

ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, bordz@hydro.nsc.ru

Определено удельное сопротивление образцов политетрафторэтилена за фронтом ударной волны в диапазоне давлений $35 \div 63$ ГПа. Измерения проводились при толщине измерительной ячейки 0,2 мм, в пределах которой распределение удельного сопротивления по толщине однородно. При давлениях выше 35 ГПа с увеличением как координаты установки ячейки, так и времени удельное электрическое сопротивление монотонно уменьшалось и достигало своего равновесного значения в течение характерного времени $\approx 0,5$ мкс на расстоянии нескольких миллиметров от плоскости распада разрыва. Полученные результаты свидетельствуют о деструкции полимера в диапазоне давлений $35 \div 63$ ГПа. Среднее значение эмпирической энергии диссоциации по всему диапазону составляет $(3,3 \pm 0,7)$ эВ, что в пределах ошибки совпадает с энергией одинарной связи С–С, равной 3,6 эВ.

Ключевые слова: электрическое сопротивление политетрафторэтилена, ударные волны, полимеры, электропроводность.

ВВЕДЕНИЕ

Измерение электросопротивления ударно-сжатого конденсированного вещества дает информацию о структурных изменениях в исследуемых материалах при высоких давлениях и температурах [1]. Так, данные по проводимости полимеров могут быть использованы для определения физического состояния фазы высокого давления, о существовании которой в ряде полимеров свидетельствует изменение наклона ударной адиабаты в координатах «волновая скорость — массовая скорость» в диапазоне давлений $20 \div 40$ ГПа. Ранее была высказана гипотеза о связи фазового перехода с реакцией диссоциации в полимерах [2]. При анализе сохраненных в ампулах образцов тефлона (коммерческая марка политетрафторэтилена), которые подвергались ударному сжатию, были обнаружены продукты диссоциации политетрафторэтилена (ПТФЭ) на углерод и газообразный фторуглерод [3]. Оценка нижней границы давления фазового перехода по расчетной картине течения в образце дала значение ≈ 34 ГПа.

Данные по электрическому сопротивлению полимеров при ударном сжатии необходимы также для оценки работоспособности некоторых измерительных методик. В качестве

примера можно указать на пьезорезистивные датчики давления и электромагнитные датчики массовой скорости. В обоих случаях полимерные пленки должны сохранять изолирующие свойства за фронтом ударной волны (УВ).

Измерения сопротивления различных полимеров за фронтом УВ показали, что лучшими электроизоляционными свойствами обладает политетрафторэтилен [4, 5]. В наиболее полных исследованиях этого материала, проведенных в [5], экспериментальные данные в диапазоне давлений на фронте УВ $p_s = 8 \div 50$ ГПа описываются линейной зависимостью в координатах $\lg \rho - p_s$, где ρ — удельное электросопротивление. В работе [5] отмечалось, что при постоянном давлении УВ удельное сопротивление образца зависит от его толщины и уменьшается на несколько порядков при увеличении толщины образца от одного до нескольких миллиметров. Однако объяснения этому факту не было дано.

В [6] определена зависимость $\lg \rho(p_{\max})$ в тонких фторопластовых пленках толщиной $0,2 \div 0,8$ мм, которые размещались между металлическими пластинами. Максимальное давление в пленках в диапазоне давлений $24 \div 150$ ГПа создавалось циркулирующими ударными волнами. Полученные данные показали сильную зависимость сопротивления пленок фторопласта от режима сжатия. Кроме того, была обнаружена нестационарность прово-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-01-00516 и 00-15-96181).

дящего состояния при постоянном давлении в пленке, а именно: удельное сопротивление изменялось на порядок величины в ту либо другую сторону в зависимости от давления.

Таким образом, анализ сохраненных продуктов, проведенный в [3], подтверждает гипотезу о реакции диссоциации ПТФЭ при ударном сжатии. В то же время эксперименты [5] показали существенное увеличение проводимости ПТФЭ за фронтом УВ и неоднородность распределения удельного сопротивления вдоль образца. Поскольку существует прямая зависимость между координатой реакции диссоциации и электросопротивлением при ионном механизме проводимости, то измерение электросопротивления за фронтом может дать дополнительную информацию о физико-химическом состоянии полимера за фронтом УВ.

Цель настоящей работы заключалась в определении удельного сопротивления образцов ПТФЭ в зависимости от расстояния, которое прошла УВ в образце, и от времени пребывания измерительной ячейки за фронтом УВ. Измерения проводились в диапазоне давлений $35 \div 63$ ГПа, т. е. на нижней границе и выше давления фазового перехода. При анализе методики измерения значительное внимание уделено определению толщины измерительной ячейки и промежутка времени, в пределах которых можно говорить об однородном распределении удельного сопротивления и, следовательно, корректно определять его значение.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 показана схема эксперимента по измерению электропроводности ПТФЭ. Ударник разгонялся продуктами взрыва и при столкновении с верхней пластиной генерировал в ней ударную волну. Применялись ударники из алюминиевого сплава Д16Т (толщина $\delta = 5$ мм, диаметр $d = 50$ мм, скорость $w = 5,4$ км/с) и из латуни ($\delta = 3$ мм, $d = 50$ мм, $w = 4,6$ км/с). Ударная волна проходила из верхней пластины в образец ПТФЭ, который заполнял цилиндрическую полость экранирующего стакана. Верхнюю пластину и экранирующий стакан изготавливали из одного металла (из меди или алюминиевого сплава) и заземляли. Внутри фторопластового образца на расстоянии h от его верхней поверхности размещали измерительную ячейку, представлявшую собой плоский конденсатор, обкладками которого были измерительные электроды. Верхний электрод

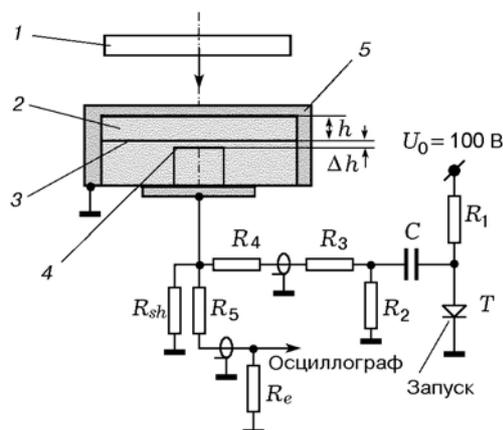


Рис. 1. Схема измерения электросопротивления:

1 — ударник; 2 — образец ПТФЭ; 3 — верхний электрод (заземлен); 4 — активный электрод; 5 — медный стакан; T — тиристор; C — накопительная емкость, $C = 10$ мкФ; $R_1 = 20$ кОм; $R_2 = 88$ Ом; $R_3 = 100$ Ом; $R_e = 75$ Ом; R_4 , R_5 и R_{sh} определяли диапазон измеряемых сопротивлений

изготавливали из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм, которая располагалась в плоскости, перпендикулярной направлению движения УВ, и имела электрический контакт с экранирующим стаканом. Активный электрод изготавливали из алюминиевой фольги толщиной 10 мкм. Фольга закрывала торцы, а также покрывала боковую поверхность таблетки из фторопласта, которую, в свою очередь, плотно вставляли во фторопластовую шайбу. Диаметр активного электрода изменяли от опыта к опыту в пределах $10 \div 20$ мм, а его высота составляла $5 \div 10$ мм, что обеспечивало время регистрации сопротивления ≈ 1 мкс.

Для удаления воздушных зазоров вдоль поверхности электродов и исключения эффекта ионизации газа использовали специальную технологию приготовления образца. Всю сборку в сжатом состоянии нагревали до температуры 230°C , и под давлением она медленно остывала до нормальной температуры. При этом фторопласт за счет термопластичности заполнял зазоры. Такая конструкция измерительной ячейки позволяла уменьшить влияние отраженных волн при взаимодействии УВ с электродами. За фронтом УВ измерительная ячейка двигалась с массовой скоростью в течение ≈ 1 мкс. Падение напряжения на измерительной ячейке определялось сопротивлением ударно-сжатой пленки, заключенной между верхним и активным электродом.

тромами. Контактный датчик давал отметку времени прихода УВ на границу раздела верхней пластины с образцом. В экспериментах при помощи манганинового датчика регистрировали профиль импульса давления в верхней пластине.

АНАЛИЗ СХЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Для определения сопротивления измерительной ячейки R_x применяли схему с импульсным источником тока (см. рис. 1), которая является типичной при измерении сопротивления в переходах типа диэлектрик — полупроводник [7]. В [7] проанализирована также эквивалентная электрическая схема. Накопительная емкость заряжается через резистор R_1 до напряжения $100 \div 200$ В. Тиристор открывается с помощью специального формирователя за 10 мкс до нагружения измерительной ячейки ударной волной. Сопротивление резисторов R_2 , R_3 и сопротивление нагрузки R_e определялось волновым сопротивлением кабелей. Вспомогательные резисторы R_4 , R_5 и R_{sh} устанавливались на ячейке и позволяли выбирать подходящий диапазон для определения сопротивления измерительной ячейки R_x . Шунтирующее сопротивление R_{sh} применялось только при малом значении $R_x = 3 \div 10$ Ом, которое измерялось при $p_s = 63$ ГПа. Полный диапазон измеренных значений R_x составлял от 3 Ом до 10 кОм. Поскольку ячейка имеет нулевую начальную проводимость, а значение конечного сопротивления относительно велико, то легко выполнялось условие $\vartheta \gg t_1$, где $\vartheta \approx R_2 C$ — постоянная времени разрядной цепи, а $t_1 \approx 1$ мкс — типичное время измерения. С другой стороны, во всем диапазоне R_x выполнялось также условие: максимальное значение $R_x(t)C_x(t)$ значительно меньше t_1 , где $C_x(t)$ — емкость измерительной ячейки в сжатом состоянии. Так, например, за фронтом УВ интенсивностью $p_s = 51$ ГПа оценка дала значение $C_x = 14,5$ пФ и, соответственно, максимальное значение $R_x(t)C_x(t) = 1,5 \cdot 10^{-7}$ с. Поэтому при расчете сопротивления ячейки можно пренебречь переходными емкостными эффектами и учитывать только омическую нагрузку цепи. Нижняя граница диапазона R_x определяется условием малой длительности индуктивного скачка напряжения, возникающего при перераспределении тока между сопротивлениями

R_{sh} и R_x : $\tau_L \ll t_1$, где τ_L — длительность индуктивного скачка напряжения [1]. Если ограничиться условием $\tau_L \leq 50$ нс, то при суммарной индуктивности измерительной ячейки вместе с выводами $L \approx 2,5 \cdot 10^{-8}$ Гн можно получить нижнюю границу измеряемых сопротивлений $R_x \geq 0,5$ Ом. В экспериментах это условие выполнялось.

Ранее в [6] проведен анализ переходных явлений, сопровождающих сжатие конденсатора, заполненного диэлектриком. Было показано, что такие эффекты, как ударная поляризация и ток перезарядки конденсатора при изменении расстояния между обкладками и изменении диэлектрической проницаемости за фронтом, вносят заметный вклад в регистрируемый сигнал при прохождении УВ через измерительную ячейку. Кроме того, остаточное влияние этих эффектов сказывается в течение некоторого времени релаксации, определяемого как механическими, так и электрическими процессами.

Для оценки эффекта ударной поляризации был измерен ток в цепи без подачи напряжения на измерительную ячейку при $p_s = 51$ ГПа. Максимальное значение тока при прохождении УВ через измерительную ячейку составило 0,7 мА при длительности 0,2 мкс, т. е. ≈ 15 % от амплитуды сигнала в условиях, когда на ячейку было подано постоянное напряжение. Проводилась оценка тока перезарядки конденсатора за счет двух эффектов. Предполагалось, что диэлектрическая проницаемость за фронтом изменялась в два раза, а расстояние между обкладками уменьшалось с массовой скоростью вещества за фронтом. Это дало значение тока перезарядки ≈ 5 мА, что составляло до 50 % от амплитуды полезного сигнала на сопротивлении R_e . Однако следует отметить, что ток перезарядки ограничен временем сжатия ячейки ≈ 30 нс и временем последующей релаксации заряда θ за счет возникающей за фронтом проводимости среды: $\theta = \varepsilon_0 \varepsilon \rho$, где ε — диэлектрическая проницаемость. Диапазон удельных сопротивлений составлял $\rho = 10^6 \div 10^2$ Ом·см, что соответствовало $\theta = 10^{-7} \div 10^{-11}$ с.

В большинстве экспериментов толщина фторопластовой пленки (марки Ф4-ЭМ) равнялась $\Delta h = 0,2$ мм, что и определяло пространственное разрешение измерительной ячейки. Время прохождения УВ по измерительной ячейке ≈ 30 нс. Однако, как было проанализировано,

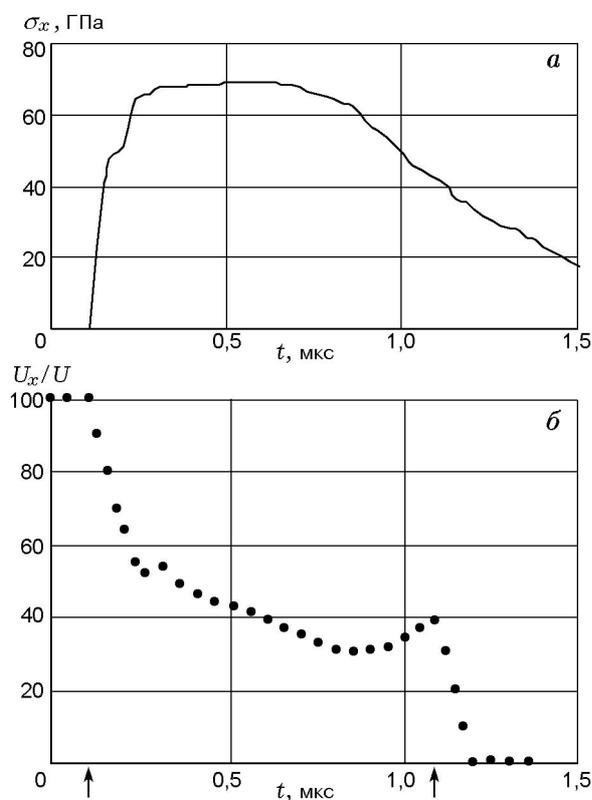


Рис. 2. Профиль продольного напряжения в верхней пластине (а) и осциллограмма сигнала на нагрузочном сопротивлении R_e при $p_s = 51$ ГПа, $\Delta h = 0,2$ мм, $h = 0,8$ мм (б):

первая стрелка соответствует моменту входа УВ в измерительную ячейку, вторая — моменту замыкания активного электрода на землю

зоровано выше, временное разрешение такого датчика, определяется переходными явлениями в конденсаторе при прохождении фронта УВ, а также переходными электрическими явлениями в цепях, что увеличивает время разрешения до $0,1 \div 0,2$ мкс в зависимости от диапазона измеряемых сопротивлений и от фазы сжатия.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В первой серии опытов измерялась зависимость сопротивления ячейки от ее толщины Δh при неизменном давлении в УВ $p_s = 51$ ГПа. На рис. 2,а показан профиль продольного напряжения $\sigma_x(t)$ в волне, проходящей в образец, который был записан манганиновым датчиком в дюралюминиевой пластине. При этом максимальная амплитуда УВ равнялась 67 ГПа. Когда эта волна переходила в ПТФЭ, ее амплитуда уменьшалась до 51 ГПа. Типич-

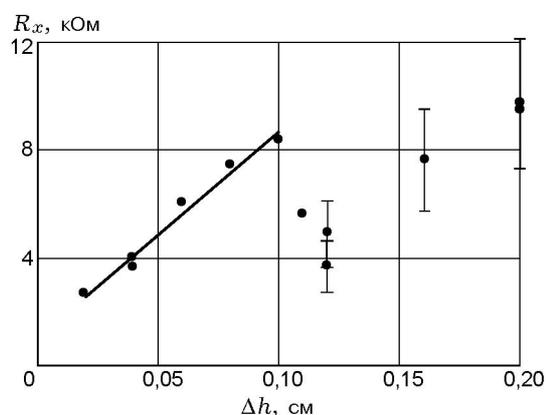


Рис. 3. Зависимость сопротивления ячейки от ее толщины при $h = 0$ и $p_s = 51$ ГПа:

планка погрешностей по R_x показана для опытов со спадающим профилем $U_x(t)$

ная осциллограмма напряжения на нагрузочном сопротивлении приведена на рис. 2,б. Сопротивление $R_x(t)$ рассчитывалось по отношению амплитуд $U_x(t)/U$, где U — напряжение, измеряемое на нагрузочном сопротивлении до прихода УВ, и по известным сопротивлениям $R_2, R_3, R_4, R_5, R_{sh}$ и R_e . Сопоставление профилей $\sigma_x(t)$ и $U_x(t)$ показывает, что амплитуда $U_x(t)$ уменьшается (и, следовательно, уменьшается сопротивление ячейки) при постоянном уровне давления за фронтом УВ. Поэтому для определения диапазона Δh , в котором распределение удельного сопротивления однородно по объему измерительной ячейки, определяли зависимость амплитуды сигнала от размеров измерительной ячейки Δh и S , где S — площадь активного электрода. При $h = 0$ и $\Delta h < 0,11$ см сигналы $U_x(t)$ были практически постоянными в течение времени существования «полки» давления либо вплоть до момента выхода УВ на кабельное соединение и связанного с этим замыкания сопротивления R_x на землю. При $h = 0$ и $\Delta h > 0,12$ см уровень сигнала спадал либо нарастал в течение времени регистрации, что указывало на изменение сопротивления в объеме образца. На рис. 3 показана зависимость $R_x(\Delta h)$. Диапазон погрешностей по R_x связан с неопределенностью измеряемого сопротивления вследствие спадающего профиля $U_x(t)$. В точках, для которых не указан диапазон погрешностей, регистрировался постоянный уровень сигнала в течение времени измерения. Из этого графика видно, что только при $\Delta h < 0,11$ см распределение электроп-

роводности в образце можно считать однородным в течение времени измерения. При большей толщине образца нестационарный характер проводимости приводит к отклонению от линейной зависимости $R_x(\Delta h)$.

Следует отметить также возможность более сложных механизмов, связанных с нелинейным распределением потенциала в ячейке [8]. При обработке первых пяти точек методом линейной регрессии получено значение удельного сопротивления $\rho_s = (5,1 \pm 0,3) \cdot 10^5$ Ом·см непосредственно за фронтом УВ в зоне, примыкающей к верхней пластине. В [5] при таком же давлении в ударной волне было получено на порядок меньшее значение удельного сопротивления ($\approx 2 \cdot 10^4$ Ом·см). Однако измерение сопротивления в цитируемой работе проводилось на образцах толщиной $0,25 \div 0,51$ см, т. е., согласно рис. 3, в зоне, в которой наблюдается отклонение от линейной зависимости $R_x(\Delta h)$.

Во второй серии экспериментов геометрические размеры измерительной ячейки были следующие: $\Delta h = 0,2$ мм, диаметр активного электрода 10 мм. В опытах варьировали координату измерительной ячейки h и давление в ударной волне p_s . По осциллограммам определяли значения $\rho_x(h, t)$, используя соотношение

$$\rho_x(h, t) = \frac{R_x(h, t)S\delta}{\Delta h}.$$

Серии профилей $\rho_x(h, t)$ для трех различных значений p_s приведены на рис. 4. Из анализа рис. 4 следует, что основной спад значения удельного сопротивления до $10^2 \div 10^6$ Ом·см (исходное удельное сопротивление ПТФЭ $\rho_0 = 10^{14} \div 10^{18}$ Ом·см) происходит во фронте УВ, характер изменения сопротивления за основным скачком зависит от амплитуды УВ. На нижней границе фазового перехода при $p_s = 35$ ГПа в диапазоне $h = 0 \div 1$ мм удельное сопротивление за фронтом УВ возрастает. Однако при увеличении координаты установки ячейки до $h = 2$ мм появляется тенденция к уменьшению удельного сопротивления, которая наблюдается также и в верхнем диапазоне давления. При $p_s = 51 \div 56$ ГПа сопротивление ячейки уменьшается примерно на порядок в течение $\approx 0,5$ мкс и достигает некоторого равновесного значения.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Статические исследования показали, что электропроводность в полимерах обусловлена

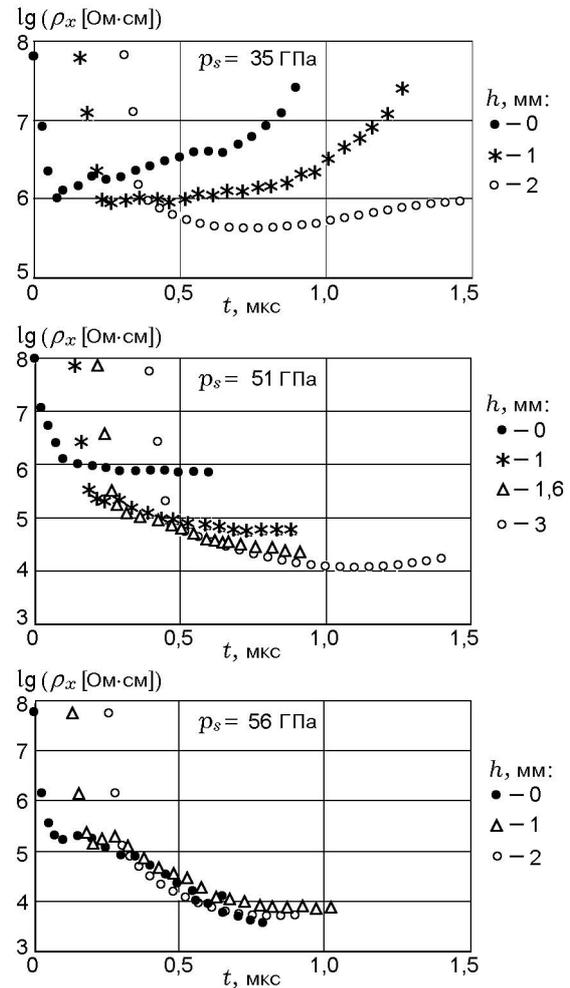


Рис. 4. Профили $\rho_x(h, t)$ на различных расстояниях от плоскости распада разрыва

ионным, электронным и молионным механизмами в зависимости от типа носителей [8]. В диапазоне давлений $35 \div 63$ ГПа, исследованном в настоящей работе, оценка температуры ПТФЭ за фронтом УВ дает значения $(2 \div 4) \cdot 10^3$ К. Можно предположить, что в условиях ударного сжатия основным механизмом является ионная электропроводность, так как ударная волна разрушает полимерную цепочку по механизму термодеструкции и генерирует большое количество ионов. Как отмечалось в [3], при анализе сохраненных образцов обнаружены конечные продукты диссоциации: твердый углерод и газообразный фторуглерод. В результате диссоциации исходного полимера в промежуточных состояниях реагирующей системы образуются ионы, которые

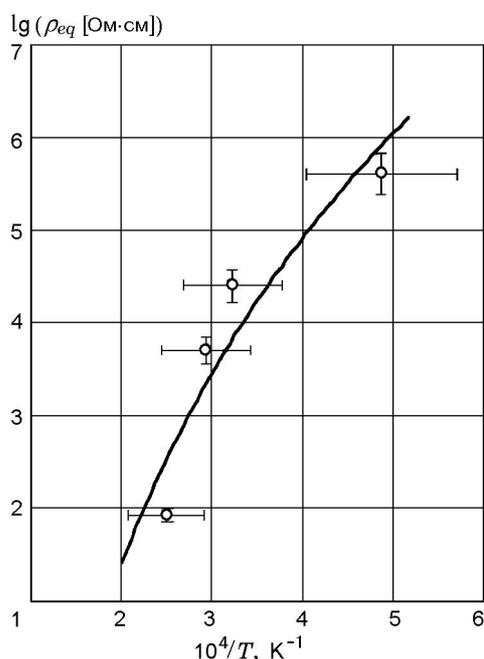


Рис. 5. Зависимость $\lg \rho_{eq}$ от обратной температуры при ударном сжатии ПТФЭ

обуславливают электропроводность вещества. При ионном механизме электропроводность вещества пропорциональна концентрации и подвижности ионов. Поэтому удельная электропроводность является тем физическим параметром, изменение которого во времени отражает кинетику реакции диссоциации. Воспользуемся уравнением Аррениуса для скорости реакции [9] в предположении, что равновесная проводимость однозначно связана с концентрацией ионов. Тогда температурную зависимость равновесного удельного сопротивления можно записать в виде

$$\rho_{eq} = \rho_0 \exp \frac{E_d}{kT},$$

где ρ_0 — слабо зависит от температуры, E_d — энергия диссоциации. Зависимость $\lg \rho_{eq}(1/T)$ для ПТФЭ при ударном сжатии приведена на рис. 5. Для расчета температуры вдоль ударной адиабаты использовалось уравнение состояния, приведенное в работе [3]. Неопределенность такого расчета указана на графике горизонтальными отрезками, которые показывают верхнюю и нижнюю границы температуры в зависимости от значения теплоемкости. На высокотемпературном пределе температуры рассчитывали по теплоемкости ПТФЭ при

нормальных условиях, а низкотемпературная граница получена при теплоемкости, соответствующей закону Дюлонга и Пти. Из рис. 5 видно, что в диапазоне изменения ρ_{eq} на четыре порядка зависимость $\lg \rho_{eq}(1/T)$ несколько отличается от линейной. Влияние температуры на E_d можно описать эмпирической зависимостью $E_d = (1,2 \cdot 10^{-3} \cdot T + 0,1)$ эВ в диапазоне $T = (2 \div 4) \cdot 10^3$ К. Здесь следует отметить, что при изменении давления от 35 до 63 ГПа межатомное расстояние меняется на 1,7 % за счет объемного сжатия. Таким образом, влияние объемного сжатия на изменение межмолекулярного потенциала должно быть малым, а наблюдаемое изменение E_d , по-видимому, связано с температурой. Во всем диапазоне давлений среднее значение эмпирической энергии диссоциации $E_d = (3,3 \pm 0,7)$ эВ. Для сравнения приведем значения энергии для одинарной связи С–С: $E = 3,6$ эВ — и для связи С–F в молекуле CF_4 : $E = 5,0$ эВ [10]. Сравнение этих энергий подтверждает данные авторов [3] о диссоциации ПТФЭ при ударных давлениях выше 35 ГПа. Кроме того, измеренное значение $E_d = (3,3 \pm 0,7)$ эВ разумно согласуется с более низким значением энергии одинарной связи С–С.

Зависимость профилей удельного сопротивления от координаты, по-видимому, связана с гидродинамикой течения за фронтом УВ, так как верхний электрод заземлен и электрическое поле не проникает в ту часть образца, которая расположена выше фольги (3 на рис. 1). Известно [11], что в релаксирующих упруговязких средах стационарный профиль продольного напряжения волны устанавливается на расстоянии нескольких миллиметров от плоскости соударения. Если предположить, что удельное сопротивление однозначно связано с параметрами термодинамического состояния, то пространственная зависимость профилей $\rho_x(h, t)$ объясняется переходом к стационарному гидродинамическому профилю УВ. В схеме эксперимента, показанного на рис. 1, УВ в ПТФЭ генерируется на границе раздела пластина — образец. В серии профилей при $p_s = 56$ ГПа (см. рис. 4) стационарный профиль $\rho_x(h, t)$ устанавливается практически на расстоянии $h = 1$ мм от плоскости распада разрыва.

Временная зависимость удельного сопротивления за фронтом УВ может быть обусловлена несколькими механизмами. Во-первых,

удельная проводимость за фронтом изменяется в зоне релаксации вязких напряжений, следующей за ударным скачком, так как последняя сопровождается структурной перестройкой, и, следовательно, в этой зоне меняется ионная подвижность. В [12] с помощью манганиновых датчиков была зарегистрирована зона релаксации вязких напряжений в ПТФЭ длительностью $\approx 0,25$ мкс, следующая за первым скачком. Другой особенностью ударного сжатия является гетерогенный характер распределения температуры за фронтом в связи с существованием неоднородностей — пор и границ кристаллических и аморфных областей полимера, различающихся по плотности. Это приводит к появлению «горячих точек» и усложнению кинетики реакции в связи с ростом и перекрытием горячих областей. Концепция «горячих точек» была подтверждена экспериментально в [13].

ВЫВОДЫ

В работе усовершенствована методика измерения электропроводности полимера за фронтом УВ. Показано, что при толщине измерительной ячейки $\Delta h > 0,11$ см наблюдаются отклонения от линейной зависимости $R_x(\Delta h)$, которые при больших толщинах образца не позволяют корректно определять удельное сопротивление ПТФЭ.

Диапазон изменения удельного электропроводности за фронтом УВ составлял $10^2 \div 10^6$ Ом·см (исходное удельное сопротивление ПТФЭ $\rho_0 = 10^{14} \div 10^{18}$ Ом·см). Показано, что при давлениях выше 35 ГПа с увеличением как координаты, так и времени удельное электропроводности монотонно уменьшается и достигает своего равновесного значения в течение характерного времени $\approx 0,5$ мкс на расстоянии нескольких миллиметров от плоскости распада разрыва.

Полученные результаты свидетельствуют об ионном механизме электропроводности и подтверждают данные о деструкции ПТФЭ в ударных волнах при давлении свыше 35 ГПа. Среднее значение эмпирической энергии диссоциации в исследованном диапазоне давлений составило $E_d = (3,3 \pm 0,7)$ эВ, что в пределах ошибки совпадает с энергией одинарной связи С–С: $E = 3,6$ эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Якушев В. В. Электрические измерения в динамическом эксперименте // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 2. С. 3–19.
2. Ree F. H. Systematics of high-pressure and high-temperature behavior of hydrocarbons // J. Chem. Phys. 1979. V. 70, N 2. P. 974–983.
3. Morris C. E., Fritz J. N., McQueen R. G. The equation of state of polytetrafluoroethylene to 80 GPa // J. Chem. Phys. 1984. V. 80, N 10. P. 5203–5218.
4. Кулешова Л. В. Электропроводность нитрида бора, хлористого калия и фторопласта-4 за фронтом ударных волн // Физика твердого тела. 1969. Т. 11, № 5. С. 1085–1091.
5. Champion A. R. Effect of shock compression on electrical resistivity of three polymers // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, N 5. Pt 2. P. 2216–2220.
6. Бордзиловский С. А., Караханов С. М. Электроизоляционные свойства фторопластовых прокладок при динамическом сжатии // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 4. С. 124–129.
7. Якушев В. В., Набатов С. С., Якушева О. Б. Физические свойства и превращение акрилонитрила при высоких динамических давлениях // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 4. С. 583–594.
8. Электрические свойства полимеров / Б. И. Сажин, А. М. Лобанов, М. П. Эйдельмант, С. Н. Койков, О. С. Романовская. Л.: Химия, 1970. С. 42.
9. Эмануэль Н. М., Кнорре Д. Г. Курс химической кинетики. М.: Высш. шк., 1974. С. 47.
10. Пименталь Г., Спратли Р. Как квантовая механика объясняет химическую связь. М.: Мир, 1973. С. 313.
11. Schuler K. W., Nunziato J. W. and Walsh E. K. Recent results in nonlinear viscoelastic wave propagation // Intern. J. Solid and Structures. 1973. V. 9, N. 10. P. 1237–1281.
12. Караханов С. М., Бордзиловский С. А. Динамическое поведение политетрафторэтилена в волнах сжатия и разгрузки // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 5. С. 109–118.
13. Van Holle W. G. Shock wave diagnostics by time-resolved infrared radiometry and nonlinear Raman spectroscopy // Shock Waves in Condensed Matter / J. R. Asay et al. (Eds). Amsterdam: North-Holland Phys. Publ., 1984. P. 283–291.

Поступила в редакцию 28/XI 2001 г.