

## УЧЕТ НЕОДНОМЕРНОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ ОБРАЗЦА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПОЛЯРИЗАЦИИ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

В. В. Якушев

(Москва)

Под поляризацией в ударных волнах (далее ударной поляризацией) понимают возникновение дипольного момента в объеме диэлектрика при воздействии ударной волны.

Эксперименты по ударной поляризации дают возможность получать информацию о целом ряде физических свойств ударносжатых веществ. Кроме того, интерес к изучению этого явления определяется принципиальной возможностью выяснения характера неравновесных процессов, происходящих в ударном переходе и отличающих динамическое сжатие от статического.

Феноменологические теории ударной поляризации, развитые в работах [1-6], позволяют в одномерном случае рассчитать зависимость поляризационного тока от времени по величинам сжатия вещества  $\delta$ , диэлектрической проницаемости исходного вещества  $\epsilon_1$ , начальной поляризации вещества на ударном фронте  $P_0$ , а также диэлектрической проницаемости  $\epsilon_2$ , электропроводности  $\rho$  и времени механической релаксации поляризации  $\tau$  вещества за фронтом ударной волны. Однако из-за несовершенства взрывных генераторов плоской ударной волны в реальных опытах динамическое нагружение исследуемого образца не является строго одномерным. Как показано в работе, учет этого обстоятельства во многих случаях необходим для правильной интерпретации экспериментальных осциллограмм в рамках существующих теорий.

Отметим, что современные высокоскоростные осциллографы имеют время установления, не превышающее нескольких *нсек*, что значительно меньше реализуемых в экспериментах величин разновременности входа ударной волны в образец. Поэтому обычно не возникает необходимость учитывать искажение поляризационного сигнала за счет конечной полосы частот измерительного тракта.

**1. Общий случай отклонения от одномерного характера ударного напряжения.** Аналогично обычной постановке экспериментов например [7,8], будем считать, что исследуемый образец толщиной  $x_0$  является диэлектриком плоского конденсатора, образованного металлическими экраном и электродом. В системе координат  $x, y, z$  экран, через который в образец входит ударная волна, расположен в плоскости  $x = 0$ . В первоначально изотропном диэлектрике на любом бесконечно малом участке поверхности фронта ударной волны поляризация возникает вдоль выделенного направления, задаваемого вектором скорости ударного фронта  $\mathbf{U}$ .

Получим в первом приближении (без учета искривления силовых линий электрического поля) выражение для поляризационного тока  $j(t)$  в случае произвольной поверхности ударного фронта, считая, что направление вектора  $\mathbf{U}$ , а значит, и вектора поляризации в каждой точке этой поверхности близко к направлению оси  $x$ , т. е.

$$U_x \approx U \quad (1.1)$$

где  $U_x$  — проекция  $\mathbf{U}$  на ось  $x$ , а  $U = |\mathbf{U}|$ .

В одномерном случае ток в короткозамкнутой цепи поляризационного датчика можно представить в виде [1-6]

$$i(t) = S_0 f(t), \quad 0 \leq t \leq t_1 = x_0/U \quad (1.2)$$

Здесь  $S_0$  — площадь электрода,  $t_1$  — время прохода ударной волны по образцу.

С учетом (1.1) для фронта ударной волны произвольной формы, который начинает входить в образец при  $t = 0$ , из (1.2) следует, что вклад  $\Delta j(t)$  в общий ток от ударно нагруженного участка диэлектрика площадью  $\Delta y \Delta z$ , имеющего координаты  $y, z$ , равен

$$\Delta j(t) = f(x(y, z, t) U^{-1}) \Delta y \Delta z \quad (1.3)$$

Переходя в (1.3) к дифференциалам и интегрируя по ударно нагруженной части площади образца<sup>1</sup>, получим для реального поляризационного тока

$$j(t) = \iint f\left(\frac{x(y, z, t)}{U}\right) dy dz \quad (1.4)$$

**2. Искажение формы ударного фронта в виде кривизны.** В применяемых обычно аксиально симметричных взрывных системах при достаточно малых площадях образца основным видом искажения формы фронта ударной волны является кривизна. Ударный фронт в виде почти идеальной сферической поверхности практически любого радиуса может быть сравнительно просто получен и специально в экспериментах с использованием сферической детонации. Поэтому остановимся подробнее на этом важном частном случае неоднородного динамического нагружения применительно к экспериментам по ударной поляризации.

Для определенности будем считать, что образец диэлектрика имеет форму цилиндра с радиусом основания  $r_0$ , причем

$$r_0 \gg x_0 \quad (2.1)$$

Представим ударный фронт в виде части сферической поверхности с центром в точке  $x = -R_0$ ,  $y = 0$ ,  $z = 0$  и радиусом  $R = R_0 + Ut$ . Условие (1.1) для данного случая эквивалентно условию

$$R_0 \gg r_0 \quad (2.2)$$

Дальнейшее рассмотрение удобно провести в цилиндрических координатах

$$y = r \cos \varphi, \quad z = r \sin \varphi, \quad x = x$$

Уравнение поверхности ударного фронта запишется в виде

$$x^2 + 2R_0 x + r^2 - 2R_0 Ut - U^2 t^2 = 0 \quad (2.3)$$

Принимая во внимание (2.1) и (2.2) и учитывая, что

$$x^2 \leq U^2 t^2 \leq x_0^2 \quad (2.4)$$

пренебрежем в (2.3) членами  $x^2$  и  $U^2 t^2$ , после чего получим

$$x / U = t - r^2 / 2R_0 U \quad (2.5)$$

Из (2.5) при  $x = 0$  следует, что площадь ударно нагруженной части основания образца  $S = \pi r^2$  меняется по линейному закону

$$S = 2\pi R_0 U t \quad (2.6)$$

до момента  $t_2$  полного нагружения всей площади основания. Затем эта площадь остается равной  $S_0$ .

<sup>1</sup> Без ограничения общности в дальнейшем будем считать, что электрод покрывает всю площадь образца.

Величина  $t_2$  представляет собой разновременность входа ударной волны в исследуемый образец и может быть найдена из (2.6) при  $S = S_0$

$$t_2 = S_0 / 2\pi R_0 U \quad (2.7)$$

Переходя в (1.4) к цилиндрическим координатам, подставляя в полученное выражение (2.5) и интегрируя по углу от 0 до  $2\pi$ , имеем

$$j(t) = 2\pi \int_0^r f\left(t - \frac{\eta^2}{2R_0 U}\right) \eta d\eta \quad (2.8)$$

причем из (2.6) и (2.7)

$$r = \begin{cases} \sqrt{2R_0 U t}, & t \leq t_2 \\ \sqrt{2R_0 U t_2}, & t \geq t_2 \end{cases} \quad (2.9)$$

При помощи замены переменной  $\eta^2/2R_0 U = \xi$  из (2.8) и (2.9) с учетом (2.7) получим окончательно

$$j(t) = \begin{cases} \frac{S_0}{t_2} \int_0^t f(t - \xi) d\xi, & t \leq t_2 \\ \frac{S_0}{t_2} \int_0^{t_2} f(t - \xi) d\xi, & t \geq t_2 \end{cases} \quad (2.10)$$

Для выяснения характера влияния кривизны ударного фронта на зависимость поляризационного тока от времени производилось численное интегрирование соотношений (2.10) на ЭВМ. При этом в качестве  $S_0 f(t)$  использовалось довольно общее выражение для  $i(t)$ , полученное в [1] и включающее в себя решения, найденные в [2,4] как частные случаи

$$i(t) = \frac{i_0 \kappa t_1}{\psi(t) \exp(t/\tau)} \left\{ 1 - \frac{\kappa(t_1 - t) + \theta(1 - \kappa)}{\theta [\psi(t)]^\varphi} \exp\left(\frac{t}{\mu}\right) \int_0^t [\psi(y)]^{\varphi-1} \exp\left(-\frac{y}{\mu}\right) dy \right\} \quad (2.11)$$

$$(\kappa = \varepsilon_2 \delta / \varepsilon_1, \quad i_0 = P_0 S_0 / \kappa t_1, \quad \theta = \rho \varepsilon_2 / 4\pi, \quad \psi(t) = \kappa t_1 + (1 - \kappa)t,$$

$$\varphi = 1 + \kappa t_1 / \theta (1 - \kappa)^2,$$

$$\mu = \tau \theta (1 - \kappa) / \theta + \kappa (\tau - \theta))$$

Предположение о короткозамкнутости эквивалентного поляризационного генератора для данного случая соответствует тому, что постоянная времени измерительной цепи много меньше  $t_1$ ,  $\tau$  и  $\rho \varepsilon_2 / 4\pi$ .

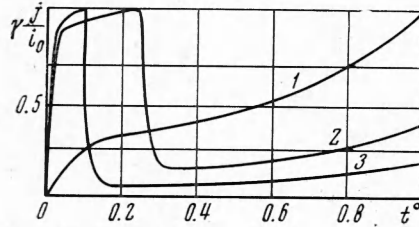
Некоторые характерные расчетные зависимости поляризационного тока от времени приведены на фиг. 1—3. При построении этих кривых использованы безразмерные время  $t^\circ = t/t_1$  и параметры  $\theta^\circ = \theta/t_1$ ,  $\tau^\circ = \tau/t_1$ ,  $t_2^\circ = t_2/t_1$ , а значения функции  $j(t^\circ)/i_0$  умножены на масштабный коэффициент  $\gamma$ . Величина  $\gamma$  выбиралась таким образом, чтобы максимальное значение  $\gamma j(t^\circ)/i_0$  на отрезке  $0 \leq t^\circ \leq 1$  было равно единице.

Теоретические зависимости  $j(t^\circ)$  на фиг. 1 соответствуют следующим случаям: кривая 1 —  $\kappa = 2.0$ ,  $\tau^\circ = 50$ ,  $\theta^\circ = 50$ ,  $t_2^\circ = 0.1$ ,  $\gamma = 0.28$ ; кривая 2 —  $\kappa = 2.1$ ,  $\tau^\circ = 0.01$ ,  $\theta^\circ = 50$ ,  $t_2^\circ = 0.25$ ,  $\gamma = 22$ ; кривая 3 —  $\kappa = 2.1$ ,  $\tau^\circ = 0.01$ ,  $\theta^\circ = 50$ ,  $t_2^\circ = 0.1$ ,  $\gamma = 9.52$ .

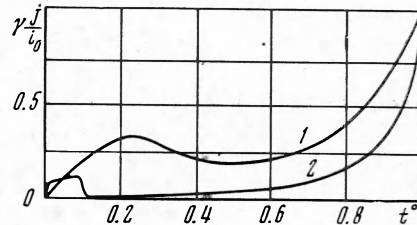
На фиг. 2 представлены теоретические зависимости  $j(t^\circ)$  кривая 1 —  $\kappa = 2.0$ ,  $\tau^\circ = 50$ ,  $\theta^\circ = 0.1$ ,  $t_2^\circ = 0.25$ ,  $\gamma = 0.74$ ; кривая 2 —  $\kappa = 2.0$ ,  $\tau^\circ = 50$ ,  $\theta^\circ = 0.01$ ,  $t_2^\circ = 0.1$ ,  $\gamma = 0.96$ .

На фиг. 3 представлены теоретические зависимости  $j(t^\circ)$  кривая 1 —  $\kappa = 2.1$ ,  $\tau^\circ = 0.1$ ,  $\theta^\circ = 0.01$ ,  $t_2^\circ = 0.25$ ,  $\gamma = 32$ ; кривая 2 —  $\kappa = 2.0$ ,  $\tau^\circ = 0.1$ ,  $\theta^\circ = 0.1$ ,  $t_2^\circ = 0.1$ ,  $\gamma = 2.50$ .

Ограничимся, по-видимому, реализуемым в большинстве экспериментов случаем  $\kappa \geq 1$  и отметим некоторые особенности расчетных кривых  $j(t^\circ)$ .



Фиг. 1

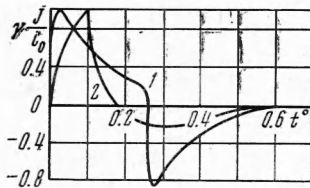


Фиг. 2

При  $\tau^\circ, \theta^\circ > 1$  (например, кривая 1 на фиг. 1) значения функции  $j(t^\circ)$  при  $t^\circ > t_2^\circ$  сравнительно мало отличаются от соответствующих значений функции  $i(t^\circ)$ . В экспериментах начальный ток  $i_0$  можно довольно точно определить экстраполяцией  $j(t^\circ)$  к  $t^\circ = 0$ . При прочих равных условиях увеличение  $t_2^\circ$  приводит к уменьшению отношения конечного тока  $j_1 = j(1)$  к начальному току  $i_0$ .

Если  $\tau^\circ \ll 1$ , а  $\theta^\circ > 1$  (кривые 2 и 3 на фиг. 1), или  $\tau^\circ > 1$ , а  $\theta^\circ \ll 1$  (фиг. 2), расчетные зависимости  $j(t^\circ)$  имеют максимум  $j_2$  при  $t^\circ = t_2^\circ$ .

В рассматриваемом случае кривизна ударного фронта приводит к сильному отличию поляризационных кривых  $j(t^\circ)$  от рассчитанных по формуле (2.11). В частности, как наглядно видно, например, из фиг. 1 (кривые 2 и 3), с увеличением  $t_2^\circ$  растут отношения  $i_0/j_2$  (увеличивается  $\gamma$ ) и  $j_1/j_2$ .



Фиг. 3

Отметим также, что при разумных величинах  $\kappa$ , если  $\theta^\circ > 1$ , а  $\tau^\circ \ll 1$ , имеет место  $j_1 < j_2$ , если же  $\theta^\circ \ll 1$ , а  $\tau^\circ > 1$ , то  $j_1 \gg j_2$ .

Отличительной особенностью зависимости  $j(t^\circ)$  при  $\tau^\circ, \theta^\circ \ll 1$  (фиг. 3) является смена знака поляризационного сигнала вблизи точки  $t_2^\circ$ .

Рассмотрим теперь важный частный случай ударных волн малой амплитуды, т. е. будем считать, что  $\kappa = 1$  и  $\theta^\circ = \infty$ . В этом

приближении из (2.11) легко получить

$$i(t^\circ) = i_0 \exp(-t^\circ/\tau^\circ) \quad (2.12)$$

Отсюда, применяя формулу (2.10), для тока  $j(t^\circ)$  имеем

$$j(t^\circ) = \begin{cases} \frac{i_0 \tau^\circ}{t_2^\circ} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t^\circ}{\tau^\circ}\right) \right] & (t^\circ \leq t_2^\circ) \\ \frac{i_0 \tau^\circ}{t_2^\circ} \left[ \exp\left(\frac{t_2^\circ}{\tau^\circ}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{t^\circ}{\tau^\circ}\right) & (t^\circ \geq t_2^\circ) \end{cases} \quad (2.13)$$

Из этого соотношения следует, что при достаточно малых  $\tau^\circ$  ( $\tau^\circ \ll t_2^\circ$ ) максимальная амплитуда начального тока  $j_2$  и его длительность, примерно равная  $t_2^\circ$ , существенно зависят от разновременности входа ударной волны в исследуемый образец. В частности, для  $j_2$  получаем

$$j_2 \approx i_0 \tau^\circ / t_2^\circ \quad (2.14)$$

Это выражение позволяет при известной величине  $i_0$  или  $\tau^\circ$ , экспериментально измеряя  $j_2$  и  $t_2^\circ$ , приближенно оценивать соответственно  $\tau^\circ$  или  $i_0$ .

Аналогичное (2.14) аналитическое выражение для  $j_2$  можно получить и в случае  $\tau^\circ = \infty, \kappa = 1, \theta^\circ \ll t_2^\circ$ . Действительно, пренебрегая при  $t^\circ \ll 1$  в выражении для  $i(t^\circ)$  из [4] членами второго порядка малости и вычисляя интеграл, имеем

$$i(t^\circ) = i_0 \exp(-t^\circ/\theta^\circ) \quad (2.15)$$

Используя эту формулу, таким же образом, как из (2.12) было получено (2.14), для  $\theta^\circ \ll t_2^\circ$  нетрудно показать, что

$$j_2 \approx i_0 \theta^\circ / t_2^\circ \quad (2.16)$$

Численные расчеты на ЭВМ по формуле (2.10) в области изменения параметров  $0.2 \leq \kappa \leq 2.1, 5 \cdot 10^{-4} \leq \tau^\circ \leq 10^{-2}, 5 \cdot 10^{-4} \leq \theta^\circ \leq 10^{-2}$  и  $0.05 \leq t_2^\circ \leq 0.25$  позволили установить, что соотношения (2.14) и (2.16) полученные для  $\kappa = 1$ , с хорошей степенью точности ( $\sim 30\%$ ) выполняются для величин  $\kappa$ , лежащих по крайней мере в интервале  $0.2 \leq \kappa \leq 2.1$ .

Имеющийся в настоящее время экспериментальный материал в случае наличия одного механизма ударной поляризации удовлетворительно описывается соотношениями (2.10) и (2.11).

Зависимости  $j(t^\circ)$  типа кривой 1 на фиг. 1 наблюдаются в определенных областях динамических давлений для многих органических полимеров [7,9] и ряда ионных кристаллов [8,10,11].

Зависимости  $j(t^\circ)$ , аналогичные кривым 2 и 3 на фиг. 1, характерны для низкомолекулярных жидких диэлектриков [12] при давлениях за фронтом ударной волны, не достаточных для возникновения существенной электропроводности.

Поляризационные сигналы вида фиг. 2 зафиксированы в опытах с водой [9,13], плексигласом и полистиролом при давлениях выше фазового перехода [7], вишипластом [14], низкомолекулярными производными бензола [12], тринитротолуолом [15] и др. Однако к интерпретации подобных осциллограмм необходимо подходить с осторожностью, поскольку такие же экспериментальные зависимости  $j(t^\circ)$  могут быть связаны не со случаем  $\theta^\circ \ll 1, \tau^\circ > 1$  в рамках (2.10) и (2.11), а с наличием за фронтом ударной волны переходной зоны электропроводности при  $\tau^\circ \ll 1$ .

**3. Простая модель переходной зоны электропроводности за ударным фронтом.** Известно, что многие диэлектрики при достаточной величине динамического давления становятся ионными проводниками [16]. Поскольку гетеролитический распад молекул исходного вещества, имеющий, по-видимому, термическую природу и облегчающийся благодаря ассоциации ионов при высоком давлении, должен происходить за конечное время, можно ожидать появление за ударным фронтом переходной зоны электропроводности. В простейшем случае электропроводность может возникать спустя некоторое время после прохождения фронта ударной волны. Экспериментально переходные зоны электропроводности наблюдались во взрывчатых веществах [15,17] и нитробензоле [12].

Рассмотрим приближенную электродинамическую модель, позволяющую при возникновении электропроводности с задержкой, большей  $\tau$ , получить зависимость поляризационного тока от времени с учетом кривизны ударного фронта.

Будем считать, что электропроводность скачком возрастает до бесконечности на расстоянии  $\Delta$  за ударным фронтом, причем величина  $\Delta$  удовлетворяет соотношению

$$\tau \ll \Delta / (U - u) \quad (3.1)$$



При этом условии механический релаксационный процесс будет происходить в диэлектрической среде и практически завершится до возникновения электропроводности. Поэтому при  $t < \Delta/(U - u)$  зависимость  $j(t)$  можно получить, применяя (2.10) к выражению для  $i(t)$ , полученному в [2]. Качественный вид этой зависимости аналогичен кривым 2 и 3 на фиг. 1. При  $t = \Delta/(U - u)$  возникает скачок тока, связанный с начальным условием скачка электропроводности.

Найдем теперь зависимость  $j(t)$  для  $t > \Delta/(U - u)$ . Рассмотрим в одномерном случае движение фронта ударной волны через плоскопараллельный конденсатор с исследуемым веществом. Предположим, что все векторы перпендикулярны плоскости ударного фронта, фронт не несет свободных зарядов и механический релаксационный процесс описывается выражением

$$P(x, t) = P_0 \exp\left(-\frac{Ut - x}{\tau(U - u)}\right) \quad (3.2)$$

Здесь  $P(x, t)$  — дипольный момент единицы объема вещества, наведенный ударной волной,  $P_0$  — начальная поляризация на ударном фронте,  $(Ut - x)/(U - u)$  — время нахождения в ударносжатом состоянии объема вещества с координатой  $x$ .

Для плоскопараллельного конденсатора из условия непрерывности электрического смещения  $D$  при переходе через ударный фронт получим

$$D = \frac{4\pi Q}{S_0} = \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 + 4\pi P(x, t) \quad (3.3)$$

где  $Q$  — заряд конденсатора,  $E_1$  и  $E_2$  — напряженности электрического поля соответственно в исходном и сжатом диэлектрике.

Разность потенциалов  $V(t)$  на обкладках конденсатора равна

$$V(t) = \frac{4\pi Q}{S_0 \varepsilon_1} (x_0 - Ut) + \frac{4\pi Q}{S_0 \varepsilon_2} \Delta - \frac{4\pi}{\varepsilon_2} \int_{v_1 - \Delta}^{v_1} P(x, t) dx \quad (3.4)$$

Ограничимся режимом короткого замыкания эквивалентного генератора  $V(t) \equiv 0$ . Подставляя (3.2) в (3.4) и вычисляя интеграл, получим

$$Q = \frac{P_0 S_0 \varepsilon_1 \tau (U - u)}{\varepsilon_2 (x_0 - Ut) + \varepsilon_1 \Delta} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta}{(U - u) \tau}\right) \right] \quad (3.5)$$

Учитывая (3.1), экспонентой в этом выражении можно пренебречь по сравнению с единицей. Дифференцируя далее заряд по времени, вводя  $\kappa$ ,  $t^\circ$ ,  $\tau^\circ$  и  $t_3^\circ = \Delta/(U - u) t_1$ , найдем поляризационный ток

$$i(t^\circ) = \frac{P_0 S_0 \kappa \tau^\circ}{t_1 [\kappa (1 - t^\circ) + t_3^\circ]^2} \quad (3.6)$$

Зависимость поляризационного тока от времени с учетом кривизны фронта ударной волны можно найти, применяя к этому выражению формулу (2.10). В частности, при  $t^\circ \gg t_2^\circ$  имеем

$$j(t^\circ) = \frac{P_0 S_0 \kappa \tau^\circ}{t_1 [\kappa (1 - t^\circ + t_2^\circ) + t_3^\circ] [\kappa (1 - t^\circ) + t_3^\circ]} \quad (t_3^\circ \gg \tau^\circ) \quad (3.7)$$

Поляризационные кривые, рассчитанные по формуле (3.7), качественно совпадают с зависимостями  $j(t^\circ)$ , приведенными на фиг. 2.

Таким образом, при достаточно малых  $\tau^\circ$  появление переходной зоны электропроводности за ударным фронтом должно привести с качествен-

ному изменению зависимости  $j(t^\circ)$ , выражающемуся в переходе поляризационных кривых вида фиг. 3 в кривые вида фиг. 2. С общностью этого явления может быть связан тот факт, что зависимости  $j(t^\circ)$  вида фиг. 3 до настоящего времени экспериментально не наблюдались.

Автор благодарит А. Н. Дремина за обсуждение результатов и А. И. Прихоженко за численные расчеты.

Поступила 15 VI 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. Г., Лисицын Ю. В., Новицкий Е. З. Задача о поляризации диэлектриков при ударном нагружении. ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 1.
2. Allison F. E. Shock-induced polarization in plastics. I. Theory. J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, No. 7.
3. Иванов А. Г., Новицкий Е. З. Задача о двойном слое в ударно сжатых диэлектриках. ПМТФ, 1966, № 5.
4. Зельдович Я. Б. Э. д. с., возникающая при распространении ударной волны по диэлектрику. ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 1.
5. Зайдель Р. М. Определение режима электрической релаксации при ударном нагружении. ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 4.
6. Лисицын Ю. В., Минеев В. Н., Новицкий Е. З. Некоторые задачи по теории поляризационного датчика. ПМТФ, 1970, № 3.
7. Hauever G. E. Shock — induced polarization in plastics. II. Experimental study of plexiglas and polystyrene. J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, No. 7.
8. Иванов А. Г., Новицкий Е. З., Минеев В. Н., Лисицын Ю. В., Тюняев Ю. Н., Безруков Г. И. Поляризация щелочно-галлоидных кристаллов при ударном нагружении, I. ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 1.
9. Eichelberger R. J., Hauever G. E. Solid state transducers for recording of intense pressure pulses. Colloq. Internat. Centre Nat. Rech. Sci, 1962, No. 109.
10. Lindel R. K., Murri W. J., Dogan D. G. Shock—induced electrical polarization of alkali halides. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, No. 7.
11. Минеев В. Н., Тюняев Ю. Н., Иванов А. Г., Новицкий Е. З., Лисицын Ю. В. Поляризация щелочно-галлоидных кристаллов при ударном нагружении, II. ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 4.
12. Якушев В. В., Михайлов А. Н. Электрическая поляризация жидких низкомолекулярных диэлектриков (производные бензола) при ударном нагружении. В сб. «Второй Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву», Ереван, 1969, стр. 272.
13. Минеев В. Н., Тюняев Ю. Н., Иванов А. Г., Лисицын Ю. В., Новицкий Е. З. Поляризация энстатита и воды в ударных волнах. Изв. АН СССР, Сер. Физика земли, 1968, № 4.
14. Якушев В. В., Розанов О. К., Дремин А. Н. Об измерении времени релаксации поляризации в ударной волне. ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 2.
15. Иванов А. Г., Тюняев Ю. Н., Минеев В. Н., Лисицын Ю. В., Новицкий Е. З. Переходная зона проводимости и поляризация тринитротолуола за фронтом ударной волны. Физика горения и взрыва, 1969, т. 5, вып. 3.
16. Якушев В. В., Дремин А. Н. Электрохимические эффекты при ударном сжатии диэлектриков. Механизм электропроводности ударносжатых жидкостей. Ж. Физ. химии, 1971, т. 45, вып. 1.
17. Hayes V. Electrical measurements in reaction zone of high explosives. Tenth Sympos. (Internat.) on Combustion, Combustion Inst., Pittsburgh, 1964.