

**ИЗВЕСТИЯ КАБАРДИНО-БАЛКАРСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА**

**PROCEEDING OF THE
KABARDINO-BALKARIAN
STATE UNIVERSITY**

ТОМ IV, № 1, 2014

СОСТАВНАЯ СВЕРХУПРУГАЯ И ПЛАСТИЧЕСКАЯ УДАРНАЯ ВОЛНА, ВЫЗВАННАЯ КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

*Хохлов В.А., Иногамов Н.А., ¹Жаховский В.В., Анисимов С.И., Петров Ю.В.

ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН

¹*Университет Южной Флориды, США*

*khokhlov@landau.ac.ru

При воздействии коротких лазерных импульсов (пико-, фемтосекундного диапазона) на металлы наблюдается возникновение сверхупругих ударных волн. Это ударные волны (УВ), движущиеся как упругие, несмотря на то, что давление за фронтом такой волны значительно превышает классический предел упругости Гюгоню. Обычно одновременно с такой волной наблюдается следующая за ней пластическая ударная волна, причем в течение заметного времени они движутся практически синхронно, как единая сложная волна. В работе представлена структура такой сложной УВ в алюминии по результатам молекулярно-динамического моделирования с использованием двухтемпературного термогидродинамического расчета и в сопоставлении с результатами экспериментов.

Ключевые слова: воздействие коротких импульсов лазерного излучения на вещество, ударные волны, сверхупругость.

COMPLEX SUPERELASTIC AND PLASTIC SHOCK WAVE, CAUSED BY A SHORT LASER PULSE

Khokhlov V.A., Inogamov N.A., ¹Zhakhovsky V.V., Anisimov S.I., Petrov Yu.V.

Landau ITP RAS

¹*University of South Florida, Tampa, USA*

Under the action of short laser pulses (pico-, femtosecond) on metal the appearance of superelastic shock waves is observed. There are shock waves (SW), moving like elastic, despite the fact that the pressure behind the front of such wave is much higher than the classical Hugoniot elastic limit. Usually at the same time with such wave, there is the following it plastic shock wave, and for a significant time, they move almost simultaneously, as a single complex wave. The paper presents the structure of such a complex SW in aluminum based on the results of molecular dynamics simulations using a two-temperature thermo-hydrodynamic calculations and compared with experimental results.

Keywords: the action of short-pulse laser radiation on matter, shock waves, superelasticity.

Введение

Применение лазеров с короткими (пико- и фемтосекундного диапазона, а в последнее время – и более короткими) достаточно мощными импульсами с использованием технологии «накачка-зонд» («pump-probe») позволило изучать свойства вещества на новом уровне. При таких экспериментах лазерный импульс разделяется, основной (pump) импульс воздействует на мишень, а слабый отщепленный (probe) импульс, пройдя через линию задержки, используется для микроинтерферометрического измерения смещения поверхности мишени в области либо воздействия основного импульса, либо противоположной стороны пленки. Это позволяет повысить на несколько порядков временное разрешение и пространственную точность по сравнению с известными методиками VISAR и ORVIS [1–4].

В экспериментах возможно наблюдение за поверхностями мишени. Изучить процессы в объеме и понять внутреннюю динамику процесса позволяет численное моделирование.

При короткоимпульсном лазерном воздействии на металлы греющее лазерное излучение сначала поглощается электронами и затем передается решетке. Время установления температуры отдельно в электронной и ионной подсистемах мало по сравнению с другими характерными временами даже для фемтосекундных импульсов, а характерное время электрон-ионной релаксации сопоставимо с длительностью импульса или велико. Это позволяет говорить о двухтемпературном состоянии вещества с температурой ионной подсистемы значительно больше ионной (фононной) $T_e \gg T_i$. Хотя длительность этого состояния $\tau \sim c_e / \alpha$ (где c_e – электронная теплоемкость, α – коэффициент электрон-ионного те-

плообмена) невелика (для алюминия это несколько пикосекунд), за время двухтемпературной стадии формируется горячий приповерхностный слой, существенно влияющий на всю дальнейшую динамику. Благодаря большой теплопроводности электронной подсистемы $\chi_e = \kappa_e / c_e$ (теплопроводность металла κ практически вся обеспечивается электронами, $\kappa \approx \kappa_e$, а электронная теплоемкость c_e заметно меньше ионной (фононной) и общей теплоемкости вещества) тепловая волна движется со скоростью заметно больше скорости звука в веществе – и формируется прогретый слой толщиной $d_T \sim \sqrt{\chi_e \tau} \approx \sqrt{\kappa_e / \alpha}$, в алюминии порядка сотни нм. Это оказывает существенное влияние на всю последующую динамику. Для изучения этой стадии процесса нами используется двухтемпературный термогидродинамический код (2Т-ГД). Затем результаты такого расчета используются при задании начальных условий молекулярно-динамического моделирования (МД). Существует заметный интервал времени, в течение которого переход от термогидродинамического расчета к молекулярно-динамическому моделированию приводит к практически совпадающим результатам. В дальнейшем МД является значительно более информативным и позволяет проследить явления, в том числе неравновесные, плохо описываемые гидродинамикой.

Как отмечалось выше, поглощение короткого (пико-, фемтосекундного) лазерного импульса приводит к быстрому росту температуры (сначала электронной, затем ионной) за время, за которое вещество мишени не успевает заметно сдвинуться, т.е. при практически неизменной твердотельной плотности. Такой изохорический нагрев приповерхностного слоя мишени приводит к резкому возрастанию давления в нем. Акустическая разгрузка этого сдавленного слоя создает волну сжатия, бегущую вглубь мишени, и вторую волну, которая, отражаясь от свободной поверхности мишени, становится волной растяжения (в экспериментах с пленками на прозрачной подложке, через которую приходит греющий импульс, эта волна уходит в стекло, но в области контакта все равно возникает волна растяжения, следующая за волной сжатия, хотя и более слабая). Опрокидывание волны сжатия вследствие её нелинейности приводит к возникновению ударной волны (УВ). В таких созданных короткоимпульсным лазерным воздействием ударных волнах наблюдается необычное сочетание параметров: волна движется как упругая с «упругой» скоростью (в приближении однородного вещества модуль упругости K увеличивается на $\frac{4}{3}G$, где G – модуль сдвига) и без заметного затухания, хотя давление за ней значительно превосходит классический предел упругости Гюгонио (HEL) [1–3]. Как показано в работе [5], параметры такой «сверхупругой» УВ соответствуют продолжению адиабаты Гюгонио за HEL. При относительно небольшой интенсивности излучения возможна одиночная сверхупругая ударная волна, при большей интенсивности возникает сложная структура, состоящая из сверхупругой УВ и следующей за ней пластической УВ. Такие УВ наблюдались, в частности, в экспериментах [6] и [7], где использовались такие же лазерные импульсы, но более толстые пленки. Ниже будет рассмотрена структура такой сложной сверхупругой и пластической УВ по результатам молекулярно-динамического моделирования в условиях, соответствующих экспериментам [6, 7]: лазерный импульс длительностью 120 фс и мощностью $7,7 \cdot 10^{13}$ Вт/см² (с учетом отражения поглощаемая энергия 2,6 Дж/см²) воздействует на алюминиевые пленки различной толщины.

Результаты расчетов

Как отмечалось выше, лазерный импульс поглощается электронами в узком приповерхностном скин-слое, поднимая в нем электронную температуру $T_e \gg T_i$. Затем, благодаря большой теплопроводности $\chi_e = \kappa_e / c_e$ электронной подсистемы (теплопроводность металла κ практически вся обеспечивается электронами, $\kappa \approx \kappa_e$, а электронная теплоемкость c_e заметно меньше ионной (фононной) и общей теплоемкости вещества), за время электрон-ионной релаксации ($\tau \sim c_e / \alpha$, где α – коэффициент электрон-ионного теплообмена, для алюминия ~ 7 пс) формируется прогретый слой толщиной $d_T \sim \sqrt{\chi_e \tau} \approx \sqrt{\kappa_e / \alpha}$, в алюминии порядка сотни нм. Движение тепловой волны в это время оказывается сверхзвуковым. На рис. 1 показаны профили электронной (штриховые линии) и ионной (сплошные линии) температур по результатам 2Т-ГД расчета.

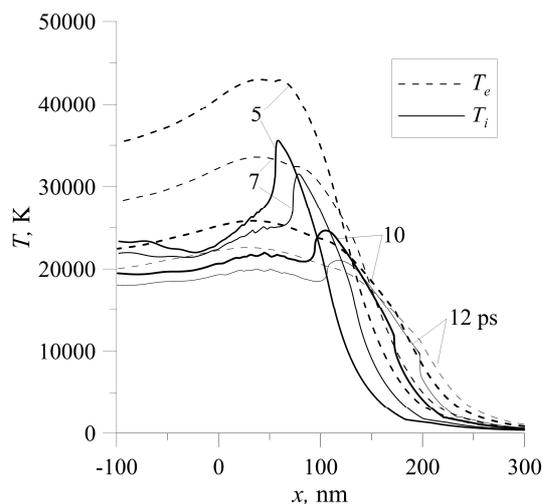


Рис. 1. Профили температуры (T , К) на малых временах (2Т-ГД расчет).
Здесь и на последующих рисунках цифрами на кривых обозначены моменты времени в пикосекундах после максимума лазерного импульса. Стрелками указаны участки, из которых в дальнейшем формируются упругая (EI SW) и пластическая (PI SW) ударные волны и дополнительная акустическая волна (ACW)

В МД-моделировании поглощение энергии берется таким, чтобы температура соответствовала ионной температуре в 2Т-ГД расчете. Хотя электронные температуры велики, вклад энергии и давления электронной подсистемы в суммарные энергию и давление при таких временах и дальше незначителен.

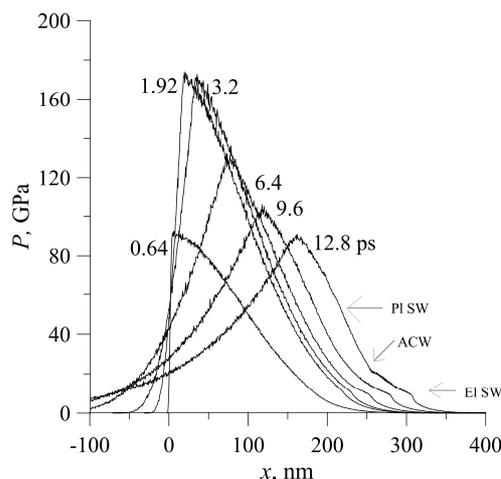


Рис. 2. Профили давления (P , ГПа) на малых временах (МД-моделирование).
Стрелками указаны участки, из которых в дальнейшем формируются упругая (EI SW) и пластическая (PI SW) ударные волны и дополнительная акустическая волна (ACW)

Когда выходящая из прогретого слоя волна сжатия догоняет ушедший вперед на двухтемпературной стадии фронт плавления, в области их пересечения на профиле давления возникает дополнительный излом (рис. 3). Этот участок служит заправкой, на которой формируется упругая УВ. Хотя формирование упругой УВ происходит на участке, значительно опережающем основную волну сжатия, в упругом

веществе скорость продольного звука $c_{el} = \sqrt{(K + \frac{4}{3}G) / \rho}$ с учетом вклада модуля сдвига оказывается

того же порядка, что скорость звука в следующей за ней волне с большим сжатием, но без сдвигового вклада, отсутствующего в пластическом веществе и жидкости.

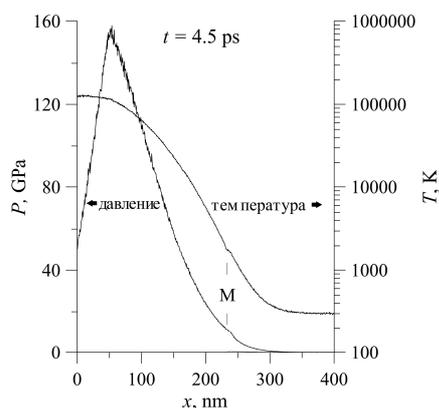


Рис. 3. Излом профиля температуры и давления при пересечении волны сжатия и фронта плавления (указан меткой М), служащий затравкой упругой УВ

Акустическая волна быстро обгоняет фронт плавления, но в веществе за упругим фронтом при давлениях, превышающих предел упругости, начинают развиваться пластические деформации, и сдвиговый вклад пропадает (рис. 4). Это хорошо видно по профилю сдвигового напряжения (str – штриховая линия на рис. 4).

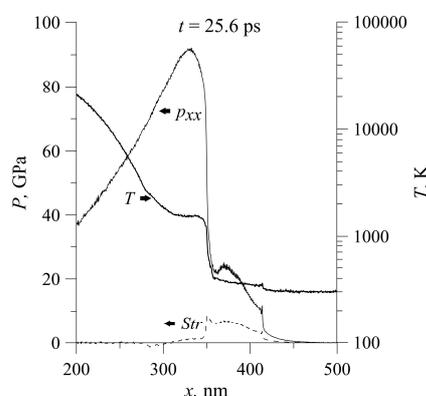


Рис. 4. Профили температуры (T), давления (p_{xx}) и сдвигового напряжения (Str , штриховая линия) в момент времени $t = 25,6$ пс

В результате вглубь вещества бежит упругая волна, со временем опрокидываясь в ударную (стрелка EI SW на рис. 5), вещество за этой волной некоторое время остается упругим, несмотря на большое давление, но затем развиваются пластические деформации, и следом бежит пластическая волна (стрелка PI SW), более сильная, но из-за отсутствия сдвигового вклада имеющая практически такую же скорость. В области разрушения упругого состояния сначала образуется излом профиля давления (рис. 5, ACW), а затем возникает дополнительная акустическая волна, догоняющая упругую УВ (рис. 6).

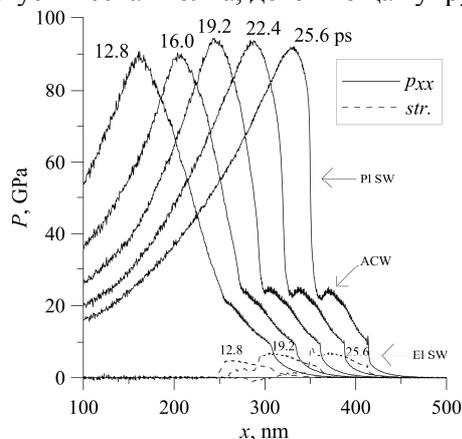


Рис. 5. Формирование упругой (EI SW) и пластической (PI SW) упругих волн и дополнительной акустической волны (ACW). Здесь и на последующих рисунках профили давления (сплошные линии) и сдвигового напряжения (штриховые линии)

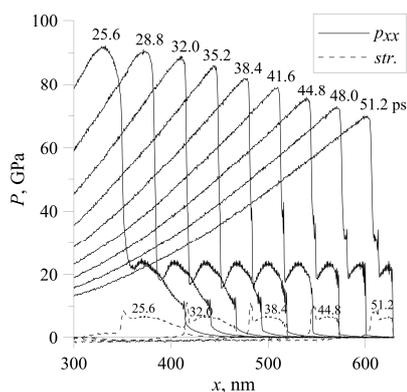
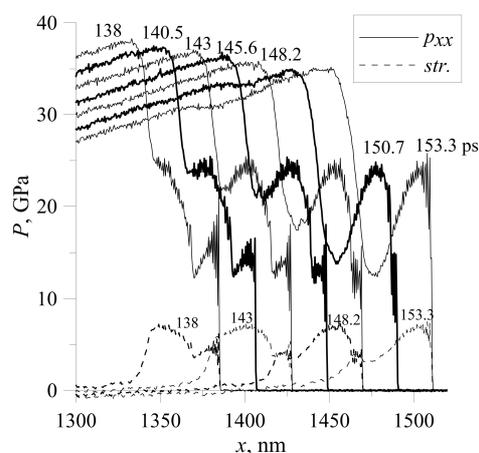


Рис. 6. Распространение упругой (El SW) и пластической (Pl SW) упругих волн и дополнительной акустической волны (ACW)

В дальнейшем такие акустические волны периодически возникают в области разрушения упругого состояния, метастабильного при давлении больше предела упругости, и, двигаясь в сжатом упругом веществе, догоняют упругую УВ, подталкивая её (рис. 7). Давление за упругой УВ при этом превышает 25 ГПа.

Рис. 7. Движение дополнительной акустической волны от зарождения перед пластической до упругой УВ на промежуточных временах (138–153,3 пс)



Пластическая УВ сначала немного догоняет упругую, затем в течение заметного времени движется практически синхронно с упругой. На больших временах пластическая УВ, за которой следует только волна разряжения, постепенно теряет энергию и начинает отставать от упругой.

Метастабильное сверхупругое состояние вещества разрушается спонтанно до прихода пластической волны. Из появляющейся при этом области разряжения выходят две акустические волны. Одна догоняет упругую УВ, другая движется навстречу УВ, проходит через пластическую волну, еще больше ослабляя ее, и проходит дальше навстречу движению УВ (рис. 8). После этого дополнительные акустические волны не возникают.

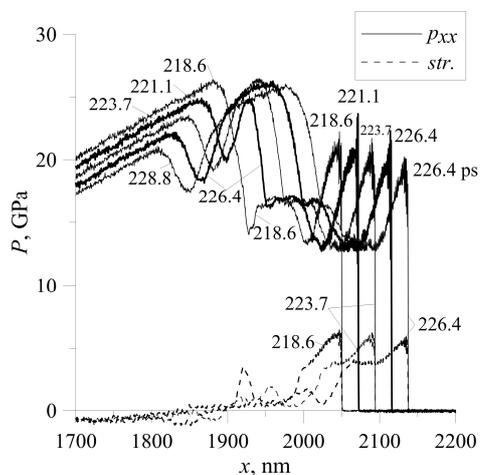


Рис. 8. Распад метастабильного сверхупругого состояния вещества перед приходом пластической волны и волна разряжения, движущаяся навстречу движению УВ

В дальнейшем пластическая волна продолжает затухать, превращаясь просто во фронт пластической деформации, который продолжает замедляться и в конце концов останавливается, фиксируя толщину пластически деформированного слоя. Упругая же УВ продолжает движение вглубь вещества со своей «упругой» скоростью (рис. 9 и 10).

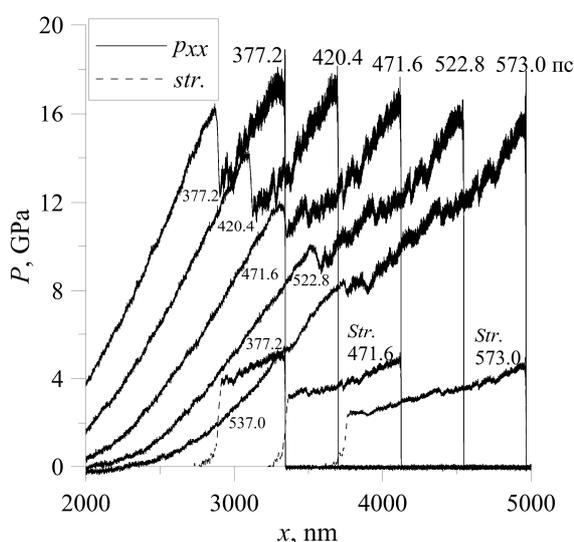


Рис. 9. Движение упругой и пластической УВ (фронта пластических деформаций) на больших временах

Суммарный график движения упругой (жирные линии) и пластической УВ и дополнительных акустических волн (штриховые линии) и экспериментальные результаты [2] и [3] показаны на рис. 10. При одновременном существовании нескольких дополнительных акустических волн отложены координаты той, которая имеет большую амплитуду.

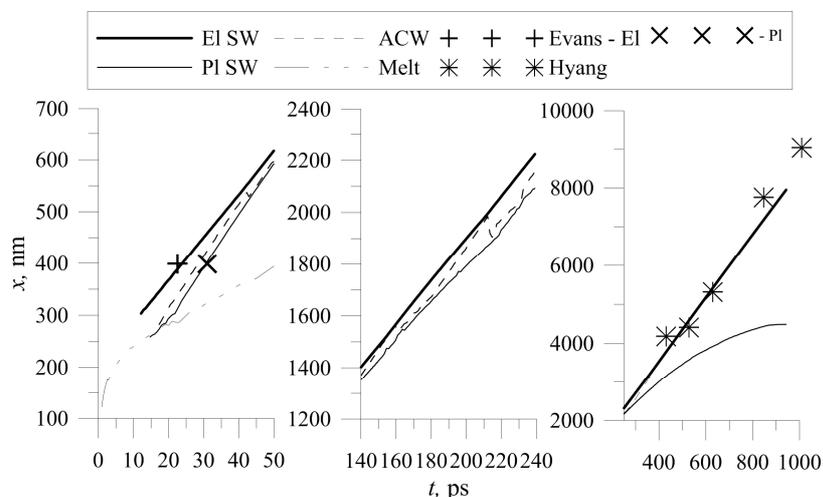


Рис. 10. Движение упругой УВ (EI SW – жирные линии), пластической УВ – фронта пластических деформаций (PI SW – тонкие линии) и дополнительной акустической волны (штриховые линии).

Melt – штрихпунктирная линия – положение фронта плавления. Экспериментальные точки [6] – упругая УВ (Evans – EI – прямой крест) и пластическая УВ (–PI – косой крест) и [7] (Hyang – звезды)

Обсуждение результатов

Как видно из рис. 10, наши расчеты хорошо соответствуют результатам экспериментов [6] и [7]. В работе [6] было отмечено существование упругого предвестника и основной пластической УВ без обсуждения того факта, что давление за упругой волной значительно превышает классический предел упругости. По нашим представлениям, несмотря на большое давление за упругой УВ, вещество за ней остается в метастабильном сверхупругом состоянии, пока не разовьются пластические деформации. В работе [7] попытка интерпретировать зарегистрированную ими УВ как пластическую привело к существенно завышенным оценкам начального давления в волне, находящимся в противоречии с величиной поглощенной энергии. Движение же упругой УВ, по нашим расчетам, хорошо соответствует результатам [3].

К настоящему времени наблюдению сверхупругих ударных волн посвящено большое число работ. В работе [8] показано, что при относительно небольшой интенсивности излучения возможно появление одиночной упругой УВ, амплитуда которой может превышать классический предел упругости Гюгонио, а при большей возникают сложные структуры, рассмотренные выше. Такие же сложные УВ, как рассмотренная выше для алюминия, изучены в пленках никеля с помощью МД моделирования с использованием 2Т-ГД расчетов и в сопоставлении с экспериментальными результатами [9, 10].

Презентацию с иллюстрирующими видеofilmami можно взять на сайте сектора лазеров и плазмы ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН:

<http://laser.itp.ac.ru/presentations/Elbrus2012Khokhlov.zip>.

Авторы благодарят за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований.

Библиография

1. Ашитков С.И., Агранат М.Б., Каннель Г.И., Комаров П.С., Фортов В.Е. Поведение алюминия вблизи предельной теоретической прочности в экспериментах с фемтосекундным лазерным воздействием // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92, № 8. С. 568–573.
2. Armstrong M.R., Crowhurst J.C., Bastea S., and Zaug J.M. Ultrafast observation of shocked states in a precompressed material // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 023511 (9 p.).
3. Whitley V.H., McGrane S.D., Eakins D.E., Bolme C.A., Moore D.S. and Bingert J.F. The elastic-plastic response of aluminum films to ultrafast laser-generated shocks // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 013505 (4 p.).
4. Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P., and von der Linde D. Ultrafast imaging interferometry at femtosecond-laser-excited surfaces // J. Opt. Soc. Am. B. 2006. V. 23. P. 1954–1964.
5. Жаховский В.В., Иногамов Н.А. Упруго-пластические явления в ультракоротких ударных волнах // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92, № 8. С. 574–579.
6. Evans R., Badger A.D., Fallies F., Mahdiah M., and Hall T.A. Time- and Space-Resolved Optical Probing of Femtosecond-Laser-Driven Shock Waves in Aluminum // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3359.
7. Huang Li, Yang Y., Wang Y., Zheng Z. and Su W. Measurement of transit time for femtosecond-laser-driven shock wave through aluminium films by ultrafast microscopy // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 045502.
8. Inogamov N.A., Khokhlov V.A., Petrov Y.V., Anisimov S.I., Zhakhovsky V.V., Demaske B.J., Oleynik I.I., White C.T., Ashitkov S.I., Khishchenko K.V., Agranat M.B., Fortov V.E. Ultrashort elastic and plastic shockwaves in aluminum // AIP Conference Proceedings. 2012. V. 1426. P. 909–912.
9. Demaske B.J., Zhakhovsky V.V., Inogamov N.F., White C.T., Oleynik I.I. MD simulations of laser-induced ultrashort shock waves in nickel // AIP Conference Proceedings. 2012. V. 1426. P. 1163–1166.
10. Zhakhovsky V.V., Demaske B.J., Inogamov N.A., Khokhlov V.A., Ashitkov S.I., Agranat M.B. and Oleynik I.I. Super-elastic response of metals to laser-induced shock waves // AIP Conference Proceedings. 2012. V. 1464. P. 102–112.