

05;07;10

Экспериментальное определение момента разрушения полиметилметакрилата и полистирола за фронтом ударной волны, возбуждаемой сильноточным импульсным электронным пучком

© Б.А. Демидов,¹ В.П. Ефремов,² Ю.Г. Калинин,¹ В.А. Петров,¹ С.И. Ткаченко,^{2,3} К.В. Чукбар¹

¹ Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

² Объединенный институт высоких температур РАН,
127412 Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт,
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия
e-mail: kalinin@dap.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 10 июня 2011 г.)

Экспериментально с помощью лазерного зондирования в сочетании с электронно-оптической хронографией определены временные диапазоны разрушения полиметилметакрилата и полистирола при воздействии на них ударной волны, инициированной сильноточным импульсным электронным пучком. Показано, что разрушение происходит при разгрузке материала, т.е. уже после прохождения фронта ударной волны. Установлено, что несмотря на различный характер разрушения этих полимеров вблизи облучаемой поверхности, скорости волн разрушения в них близки.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется изучению поведения волны разрушения различных материалов при импульсных нагрузках [1–3], в том числе исследуются временные задержки между прохождением фронта ударной волны и моментом разрушения, результаты большого числа подобных работ изложены в монографии [4]. Экспериментальные исследования показали, что в ряде материалов (различные стекла) разрушение наступает на фронте волны сжатия, а в таких материалах, как кварц, разрушение реализуется в волне разгрузки уже за фронтом ударной волны (УВ).

В настоящей работе изложены эксперименты по определению момента разрушения полимерных материалов — полиметилметакрилата (ПММА) и полистирола (ПС) — при воздействии ударной волны, возбуждаемой сильноточным электронным пучком. Актуальность этой задачи определяется тем, что в настоящее время эти материалы широко используются в различных устройствах ракетно-космической, ускорительной техники и т.п., поэтому механика их разрушения при импульсных нагрузках представляет определенный интерес. Адиабаты многих полимеров известны [5,6], однако в настоящее время не существует модели, которая адекватно описывала бы поведение этих материалов при быстрых импульсных нагрузках с учетом необратимых деформаций, пластичности и хрупкого разрушения. Разрушение таких материалов при импульсных нагрузках носит неравновесный характер, что связано с их сложной внутренней структурой и с нелинейными прочностными свойствами.

В выборе объектов исследования сыграл также свою роль следующий факт. При исследовании процесса разрушения полимеров ПС и ПММА под воздействием ударной волны, возбуждаемой сильноточным импульсным электронным пучком, авторами было обнаружено [7,8], что, несмотря на близость значений многих физико-технических параметров обоих полимеров, наблюдается существенная разница в пространственном положении области их разрушения. В ПС разрушение (образование трещин, помутнений и т.д.) начинается непосредственно за зоной выделения энергии электронного пучка и распространяется вглубь мишени. В ПММА разрушения в виде „метелки“ образуются в глубине мишени на некотором расстоянии от зоны выделения энергии электронного пучка. Между зоной энерговыделения и „метелкой“ наблюдается прозрачный слой толщиной в несколько миллиметров. Об этом свидетельствуют фотографии, представленные на рис. 1. Некоторые соображения о причинах такого поведения прозрачности высказаны в [8], хотя это явление требует дальнейших исследований.

Дальнейшие эксперименты [8] показали схожесть локализации разрушения оптического стекла и ПС. Последнее обстоятельство с учетом данных [4] позволило предположить, что различная картина разрушений ПММА и ПС объясняется тем, что в последнем (как и в оптическом стекле) разрушение реализуется на фронте волны сжатия, а в ПММА — за фронтом ударной волны в волне разгрузки. Для выяснения истинности этого предположения и были выполнены описанные далее эксперименты.

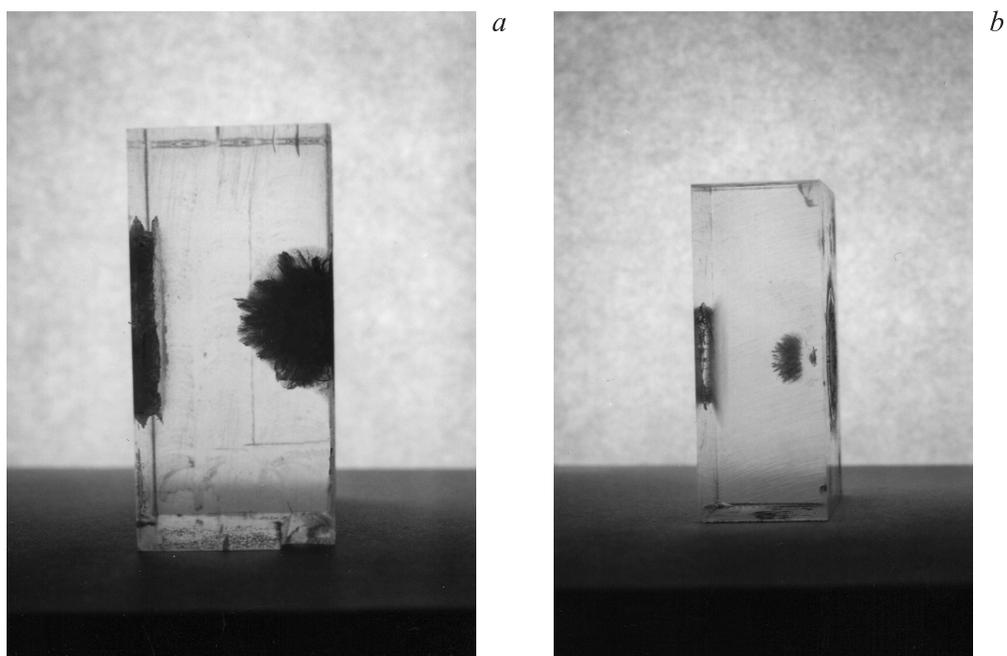


Рис. 1. Изображение мишеней из ПС (толщина образца $l = 32$ mm) (a) и ПММА ($l = 19$ mm) (b) после воздействия импульсного сильноточного электронного пучка ($I = 18$ kA, $V = 0.3$ MeV, $\tau = 10^{-7}$ s).

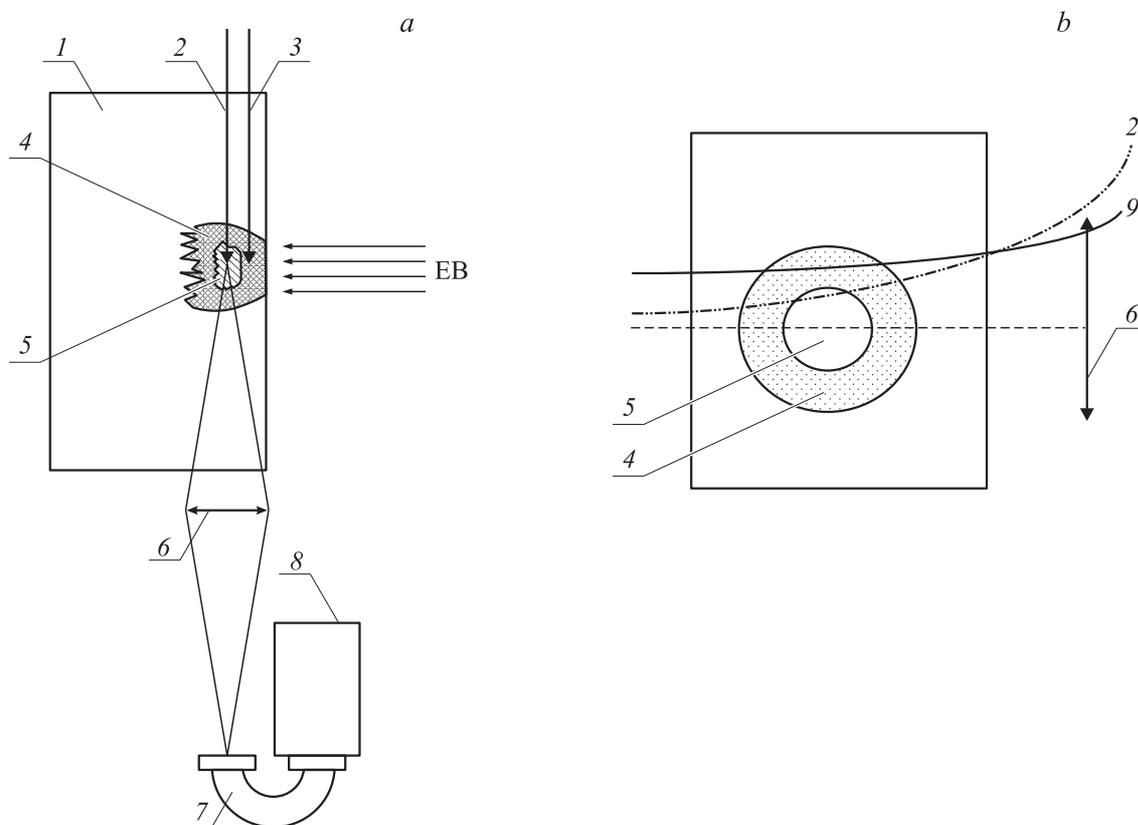


Рис. 2. Схема опыта: a — вид сверху, b — вид спереди.

Постановка и схема эксперимента

Схема эксперимента принципиально не отличалась от той, которая использовалась нами в работе [9], она представлена на рис. 2. Образец полимера 1 высотой 60 мм, шириной 40 мм и толщиной 29 мм располагается в вакуумной камере ускорителя „Кальмар“ [10] на аноде. Электронный пучок (ЕВ) диаметром 10–12 мм с током $I = 18–20$ кА и энергией электронов $V = 0.3$ МэВ, длительностью импульса тока на полувысоте $\tau = 10^{-7}$ с направлялся на поверхность образца. Луч DPSS-лазера на алюмо-иттриевом гранате с внутррезонаторным преобразованием во вторую гармонику ($\lambda = 0.532$ мкм, длительностью 10 мкс, мощностью до 300 мВт) с помощью длиннофокусного объектива направлялся на боковую стенку перпендикулярную оси электронного пучка. Зондирование проводилось по одному из трех оптических путей (2, 3 и 9 на рис. 2). Два из них проходили в плоскости оси пучка на расстоянии 7 и 4 мм от облучаемой поверхности мишени (луч 2 и 3 на рис. 2, а соответственно). Луч 2 проходит через область 5, в которой зарегистрированы разрушения обоих полимеров, а луч 3 — через область 4, где разрушался только ПС, а в ПММА видимых разрушений не обнаружено. Кроме того, проводилось зондирование образцов на расстоянии 7 мм от облучаемой поверхности на 8 мм выше оси электронного пучка (путь 9 на рис. 2, б).

Лазерный луч с помощью линзы б через световод 7 переносился на фотокатод фотохронографа ФЭР-7 8 без входной щели и разворачивался во времени; лазер запускался до пуска ускорителя. В оптическом тракте ФЭР-7 устанавливался интерференционный фильтр на длину волны 532 нм с полосой пропускания 10 нм. Временное разрешение хронограммы в нашем случае определялось диаметром изображения лазерного пучка на фотокатоде и составляло около 100 пс.

При прохождении ударной волны по полимеру на пути ее распространения и изменения плотности показатель преломления вещества изменяется, образуя своеобразную „цилиндрическую линзу“, показатель преломления в которой может меняться по радиусу. В результате лазерный луч отклоняется в вертикальной плоскости (рис. 2, б) (подробнее см. [9]), вплоть до полного выхода за пределы световода и соответственно фотокатода. Если в процессе прохождения ударной волны полимер не разрушился, то после разгрузки лазерный луч возвращается в первоначальное положение и опять регистрируется хронографом. Разрушение полимера приводит к сильному рассеянию зондирующего луча на образовавшихся дефектах и тем самым к необратимому исчезновению светового сигнала с фотокатода. Таким образом, определяя время между отклонением лазерного луча при прохождении фронта ударной волны и его прерыванием из-за непрозрачности полимера при его разрушении, можно определить, на какой стадии — сжатии или

разгрузке — наступает разрушение исследуемого прозрачного объекта.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 3 и 4 представлены хронограммы поведения лазерных лучей, проходящих через различные области полимерных образцов при распределении УВ, генерируемых электронным пучком. Там же приведена

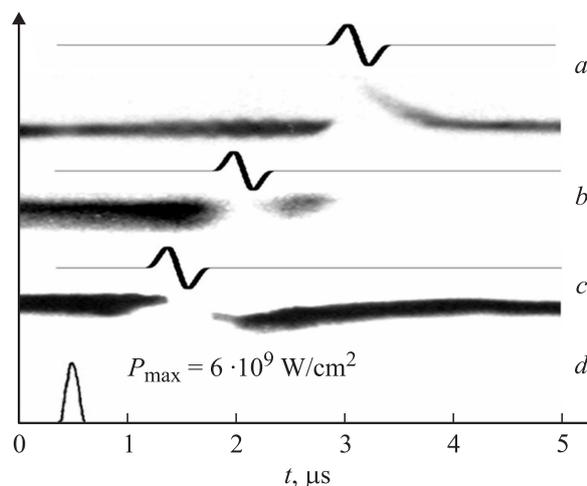


Рис. 3. Хронограммы лазерных лучей при прохождении через ПММА: *a* — луч проходит на расстоянии 7 мм от передней поверхности мишени на 8 мм выше оси электронного пучка; *b* — луч проходит на расстоянии 7 мм от передней поверхности мишени на уровне оси электронного пучка, через центр „метелки“; *c* — луч проходит на расстоянии 4 мм от передней поверхности мишени на уровне оси электронного пучка. Кроме того, схематично изображены временные профили давления при прохождении УВ через соответствующие сечения, рассчитанные в соответствии с формулой (4); *d* — характерная временная зависимость мощности электронного пучка с амплитудным значением $P = 6 \cdot 10^9$ Вт/см².

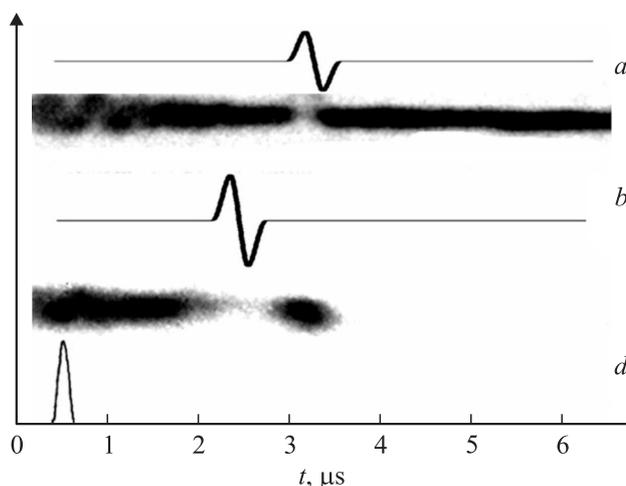


Рис. 4. *a*, *b* и *d* — то же, что и на рис. 3, но для ПС.

типичная временная зависимость мощности, выделяемой электронным пучком в образце; ее достаточно хорошо можно аппроксимировать полупериодом синусоиды, длительность которого составляет 220 ns, а амплитуда — $P = 6 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$.

Хронограммы, приведенные на рис. 3, *a*, *b*, соответствуют лучам, проходящим через различные области ПММА, находящиеся на расстояниях 7 mm от облучаемой плоскости мишени. Как следует из хронограммы, представленной на рис. 3, *a*, лазерный луч, проходящий на расстоянии 8 mm выше центра области разрушения — „метелки“ (путь 9 на рис. 2, *b*), не прерывается, но только отклоняется, определяя тем самым момент прохождения относительно слабой ударной волны. Такая волна не вызывает разрушения полимера, время ее прихода составляет около 2.5 μs от момента, в который начинается поглощение энергии пучка.

Лазерный луч (рис. 3, *b*), пересекающий центр области разрушения, ведет себя иначе. При прохождении УВ он прерывается приблизительно через 1.6 μs от начала введения мощности на 0.4–0.6 μs. Затем яркость луча восстанавливается, а спустя 0.5–0.6 μs световая развертка окончательно прерывается. Этот момент мы соотносим с наступлением разрушения материала, делающего его полностью непрозрачным. Таким образом, можно утверждать, что разрушение ПММА происходит после прохождения УВ, т.е. во время разгрузки материала.

Хронограмма (рис. 3, *c*), регистрирующая поведение луча, который проходит через „неразрушаемую“ зону ПММА — по пути 3, изображенном на рис. 2, *a* — прерывается через 0.9 μs на 0.45 μs, а затем полностью восстанавливается.

Аналогичные зависимости при прохождении лазерного луча через ПС представлены на рис. 4. При прохождении через область вне зоны разрушения (рис. 4, *a*) лазерный луч прерывается, а затем восстанавливается. В области разрушения (рис. 4, *b*) лазерный луч пропадает на 0.6–0.7 μs, затем появляется на 0.4–0.6 μs, после чего окончательно пропадает. Обращает на себя внимание схожесть динамики хронограмм для ПММА и ПС; небольшое отличие состоит только в том, что описанные особенности на хронограммах ПС регистрируются позже, чем в ПММА. Это обусловлено тем, что скорость звука, а следовательно, и скорость УВ при одинаковых условиях облучения в полистироле меньше, чем в оргстекле. Результаты, представленные на рис. 3 и 4, свидетельствуют о том, что, несмотря на то что пространственный характер разрушения ПММА и ПС после воздействия импульсного электронного пучка сильно различаются, оба полимера разрушаются в процессе разгрузки.

Моделирование реакции полимеров на воздействие мощных электронных пучков необходимо проводить с учетом нелинейных эффектов. Однако аналитическое решение такой задачи не существует, поэтому ограничимся линейным (акустическим) приближением.

Распространение волны сжатия/разгрузки, порождаемой пучком, можно, следуя авторам работы [4], модельно описать на основе акустического одномерного приближения, когда уравнения эволюции сплошной среды, занимающей полупространство $x > 0$, в лагранжевых переменных

$$\frac{d1/\rho}{dt} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial u}{\partial h}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial h}, \quad h = \frac{1}{\rho_0} \int_0^x \rho(x', t) dx' \quad (1)$$

связываются „линейным“ уравнением состояния в форме Ми–Грюнайзена

$$p = \rho_0 c_s^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) + \rho_0 \Gamma E(h, t). \quad (2)$$

Здесь ρ_0, ρ — начальная и текущая массовые плотности среды, u — скорость ее движения, p — давление (в отличие от газового случая может быть как положительным, так и отрицательным), c_s — скорость звука, E — внутренняя энергия, Γ — коэффициент Грюнайзена. Используя (2), можно переписать первое уравнение (1) в терминах давления

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 c_s^2 \frac{\partial u}{\partial h} + \rho_0 \Gamma \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (3)$$

Систему (1), (3) следует дополнить начальными и граничными условиями

$$u(h, 0) = 0, \quad p(h, 0) = 0, \quad p(0, t) = p(\infty, t) = 0$$

и уравнением, описывающим поглощение энергии пучка в среде. Для электронов в рассматриваемом диапазоне энергий можно считать, что на глубине их пробега δ поглощение энергии происходит однородно

$$\rho_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{q(t)}{\delta} \theta(h) \theta(\delta - h),$$

$q(t)$ — интенсивность пучка, $\theta(x)$ — функция Хевисайда. В [4] приведено решение только для области поглощения ($0 < h < \delta$). Вне области поглощения пучка ($h > \delta$), а именно в ней мы изучаем поведение материала, решение системы (1), (2) имеет вид

$$p = \frac{\Gamma}{\delta} \left[-Q \left(t - \frac{h}{c_s} \right) + \frac{1}{2} Q \left(t - \frac{h}{c_s} + \frac{\delta}{c_s} \right) + \frac{1}{2} Q \left(t - \frac{h}{c_s} - \frac{\delta}{c_s} \right) \right], \quad (4)$$

где $Q(t) = \int_0^t q(t') dt'$ — энергия пучка, поглощенная к моменту t , которая приходится на единицу площади.

С помощью уравнения (4) можно найти давление в любой точке мишени в произвольный момент времени в линейном приближении. Поскольку в наших

экспериментах мощность пучка достаточно высока, надо было бы моделировать формирование и прохождение ударных волн в веществе. В принципе применимость уравнения (4) для общей нелинейной ситуации можно улучшить, заменяя в нем скорость звука на скорость ударной волны и подбирая значения коэффициента Грюнайзена, дающие „правильные“ абсолютные значения давления. Однако не все реальные эффекты могут быть учтены такой подгонкой, например, в любом случае время прихода максимального растяжения будет моделироваться неадекватно, поскольку здесь невозможно использовать различные величины скорости для разных участков профиля $p(h)$. Даже при внесении указанных „поправок“ в этой модели и фронт УВ, и волна разгрузки распространяются с одинаковой скоростью, а это не так в реальной ситуации. Следовательно, имеющий в акустическом приближении одинаковую (вне зависимости от величины поглощенной энергии пучка и расстояния от зоны поглощения) длительность, импульс возмущения в модели получается существенно короче, чем в реальных экспериментах.

На рис. 3 схематично изображено прохождение УВ, рассчитанной в соответствии с формулой (4), через сечения, в которых получены экспериментальные хронограммы. Для того чтобы начало отклонения луча на хронограмме совпадало со временем прихода волны в соответствующее сечение, были подобраны следующие значения скорости ударной волны: в случае (b) УВ проходит расстояние $l = 7 \text{ mm}$ со скоростью $D = 4.3 \text{ km/s}$, а в (c) — $l = 4 \text{ mm}$ и $D = 4 \text{ km/s}$ соответственно. Такое отличие в величинах скоростей (менее 10%) распространения УВ может быть обусловлено ошибками измерений, одной из которых является относительно плохое временное разрешение. Напомним, что временное разрешение в эксперименте $\sim 100 \text{ ns}$, что и составляет около 10% времени распространения волны в точку, отстоящую от поверхности на 4 mm . Для случая (a) $D = 2.7 \text{ km/s}$ при $l = 7 \text{ mm}$. В реальности значение скорости будет несколько больше, поскольку УВ уже не совсем плоская и проходит больший путь. Амплитудное значение давления, оцененное по формуле (4), в ПММА достигало $\sim 1.7 \text{ GPa}$ (в соответствии с [11] значение коэффициента Грюнайзена принималось $\Gamma = 0.6$).

На рис. 4 приведены аналогичные изображения прохождения УВ через ПС в случае (a) $l = 7 \text{ mm}$ и $D = 2.6 \text{ km/s}$ и (b) $l = 7 \text{ mm}$, $D = 3.7 \text{ km/s}$.

Выводы

С помощью лазерного зондирования в сочетании с электронно-оптической хронографией определены значения времени задержки прихода волны разрушения относительно фронта ударной волны в ПММА и ПС. Несмотря на то, что пространственная картина разрушения этих двух полимеров после воздействия импульсного высокоэнергетического электронного пучка сильно

различается, в области давлений 1.7 GPa разрушение обоих полимеров наступает через $1.0\text{--}1.2 \mu\text{s}$ после прохождения ударной волны, т. е. в волне разгрузки.

Для определения численных значений величин напряжений, при которых происходит разрушение полимеров, необходимо, с одной стороны, улучшить оптическую схему для более точной фиксации момента наступления разрушения и, с другой стороны, провести численное моделирование воздействия электронного пучка на мишень в нелинейном приближении.

Работа поддержана грантом „Поддержка ведущих научных школ“ НШ-6536.2010.2.

Список литературы

- [1] Kanel G.I., Rasorenov S.V., Fortov V.E. Shock Compression of Condensed matter / Ed. by S.C. Schmidt, R.D. Dick, J.W. Forbes, D.G. Tasker. Elsevier Science Publishers, 1992. P. 451–454.
- [2] Kozhushko A.A., Orphal D.L., Sinani A.B. et al. // Int. J. Impact. Eng. 1999. Vol. 23. P. 467.
- [3] Radford D.D., Willmott G.R., Field J.E. Shock Compression of Condensed Matter. / Ed. by M.D. Furnish. American Institute of Physics, 2004. P. 755–758.
- [4] Каннель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 407 с.
- [5] Бушман А.В., Жерноклетов М.В., Ломоносов И.В. и др. // ДАН. 1993. Т. 329. № 5. С. 581.
- [6] Billingsley J.P. // Int. J. Impact. Eng. 1998. Vol. 21. P. 267.
- [7] Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивкин М.В. и др. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2008. № 8. С. 55.
- [8] Демидов Б.А., Ефремов В.П., Петров В.А. и др. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2009. № 9. С. 1.
- [9] Анянцев С.С., Берналь И.Д., Демидов Б.А. и др. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 5. С. 111.
- [10] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А. и др. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. Вып. 2. С. 100.
- [11] Демидов Б.А., Ивкин М.А., Ивонин И.А. и др. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 9. С. 56.