиво, в значительной степени зависит от совмещения начал импульсов $I_0(t)$ и $V(t)$. Такое положение, по-видимому, объясняется большими значениями производных dV/dt на фронте и спаде указанных выше импульсов. Эта информация на рис. 4 не приведена.

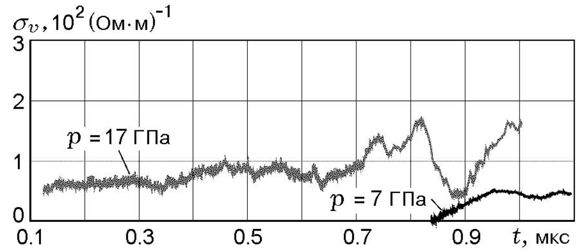

Рис. 4. Зависимости ударно-индуцированной объемной электропроводности от времени

Максимальные значения УИЭ составили $5 \cdot 10^{-3}$ и $1.7 \cdot 10^{-2}$ $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ при давлениях 7 и 17 ГПа соответственно. Эти значения на $10 \div 12$ порядков выше электропроводности монокристаллического кварца в нормальных условиях. Для справки укажем, что УИЭ плавленого кварца — материала с таким же химическим составом, но не обладающего пьезоэлектрическим эффектом, составляет $10^{-4} \div 10^{1}$ $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ при давлении $15 \div 40$ ГПа [19].

На рис. 5 приведены расчетные и экспериментальные зависимости напряжения от времени. Расчетные зависимости получены в результате решения уравнения (5) с учетом определенной зависимости $\sigma_v(t)$. Сравнение расчетных и экспериментальных кривых показы-

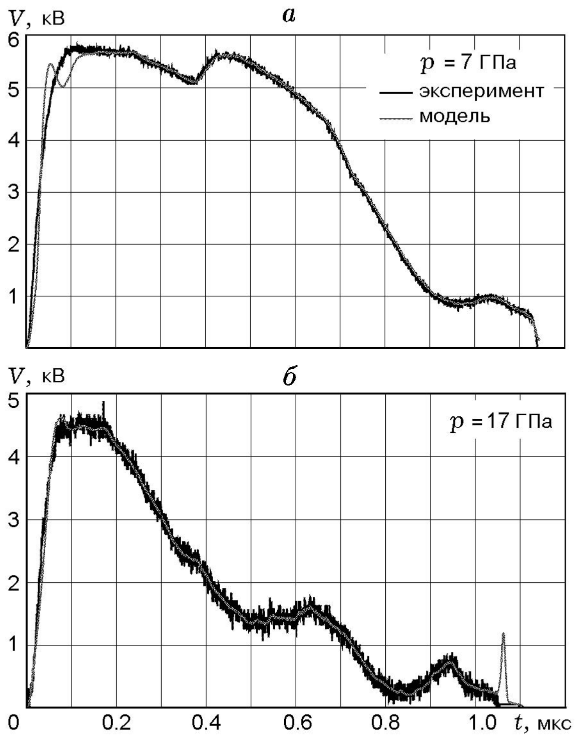

Рис. 5. Экспериментальные и расчетные зависимости напряжения от времени

вает, что, за исключением начальных участков, они практически совпадают. Это означает, что введенное при изложении метода решения задачи условие $|V(t) - \tilde{V}(t)| < \delta$ выполняется и погрешность определения объемной электропроводности не превышает погрешности регистрации напряжения. Последняя, при использовании цифровых осциллографов Tektronix 3052B, составляет ± 3 %.

По результатам опытов можно определить также динамический пьезомодуль кварца d_{12} и скорость волны вдоль оси Y. В частности, для зависимости тока от времени в короткозамкнутой цепи в области упругости кварца можно получить аналитическое выражение, используя уравнение пьезоэлектрического эффекта [2]:

$$Q = dSp, \tag{13}$$

где d — пьезоэлектрический модуль.

Для случая нагружения образца в форме прямоугольного параллелепипеда вдоль кристаллографической оси Y уравнение (13) можно записать в следующем виде:

$$dQ = d_{12}p\,dS = d_{12}pz_0C_Y\,dt, \tag{14}$$

где dQ — приращение заряда за время dt, z_0 — размер образца вдоль оси Z, C_Y — скорость УВ вдоль оси Y, p — давление во фронте УВ.

Согласно (14) выражение для тока имеет вид

$$I = \frac{dQ}{dt} = d_{12}z_0C_Yp. \tag{15}$$

Результаты эксперимента при $p \approx 3$ ГПа (см. рис. 3) практически соответствуют выражению (15). Ток во внешней цепи образца появляется в момент перехода УВ из экрана в образец (t_0 на рис. 3). Далее ток сохраняет значение, близкое к постоянному, до момента выхода УВ на свободную границу образца (t_1 на рис. 3). Отличие формы импульса тока от прямоугольной объясняется разновременностью входа УВ в образец (фронтальная часть) и боковой разгрузкой, распространяющейся одновременно с УВ, от торцов образца (вдоль оси Z). После этого в образце распространяется волна разгрузки от свободной границы и ток в цепи меняет направление. В момент времени t_2 волна разгрузки выходит на поверхность раздела образец — экран.

Выражение (15) позволяет рассчитать по результатам экспериментов пьезомодуль d_{12}. Его среднее значение по результатам трех опытов $\bar{d}_{12} = (2.02 \pm 0.04) \cdot 10^{-12}$ Кл/Н. Необходимая для расчета скорость УВ определилась по формуле $C_Y = z_0/(t_1 - t_0)$. В работе [2] приведены данные о пьезомодуле d_{11} для кварца: экспериментально показано, что d_{11} является функцией давления: $d_{11} = (2.00 + 0.097p) \times 10^{-12}$ Кл/Н. Для наших условий нагружения ($p \approx 3$ ГПа) $d_{11} = 2.29 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н. Приведенные значения динамических пьезомодулей хорошо согласуются с результатами статических измерений, согласно которым $d_{11} = |d_{12}| = 2.31 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н [20]. Отметим, что в динамическом эксперименте значение d_{12} получено впервые.

Значения скорости УВ составили $C_Y = 5.93$, 6 и 6.25 км/с при $p = 3$, 7 и 17 ГПа соответственно. В области упругих деформаций скорость волны должна быть близка к скорости звука C_{Y0}. Последняя по данным [20] равна 6.0 км/с, что хорошо согласуется с данными для $p \approx 3.0$ и 7.0 ГПа. Отметим, что значение скорости волны вдоль оси X, определенное по характеристикам отклика кварцевых датчиков давления в тех же опытах, равно $C_X = (5.80 \pm 0.03)$ км/с, что также хорошо согласуется с известным значением скорости звука $C_{X0} = 5.73$ км/с [2].

Обращает на себя внимание тот факт, что образцы кристаллов сохраняют электрическую активность не только в падающей волне, но и в волне разгрузки ($t > t_1$) при всех значениях давления нагружения, причем амплитуда тока в последнем случае больше. Такая реакция кристалла в области пластических деформаций представляется достаточно интересной и может служить предметом самостоятельных исследований.

Таким образом, предложен метод измерения ударно-индуцированной электропроводности в пьезо- и сегнетоэлектриках. Метод основан на использовании для измерения электропроводности электрического поля, генерируемого в материале при действии на него ударной волны. Работоспособность метода показана на примере измерения электропроводности в монокристаллическом кварце. Кроме этого, впервые в динамическом эксперименте определен пьезомодуль кварца d_{12}.

Авторы выражают благодарность А. А. Лебедевой за оформление статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Якушев В. В.** Электрические измерения в динамическом эксперименте // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 2. С. 3–19.
2. **Graham R. A.** Solids Under High-Pressure Shock Compression. New York: Springer-Verlag, 1993.
3. **Новицкий Е. З., Колесников В. В., Ведринский Р. В.** Деполяризация пьезокерамики в ударных волнах. Феноменология явления // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 6. С. 887–893.
4. **Neilson F. W.** Effect of strong shocks in ferroelectric materials // Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II. 1957. V. 2. P. 302.
5. **Новицкий Е. З., Садунов В. Д.** Энергетические характеристики сегнетоэлектрика как рабочего тела преобразователя энергии УВ // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 5. С. 104–107.
6. **Новицкий Е. З., Садунов В. Д., Трищенко Т. В.** Исследование электрофизических свойств сегнетоэлектриков в условиях ударноволнового нагружения. I. Методы исследования // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 1. С. 88–99.
7. **Борисенок В. А., Новицкий Е. З., Кошелев А. С.** Метод измерения радиационно-индуцированной электропроводности в сегнетоэлектриках // Атомная энергия. 1987. Т. 61, вып. 3. С. 210.
8. **Понтрягин Л. С.** Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1992.
9. **Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.** Методы решения некорректных задач. М.: Изд-во МГУ, 1999.
10. **Денисов А. М.** Введение в теорию обратных задач. М.: Изд-во МГУ, 1994.
11. **Осипов Ю. С., Васильев Ф. П., Потапов М. М.** Основы метода динамической регуляризации. М.: Изд-во МГУ, 1994.
12. **Васильев Ф. П.** Численные методы решения экстремальных задач. М.: Наука, 1998.
13. **Кряжимский А. В., Осипов Ю. С.** О моделировании управления в динамической системе// Изв. АН СССР. Сер. Техн. кибернетика. 1983. № 2. С. 51–60.
14. **Красовский Н. Н., Субботин А. Н.** Позиционные дифференциальные игры. М.: Наука, 1974.
15. **Wackerle J.** Shock-wave compression on quarz // Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II. 1960. V. 5, N 7.
16. **Борисенок В. А., Симаков В. Г., Брагунец В. А. и др.** ПВДФ-датчик динамического давления: физическая модель и результаты экспериментов // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 5. С. 109–115.
17. **Champion A. R.** Effect of shock compression on electrical resistivity of three polymers // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, N 5. P. 2216–2220.
18. **Таблицы** физических величин: Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
19. **Постнов В. И., Набатов С. С., Якушев В. В.** Исследование поведения плавленного кварца за фронтом ударной волны методом измерения электропроводности // Междунар. конф. по высокоэнергетическому воздействию на материалы. Новосибирск, 1986. С. 106–110.
20. **Акустические** кристаллы: Справочник / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1992.

Поступила в редакцию 28/II 2005 г.,
в окончательном варианте — 4/IV 2006 г.