мо в дальнейшем провести измерение массовой скорости частиц различных фракций за фронтом ударной волны и определить характер изменения массовой скорости во времени.

Полученный характер распределения плотности по сечению образцов соответствует характеру распределения массовой скорости и давления за фронтом ударной волны. Равномерное распределение плотности по высоте образцов можно объяснить стационарностью картины ударного обжатия цилиндрическим зарядом ВВ.

Представляет определенный интерес исследование возможности получения полой заготовки в результате обжатия сплошной цилиндрической ампулы с порошком в режиме с трехударной волной за счет выброса металла из осевой зоны заготовки. Вероятно, основной задачей при этом будет изыскание схем нагружения, предотвращающих появление трещин на заготовках.

В порошке и губке титана при их ударном сжатии цилиндрическим зарядом ВВ распространяется коническая ударная волна, которая при увеличении параметров ударного сжатия переходит в волну с трехударной конфигурацией. Диаметр плоского участка (диска Маха) трехударной волны возрастает при увеличении параметров нагружения. При ударном сжатии в режиме конической волны массовая скорость вещества за фронтом ударной волны уменьшается от периферии к центру ампулы. Массовая скорость вещества за плоским участком трехударной волны значительно превышает скорость вещества за коническими участками волны, что приводит в некоторых случаях к выбросу металла из осевой зоны ампулы и образованию осевой полости в образце.

На основании результатов проведенного исследования можно рекомендовать применение режимов ударного сжатия с образованием конической волны для получения сплошной цилиндрической заготовки с высокой плотностью из порошка методом взрывного прессования.

Поступила в редакцию
14/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Ставер, М. П. Бондарь. В сб. «Динамика сплошной среды», вып. V. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1971.
2. G. R. Fowles, W. M. Isbell. J. Appl. Phys., 1965, **36**, 4.
3. Г. А. Ададуров, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1967, **3**, 2.
4. А. А. Дерибас, А. М. Ставер. В сб. «Динамика сплошной среды», вып. IX. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1971.

УДК 534.222.2 : 662.215

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ПЬЕЗОКЕРАМИКИ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ЯВЛЕНИЯ

Е. З. Новицкий, В. В. Колесников, Р. В. Ведринский
(Москва)

Результаты исследования ударно-волновых свойств и деполяризации пьезокерамики (ПК) ЦТС-19 изложены в [1]. В этой работе было экспериментально показано, что от выбора параметров измерительной цепи (R — активное сопротивление, L — индуктивность) существенным образом зависит форма импульса тока $I(t)$, регистрируемого в опыте за время T пробега ударной волны (УВ) по образцу. В частности, при надлежащем выборе R и L, обеспечивающими условие короткозамкнутости цепи, в момент $t=0$ входа УВ в образец на осциллограммах фиксируется скачок тока I_0. Это обстоятельство, отличающее [1] от аналогичных исследований Рейнольдса и Сэя [2], Хэлпина [3] и Зубарева [4], является решающим для установления исходных предпосылок феноменологической теории деполяризации ПК (сегнетоэлектриков в общем случае) в УВ. Это обстоятельство снимает необходимость аппроксимировать петлю гистерезиса ПК уравнением эллипса, что искусственно вводилось Хэлпиным в теорию для того, чтобы описать отсутствие скачка тока I_0, и что мало отвечает действительности.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

Рассмотрим случай одномерного и однократного сжатия ПК в плоской УВ. Все расчеты будем проводить для ПК в форме диска, УВ в котором распространяется со скоростью U_0 слева направо (или $U=U_0-u$ относительно сжатого вещества; $U_0U^{-1}=\delta$ — сжатие). Начало подвижной системы координат свяжем с левым электродом диска, а соответствующую координату вдоль оси диска будем обозначать через y.

Ударная волна разделяет ПК с начальной толщиной l на две области: сжатого и несжатого вещества, каждая из которых характеризуется собственными значениями: P — спонтанной поляризацией; D — электрической индукцией; E — напряженностью поля; λ — электропроводностью и ε — диэлектрической проницаемостью (рис. 1). Будем полагать, что слева от фронта находится линейный диэлектрик, справа — нелинейный.

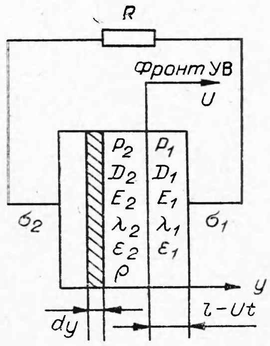

Рис. 1. Схема пьезокерамического образца, по которому распространяется УВ.

Электроды образца будем рассматривать как бесконечные заряженные плоскости с поверхностными зарядами σ_1 и σ_2. На границе электрод — ПК $D_{(1,2)}=-4\pi\sigma_{(1,2)}$, что выполняется для обеих областей ПК ввиду ее однородности за и перед фронтом УВ. Однако зависимости $D(E)$ различны. В линейной области ПК $E=-4\pi\sigma\varepsilon^{-1}$, в нелинейной — $E=D_*(-4\pi\sigma)$, где D_* — функция, обратная D (последняя описывает петлю гистерезиса исходной ПК; в настоящей работе рассматривается часть петли, отвечающая процессу деполяризации ПК).

Постановка задачи. Будем искать решение для заряда $\sigma_1\equiv\sigma$, производная по времени t от которого определяет ток во внешней цепи $I(t)$. Для этого воспользуемся условием

$$V_1+V_2=IR, \qquad (1)$$

где V — разность потенциалов между фронтом УВ и электродами ПК (правым и левым соответственно). Очевидно,

$$V_1=-\int_{U_0t}^{l} E_1dx; \qquad V_2=-\int_{0}^{Ut} E_2dy \qquad (2)$$

(координата x отсчитывается от первоначального положения левого электрода). $E_1=D_*(-4\pi\sigma_1)$, как это определено выше. Выражение для E_2 получим, определяя последовательно вклады в него от: а) заряженных плоскостей ПК; б) поляризации P_2; в) свободного заряда с объемной плотностью ρ в сжатой области, обусловленного электропроводностью

$$E_2 = \frac{2\pi}{\varepsilon_2}(\sigma_2 - \sigma_1) - \frac{4\pi}{\varepsilon_2} P_2 + \frac{2\pi}{\varepsilon_2} \int_0^y \rho dy' - \frac{2\pi}{\varepsilon_2} \int_y^{Ut} \rho dy'.$$

После подстановки E_1 и E_2 в (2) и некоторых преобразований[1] имеем:

$$V_1 = -D_*(-4\pi\sigma) \cdot (l - U_0 t);$$

$$V_2 = \frac{4\pi}{\varepsilon_2}\left(\sigma U t + \int_0^{Ut} P_2 dy' + \int_0^{Ut} y' \rho dy'\right). \qquad (3)$$

Если через j_1 обозначить плотность тока проводимости в несжатой части образца, то выражение для тока может быть записано в виде

$$I = S j_1 - S \frac{d\sigma}{dt}, \qquad (4)$$

где $j_1 = \lambda_1 E_1 = \lambda_1 D_*(-4\pi\sigma)$; S — площадь. Тогда после подстановок (3) и (4) в (1) получим

$$\frac{4\pi}{\varepsilon_2}\left(\sigma U t + \int_0^{Ut} P_2 dy' + \int_0^{Ut} y' \rho dy'\right) - (l - U_0 t) \cdot D_*(-4\pi\sigma) =$$
$$= RS\lambda_1 D_*(-4\pi\sigma) - RS\frac{d\sigma}{dt}. \qquad (5)$$

Решение задачи. Используем уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j_2,$$

где

$$j_2 = \lambda_2 E_2 = \lambda_2 \varepsilon_2^{-1}(D_2 - 4\pi P_2).$$

С учетом того, что $\operatorname{div} D_2 = 4\pi\rho$, имеем

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{\theta_2} = \frac{1}{\theta_2} \cdot \frac{\partial P_2}{\partial y} \qquad \left(\theta_2 = \frac{\varepsilon_2}{4\pi\lambda_2}\right). \qquad (6)$$

Используем также условие непрерывности тока на фронте УВ, т. е. при $y = Ut$. Тогда $j_2 - j_1 = \rho U$. Подставляя сюда выражения для j_1 и j_2, получим

$$\rho U = -\frac{\sigma}{\theta_2} - \frac{P_2(0)}{\theta_2} - \lambda_1 D_*(-4\pi\sigma). \qquad (7)$$

Запишем, наконец, равенства, при выводе которых учтем, что P_2 зависит только от разности $t - yU^{-1}$:

$$\int_0^{Ut} y' \cdot \frac{\partial P_2}{\partial y} \cdot dy' = Ut P_2(0) - \int_0^{Ut} P_2 dy', \qquad (8)$$

$$\int_0^{Ut} \frac{\partial P_2}{\partial t} dy' = U[P_2(t) - P_2(0)]. \qquad (9)$$

Вернемся к уравнению (5). Продифференцируем его по времени и сложим результат с уравнением (5), умноженным на θ_2^{-1}, произведем подстановки (6)—(9); разделим обе части полученного уравнения на $4\pi U \varepsilon_2^{-1}$ и произведем группировки и преобразования. Тогда

$$t_2 T \frac{d^2 F}{dt^2} + \left[T\left(\frac{t_2}{\theta_1^*} + \frac{t_2}{\theta_2} + \varkappa^*\right) - (\varkappa^* - 1)\, t\right] \cdot \frac{dF}{dt} +$$
$$+ F + \left[\left(\lambda_1 - \frac{\delta\varepsilon_2}{4\pi\vartheta_2}\right) \cdot t + \left(\frac{T}{\theta_2} - 1\right) \cdot \frac{\delta\varepsilon_2}{4\pi} + \frac{\lambda_1 t_2 T}{\theta_2}\right] D_*(4\pi F) = P_2(t) \qquad (10)$$

---

[1] В частности, заменим $\int_0^y \rho dy'$ на разность $\int_0^{Ut} \rho dy' - \int_y^{Ut} \rho dy'$ и учтем, что из условия электронейтральности образца $\sigma_1 + \sigma_2 + \int_0^{Ut} \rho dy' = 0$.

$$(t_2 = RC_2;\quad T = lU_0^{-1};\quad C_2 = \frac{\varepsilon_2 \delta S}{4\pi l};\quad \theta_1^* = \left(\frac{\partial D_1}{\partial E_1}\right) \cdot (4\pi\lambda_1)^{-1};$$

$$\varkappa^* = \varepsilon_2 \delta \left(\frac{\partial D_1}{\partial E_1}\right)^{-1};\quad F = -\sigma).$$

Уравнение (10) выполняется для $t \leqslant T$, т. е. когда УВ движется по ПК. Для $t > T$ весь объем ПК представляет собой линейный диэлектрик. В цепи рис. 1 существует только V_2, выражение для которого определяется (3) при $Ut = l$. Произведя операции, подобные тем, что выполнялись при выводе (10), получим уравнение для тока релаксации I_p при $t > T$ в виде

$$t_2 T S^{-1}\left(\frac{dI_p}{dt} + \frac{I_p}{\theta_2}\right) + TS^{-1} I_p = P_2(t) - P_2(t - T). \tag{11}$$

Переход к линейному диэлектрику. Пусть перед фронтом УВ — линейный диэлектрик. Тогда $4\pi F = D_1 = \varepsilon_1 E_1 + 4\pi P_1$, откуда $E_1 = 4\pi\varepsilon_1^{-1}(F - P_1)$; $\frac{\partial D_1}{\partial E_1} = \varepsilon_1$. Преобразование (10) дает:

$$\varkappa t_1 T \frac{d^2 F}{dt^2} + \left[\varkappa T\left(\frac{t_1}{\theta_1} + \frac{t_1}{\theta_2} + 1\right) - (\varkappa - 1)\, t\right] \frac{dF}{dt} + \left[\frac{\varkappa T}{\theta_2}\left(1 + \frac{t_1}{\theta_1}\right) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{1}{\theta_1} - \frac{\varkappa}{\theta_2}\right) t - (\varkappa - 1)\right] \cdot F = \left[\frac{\varkappa T}{\theta_2}\left(1 + \frac{t_1}{\theta_1}\right) + \left(\frac{1}{\theta_1} - \frac{\varkappa}{\theta_2}\right) t - \varkappa\right] P_1 +$$
$$+ P_2(t) \tag{12}$$

$$(t_1 = RC_1;\quad C_1 = \varepsilon_1 S (4\pi l)^{-1};\quad \theta_1 = \varepsilon_1 (4\pi\lambda_1)^{-1};\quad \varkappa = \varepsilon_2 \delta \varepsilon_1^{-1}).$$

Уравнение (12) справедливо, когда петля гистерезиса аппроксимируется прямой. Для линейного диэлектрика $P_1 = 0$, $P_2(t)$ приобретает смысл ударной поляризации, создаваемой фронтом УВ. В этом случае уравнения (11) и (12) целиком совпадают с решением Зайделя [5], из которого следуют все известные феноменологические теории [6—10], описывающие ударную поляризацию линейных диэлектриков.

Анализ уравнений. 1. Для простоты будем полагать, что $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$, $\rho = 0$. Уравнение для заряда F принимает при этом вид:

$$t_2 T \frac{dF}{dt} + \left[F - \frac{\varepsilon_2 \delta}{4\pi} D_*(4\pi F)\right] \cdot t + \frac{\varepsilon_2 \delta}{4\pi} T D_*(4\pi F) = U^{-1} \int_0^{Ut} P_2 \, dy'. \tag{13}$$

При $t_2 = 0$ (короткозамкнутая цепь) из (13) найдем выражение для тока $I_0 = S \frac{dF}{dt}$ при $t = 0$:

$$I_0 = S \frac{P_2(0) - P_1}{\varkappa_0^* T} \qquad \left(\varkappa_0^* = \varepsilon_2 \delta \left(\frac{\partial D_1}{\partial E_1}\right)^{-1}_{E_1 = 0}\right), \tag{14}$$

а) скачок тока I_0 максимален, когда $P_2(0) = 0$, что соответствует мгновенному и полному распаду поляризации за фронтом УВ в ПК (деполяризации)

$$I_0 = -SP_1 (\varkappa_0^* T)^{-1}; \tag{15}$$

б) если, например, $P_2 = P_1 \exp(-t/\tau)$, где τ — характерное время распада поляризации[1] так, что $P_2(0) = P_1$, то $I_0 = 0$ и крутизна нарастания тока определится как $\frac{dI}{dt} = -SP_1(\varkappa_0^* \tau T)^{-1}$;

[1] В [1] сообщалось, что процесс деполяризации ПК может носить инерционный характер.

в) для линейного диэлектрика $P_1=0$, откуда

$$I_0=SP_2(0)\ (\varkappa T)^{-1}. \qquad (16)$$

Таким образом, при наличии скачкообразного изменения поляризации на фронте УВ в короткозамкнутой цепи всегда существует скачок тока, определяемый, независимо от природы нагружаемого диэлектрика, выражениями идентичного свойства. В [6] отмечалось, что его величина не зависит от наличия релаксационных процессов за фронтом УВ.

Из (15) следует, что $I_0=0$, когда $\left(\frac{\partial D_1}{\partial E_1}\right)_{E_1=0}=0$. Именно это условие используется в теории Хэлпина при той же предпосылке $P_2(0)=0$, хотя экспериментальные значения $D_1(E_1)$ для ПК имеют производную при $E_1=0$ порядка 10^3.

2. Если $P_2=0$ и $t_2=0$, то сразу после выхода УВ из образца ($t=T$) ток должен спадать до нуля (11). Если $t_2 \ll T$, а P_2 по-прежнему равно нулю, то ток отличен от нуля только в области $t-T \sim t_2$, где он спадает по экспоненциальному закону. Если $P_2 \neq 0$ (при $t_2=0$), то характер поведения тока при $t>T$ определяется законом распада P_2. Последний случай для $P_2=P_1 \exp(-t/\tau)$ подробно рассмотрен в [9, 11].

В общем случае $P_2(t)<P_2(t-T)$. Сравнение (11) с (15) и (16) показывает, что при деполяризации ПК токи I_0 и I_p имеют один знак, а при ударной поляризации линейных диэлектриков — противоположные знаки. Это обусловливается природой самих названных процессов.

Влияние индуктивности. Рассмотрим для примера линейный преобразователь, когда приемное устройство состоит из индуктивности L и сопротивления R, включенных последовательно. Тогда (1) примет вид $V_1+V_2=IR+L\frac{dI}{dt}$, а выражение для заряда при $\lambda_1=\lambda_2=0$, $\rho=0$, $P_2=0$

$$LC_1T^{-2}\frac{d^2F'}{dt'^2}+RC_1T^{-1}\frac{dF'}{dt'}+\left[1-\left(1-\frac{1}{\varkappa}\right)t'\right]F'=1-t' \qquad (17)$$

$$(F'=FP_1^{-1};\quad t'=tT^{-1}).$$

Найдем отсюда приближенное решение для тока

$$I'(t')=\frac{dF'}{dt'}=I(t)\,T\,(P_1S)^{-1}$$

вблизи $t'=0$ в предположении, что $(LC_1)^{1/2} \gg RC_1$, и при начальных условиях $F'|_{t'=0}=1$, $\left.\frac{dF'}{dt'}\right|_{t'=0}=0$

$$I'(t') \simeq e^{-\alpha t'}\left(\cos\omega t'-\frac{\alpha}{\omega}\sin\omega t'\right)-1$$
$$(\alpha=RT(2L)^{-1};\quad \omega=T(LC_1)^{-1/2}). \qquad (18)$$

Отсюда видно, что ток в цепи с индуктивностью имеет осциллирующий характер, определяемый соотношением α и ω.

Ток в цепи RLC_2 при $t>T$ и тех же упрощающих предположениях определяется выражением для тока в колебательном контуре, решение которого описывает либо апериодический, либо колебательный разряд. В любом случае ток в цепи не исчезает сразу же после выхода УВ из образца, как это имело место в короткозамкнутой цепи при $P_2=0$.

СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

За исходное возьмем уравнение (10), полагая $t_2=0$, $\lambda_1=0$ и для определенности $P_2(t)=P_r \exp(-t/\tau)$, где[1] $P_r=P_1$. Преобразуем (10)

[1] P_r — величина остаточной поляризации в случае ПК.

к безразмерному виду:

$$I'(t') = \frac{G\varkappa_0^* \left[(1-t')\cdot(\theta_2')^{-1} - 1\right]\cdot E_1'(F') - F' + \exp(-t'/\tau')}{t' - G\varkappa_0^*(1-t')\dfrac{dE_1'}{dF'}} \tag{19}$$

$$\left(G = \left(\frac{\partial D_1}{\partial E_1}\right)_{E_1=0}\cdot\left(\frac{4\pi P_r}{E_c}\right)^{-1};\quad E_1' = -E_1 E_c^{-1};\quad \theta_2' = \theta_2 T^{-1};\quad \tau' = \tau T^{-1}\right).$$

E_c, входящее в (19),— коэрцитивное поле. Для различных образцов ПК петли гистерезиса имеют некоторые количественные расхождения, что прежде всего сказывается на величине E_c. Поэтому для строгого описания экспериментальных кривых с помощью (19) необходимо знание конкретной петли гистерезиса для данного образца. На рис. 2, *а* приведена одна из таких петель, снятая на ПК ЦТС-19, из которой изготовлялись образцы для взрывных экспериментов [1]. При расчете кривых $I'(t')$ на ЭВМ для ряда комбинаций $\varkappa_0^*$, τ', θ_2' полагалось, что петля гистерезиса не претерпевает существенных изменений в условиях динамического нагружения, которые могут быть обусловлены, например, высокими гармониками импульса тока (до 10^8 Гц), возникающего при деполяризации ПК в УВ.

Анализ кривых показывает: при $\tau' \to 0$ в момент $t'=0$ ток скачком принимает значение $I_0' = -I/\varkappa_0^*$, при увеличении τ' завал переднего фронта импульса тока увеличивается; максимум тока за время $0<t'<1$ смещается на оси t' в зависимости от $\varkappa_0^*$, при определенных значениях $\varkappa_0^*$ он может полностью нивелировать скачок тока I_0', влияние сводится к снижению максимального значения I' или к появлению провала тока за время $0<t'<I$, а также к уменьшению выделяемого в цепи заряда (сравни площади $-\int\limits_0^1 I'(t')\,dt'$ под кривыми *1* и *7*).

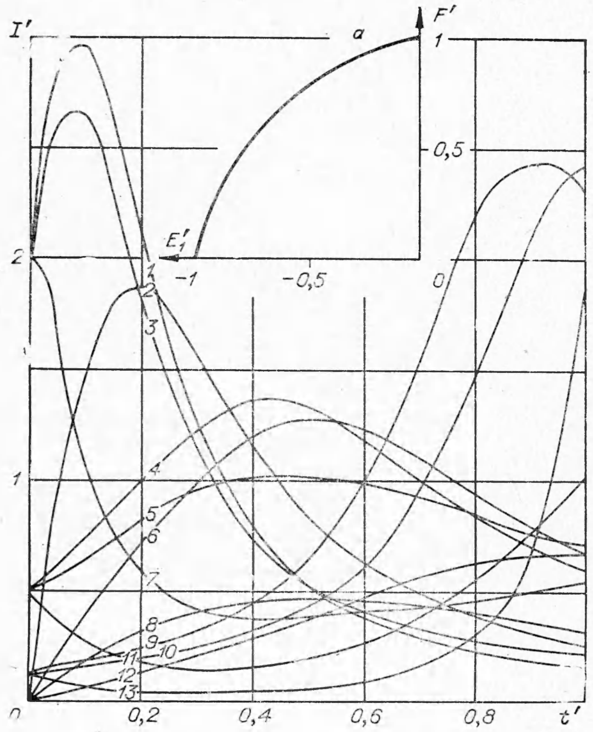

Рис. 2. Расчетные кривые $I'(t')$.

Значения параметров τ', θ_2' и $\varkappa_0^*$ соответственно: *1* — 0, ∞, 0,5; *2* — 0,1, ∞, 0,5; *3* — 0,1, 0,5; *4* — 0, ∞, 2; *5* — 0, 1, 2; *6* — 0, 1, ∞, 2; *7* — 0, 0,1, 0,5; *8* — 1, ∞, 0,5; *9* — 0, ∞, 8; *10* — 0, 1, 8; *11* — 0, 0,1, 2; *12* — 1, ∞, 2; *13* — 0, 0,1, 8.

Сравнение приведенных расчетных кривых с экспериментальными [1] свидетельствует об их качественном совпадении и дает возможность судить о характере поведения, в первую очередь диэлектрической проницаемости сжатой ПК ЦТС-19. При давлении на фронте УВ $p \simeq 5\div8$ кбар $\varepsilon_2 \simeq (3\div4)\varepsilon_1$, при $p=20$ кбар $\varepsilon_2 \simeq (0{,}5\div1)\varepsilon_1$. Оценка электропроводности сжатой ПК показывает, что $\lambda_2 \lesssim 3\cdot10^{-4}$ 1/Ом·см на всем интервале $p=5\div20$ кбар.

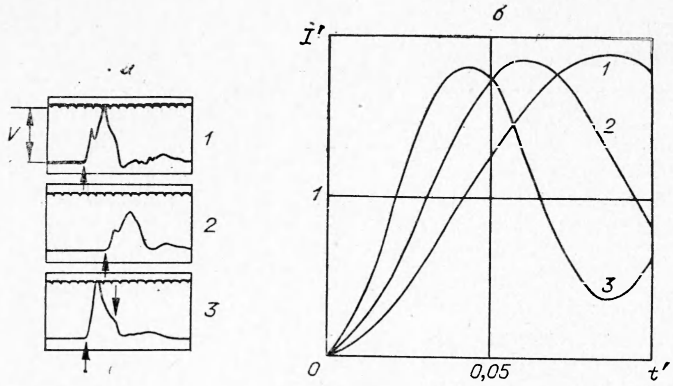

Рис. 3. Влияние индуктивности на форму $I(t)$:

а) осциллограммы опытов с ЦТС-19 при: $p=20$ кбар, $l=1{,}5\pm0{,}1$ мм, $R=1$ Ом, $C_1 \simeq 900$ мк · мкФ, $L=70$ (*1*), 25 (*2*) и 3 (*3*) нГн; метки времени — 0,1 мкс, $V=168$ В; стрелками показаны моменты входа и выхода УВ из образца; развертка слева направо; *б*) расчетные кривые I' (t') для контура RLC_1 (вблизи $t'=0$); α и ω соответственно следующие: *1* — 1,3; 35,8; *2* — 2,5; 50; *3* — 5; 71.

На рис. 3, *а* приведены осциллограммы $I(t)$, полученные в опытах с образцами ЦТС-19 при различных значениях L. Учет реальных параметров измерительной цепи приводит в соответствии с (18) к кривым рис. 3, *б*, которые качественно хорошо описывают начальные участки соответствующих экспериментальных кривых.

Поступила в редакцию
21/V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. З. Новицкий, Е. С. Тюнькин и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, стр. 602.
2. C. E. Reynolds, G. E. Seay. J. Appl. Phys., 1962, **33**, 7, 2234.
3. W. J. Halpin. J. Appl. Phys., 1966, **37**, 7, 153; 1968, **39**, 12, 3821.
4. В. Н. Зубарев. ПМТФ, 1971, 2, 119.
5. Р. М. Зайдель. ЖЭТФ, 1968, **54**, 4, 1253.
6. А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий. ЖЭТФ, 1968, **54**, 1, 285.
7. F. E. Allison. J. Appl. Phys., 1965, **36**, 7, 2111.
8. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1967, **53**, 1, 237.
9. Ю. В. Лисицын, В. Н. Минеев, Е. З. Новицкий. ПМТФ, 1970, 3, 56.
10. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий. ПМТФ, 1966, 5, 104.
11. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин. ЖЭТФ, 1968, **54**, 2, 396.

УДК 534..222.2+536.531

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕРМОСОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНО-СЖАТЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А. Н. Дремин, В. П. Иванов, А. Н. Михайлов

(Москва)

При ударном сжатии веществ обнаружены многочисленные фазовые переходы, изменения оптических и электрических свойств, поляризация и различные химические реакции [1]. Для выяснения кинетики