

Поскольку для конденсированных ВВ $k \approx 3$ [2, 3], то $Q \approx 0,5Q_v$. Таким образом, величины Q и Q_v различаются весьма существенно.

В таблице приведены результаты расчетов параметров D , p_1 по формулам (11) только для тех ВВ, для которых в [2—4] приводятся все необходимые экспериментальные данные одновременно. Прослеживается высокая точность эмпирических формул (11) по сравнению с (1).

Отметим, что из соотношения теплот (12) получается равенство

$$\frac{p_1 v_1}{k-1} + \frac{u_1^2}{2} = Q_v, \quad (13)$$

$$u_1^2 = p_1 (v_0 - v_1) \quad (14)$$

(u_1 — массовая скорость ПВ в точке Жуге). Наоборот, из (13) вытекает (14). Эквивалентность соотношений (12), (13) доказывается с помощью формул (2), (3), (7), (14). Существование соотношений (12), (13) указывает на то, что функция $\Delta(p, v)$ в (4) имеет некоторые специфические свойства. А именно поведение этой функции в окрестности точки Жуге и в области, где ПВ приближаются к идеальному газу, каким-то определенным образом взаимосвязано. Выяснить это — задача дальнейших теоретических исследований.

Итак, общеизвестные формулы (1) допускают обобщение на случай конденсированных ВВ (10) путем замены калориметрической теплоты взрыва Q_v на другую величину Q . Между величинами Q и Q_v существует простое эмпирическое соотношение (12).

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев К. К., Беляев А. Ф. Теория взрывчатых веществ.— М.: Оборонгиз, 1960.
2. Физика взрыва // Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
3. Дубнов Л. В., Бахаревич Н. С., Романов А. И. Промышленные взрывчатые вещества.— М.: Недра, 1973.
4. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детоначионные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.

п. Черноголовка

Поступила в редакцию 30/III 1989

УДК 537.7 : 532 + 539.893

С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов

ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ФТОРОПЛАСТОВЫХ ПРОКЛАДОК ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ СЖАТИИ

Исследования электропроводности веществ при динамическом сжатии — один из источников информации о фазовых переходах, химических реакциях, структурной перестройке либо деструкции вещества за фронтом ударной волны (УВ). Для проведения этих исследований необходимы материалы, сохраняющие хорошие электроизоляционные свойства при ударно-волновом нагружении [1]. Аналогичные требования предъявляются к прокладкам в манганиновой методике [2], а также в ряде электротехнических устройств по размыканию сильных токов [3], в которых изоляторы работают в экстремальных условиях динамического нагружения.

Фторопласт — один из широко используемых изоляционных материалов, его удельное сопротивление при нормальных условиях $\rho_0 = 10^{14} \div 10^{18}$ Ом · см [4]. Проводимость фторопласта при ударном сжатии ис-

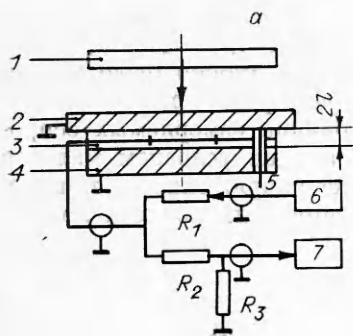


Рис. 1. Схема эксперимента.

следовалась в [5], где обнаружено явление «пробоя» диэлектрика, т. е. скачкообразного уменьшения электросопротивления за фронтом УВ через некоторое время задержки, что авторы связывали с приходом волны разгрузки в межэлектродный промежуток. Наиболее систематические исследования [6] определили зависимость электросопротивления тефлона от давления за фронтом УВ до 50 ГПа. Эти данные описывались линейной функцией в координатах $\lg \rho$, $p_{УВ}$. В [6] отмечено, но не дано объяснений факту существования высоких значений $\rho > 10^9$ Ом·см при $p_{УВ} = 20$ ГПа на образцах толщиной $l = 0,6 \div 1,3$ мм, в то время как для образцов с $l = 2,5 \div 5,1$ мм при том же давлении $\rho = 3 \cdot 10^6$ Ом·см. Основные измерения в [6] проведены на образцах с $l = 2,5 \div 5,1$ мм, поэтому эти результаты не могут быть применимы для оценки электроизоляционных свойств прокладок с $i \leq 1$ мм, которые используются в экспериментах и, в частности, в манганиновой методике.

Настоящая работа продолжает исследования [7] электросопротивления фторопластовых прокладок, заключенных между металлическими пластинами. В такой схеме, в отличие от сжатия образцов однократной УВ [5, 6], давление возрастает ступенчато при реверберации УВ, что соответствует многим случаям практического использования изоляционных прокладок и позволяет расширить диапазон исследуемых давлений. В работе рассматривается также вопрос о корректном измерении удельной электропроводности, определение которой требует однородности электрических свойств по толщине образца.

Схема измерений. Экспериментальное устройство представлено на рис. 1. Импульс напряжения в верхней пластине 2 генерировался ударником 1, разгоняющимся продуктами взрыва. Использовались ударники из Д16 толщиной $\delta = 3 \div 8$ мм и диаметром $d = 50$ мм со скоростью $w = 5,63 \div 3,51$ км/с и из латуни ($\delta = 3$ мм, $d = 50$ мм, $w = 4,6$ км/с). Пластины, между которыми помещалась прокладка, приготовлены из Д16 и меди. Пластины 2, 4 являлись заземленным электродом, их внутренние поверхности полировались. Образец 3 вырезался из фторопластовой пленки типа Ф4-ЭМ. В средней части образца располагался второй электрод толщиной 30—50 мкм и диаметром 10—20 мм, выполненный из того же материала, что и пластина. Конфигурация электрода показана на рис. 1, б.

Импульсный источник тока 6 запускался за 10 мкс до столкновения ударника с пластиной. Контактный датчик 5 использовался для формирования временной метки на втором луче осциллографа 7 в момент входа УВ в образец. Электрическая схема для измерения электросопротивления образцов представляла собой вариант источника тока с емкостным накопителем [8, 9]. Эквивалентная электрическая цепь такого источника с измерительной ячейкой конденсаторного типа емкостью C и сопротивлением R_x проанализирована в [9]. Емкость образована двумя параллельно соединенными конденсаторами. Вспомогательные резисто-

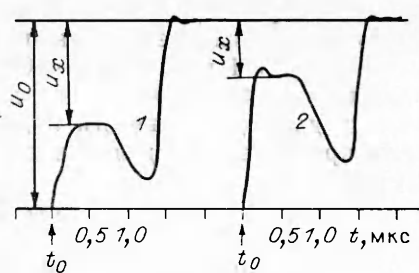
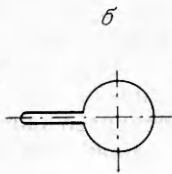


Рис. 2. Осциллограммы опытов; t_0 — момент входа УВ в образец, $p_m = 80$ ГПа.

1 — $l = 1,6$ мм, $R_x = 10,8$ Ом; 2 — $l = 0,8$ мм, $R_x = 4,6$ Ом.

ры R_1 , R_2 , R_3 позволяли выбирать подходящий диапазон для R_x . Диапазон сопротивлений был ограничен сверху условием $\tau_1 = R_x C \ll t_1$ (t_1 — время измерения), для того, чтобы при расчете R_x можно было пренебречь переходными емкостными эффектами. Характерные времена в опытах $t_1 \approx 0,5 \div 1$ мкс, $\tau_1 \leq 5 \cdot 10^{-8}$ с, верхняя граница измеряемых сопротивлений $R_x \leq 10^4$ Ом. Снизу диапазон R_x ограничен условием малости амплитуды и длительности индуктивного скачка напряжения, возникающего при перераспределении тока между шунтирующим сопротивлением R_3 и R_x :

$$\Delta U_L \ll U_x, \quad \tau_L \ll t_1,$$

где U_x — напряжение, регистрируемое на нагрузочном сопротивлении осциллографа во время прохождения импульса давления по образцу; ΔU_L и τ_L — амплитуда и длительность индуктивного скачка напряжения [8]. Если задаться значениями параметров $\Delta U_L \leq 0,5 U_x$, $\tau_L \leq 4 \cdot 10^{-8}$ с, $L = 2,5 \cdot 10^{-8}$ Гн (L — суммарная индуктивность измерительной ячейки и выводов), то $R_x \geq 1$ Ом. Типичные осциллограммы напряжения $U(t)$ на входе осциллографа приведены на рис. 2, где U_0 — напряжение, регистрируемое до прихода импульса давления. Индуктивный выброс заметен при $R_x < 5$ Ом и отсутствует при больших R_x ; $R_x(t)$ рассчитывалось по измеренному отношению $U_x(t)/U_0$ и соотношениям из [9].

Анализ сопутствующих явлений. Измеряемый сигнал $U(t)$ является не только следствием изменения проводимости образца. В него вносят свой вклад и другие эффекты, сопровождающие процесс сжатия конденсатора, заполненного диэлектриком. Их учет необходим для правильной интерпретации результатов.

1. Для оценки вклада ударной поляризации регистрировался поляризационный ток во внешней цепи, когда напряжение на измерительную ячейку не было подано. При прохождении УВ через прокладку на нагрузочном сопротивлении (см. рис. 1) возникал знакопеременный сигнал амплитудой $\Delta U_n = \pm 50$ мВ, длительностью $\Delta t = 0,25$ мкс (рис. 3, б), соответствующий последовательному прохождению УВ двух конденсаторов, образованных верхней и нижней пластинами. Поляризационные токи этих конденсаторов во внешней цепи взаимно компенсируются по окончании времени реверберации $\tau_2 = 2l/D \approx 0,11$ мкс, где D — скорость УВ в образце. Во время переходных процессов амплитудные искажения достигают 25 % полезного сигнала (рис. 3, а).

2. При изготовлении пленки возможна ее поляризация ввиду того, что реальная структура полимера дефектна и в некоторых условиях фторопласт проявляет слабополярные свойства. Для исключения эффекта деполяризации пленки при ударном нагружении сборка в сжатом состоянии нагревалась до $150-200^\circ$. Кроме того, во время такого нагрева фторопласт за счет термопластичности заполнял воздушные зазоры вдоль поверхности электрода, что исключало также и возможную ионизацию газа в зазорах при прохождении УВ [8].

3. Емкостной эффект [6] заключается в появлении дополнительного тока I_c в цепи короткозамкнутого конденсатора, на обкладки которого подано напряжение, при изменении расстояния между обкладками l и диэлектрической проницаемости ϵ за фронтом УВ. Простейшая оценка из условий сохранения заряда и времени сжатия конденсатора τ_2 дает $I_c \approx 5$ мА, что составляет до 35 % амплитуды полезного сигнала на R_3 в верхнем диапазоне измерений ($R_2 = R_3 \approx 3 \cdot 10^3$ Ом). Емкостной эффект ограничен временем сжатия измерительной ячейки $\tau_2 \approx 0,11$ мкс и последующей релаксацией заряда за счет возникающей за фронтом УВ проводимости среды $\theta = \epsilon_0 \epsilon \rho$. В данных опытах в зависимости от условий нагружения $\rho \approx 10^6 \div 10^2$ Ом · см, $\theta \approx 10^{-7} \div 10^{-11}$ с.

Отмеченные переходные явления, сопутствующие изменению электросопротивления среды, вносят заметный вклад в регистрируемый сигнал при прохождении УВ через образец, т. е. на переднем фронте сигнала $U(t)$. При выполнении условий $t_1 \gg \tau_1 + \theta$, $t_1 \gg \tau_2$, $t_1 \gg \tau_L$ их

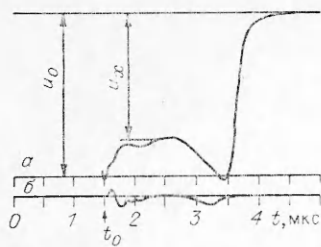


Рис. 3. Осциллограммы напряжения; $p_m = 56$ ГПа.
а) $U(t)$; б) ток поляризации при $U_0 = 0$.

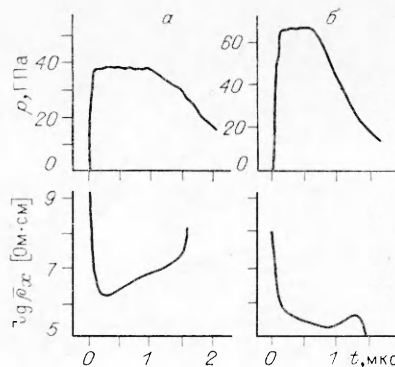


Рис. 4. Зависимости $p(t)$ и $\rho_x(t)$.
а) $p_m = 38$ ГПа; б) $p_m = 67$ ГПа.

вклад становится малым, поэтому определение электросопротивления образцов проводилось с учетом этих требований.

Результаты экспериментов. Измеряемое сопротивление прокладки зависит от ряда параметров, характеризующих условия проведения экспериментов: времени пребывания вещества в сжатом состоянии, толщины прокладки, максимального давления в центре прокладки и материала пластин.

Зависимость электросопротивления от времени пребывания вещества в сжатом состоянии иллюстрируется графиками $\lg \rho_x(t)$, синхронизированными во времени с осциллограммами импульсов давления $p(t)$. Профили давления регистрировались манганиновыми датчиками, расположенными в центре прокладки (рис. 4). Вслед за переходными явлениями на переднем фронте сигнала, которые заканчиваются через 0,1—0,2 мкс, устанавливается $R_x = 1 \div 10^4$ Ом в зависимости от условий эксперимента. Во время постоянного уровня давления в прокладке R_x возрастает при $p_m = 38$ ГПа и уменьшается при $p_m = 67$ ГПа в пределах одного порядка величины. С увеличением p_m до 80 и 145 ГПа R_x не меняется все время, пока давление постоянно. С приходом волны разгрузки и спадом давления до $p \approx 0,3 p_m$ $R_x(t)$ увеличивается, а затем резко снижается, что напоминает явление «пробоя», отмеченное в [5].

Однородность электросопротивления по толщине прокладки определялась по зависимости $R_x(l)$ при $l = 0,1 \div 2$ мм и $p_m = 80$ ГПа. Результаты представлены на рис. 5. В интервале $0,1 < l < 0,4$ мм R_x линейно возрастает, а при $0,4 < l < 0,8$ мм наблюдается значительный разброс результатов измерений, который тем не менее позволяет выделить две спадающие ветви зависимости $R_x(l)$: кривая 1 дает спад от 15 до 5 Ом, 2 — от 4,5 до 3 Ом. Такое поведение позволяет предположить, что напряженность электрического поля в промежутке влияет на механизм проводимости. В экспериментах сохранялось постоянное напряжение на измерительной ячейке ($U_1 \approx 10$ В), при этом напряженность электрического поля уменьшилась более чем на порядок при увеличении l .

Линейная зависимость $R_x(l)$ при $0,1 < l < 0,4$ мм позволяет считать удельное электросопротивление полимера однородным в этом интервале и, пренебрегая краевыми эффектами, рассчитывать его по формуле

$$\rho_x(t) = 2R_x(t) s \sigma / l, \quad (1)$$

где s — площадь электрода; $\sigma = V_0/V$ — сжатие. Экспериментальные данные в координатах $\lg \rho_x, p_m$ приведены на рис. 6, где ρ_x измерено по полке сигнала $R_x(t)$ при $p_m = 80$ и 145 ГПа и по минимальному значению $R_x(t)$ в течение времени t_1 для остальных опытов. Результаты экспериментов с пластинами из Д16 и меди дают разные кривые. На рис. 6, 1 приведены также и результаты [6] для сжатия тефлона однократной УВ.

Обсуждение результатов. Экспериментальные зависимости $R_x(t)$ и $R_x(l)$ свидетельствуют о том, что электросопротивление зависит от вре-

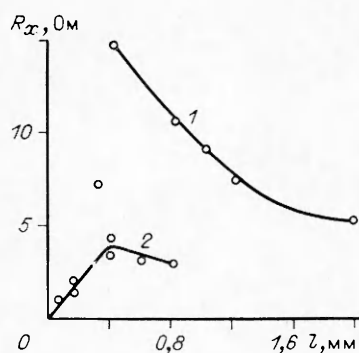


Рис. 5. Влияние величины l на R_x .

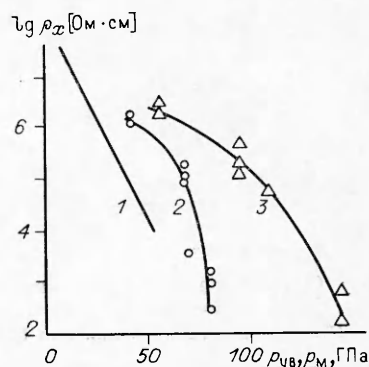


Рис. 6. Зависимость $\rho_x(p_m)$ для пластин из Д16 (2) и меди (3).

мени и неоднородно по толщине прокладки. Поэтому пересчет измеряемых R_x в величины удельного сопротивления по (1) при $l > l^* = 0,4$ мм невозможно, так как давал бы заниженные ρ_x .

Исследовавшийся в работе фторопласт — материал на основе политетрафторэтилена (ПТФЭ) со звеном $(-CF_2-CF_2-)_n$. В статических условиях у полимеров в качестве механизмов электропроводимости выделяют ионный и электронный [10], которые предполагают появление ионов и свободных электронов за счет нарушения начальной структуры полимера. При частичной деструкции полимера, которая в статических условиях возникает с ростом температуры, от основной цепочки отщепляются радикалы и разрушаются линейные связи самой цепочки. Специфика ударного сжатия состоит в высокой скорости деформации в ударном фронте, которая в случае кристаллического тела генерирует большое количество дефектов и дислокаций [11], а в случае полимера создает высокую плотность разнообразных структурных изменений [12].

Другая особенность ударно-волнового сжатия состоит в одноосности нагружения, т. е. существовании выделенного направления, вдоль которого могут ориентироваться макромолекулы полимера. В экспериментах при $p_m = 38$ и 67 ГПа наблюдалось изменение электросопротивления в течение $\tau \geq 0,5$ мкс при постоянном уровне давления в образце. Характерное время τ , по-видимому, можно сопоставить времени релаксации структуры полимера τ_p к равновесной за счет теплого движения.

Известно [12], что реальная структура полимера характеризуются несколькими уровнями подструктур с $10^{-10} < \tau_p < 10^{10}$ с. Поэтому существование механического релаксационного процесса с $\tau \geq 0,5$ мкс свидетельствует о сохранении в структуре полимера достаточно длинных обрывков молекулярных цепей. В экспериментах с $p_m = 80$ и 145 ГПа (см. рис. 2) электросопротивление не изменялось при постоянном уровне давления в образце, что, по-видимому, связано со значительной деструкцией полимера в этих условиях и, вследствие этого, вырождением релаксационного спектра в сторону более коротких времен.

Влияние материала пластин может быть понято при анализе процесса сжатия в газодинамическом приближении. Амплитуда первого ударного скачка p_1 в прокладке с импедансом, меньшим импеданса пластин, между которыми она помещена, определяется выражением

$$p_1 \approx 2p_m(1 + q)^{-1},$$

где p_m — амплитуда УВ в пластине; $q = \rho_m D_m / \rho_\phi D_\phi$; $\rho_m D_m$ и $\rho_\phi D_\phi$ — динамические импедансы металла и фторопласта соответственно. При постоянном p_m и при увеличении $\rho_m D_m$ отношение p_1/p_m и конечная температура образца уменьшаются (процесс сжатия приближается к изоэнтропическому), что приводит к повышению ρ_x . В результате на графике

$\lg \rho_x$, p_m кривая для меди смещена в сторону больших p_m . Заметим, что в плоскости $\lg \rho_x$, p_1 для обоих материалов точки в пределах разброса дают единую кривую. Это позволяет сделать вывод, что, по крайней мере, порядок величины сопротивления пленки при ступенчатом сжатии определяется первым скачком давления.

Полученные результаты могут быть использованы для оценки предельных давлений, регистрируемых манганиновым датчиком с ПТФЭ изоляцией. При измерении импульсов напряжения в проводящей среде пьезорезистивный элемент помещается в нее вместе с токоподводами и окружается изоляцией. Возникновение шунтирующих токов $I_{ш}$ в изоляции при повышении давления ограничивает возможности такой методики. Чтобы связать величину $I_{ш}$ с геометрическими параметрами датчика будем считать, что основной вклад дают шунтирующие токи между токоподводами и пластинами. Тогда

$$I_{ш}/I_d = R_d^0/R_{ш} = R_d^0 m s \sigma / \rho \delta, \quad (2)$$

где R_d^0 начальное сопротивление датчика; m — коэффициент увеличения сопротивления в УВ; I_d — ток в датчике; $R_{ш}$ — интегральное шунтирующее сопротивление; δ — толщина изоляции; ρ — удельное электросопротивление среды; σ — сжатие.

Если ограничить величину шунтирующих токов 10 % от тока датчика, то для характерных в эксперименте $R_d^0 = 1$ Ом, $s = 1$ см², $\delta = 0,1$ см, $\sigma = 2$, $m = 2$ из (2) можно оценить величину предельного электросопротивления изоляции

$$\rho^* \geq \frac{R_d^0 m s \sigma}{0,1 \delta} = 4 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}.$$

Воспользовавшись данными, приведенными на рис. 6, можно оценить предельные регистрируемые давления: в случае пластин из Д16 $p_m^* = 80$ ГПа, для медных пластин $p_m^* = 150$ ГПа. Полученная оценка лишь незначительно превышает результаты, достигнутые в работах, посвященных калибровке манганиновых датчиков — 125 ГПа в [13] и 109 ГПа в [14].

Из результатов настоящей работы следует, что для расширения диапазона регистрируемых давлений наиболее целесообразно увеличение акустической жесткости пластин, окружающих датчик. Уменьшение начального сопротивления датчика незначительно сказывается на повышении p_m^* ввиду высокой скорости снижения $\rho_x(p_m)$ в верхнем диапазоне давлений. Рост толщины прокладки при $l > l^*$ также не приводит к увеличению интегрального электросопротивления изоляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гатиллов Л. А., Кулешова Л. В. // Детонация.— Черноголовка: ОИХФ, 1981.— Вып. 2.
2. Канель Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред/АН СССР.— ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1978.
3. Ершов А. П., Зубков П. И. и др. Сверхсильные магнитные поля/Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова.— М.: Наука, 1984.
4. Канцельсон Г. Ю., Балаев Г. А. Полимерные материалы.— Л.: Химия, 1982.
5. Кулешова Л. В. ФТТ, 1969, 11, 5, 1985.
6. Champion A. R. J. Appl. Phys., 1972, 43, 5, 2246.
7. Караханов С. М., Бордзиловский С. А. 4-е Всесоюз. совещ. по детонации, Телави: Доклады.— Черноголовка, 1988.— Т. 1.
8. Якушев В. В. ФГВ, 1978, 14, 2, 3.
9. Якушев В. В., Набатов С. С., Якушева О. Б. ФГВ, 1974, 10, 4, 583.
10. Сажин Б. И. и др. Электрические свойства полимеров.— Л.: Химия, 1970.
11. Gilman J. J. Appl. Mech. Rev., 1968, 21, 8, 767.
12. Баргенов Г. М., Зеленов Ю. В. Курс физики полимеров.— Л.: Химия, 1970.
13. De Carli P. S. Bull. Amer. Phys. Soc., 1976, AD7, 1286.
14. Постнов В. И. // Нестационарные проблемы гидродинамики.— Новосибирск, 1980.— Вып. 48.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 24/V 1989,
после доработки — 13/X 1989