

Упруго-пластические явления в ультракоротких ударных волнах

В. В. Жаховский ^{§,*}, Н. А. Иногамов ^{1)*},[§] Объединенный институт высоких температур РАН, Москва 125412, Российская Федерация^{*} Department of Physics, University of South Florida, Tampa, Florida 33620, USA¹⁾ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка 142432, Российская Федерация

Поступила в редакцию 29 августа 2010 г.

Разработана физическая модель ударно-волновых явлений в металлах, облученных фемтосекундным лазерным импульсом. Использование экспериментальных результатов (полученных в работе Ашиткова и др., 2010) совместно с молекулярно-динамическим моделированием дало возможность исследовать упругие свойства кристаллов алюминия при экстремальных значениях сдвиговых напряжений, сравнимых по амплитуде с модулем сдвига. Это позволило впервые продлить упругую адиабату Гюгонио в область метастабильных эластических состояний при чрезвычайно высоких давлениях, на 1-2 порядка превышающих обычно принимаемые значения для динамического предела упругости. Показано, что ультракороткая упругая ударная волна сверхвысокого давления предшествует формированию известной двухволновой структуры из упругого предвестника и пластической ударной волны.

PACS: 62.50.Ef, 79.20.Eb, 02.70.Ns

Известно, что кристаллы отличаются от жидкостей и пластических материалов анизотропией упругих свойств. Продольная скорость звука $c_{el} = \sqrt{(K + 4G/3)/\rho}$ превышает "пластическую" скорость звука $c_{pl} = \sqrt{K/\rho}$, которая определяется объемной сжимаемостью вещества, здесь $K = -V\partial p/\partial V$ - модуль объемного сжатия, G - модуль сдвига. В случае алюминия (ГЦК решетка) значения этих модулей составляют $K = 76$ ГПа, $G = 26$ ГПа. Скорости звука по кристаллографическим направлениям 100, 110 и 111 равны соответственно 6.284, 6.47, 6.473 км/с [1], тогда как значение c_{pl} существенно меньше и равно 5.35 км/с [2, 3]. Исследованиям ударных волн (УВ) в твердых телах посвящена огромная литература [2–6]. Исключительное значение имеет факт возникновения двухволновых конфигураций из упругого предвестника, движущегося со скоростью D_{el} , и пластической УВ, имеющей скорость $D_{pl} < D_{el}$ относительно вещества перед предвестником. Это явление связано с упругими свойствами твердого тела, и поэтому оно невозможно в газах и жидкостях.

На рис. 1 представлены упругая S_{el} и пластическая S_{pl} адиабаты Гюгонио. Для S_{pl} зависимость $D_{pl} = c_{pl} + 1.37u_p$ (скорости в км/с) аппроксимирует большое количество опытных данных по алюминию [3], здесь и далее u_p - скорость частиц вещества за фронтом УВ (скорость поршня); $c_{pl} = 5.35$ км/с. Все скорости приводятся относительно вещества перед волной. Упругая адиабата S_{el} , показанная на рис. 1

¹⁾ nailinogamov@googlegmail.com

прямой линией, проходит через кружки, полученные с помощью молекулярно-динамического (МД) моделирования с ЕАМ потенциалом алюминия, взятым согласно [7] (ЕАМ - Embedded Atom Method). Эта упругая адиабата одноосного ударного сжатия по направлению 111. Ее аппроксимация имеет вид

$$D = c + ku_p \quad (1)$$

с коэффициентами $c = 7.051$ км/с, $k = 1.581$. Маркерами в виде крестиков представлены данные, полученные с помощью описанного в работе [8] фемтосекундного лазерного эксперимента. Размеры крестиков по горизонтали и вертикали дают погрешность измерений.

Квадратиком на вертикальной оси $u_p = 0$ рисунка 1 отмечена экспериментальная скорость звука c_{111} [1], относящаяся к линейной акустической волне. В то время как пластическая адиабата S_{pl} не ограничена справа и переходит в адиабату жидкости при пересечении с кривой плавления (это пересечение находится за рамкой рис. 1), упругая адиабата ограничена со стороны больших амплитуд пределом теоретической сдвиговой прочности. Ограничивающий маркер в виде сплошного кружка HEL^* соответствует пересечению со "спинодалью" данного кристалла. На спинодали одноосная деформация настолько велика, что кристаллическая ячейка разрушается во фронте УВ в слое толщиной порядка нескольких межатомных расстояний за время порядка 0.1 пикосекунды. В этом смысле идеальный кристалл за фронтом УВ, относящейся к отрезку упругой адиабаты S_{el} между Гюгониевским пределом

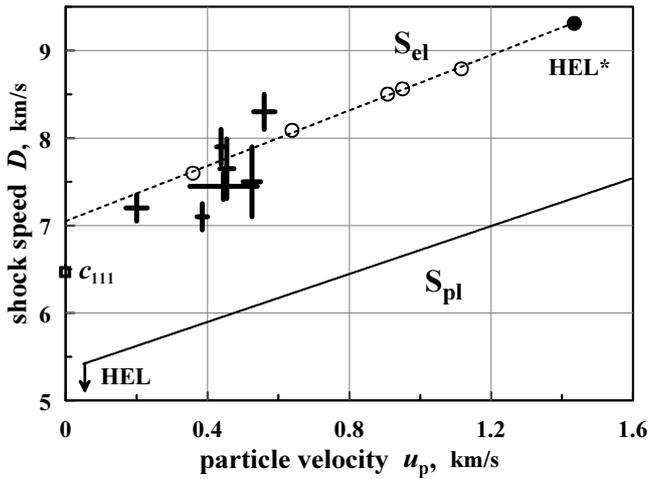


Рис. 1. Помеченные крестиками результаты экспериментов с фемтосекундным лазером [8] свидетельствуют, что вещество за ультракороткой УВ остается в эластическом одноосно-сжатом состоянии при скорости поршня u_p , которая намного превосходит обычно принимаемые [5, 6] для HEL значения $u_p^{HEL} = 30 - 70$ м/с. Пластическая адиабата S_{pl} построена по данным [3]. Упругая адиабата S_{el} найдена путем МД моделирования. HEL соответствует экспериментальному [4–6] динамическому пределу упругости.

упругости (HEL, Hugoniot elastic limit) и HEL*, находится в метастабильном упруго-сжатом эластическом состоянии. Распад метастабильного эластического состояния идет через образование, перемещение и размножение дислокаций и, поэтому происходит за некоторое время, определяемое положением на отрезке между HEL и HEL*. При этом происходит релаксация сдвигового напряжения и переход из эластического в пластическое состояние. На промежутке 0-HEL ударно-сжатый кристалл стабилен.

Точка HEL находится так близко к точке c_{111} на рис. 1, что обычно говорится, что скорость упругой УВ D_{el} совпадает со скоростью звука c_{el} [4], стр. 5. Соответственно промежуток 0-HEL очень мал. Давления за фронтом упругой УВ в точке HEL равны 0.4-0.6 ГПа (алюминий, [5]), $u_p^{HEL} = 30 - 70$ м/с. Эти значения получаются в опытах с ударниками [4, 5], при этом наименьшие толщины ударников d составляют доли миллиметра. Минимальные значения d определяются разрешением по времени аппаратуры VISAR (обычно от долей микросекунды [6]), регистрирующей на основе эффекта Доплера скорость смещения границы ударника.

С помощью VISAR регистрируется скорость свободной границы ударника (или мишени) на которую приходит УВ. Получающийся профиль скоро-

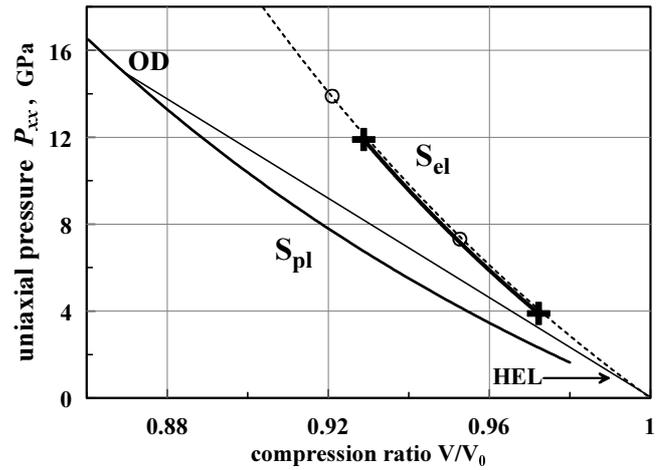


Рис. 2. Упругая S_{el} и пластическая S_{pl} ударные адиабаты. Перенесенный с рис. 1 отрезок МД адиабаты S_{el} покрывает диапазон давлений 7.4-33 ГПа. Маркеры кружки получены с помощью МД расчетов. Нижний кружок с $P = 7.4$ ГПа соответствует нижнему кружку на рис. 1.

сти в кристаллах указывает на расщепление УВ на упругий предвестник и пластическую волну [4, 5]. Как будет видно, фемтосекундные лазеры позволяют поднять временное разрешение на 2-4 порядка, и, таким образом, исследовать исключительно интересную раннюю стадию формирования УВ в твердом материале. Оказывается, на пространственно-временных масштабах порядка долей наносекунды и толщин $d \sim 1$ мкм расщепления УВ нет: кристалл остается неповрежденным, а УВ - всюду упругой при непривычно высоких давлениях.

Соответственно удается продолжить упругую адиабату Гюгоню далеко за точку HEL, как это изображено крестиками на рис. 1 и жирной кривой, ограниченной двумя крестиками на рис. 2. Аппроксимация (1) опытных данных (крестики на рис. 1) [8] имеет вид: $c = 6.84$ км/с, $k = 1.83$. Ограниченный крестиками отрезок жирной кривой представляет эту аппроксимацию на плоскости $P - V/V_0$ рисунка 2; где $V/V_0 = \rho_0/\rho$, $\rho_0 = 2.7$ г/см³ - плотность Al при комнатной температуре. Степень ударного сжатия и давление вычисляются по формулам

$$V/V_0 = 1 - u_p/(c + k u_p), \quad (2)$$

$$P = \rho_0 c^2 (1 - V/V_0) / [1 - k(1 - V/V_0)]^2. \quad (3)$$

Формула (2) следует из кинематических условий и закона сохранения массы $\rho_0 D = \rho(D - u_p)$. Коэффициенты c, k даются аппроксимацией (1). Перед УВ полагаем $P_0 = 0$. С помощью закона сохранения импульса [9] $P + \rho u^2 = \rho_0 D^2$ выводится формула (3).

На рис. 2 адиабаты S_{el} и S_{pl} показаны на плоскости $P - V/V_0$. На ней термодинамическое состояние вещества перед УВ соответствует точке $P = 0, V/V_0 = 1$. Одноволновая УВ переводит вещество в точку на адиабате вдоль прямой Релея, соединяющей начальную и конечные точки [9]. В зависимости от амплитуды УВ существуют три режима: одноволновой, двухволновой и опять одноволновой. В первом из них давление на поршне P_p мало $P_p < P_{HEL}$, УВ является упругой, а прямая Релея оканчивается в точке на стабильном отрезке 0-HEL упругой адиабаты. Во втором случае $P_{HEL} < P_p < P_{OD}$ формируется каноническая двухволновая конфигурация из предвестника и пластической волны, движущихся с *разными* скоростями [4,5]. Это обусловлено наличием излома в точке P_{HEL} , в которой пластическая адиабата пересекается с более крутой упругой адиабатой. Этот излом не дает соединить начальное и конечное состояние вещества единой прямой Релея.

Состояние вещества в точке OD (OverDriven) на рис. 2 лежит на пересечении линии Рэля, проходящей через P_{HEL} , с пластической адиабатой. Таким образом с ростом давления наступает третий режим $P_p > P_{OD}$, в котором снова становится возможной одноволновая конфигурация. При этом, как следует из МД моделирования, структура УВ является двухзонной [10] и состоит из лидирующей эластической зоны конечной ширины с последующим фронтом пластической УВ. При этом в стационарной двухзонной УВ скорости эластического и пластического фронтов равны, поскольку эластическое состояние вещества в первой зоне и пластическое состояние во второй лежат на одной линии Рэля. В этом случае упруго-пластическая двухзонная структура движется с единой скоростью D_{pl} .

Опытные данные (крестики на рис. 1) [8] получены с использованием методики фемтосекундной интерференционной микроскопии [11–15]. Энергия и длительность импульса варьировались в пределах от 64 до 240 мкДж и от 100 до 300 фс. Пленка Al с толщиной 350, 500, 760 или 1200 нм напылялась на стеклянную пластинку толщиной 150 мкм. Греющий лазерный импульс падал по нормали на границу металл-стекло напыленной пленки, проходя через прозрачную пластинку. Измерения с помощью слабого диагностического лазерного импульса проводились на тыльной стороне пленки (граница металл-воздух). Пятно фокусировки греющего импульса на границу металл-стекло имело диаметр 70-80 мкм. Детальное описание эксперимента приведено в работе [8].

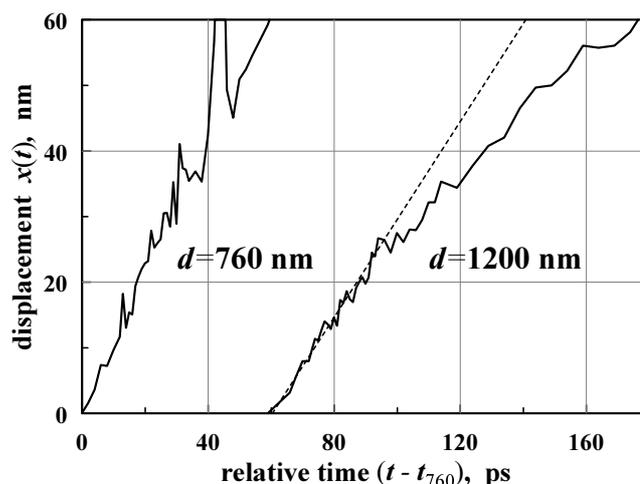


Рис. 3. Определение скоростей УВ D и границы u_d в фемтосекундном эксперименте [8] с пленками толщиной 760 нм и 1200 нм. Скорость u_d определяется по наклону штриховой прямой; время $t - t_{760}$ на этом рисунке отсчитывается от момента выхода УВ на тыльную границу пленки толщиной 760 нм. Зависимость $x(t)$ - дает смещение границы со временем.

При расчете скорости вещества u_p за фронтом УВ полагалось, что $u_p = u_d/2$, где u_d - скорость, которую скачком приобретает тыльная граница при выходе УВ на границу. Численное моделирование показывает, что эта формула, следующая из линейной теории, приближенно применима в нашем диапазоне давлений. Скорость u_d находилась по экспериментальным данным, см. рис. 3. Погрешность δu_p определялась наибольшей величиной из пары величин: во-первых, это разброс значений скорости, и, во-вторых, уменьшение скорости по мере распространения УВ по пленке. На рис. 3 скорости u_p равны $u_p(d = 760) = 0.53 - 0.56$ км/с, $u_p(d = 1200) = 0.34 - 0.37$ км/с; энергия и длительность импульса равны 240 мкДж и 300 фс. Скорость УВ $D = 7.3 - 7.6$ км/с находится по разности толщин 1200-760 нм, отнесенной к разности моментов выхода УВ на тыльную границу ≈ 59 пс.

Ударная адиабата, полученная в МД расчетах, показана на рисунках 1 и 2. Как видим, МД адиабата удовлетворительно согласуется с фемтосекундными измерениями [8]. Т.о. металл пленки, использованной в опытах, находится в кристаллическом состоянии. Кристаллографическая ориентация в пленке Al осталась неизвестна. Видимо, это поликристалл, который при медленном осаждении пара на горячую подложку, возможно, имеет вертикальное направление 111 в качестве преимущественного. Разница скоростей звука по направлениям 100, 110, 111 и в поликристал-

ле (6.284_{100} , 6.47_{110} , 6.473_{111} , 6.26_{polycr}) [1] мала (3.3%). Она намного меньше разницы между упругими c_{el} и пластической c_{pl} скоростями звука (16%). МД расчеты были выполнены для идеального кристалла, поверхность которого ориентирована по направлению 111. Это направление наиболее плотной упаковки, которому соответствует наибольшая скорость звука и самая жесткая ударная адиабата в области $V/V_0 \approx 1$.

Были выполнены две серии МД расчетов. В первой серии (стационарный поршень) была рассчитана ударная адиабата алюминия с помощью моделирования течения с УВ перед поршнем, который движется с постоянной скоростью. Во второй серии расчетов (лазерный поршень) моделировалась задача с фемтосекундным нагревом электронной подсистемы, двухтемпературной релаксацией и формированием/распространением волны сжатия [7, 15, 16]. Можно сказать, что вторая задача соответствует нестационарному лазерному поршню, который действует ограниченное время. Расчеты показали, что в первой серии при $u_p = 1.116$ км/с, $P_p = 27$ ГПа упругая УВ в одноволновой конфигурации проходит расстояние порядка микрона без пластического деформирования (распада) метастабильного одноосно сжатого идеального кристалла. Это давление более чем вдвое превышает наибольшее давление в представленном выше фемтосекундном эксперименте. При меньших скоростях u_p расстояние пройденное чисто упругой УВ еще больше. Это означает что в эксперименте вещество за фронтом УВ остается в эластическом состоянии. Тогда становится понятным происхождение высоких скоростей УВ, обнаруженных в эксперименте [8], и отсутствие расщепления УВ на упругий предвестник и пластическую волну [8].

Итак, достигнутое в опытах высокое давление (до 12 ГПа, левый крестик на рис. 2) уступает давлениям, до которых наблюдается существование одноволнового упругого скачка на микронных масштабах в МД расчетах первой серии со стационарным поршнем. С прицелом на будущие лазерные эксперименты, интересно выяснить, при каких условиях появится каноническая двухволновая конфигурация при фемтосекундном воздействии. Первый путь состоит в повышении давления. На втором пути, казалось бы, необходимо применение более толстых пленок с тем, чтобы при распространении упругой УВ по пленке успел произойти распад метастабильного состояния с формированием пластической волны.

Ситуация со вторым путем остается неясной. Изза ограниченности по времени действия лазерного

поршня толщина ударно-сжатого слоя также ограничена долями микрона. Она порядка толщины слоя прогрева на двухтемпературной стадии [7, 15]. Соответственно промежуток времени, в течение которого проходящая через сжатый слой частица кристалла одноосно деформирована, недостаточен для развития дислокаций в этой частице в случае рассмотренных выше давлений. Конечно, в толстых пленках толщина сжатого слоя постепенно возрастает вследствие звуковой дисперсии. Но при этом в том же темпе уменьшается амплитуда волны, и, следовательно, возрастает время существования метастабильного кристалла.

Приведем численные результаты, относящиеся к пути с дополнительным повышением давления в лазерном эксперименте за счет увеличения поглощенной энергии F_{abs} . Рассмотрим два типа мишеней (а) и (б). В мишени (а) используется металлическая пленка на стеклянной пластинке с нагревом через стекло, а в мишени (б) - фольга. К этим мишеням относятся соответственно профили (а) и (б) на рис. 4 и 5. Схема с пленкой (а) применена в эксперименте [8]. В случае фольги (профиль б) фронтальная и тыльная границы свободны - т.е. представляют собой границы металл-вакуум или металл-воздух. Оба типа мишеней имеют свои недостатки и преимущества. В случае пленки (мишень а) рост поглощенного в металле флюенса $F_{abs}(F_{inc})$ при увеличении падающего на металл флюенса F_{inc} ограничен значением, при котором возникает оптический пробой стекла. Плазма стекла, которая образуется при пробое, перекрывает поступление световой энергии греющего импульса в металл, и т.о. ограничивает рост давления УВ $P(F_{inc})$.

На рис. 4 и 5 приведены результаты МД моделирования при длительности импульса $\tau_{FWHM} = 150$ фс и флюенсе $F_{abs} = 380$ мДж/см², поглощенном в Al. Вложенная в металл энергия $F_{abs} = 380$ мДж/см² в 2.4 раза превосходит максимальное значение $F_{abs} = 160$ мДж/см² в эксперименте [8], см. также рис. 1-3. При этом давление в волне сжатия на рис. 4 в 1.6 раза выше, чем наибольшее достигнутое экспериментальное давление (12 ГПа, левый крестик на рис. 2). На рис. 4 и 5 сравниваются профили в пленке (а) и в фольге (б) на момент времени $t = 38.4$ пс. Время отсчитывается от максимума греющего импульса. Глубина прогрева d_T составляла 120 нм. Ось x ориентирована вдоль направления 110 кристалла. Сдвиговое напряжение равно $\tau = (P_{xx} - (P_{yy} + P_{zz})/2)/2$.

В фольге давление лазерно-индуцированной УВ быстрее, чем в пленке, убывает на далеких временах

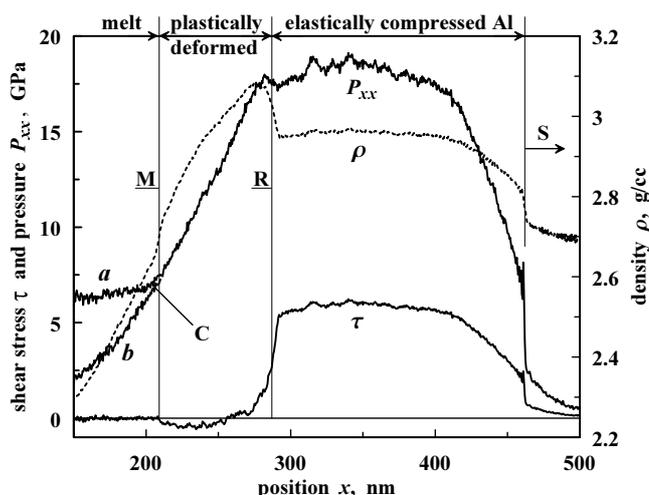


Рис. 4. Профили давления P_{xx} , плотности ρ и сдвигового напряжения τ в момент $t = 38.4$ пс. Фронт созданной лазером УВ и направление ее распространения указаны меткой S. Перед фронтом УВ находится кристалл алюминия с идеальной решеткой при $T = 300$ К. Позади фронта УВ располагается слой R-S одноосно-сжатого эластического кристалла, в котором решетка выдерживает громадное сдвиговое напряжение $\tau = 6$ ГПа. Слой M-R, где напряжение τ релаксирует до нуля, относится к пластически деформированному алюминию.

$t \gg t_s = d_T/c_s$, где c_s – скорость звука. Это обусловлено свободным расширением фольги в сторону лазера (на рис. 4 и 5 лазер находится слева). В случае пленки такое расширение намного меньше, поскольку ему препятствует стекло. Поэтому в фольге (профиль b) давление за характеристикой C меньше по величине чем на профиле (a) левее метки C на рис. 4. Метка C на рис. 4 и 5 указывает положение характеристики, распространяющейся слева-направо от контакта стекло-пленка в случае профиля (a) или от границы с вакуумом для профиля (b). В момент воздействия фемтосекундного импульса $t \approx 0$ эта характеристика стартует с контакта (a) или с границы (b), находящихся в точке $x = 0$ при $t < 0$. Поглощение лазерного импульса происходит в металле $x > 0$ на толщине скин-слоя.

Характеристика C – это одна из характеристик в веере характеристик, исходящих из точки $x = 0, t = 0$. Полный веер образует полную волну разрежения, в которой вещество расширяется в сторону вакуума [9, 17]. Такому полному вееру соответствует случай фольги (a). Головная характеристика волны разрежения находится в точке, где начинается снижение давления P_{xx} . На момент времени, к которому относится рис. 4, это точка $x = 277$ нм. Волна разреже-

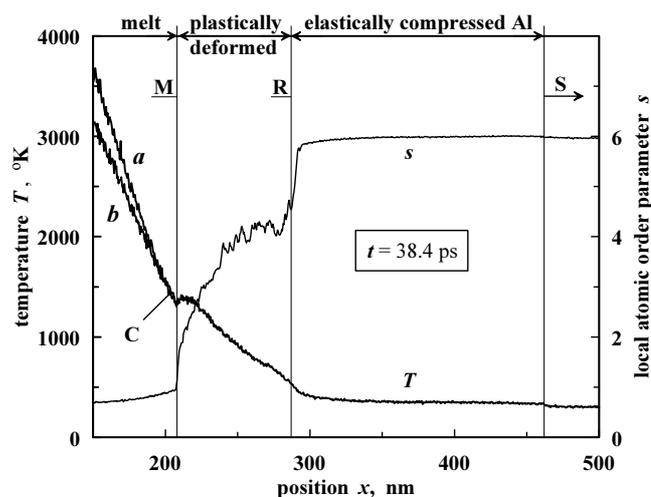


Рис. 5. Сохранение кристаллической симметрии в сильно сжатой решетке (слой R-S за УВ) при лазерном воздействии, которое по поглощенной энергии F_{abs} в 2.4 раза превосходит самое сильное воздействие в экспериментах [8]. Этому воздействию соответствует правый крестик на рис. 1 и верхний крестик на рис. 2. Значение параметра локального атомного порядка $s = 6$ относится к кристаллу без дислокаций [16]. То, что решетка сохраняется неповрежденной, ясно из профиля s , на котором равно ≈ 6 значение параметра сохраняется в слое R-S за фронтом сильной УВ. Расщепление температурных профилей (a) и (b) левее характеристики C вызвано сбросом давления и адиабатическим охлаждением из-за расширения в волне разрежения на профиле (b), ср. с профилями давления на рис. 4.

ния распространяется направо в толщу мишени. Чем больше отношение плотностей стекла к металлу, тем меньше дистанция, которая разделяет головную характеристику и характеристику C. Правее метки C профили (a) и (b) совпадают.

Головная характеристика волны разрежения догоняет УВ по дозвуковому потоку, после чего волна разрежения "садится" на фронт УВ, и начинается затухание УВ. УВ в фольге (b) на далеких временах $t \gg t_s \approx 20$ пс затухает быстрее, чем в пленке (a). Дело в том, что с фольгой связан полный веер волны разрежения, в котором давление падает до нуля. Тогда как пленке соответствует только часть этого веера, в котором падение давления ограничено.

На момент $t = 38.4$ пс $\approx 2t_s$, представленный на рис. 4 и 5, волна разрежения еще существенно отстает от ударного фронта S. В этом заключается качественное отличие двухтемпературной лазерной ситуации от "короткого удара" [17], когда процесс затухания УВ начинается сразу после короткого удара при $t = 0$. Указанное пространственное разделе-

ние волны разрежения и УВ на начальной и средней $t \sim t_s$ стадиях связано со сверхзвуковой электронной тепловой волной, распространяющейся в металл на короткой (2-3 пс) стадии двухтемпературной релаксации [16]. Вследствие быстрого прогрева слоя толщиной d_T движение УВ начинается не с границы $x = 0$, а гораздо правее на глубине $\sim d_T$. Вопрос об опрокидывании волны сжатия и формировании УВ рассмотрен в работах [7, 18]. С этим процессом связано существование остатков волны сжатия перед и за фронтом УВ S на рис. 4.

Нас интересуют пластические явления в металле при лазерном воздействии. Этим обусловлен выбор участка течения, показанного на рис. 4 и 5. Пластический участок между метками M и R находится правее фронта плавления (метка M) и левее УВ S. Спрашивается, следует ли пластическая граница R вслед за упругим ударным фронтом S? Оказывается, что это не так. Пластический участок, окаймляющий слой расплава, формируется на короткой двухтемпературной стадии. После этого границы M и R практически неподвижны относительно вещества. Следовательно, метка R не является фронтом пластической УВ, которая бы вместе с упругой УВ S впереди образовывала бы двухволновую или двухзонную конфигурацию из предвестника и пластической УВ. Кроме неподвижности границы R на это указывает отсутствие подъема давления слева от метки R. Т.о., несмотря на то, что в сжатом кристалле R-S сдвиговое напряжение τ составляет почти четверть (!) от модуля сдвига G , УВ S распространяется в упругом режиме – расщепления на упругий предвестник и пластическую УВ не происходит.

Толщина пластического участка M-R составляет ≈ 75 нм. Граница R примерно совпадает с правой границей слоя прогрева, сформированного за счет электронной теплопроводности на двухтемпературной стадии. На это указывает положение метки R относительно профиля температуры на рис. 5. Сжимаемость пластически деформированного кристалла больше, чем сжимаемость одноосно сжатого кристалла. Поэтому при равном давлении плотность пластической фазы выше. С этим обстоятельством связано появление заметного повышения плотности на границе R, см. рис. 4. На пластическом участке сдвиговое напряжение τ снижается до малых значений и даже меняет знак. На границе M фронта плавления эти остаточные напряжения полностью исчезают.

Закключение. Работа посвящена исследованию ультракоротких УВ в металле, облучаемом фемтосекундным лазером. Объяснены высокая скорость распространения УВ и отсутствие упругого пред-

вестника в эксперименте [8]. Показано, что эти явления связаны с достаточно продолжительным существованием метастабильного кристалла при большой одноосной деформации. Выявлено, что на субмикронных и микронных масштабах кристалл выдерживает огромные сдвиговые напряжения без развития дислокаций и обусловленных этим пластических деформаций. Факт существования метастабильного эластического состояния кристалла подтверждается с помощью МД моделирования.

Авторы благодарят РФФИ (грант 10-02-00434-а). Работа В.Ж. была поддержана NSF grant DMR-1008676. Моделирование было проведено на NSF TeraGrid суперкомпьютерах Ranger и Kraken.

Список литературы

1. *Физические величины. Справочник*, под редакцией И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова, М.: Энергоатомиздат (1991).
2. A.V. Bushman, G.I. Kanel', A.L. Ni, V.E. Fortov, *Intense dynamic loading of condensed matter*, Taylor & Francis Translation, 295 p. (1993).
3. <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/>
4. J.R. Asay, M. Shahinpoor, Eds., *High-Pressure Shock Compression of Solids*, Springer (1993).
5. G.I. Kanel', S. Razorenov, V.E. Fortov, *Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter*, Springer (2004).
6. Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов, *Успехи физ. наук* **177**(8), 809 (2007).
7. V.V. Zhakhovskii, N.A. Inogamov, Yu.V. Petrov, S.I. Ashitkov et al., *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9592 (2009).
8. С.И. Ашитков, М.Б. Агранат, Г.И. Канель, П.С. Комаров, В.Е. Фортов, Письма ЖЭТФ *Представлено в редакцию*, (2010).
9. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука (1986).
10. V.V. Zhakhovsky, M.M. Budzevich, N.A. Inogamov et al., submitted in *Phys. Rev. Lett.* (2010).
11. D.S. Moore, K.T. Gahagan, J.H. Reho, D.J. Funk et al., *Appl. Phys. Lett.* **78**(1), 40 (2001).
12. D.J. Funk, D.S. Moore, S.D. McGrane, K.T. Gahagan et al., *Thin Solid Films* **453–454**, 542 (2004).
13. V.V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, D. von der Linde, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1954 (2006).
14. М.Б. Агранат, Н.Е. Андреев, С.И. Ашитков, М.Е. Вейсман, П.Р. Левашов, А.В. Овчинников, Д.С. Ситников, В.Е. Фортов, К.В. Хищенко, Письма ЖЭТФ **85**(6), 328 (2007).
15. М.Б. Агранат, С.И. Анисимов, С.И. Ашитков, В.В. Жаховский, Н.А. Иногамов, П.С. Комаров, А.В. Овчинников, В.Е. Фортов, В.А. Хохлов, В.В. Шепелев, Письма ЖЭТФ **91**(9), 517 (2010).

16. N.A. Inogamov, V.V. Zhakhovskii, S.I. Ashitkov et al., *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9712 (2009); arXiv:0812.2965v1[physics.optics].
17. Я.Б. Зельдович и Ю.П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических процессов*, М.: Наука (1966).
18. B.J. Demaske, V.V. Zhakhovsky, N.A. Inogamov, I.I. Oleynik, *Phys. Rev. B* **82**, 064113 (2010).