

07,01

## Изменение кинетики ударно-волнового деформирования и разрушения титана VT1-0 в результате отжига

© Г.И. Канель<sup>1</sup>, С.В. Разоренов<sup>2,3</sup>, Г.В. Гаркушин<sup>2,3</sup>, А.В. Павленко<sup>4</sup>, С.Н. Малюгина<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

<sup>4</sup> Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

E-mail: garkushin@icfp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 9 декабря 2015 г.)

Представлены результаты измерения волновых профилей ударного сжатия образцов титана VT1-0 в состоянии после прокатки и отожженном состоянии. В экспериментах варьировались давление ударного сжатия и расстояние, пройденное волной до выхода на поверхность образца. По измерениям затухания упругого предвестника и скорости сжатия в пластической ударной волне различной амплитуды определены значения скорости пластической деформации и соответствующие величины сдвиговых напряжений на начальном и последующих этапах высокоскоростного деформирования в упругопластической ударной волне. Найдено, что понижение плотности дислокаций при отжиге понижает твердость материала, но значительно увеличивает его динамический предел текучести, соответствующий скорости деформации более  $10^4 \text{ s}^{-1}$ . По мере уменьшения скорости деформации это аномальное различие в напряжениях течения нивелируется.

Работа выполнена при поддержке Государственной корпорации „Росатом“ в рамках государственного контракта Н.4х.44.90.13.1111 от 16 мая 2013 г.

### 1. Введение

Задача описания процессов высокоскоростной деформации и разрушения при ударном сжатии твердых тел возникает при исследовании действия удара, взрыва и интенсивных импульсов лазерного или корпускулярного излучения на материалы и конструкции. Начало исследований в этом направлении было положено работами Дюваля [1,2], который связал затухание упругих предвестников волн ударного сжатия с релаксацией напряжений в результате развития пластической деформации за их фронтом. В последующих работах [3,4] анализ кинетики пластической деформации за фронтом упругого предвестника проводился в рамках теории дислокаций. Позднее в качестве источника информации о закономерностях высокоскоростной деформации начали привлекать измерения структуры пластической ударной волны и скорости сжатия в ней [5,6]. В семидесятые годы и позже предлагались разнообразные определяющие соотношения для описания высокоскоростной деформации, основанные на представлениях о динамике дислокаций, однако недостаток количественных сведений о закономерностях эволюции дислокационных структур не позволил создать полные модели, пригодные для расчетов в широком диапазоне параметров состояния. Развитие экспериментальной техники и методов атомистического моделирования быстротекущих процессов, а также

появление новых технологий обработки материалов импульсными, в том числе пико- и фемтосекундными, лазерными воздействиями стимулировали возобновление интереса к изучению сопротивления высокоскоростному деформированию и разрушению металлов и сплавов [7,8]. В последние годы нами проведены систематические исследования сопротивления высокоскоростному деформированию и разрушению металлов со структурой ГЦК (алюминий [9–11], медь [12], серебро [13]), ОЦК (железо [14,15], тантал [16], ванадий [16–18]) и в значительно меньшей степени ГПУ (магний сплав Ма2-1 [19] и циркониевый сплав Э110 [20]; см. также данные авторов [21]). Получены зависимости начальной скорости пластической деформации от напряжения сдвига за фронтом упругого предвестника волны ударного сжатия, а также значения скорости пластической деформации и напряжения сдвига в пластических ударных волнах, т. е. после небольшой пластической деформации; выявлен ряд эффектов, специфических именно для высоких скоростей деформации.

С целью восполнить недостаток данных о скоростных зависимостях напряжения течения металлов ГПУ-структуры в настоящей работе представлены результаты измерений эволюции упругопластических волн ударного сжатия в технически чистом титане VT1-0. Титан VT1-0 содержит ~ 99.3% Ti, относится к  $\alpha$ -сплавам и обладает высоким сопротивлением малым пластическим дефор-

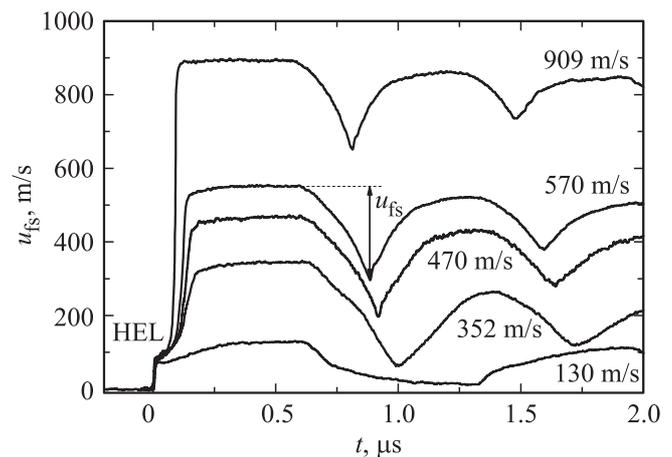
мациям, хрупкому и усталостному разрушению. Упругопластические и прочностные свойства технического титана в условиях ударного сжатия ранее изучались в работах [22–26], в которых были выявлены значительный вклад двойникования в механизмы неупругого деформирования в этих условиях [23], сильный эффект Баушингера, проявляющийся при повторном ударно-волновом нагружении [25], и слабая зависимость динамического предела упругости от температуры [24,26]. Соотношение между скоростью пластической деформации, напряжением и величиной деформации, составляющее предмет настоящей работы, для титана ранее не исследовалось. В рамках представленного цикла ударно-волновых измерений варьировались давление ударного сжатия от 3.9 до 10.7 GPa и толщина образцов от 0.25 до 4 mm. Кроме того, с помощью отжига прокатанного исходного материала варьировалась начальная плотность дислокаций в нем.

## 2. Материал и постановка экспериментов

Постановка и методика измерений достаточно полно описаны в [9,19,27]. Измерения основываются на том факте, что процессы упругопластического деформирования и разрушения, сопровождающие ударно-волновое воздействие на твердое тело, приводят к появлению специфических особенностей в структуре и эволюции волн сжатия и разрежения. Исследовались образцы, вырезанные из прутка диаметром 40 mm перпендикулярно его оси. Часть экспериментов проведена с образцами, подвергнутыми отжигу на воздухе при температуре 700°C в течение часа. В результате отжига твердость материала уменьшилась на 3%: от  $104.6 \pm 0.2$  HRF до  $101.6 \pm 0.2$  HRF. В исследуемых образцах генерировались импульсы одномерного ударного сжатия различной интенсивности и длительности и проводилась регистрация истории изменения скорости свободной поверхности со временем в процессе выхода на нее импульса ударного сжатия. Генерация ударно-волновых нагрузок осуществлялась с использованием взрывных устройств и ствольной пневматической установки [28]. Регистрация волновых профилей скорости свободной поверхности проводилась с помощью лазерного интерферометрического измерителя скорости VISAR [29,30] с наносекундным временным разрешением.

## 3. Эффекты варьирования давления ударного сжатия

На рис. 1 представлены результаты опытов с техническим титаном BT1-0 в диапазоне давлений ударного сжатия от 1.5 до 10.7 GPa. Импульсы ударного сжатия создавались в образцах толщиной 4 mm ударом пластины из того же материала толщиной 2 mm. Скорость удара варьировалась от 130 до 909 m/s, ее значения указаны



**Рис. 1.** Профили скорости свободной поверхности образцов технического титана BT1-0 толщиной 4 mm при ударе пластиной из того же материала толщиной 2 mm с различными скоростями. Около профилей указана скорость соударения, HEL отмечает амплитуду упругого предвестника, равную динамическому пределу упругости.

на рисунке около соответствующих профилей скорости свободной поверхности. На волновых профилях четко фиксируется расщепление ударной волны на упругий предвестник с напряжением сжатия за фронтом, равным динамическому пределу упругости (HEL согласно общепринятой англоязычной аббревиатуре).

Упругий предвестник распространяется со скоростью несколько большей, но близкой к продольной скорости звука в материале  $c_l$ . Вслед за предвестником распространяется пластическая ударная волна. Ее минимальная скорость близка к объемной скорости звука  $c_b = \sqrt{K/\rho} < c_l$  ( $K$  — модуль объемной упругости). По мере увеличения давления ударного сжатия скорость пластической волны возрастает, что приводит к сокращению интервала времени между упругой и пластической волнами. Величина динамического предела упругости  $\sigma_{HEL} = \rho_0 c_l u_{fs}^{HEL}/2$  соответствует условиям одноосной деформации; ее пересчет в предел текучести в стандартных условиях одноосно напряженного состояния  $\sigma_T$  производится с использованием простого соотношения [27]

$$\sigma_T = \frac{3}{2} \sigma_{HEL} (1 - c_b^2/c_l^2). \quad (1)$$

Вслед за волной сжатия на поверхность выходит с некоторой задержкой волна разрежения, в которой скорость уменьшается. Длительность задержки определяется временем реверберации волн в ударнике. После отражения импульса сжатия от свободной поверхности пластины в ней в результате интерференции падающей и отраженной волн разрежения генерируются растягивающие напряжения. При минимальной скорости удара профиль скорости свободной поверхности практически

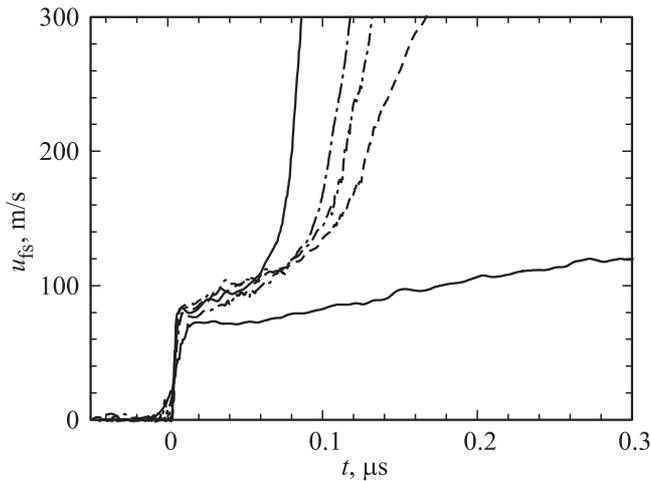


Рис. 2. Фронтальная часть волновых профилей, показанных на рис. 1.

повторяет форму импульса сжатия внутри образца. Однако с увеличением скорости удара возрастает и максимальное значение растягивающих напряжений после отражения волны сжатия от свободной поверхности образца. При достаточно больших напряжениях происходит откольное разрушение материала. Как следует из анализа методом характеристик, величина растягивающих напряжений непосредственно перед откольным разрушением, называемая откольной прочностью материала, пропорциональна величине декремента скорости свободной поверхности  $\Delta u_{fs}$  от ее максимального значения до значения непосредственно перед фронтом откольного импульса. В линейном (акустическом) приближении величина откольной прочности  $\sigma_{sp}$  рассчитывается по результатам измерений как

$$\sigma_{sp} = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta), \quad (2)$$

где  $\delta$  — поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скорости фронта откольного импульса, равной  $c_l$ , и скорости пластической части падающей волны разгрузки перед ним, движущейся с объемной скоростью звука  $c_b$  [31].

На рис. 2 показана часть волновых профилей в области упругого предвестника. Видно, что, за исключением опыта с минимальной скоростью удара, влияния параметров ударного сжатия на регистрируемую величину динамического предела упругости практически нет. Некоторая тенденция к его росту с увеличением давления ударного сжатия в общем не выходит за пределы разброса экспериментальных данных. Вероятно, влияние давления ударного сжатия, от которого, как принято считать, начинается затухание упругого предвестника по мере распространения, нивелируется быстрым затуханием предвестника на начальном участке. В среднем величина динамического предела упругости титана VT1-0 по результатам этих опытов найдена

равной  $\sigma_{HEL} = 1.10 \pm 0.05$  GPa. Соответствующее значение предела текучести составило  $\sigma_T = 0.68 \pm 0.02$  GPa. В условиях низкоскоростной деформации предел текучести титана VT1-0 находится в интервале от 0.3 до 0.42 GPa, т. е. примерно в 1.5–2 раза ниже.

Дополнительную информацию о сопротивлении высокоскоростной деформации дают измерения скорости сжатия в пластической ударной волне [5,6]. На рис. 3 выделены фронтальные части волн сжатия. Видно, что время нарастания параметров в пластической ударной волне, т. е. время сжатия, быстро убывает с увеличением давления за ударной волной. В принципе полная скорость деформации  $\dot{\epsilon}_x$  в стационарной ударной волне определяется достаточно просто (дифференцированием соответствующего участка профиля массовой скорости  $u_p(t)$  и делением на скорость распространения волны  $U_S$ :  $\dot{\epsilon}_x = \dot{u}_p/U_S = \dot{u}_{fs}/2U_S$ ). На рис. 4 представлены

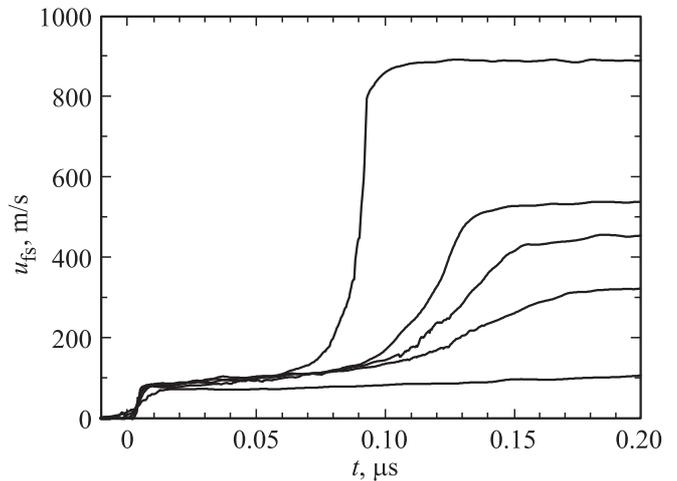


Рис. 3. Изменение ширины пластической ударной волны при увеличении давления ударного сжатия (рис. 1).

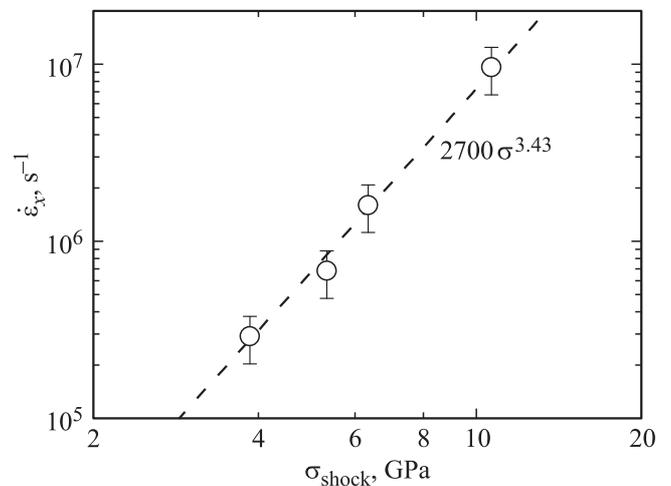


Рис. 4. Результаты измерений максимальной скорости сжатия в пластической ударной волне в зависимости от напряжения сжатия за ударной волной.

результаты измерений максимальной скорости сжатия в пластической ударной волне в зависимости от конечного давления ударного сжатия. Экспериментальные данные с хорошей точностью аппроксимируются степенной функцией

$$\dot{\epsilon}_x = dV/dt = 2700(\sigma_{\text{shock}}/\sigma_0)^{3.43} [\text{s}^{-1}], \quad (3)$$

где  $\sigma_{\text{shock}}$  — напряжение сжатия за пластической ударной волной;  $\sigma_0 = 1 \text{ GPa}$ . Полученное значение показателя в степенной зависимости  $\alpha = 3.43$  несколько меньше считавшегося универсальным значения  $\alpha = 4$  [32,33].

Максимальная скорость сдвиговой деформации при одноосном сжатии  $\dot{\gamma} = \dot{\epsilon}_x/2$  есть сумма упругой компоненты  $\dot{\gamma}_e = \dot{\tau}/2G$  и скорости пластической деформации сдвига  $\dot{\gamma}_p$ . В результате имеем

$$\dot{\gamma}_p = \frac{\dot{\epsilon}_x}{2} - \frac{\dot{\tau}}{2G}. \quad (4)$$

В стационарной плоской волне изменение состояния вещества происходит вдоль линии Рэлея, представляющей собой прямую линию  $\sigma_x = -\rho_0^2 U_s^2 (V - V_0)$ , соединяющую состояния перед волной и за ней. Девиаторная компонента напряжения в волне представляет собой разность между напряжением  $\sigma_x$  на линии Рэлея и давлением  $p$  на ударной адиабате вещества при той же степени сжатия [34,35]. При этом напряжение сдвига  $\tau = (3/4)(\sigma_x - p)$  по мере сжатия проходит через максимум в некоторой промежуточной точке. В точке максимума  $\dot{\tau} = 0$  и  $\dot{\gamma}_p = \dot{\epsilon}_x/2$ . Соответствующая величина полного напряжения сдвига оценивается как его значение в точке максимума плюс величина сдвигового напряжения в упругом предвестнике  $\tau_{\text{HEL}} = (3/4)\sigma_{\text{HEL}}(1 - c_b^2/c_l^2)$ , как это проиллюстрировано на рис. 5.

Найденные таким образом значения сдвигового напряжения  $\tau$  и скорости деформирования представлены на рис. 6. Погрешность определения  $\tau$  связана главным

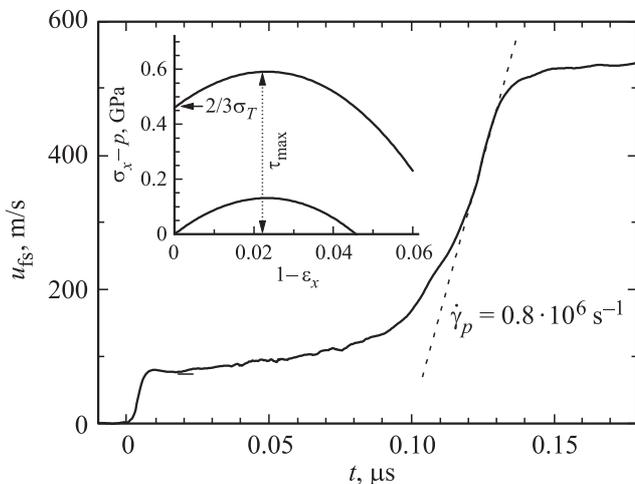


Рис. 5. Определение максимальной скорости пластической деформации и максимального сдвигового напряжения в пластической ударной волне.

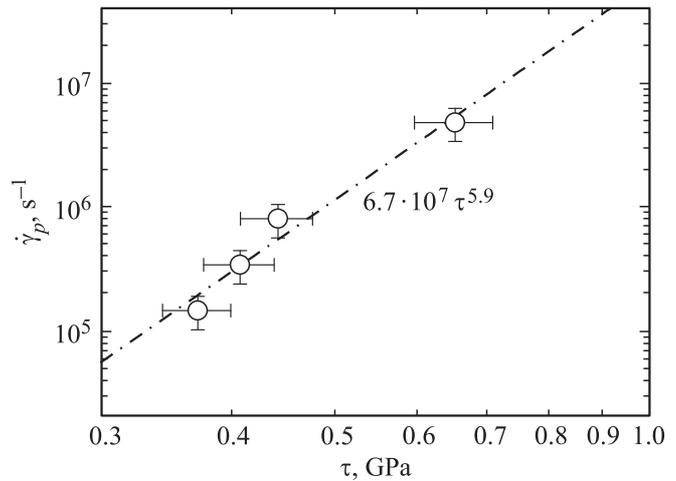


Рис. 6. Соотношение между скоростью пластического сдвига и напряжением сдвига в пластической ударной волне в титане VT1-0.

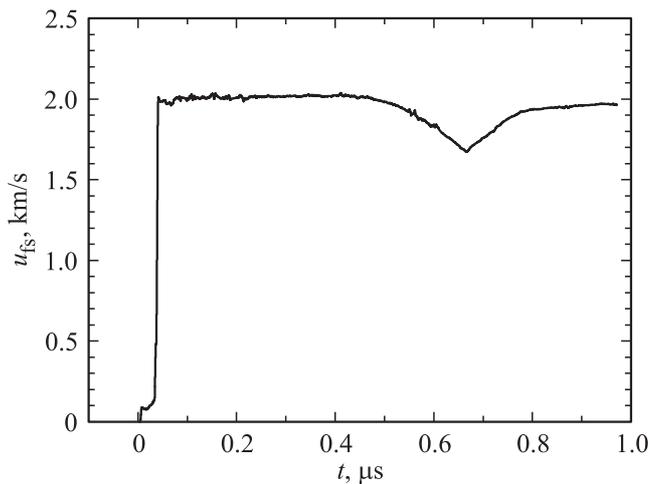
образом с отсутствием информации о пределе текучести материала в ударно-сжатом состоянии. Видно, что в диапазоне параметров, перекрывающем два порядка скоростей деформации, зависимость последней от величины сдвигового напряжения в ударной волне описывается эмпирической степенной функцией

$$\dot{\gamma}_p = 6.7 \cdot 10^7 (\tau/\tau_0)^{5.9} [\text{s}^{-1}], \quad (5)$$

где  $\tau_0 = 1 \text{ GPa}$ .

Профили скорости свободной поверхности на рис. 1 демонстрируют убывание декремента скорости перед отколом  $\Delta u_{fs}$  от 280 до 240 m/s при увеличении скорости удара от 352 до 909 m/s, что соответствует возрастанию напряжения сжатия за ударной волной от 3.9 до 10.7 GPa. Однако это убывание не означает падение сопротивления откольному разрушению с увеличением напряжения сжатия, предшествующего отколу. Учет искажения волнового профиля из-за различия скоростей распространения фронта откольного импульса и падающей волны разрежения перед ним и соответственно использование соотношения (2) для определения величины разрушающего напряжения при отколе показывают, что откольная прочность в этом диапазоне давлений ударного сжатия сохраняется практически неизменной и равной  $3.65 \pm 0.05 \text{ GPa}$ . Установление независимости величины откольной прочности от интенсивности ударного сжатия, предшествующего отколу, важно тем, что это вносит определенность в результаты измерений и делает их пригодными для использования при построении моделей и соотношений, описывающих высокоскоростные разрушения, а также для использования в материаловедческих целях.

С другой стороны, представленный на рис. 7 опыт со скоростью удара, увеличенной до 2.01 km/s, в котором давление ударного сжатия титана составило 28 GPa, показал, что в этом случае измеренное значение откольной



**Рис. 7.** Профиль скорости свободной поверхности образца титана VT1-0 толщиной 4 mm после удара пластиной из того же материала толщиной 2 mm со скоростью 2.008 km/s.

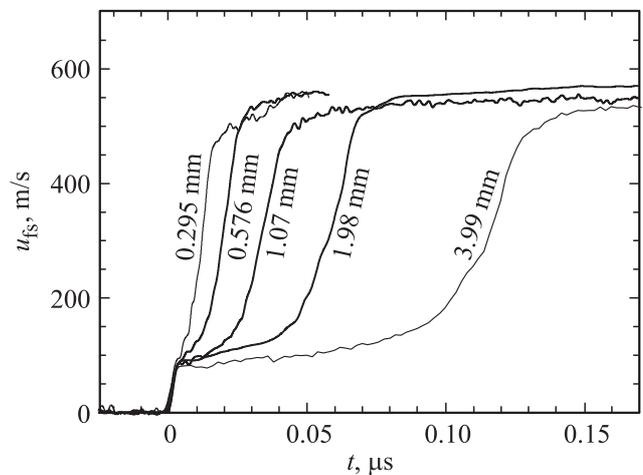
прочности возросло в 1.5 раза (до 5.15 GPa). Причиной роста сопротивления откольному разрушению, вероятно, является полиморфное превращение  $\alpha \rightarrow \omega$ , которое имеет место при ударном сжатии в области давлений (по данным разных авторов) 11.9 [35] или 10.4 GPa [36]. При давлении ударного сжатия 17.5 GPa вероятен переход  $\alpha \rightarrow \beta$  [37]. Полиморфное превращение сопровождается измельчением зеренной структуры и соответствующим возрастанием прочности материала. Этот эффект надежно зафиксирован, в частности, для железа и сталей [38,39].

#### 4. Влияние отжига материала на параметры и эволюцию упругопластических волн ударного сжатия

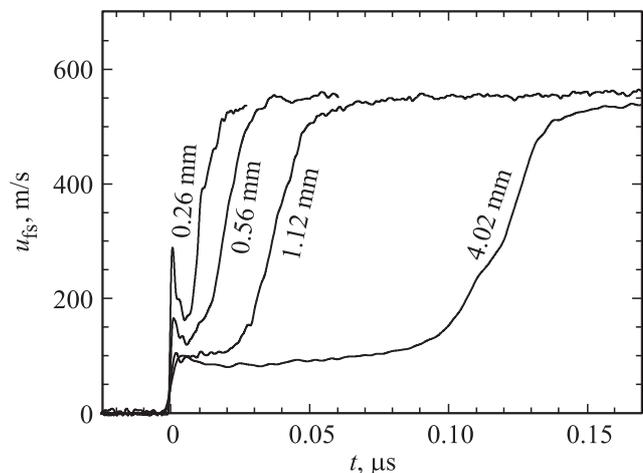
Эффекты отжига титана исследовались при фиксированных условиях ударно-волнового нагружения, при которых импульсы сжатия в исследуемых образцах создавались ударом алюминиевой пластины толщиной 2 mm со скоростью  $680 \pm 20$  m/s через алюминиевый экран толщиной 2 mm. При этом давление ударного сжатия титана достигало 6.3 GPa. Сравнивалось поведение образцов в состоянии поставки и после отжига при  $700^\circ\text{C}$  в течение часа. Результаты опытов с образцами исходного и отожженного титана VT1-0 различной толщины представлены на рис. 8 и 9.

В исходном титане параметры за фронтом первой волны — упругого предвестника — остаются почти неизменными по мере распространения волны на расстояния от 0.3 до 4 mm. Сжатие происходит монотонным образом без формирования пиков напряжения. Отжиг материала привел к уменьшению плотности дислокаций в нем, вследствие чего для обеспечения высокой ско-

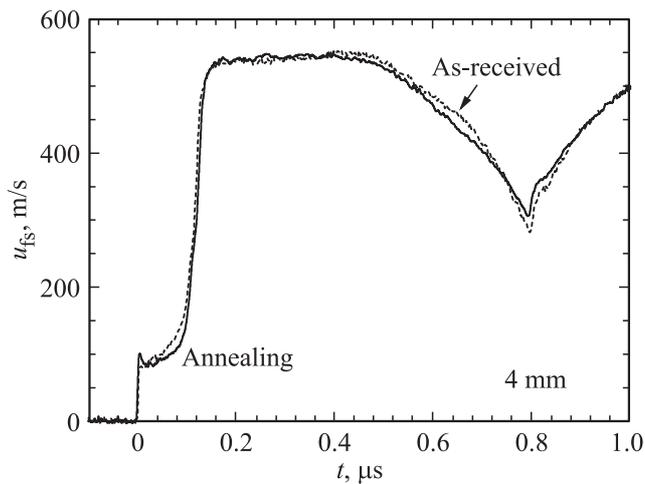
рости деформации требуются более высокие значения скорости движения дислокаций и соответственно более высокие значения действующих напряжений. В результате динамический предел упругости в отожженном материале оказывается более высоким, по крайней мере при малых расстояниях распространения волны. В процессе пластической деформации происходит размножение дислокаций, что в конечном счете вызывает релаксацию напряжений и формирование пика во фронтальной части упругого предвестника. Подобные эффекты отжига ранее наблюдались в экспериментах с танталом и ванадием [16]. Измеренные волновые профили демонстрируют трехкратное уменьшение амплитуды упругого предвест-



**Рис. 8.** Фронтальные части профилей скорости свободной поверхности образцов титана в состоянии поставки различной толщины при ударе алюминиевой пластиной толщиной 2 mm со скоростью  $680 \pm 20$  m/s через алюминиевый экран толщиной 2 mm. Около кривых указана толщина образца (пройденное волной расстояние).



**Рис. 9.** Фронтальные части профилей скорости свободной поверхности отожженных образцов титана при температуре  $700^\circ\text{C}$ .



**Рис. 10.** Сопоставление полных волновых профилей для исходного и отожженного титана ВТ1-0 толщиной 4 mm.

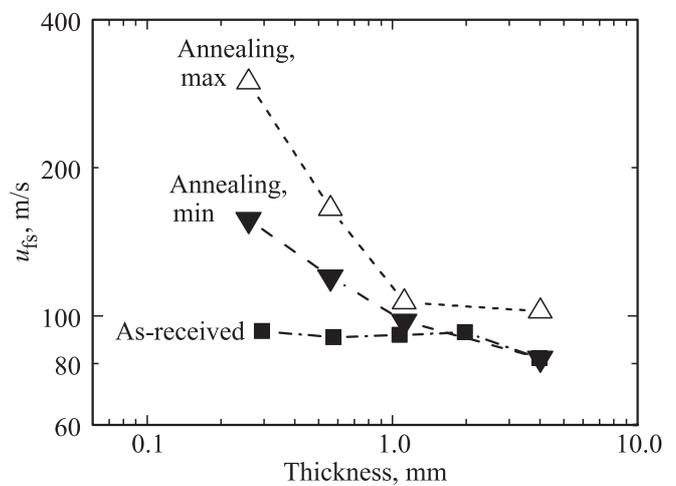
ника с увеличением пройденного волной расстояния от 0.3 до 4 mm.

На рис. 10 непосредственно сопоставлены профили скорости свободной поверхности образцов отожженного и неотожженного материала толщиной 4 mm. Сопоставление не обнаруживает явного изменения скорости сжатия в пластической ударной волне, что свидетельствует о примерно равной плотности дислокаций после небольшой пластической деформации. С другой стороны, несколько затянутый начальный участок упругопластической волны разгрузки из ударно-сжатого состояния, возможно, свидетельствует о более высоком напряжении течения или более высоких девиаторных напряжениях за ударной волной. Значения откольной прочности в этих экспериментах составили 3.8 GPa для материала в исходном состоянии и 3.3 GPa для отожженного материала. Отметим, что соотношение толщин ударника и мишени в этих опытах было неоптимальным для точного определения откольной прочности: коррекция  $\delta$  в соотношении (2) достигала 30% искомой величины. Тем не менее вывод о падении откольной прочности в результате отжига может быть сделан даже из непосредственного сопоставления измеренных волновых профилей.

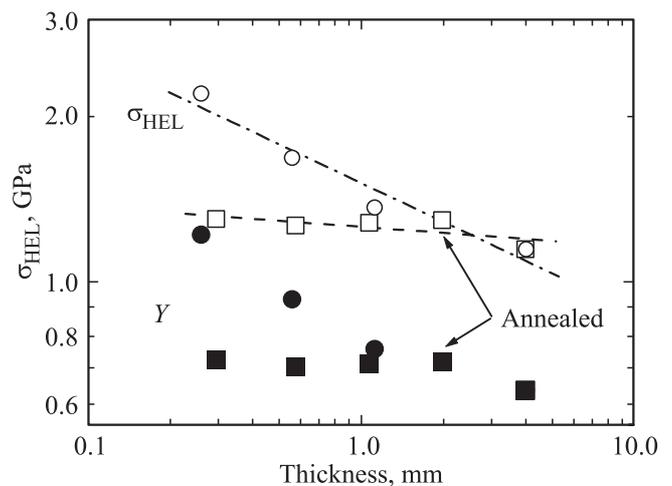
На рис. 11 представлены полученные непосредственно из измеренных волновых профилей кривые затухания упругих предвестников. Опыт предыдущих исследований показывает, что затухание упругого предвестника обычно может быть с разумной точностью аппроксимировано степенным соотношением. В этом случае в двойных логарифмических координатах затухание аппроксимируется прямой линией. Данные рис. 11 показывают, что затухание пика напряжения на фронте предвестника происходит, по-видимому, не вполне регулярным образом и не описывается степенным законом, а падение параметров в точке минимума между упругой и пластической волнами имеет гораздо более плавный и регулярный

характер. Нужно отметить, что, с одной стороны, затухание короткого пика с большим градиентом параметров в разгрузке определяется как развитием пластической деформации и соответствующей релаксацией напряжений, так и гидродинамическими эффектами, связанными с нелинейностью сжимаемости вещества, а с другой стороны, временные параметры этой части волнового профиля близки к пределу разрешения методики, что затрудняет измерение их затухания. По этим причинам дальнейший анализ проведен для параметров в точке минимума между упругой и пластической волнами.

Рис. 12 иллюстрирует точность аппроксимации данных о параметрах предвестников в точках минимума



**Рис. 11.** Значения скорости свободной поверхности на пике упругого предвестника (светлые символы) и в минимуме между фронтами упругой и пластических волн (темные символы) для двух серий экспериментов с титаном ВТ1-0.



**Рис. 12.** Падение регистрируемого значения динамического предела упругости  $\sigma_{HEL}$  и соответствующего ему значения предела текучести  $Y$  по мере распространения упругопластической волны в титане в двух сериях экспериментов. Для отожженного материала взяты значения напряжения в точке минимума между упругой и пластической волнами.

эмпирическими зависимостями вида

$$\sigma_{HEL} = S(h/h_0)^{-\alpha}, \tag{6}$$

где  $h_0 = 1 \text{ mm}$ , а параметры  $S$  и  $\alpha$  для трех экспериментальных серий составляют  $S = 1.26 \text{ GPa}$ ,  $\alpha = 0.0364$  для исходного материала,  $S = 1.51 \text{ GPa}$ ,  $\alpha = 0.264$  для отожженного материала.

В акустическом приближении затухание упругого предвестника вызвано развитием пластической деформации и релаксацией напряжений и связано со скоростью пластической деформации  $\dot{\gamma}_p = (\dot{\epsilon}_x^p - \dot{\epsilon}_y^p)/2$  непосредственно за его фронтом соотношением [1,2]

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dh} \right|_{HEL} = -\frac{4}{3} \frac{G\dot{\gamma}_p}{c_l}, \tag{7}$$

где  $G = (3/4)\rho_0(c_l^2 - c_b^2)$  — модуль сдвига,  $c_l$ ,  $c_b$  — продольная и объемная скорости звука,  $\rho_0$  — плотность материала,  $\sigma_x$  — напряжение сжатия в направлении распространения волны,  $h$  — пройденное волной расстояние,  $\dot{\epsilon}_x^p$ ,  $\dot{\epsilon}_y^p$  — скорости пластических деформаций в направлении распространения волны и в поперечном направлении соответственно. Соотношение (7) справедливо как для параметров на фронте предвестника при условии малого их градиента за фронтом, так и для параметров в точке минимума между упругой и пластической волнами. После подстановки эмпирической зависимости (6) в соотношение (7) получаем

$$\left. \frac{d\sigma}{dh} \right|_{HEL} = -\frac{S\alpha}{h_0} \left( \frac{h}{h_0} \right)^{-(\alpha+1)} \tag{8}$$

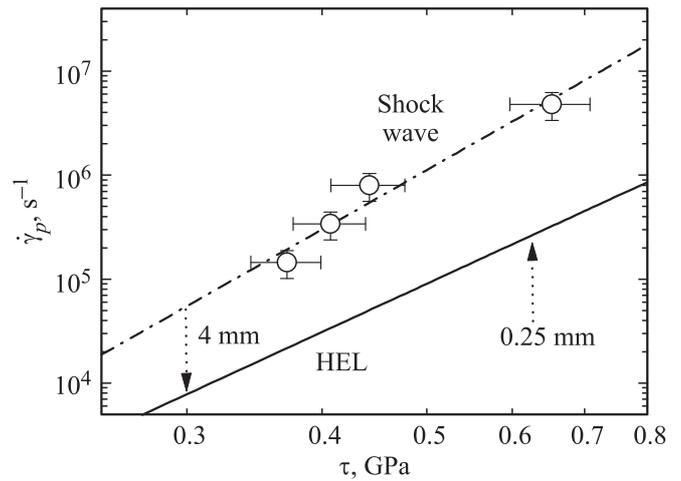
и скорость пластической деформации за фронтом предвестника

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \frac{S\alpha c_l (h/h_0)^{-(\alpha+1)}}{h_0 G}. \tag{9}$$

В этом случае соотношение между максимальным сдвиговым напряжением при одноосном сжатии  $\tau = \sigma_{HEL} G/E'$  (где  $E' = \rho_0 c_l^2$  — упругий модуль продольного одноосного сжатия) и скоростью пластической деформации имеет вид

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \left( \frac{\tau E'}{S G} \right)^{\frac{\alpha+1}{\alpha}} \frac{S\alpha c_l}{h_0 G}. \tag{10}$$

Рассчитанное по (10) соотношение между скоростью пластической деформации за фронтом предвестника и величиной сдвигового напряжения для отожженного титана показано на рис. 13. Для титана в состоянии поставки такая зависимость выглядит как отрезок почти вертикальной прямой при напряжении сдвига примерно  $0.35 \text{ GPa}$ , верхней границей которого, по-видимому, является скорость деформации в пластической ударной волне. На рисунке представлены также данные рис. 6 для соотношения между максимальной скоростью пластической деформации и напряжением сдвига в пластической ударной волне. Эти данные относятся к неотожженному



**Рис. 13.** Зависимость скорости пластической деформации от напряжения сдвига в упругом предвестнике в сопоставлении с данными о скорости деформации и напряжении сдвига в пластической ударной волне (точки и штрихпунктирная линия). Вертикальными стрелками отмечены границы измеренного диапазона параметров.

материалу, но, судя по данным рис. 10, различие между исходным и отожженным материалом на этом этапе волнового процесса невелико. Из рис. 13 следует, что при любом фиксированном напряжении скорость деформации в пластической ударной волне на порядок или более превышает скорость деформации в предвестнике, что, по-видимому, является следствием размножения дислокаций.

## 5. Заключение

Проведенные эксперименты продемонстрировали значительное влияние начальной плотности деформационных дефектов на сопротивление высокоскоростному деформированию титана. Эффект более выражен на начальном этапе эволюции упругопластической волны ударного сжатия, где скорость пластической деформации за фронтом упругого предвестника наиболее высока. На этом этапе из-за недостаточной плотности подвижных дислокаций динамический предел упругости отожженного материала превышает предел текучести деформационно-упрочненного титана в исходном состоянии, а форма упругого предвестника указывает на быстрое размножение дислокаций или двойников непосредственно после достижения текущего значения предела упругости. Связанная с этим ускоряющаяся релаксация напряжений формирует характерный пик напряжения во фронтальной части волнового профиля. По мере распространения волны различие нивелируется, а в дальнейшем, по-видимому, следует ожидать, что соотношение значений динамического предела упругости титана в состояниях после прокатки и после отжига

будет приближаться к соотношению значений его твердости в этих двух состояниях. После небольшой пластической деформации плотность „носителей пластической деформации“ для двух исходных состояний становится одинаковой, что проявляется в одинаковой скорости сжатия в пластической ударной волне. Возможно, однако, что типы дефектов, образующихся при прокатке и при ударном сжатии, несколько различаются, что может быть причиной несовпадения на рис. 10 упругопластических волн разгрузки из ударно-сжатого состояния. Здесь, возможно, уместна аналогия с железом [15], отжиг которого привел к подобным изменениям в параметрах и форме упругого предвестника, не изменил скорость сжатия в пластической ударной волне, но замедлил скорость полиморфного превращения  $\alpha \rightarrow \epsilon$  при более высоком давлении.

В результате проведенных экспериментов получены количественные данные о соотношении между скоростью пластической деформации и напряжением сдвига на различных этапах ударного сжатия, которые могут быть использованы для создания и калибровки соответствующих моделей и определяющих соотношений.

## Список литературы

- [1] G.E. Duvall. In: Strss waves in anelastic solids / Eds H. Kolsky, W. Prager. Springer-Verlag, Berlin (1964). P. 20.
- [2] T.J. Ahrens, G.E. Duvall. J. Geophys. Res. **71**, 18, 4349 (1966).
- [3] J.W. Taylor. J. Appl. Phys. **36**, 10, 3146 (1965).
- [4] J.R. Asay, G.R. Fowles, Y. Gupta. J. Appl. Phys. **43**, 2, 744 (1972).
- [5] J.N. Johnson, L.M. Barker. J. Appl. Phys. **40**, 11, 4321 (1969).
- [6] L.C. Chhabildas, J.R. Asay. J. Appl. Phys. **50**, 4, 2749 (1979).
- [7] G.I. Kanel. In: Shock compression of condensed matter-2011 / Eds M.L. Elert, W.T. Buttler, J.P. Borg, J.L. Jordan, T.J. Vogler. AIP Conf. Proc. **1426**, 939 (2012).
- [8] Г.И. Канель. Изв. РАН. МТТ **6**, 6 (2014).
- [9] Г.В. Гаркушин, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. ФТТ **52**, 11, 2216 (2010).
- [10] С.И. Ашитков, М.Б. Агранат, Г.И. Канель, П.С. Комаров, В.Е. Фортов. Письма в ЖЭТФ **92**, 8, 568 (2010).
- [11] E.V. Zaretsky, G.I. Kanel. J. Appl. Phys. **112**, 073 504 (2012).
- [12] E.V. Zaretsky, G.I. Kanel. J. Appl. Phys. **114**, 083 511 (2013).
- [13] E.V. Zaretsky, G.I. Kanel. J. Appl. Phys. **110**, 7, 073 502 (2011).
- [14] С.И. Ашитков, П.С. Комаров, М.Б. Агранат, Г.И. Канель, В.Е. Фортов. Письма в ЖЭТФ **98**, 7, 439 (2013).
- [15] E.V. Zaretsky, G.I. Kanel. J. Appl. Phys. **117**, 195 901 (2015).
- [16] E.V. Zaretsky, G.I. Kanel. J. Appl. Phys. **115**, 243 502 (2014).
- [17] С.И. Ашитков, П.С. Комаров, Е.В. Струлева, М.Б. Агранат, Г.И. Канель. Письма в ЖЭТФ **101**, 4, 294 (2015).
- [18] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, G.V. Garkushin, A.S. Savinykh, E.V. Zaretsky. J. Appl. Phys. **118**, 4, 045 901 (2015).
- [19] Г.В. Гаркушин, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. ФТТ **54**, 5, 1012 (2012).
- [20] Д.Н. Казаков, О.Е. Козелков, А.С. Майорова, С.Н. Малюгина, С.С. Мокрушин, А.В. Павленко. Изв. РАН. МТТ **6**, 68 (2014).
- [21] P.J. Hazell, G.J. Appleby-Thomas, E. Wielewski, J.P. Escobedo. Phil. Trans. Roy. Soc. A **372**, 2013 0204 (2014).
- [22] P. Andriot, P. Lalle, J.P. Dejean. In: High pressure science and technology-1993 / Eds S.C. Schmidt, J.W. Shaner, G.A. Samara, M. Ross. AIP Conf. Proc. **309**, 1009 (1994).
- [23] B. Herrmann, A. Venkert, G. Kimmel, A. Landau, D. Shvarts, E. Zaretsky. In: Shock compression of condensed matter-2001 / Eds M.D. Furnish, N.N. Thadhani, Y. Horie. AIP Conf. Proc. **620**, 623 (2002).
- [24] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, Е.Б. Зарецкий, Б. Херрман, Л. Майер. ФТТ **45**, 4, 625 (2003).
- [25] С.В. Разоренов, А.С. Савиных, Е.Б. Зарецкий, Г.И. Канель, Ю.Р. Колобов. ФТТ **47**, 4, 639 (2005).
- [26] E.V. Zaretsky. J. Appl. Phys. **104**, 123 505 (2008).
- [27] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. Янус-К, М. (1996). 407 с.
- [28] А.В. Павленко, С.И. Балабин, О.Е. Козелков, Д.Н. Казаков. ПТЭ **4**, 1. (2013).
- [29] L.M. Barker, R.E. Hollenbach. J. Appl. Phys. **45**, 11, 4872 (1974).
- [30] А.В. Павленко, С.Н. Малюгина, В.В. Перешитов, И.Н. Лисицина. ПТЭ **2**, 127 (2013).
- [31] Г.И. Канель. ПМТФ **42**, 2, 194 (2001).
- [32] J.W. Swegle, D.E. Grady. J. Appl. Phys. **58**, 692 (1985).
- [33] D.E. Grady. J. Appl. Phys. **107**, 013 506 (2010).
- [34] G.R. Cowan Trans. Met. Soc. AIME **233**, 5, 112 (1965).
- [35] А.Р. Кутсар, М.Н. Павловский, В.В. Комиссаров. Письма в ЖЭТФ **35**, 3, 91 (1982).
- [36] G.T. Gray III. In: Shock compression of condensed Matter-1989 / Eds S.C. Schmidt, J.N. Johnson, L.W. Davison. Elsevier Sci. Publ. B.V. (1990), P. 407.
- [37] R.G. McQueen, S.P. Marsh, J.W. Taylor, J.N. Fritz, W.J. Carter. In: High velocity impact phenomena / Ed. R. Kinslow. Acad. Press, N.Y. (1970). P. 293.
- [38] С.В. Разоренов, А.А. Богач, Г.И. Канель. ФММ **83**, 1, 147 (1997).
- [39] Г.В. Гаркушин, О.Н. Игнатова, Г.И. Канель, Л. Мейер, С.В. Разоренов. Изв. РАН. МТТ **4**, 155 (2010).