

05

## Температурно-скоростные зависимости напряжения течения и сопротивления разрушению титанового сплава ВТ6 в условиях ударного нагружения при температурах 20 и 600°C

© Г.И. Канель,<sup>1</sup> Г.В. Гаркушин,<sup>2,3</sup> С.В. Разоренов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН,  
125412 Москва, Россия

<sup>1</sup> Институт проблем химической физики РАН,  
142432 Черноголовка, Московская область, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050 Томск, Россия  
e-mail: garkushin@icp.ac.ru

(Поступило в Редакцию 9 декабря 2015 г.)

Представлены результаты измерений эволюции упругопластических волн ударного сжатия в титановом сплаве ВТ6 на расстояниях от 0.16 до 17 мм при комнатной и повышенной до 600°C температурах. По результатам измерений затухания упругих предвестников и скорости сжатия в пластической ударной волне определены температурно-скоростные зависимости напряжения течения в диапазоне скоростей деформации  $10^3$ – $10^7$  s<sup>-1</sup>. Получены новые данные об откольной прочности сплава при нормальной и повышенной температурах.

### Введение

Высокопрочный титановый деформируемый сплав ВТ6 широко используется в энергетике, авиации, ракетной технике и в других конструкциях, подвергаемых риску интенсивных ударных воздействий, в том числе при повышенных температурах. Для прогнозирования результатов такого рода воздействий необходимы сведения о сопротивлении материала высокоскоростному деформированию и разрушению и соответствующие определяющие соотношения, пригодные для использования в расчетах в широком диапазоне скоростей деформации и температур. Анализ эволюции упругопластических волн ударного сжатия в исследуемых материалах позволяет получать с высокой точностью необходимую информацию в диапазоне скоростей деформации  $10^3$ – $10^7$  s<sup>-1</sup>. Ударно-волновые измерения температурно-скоростных зависимостей сопротивления деформированию разрушению проведены [1–7] для ряда металлов с различной кристаллической структурой, однако подобного рода систематические исследования сплавов ограничены фактически работами [8–12], где представлены результаты экспериментов с алюминиевыми и магниевыми сплавами. Для других сплавов имеются отдельные данные в узком диапазоне параметров. Для титанового сплава Ti-6-22-2S [13] исследовано влияние температуры на динамический предел упругости и откольную прочность, но в ограниченном диапазоне скоростей деформации; для ряда других сплавов измерения проведены лишь при комнатной температуре. В ряде работ [14,15] также исследовалось влияние температуры на параметры упругопластического перехода и сопротивление динамическому разрушению титанового сплава, аналогичного сплаву ВТ6, при повышенных температурах. В основном же измерения прочностных характеристик данного сплава

сводятся к измерениям динамического предела упругости, его откольной или сдвиговой прочности при комнатной температуре путем измерений с помощью мanganитовых датчиков [16–20], анализа полных волновых профилей [21–23], либо металлографических исследований структуры сохраненных после ударного сжатия титановых образцов [18,20,23,24].

В настоящей работе исследована эволюция импульсов одномерного ударного сжатия в сплаве ВТ6 при комнатной температуре и 600°C. Переход от упругого к пластическому деформированию вызывает образование двухволновой конфигурации из упругого предвестника и следующей за ним пластической ударной волны. Напряжение сжатия  $\sigma_{HEL}$  в упругом предвестнике называют динамическим пределом упругости (Hugoniot Elastic Limit, HEL). Эта величина, вообще говоря, не постоянна и в результате релаксации напряжений уменьшается по мере распространения волны. Скорость затухания упругого предвестника пропорциональна начальной скорости пластической деформации за его фронтом [25,26]. Источником информации о соотношении между напряжением и скоростью деформации на последующих этапах процесса является измерение времени нарастания в пластической ударной волне. После отражения импульса сжатия от свободной поверхности в теле генерируются растягивающие напряжения, которые вызывают его разрушение — откол. Измерения откольной прочности дают сведения о сопротивлении разрушению в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузок.

### Материалы и методика экспериментов

В настоящей работе исследовались образцы титанового сплава ВТ6 (Ti-6% Al-4% V), прокатанного при

температуре выше перехода в  $\beta$ -фазу, отожженного при  $788^\circ\text{C}$  в течение 30 мин и охлажденного на воздухе. Содержание кислорода в образцах составило 0.105%. Микроструктура сплава включает игольчатые зерна  $\alpha + \beta$  и остаточную  $\beta$ -фазу на границах зерен. Прочность сплава на растяжение  $\sigma_b$  в составляла 0.89–0.93 ГПа, условный предел текучести  $\sigma_{0.2}$  — 0.80–0.84 ГПа. Образцы для ударно-волновых экспериментов толщиной от 0.16 до 17 мм вырезались из листа таким образом, что плоскость образцов была параллельна плоскости листа. Тонкие образцы отрезались электроэрозионным методом, в остальных случаях применялось фрезерование. Одномерные импульсы сжатия генерировались ударом алюминиевой пластины-ударника. Толщина ударников варьировала от 0.1 до 4 мм, скорость — от 540 до 5300 м/с. Для метания ударников использовались взрывные устройства [27]. Импульс сжатия максимальной длительности создавался в образце толщиной 17 мм детонацией взрывной линзы на его поверхности. Во всех экспериментах в процессе нагружения регистрировалась скорость движения свободной поверхности образцов лазерным доплеровским измерителем скорости VISAR [28], имеющим временное разрешение на уровне 1 нс, а точность измерения скорости  $\pm 3$  м/с. Часть опытов с образцами сплава проведены при температуре 585–600 $^\circ\text{C}$ . Для их нагрева использовались резистивные нагреватели.

## Результаты измерений

При анализе экспериментальных данных использовалась ударная адиабата сплава в виде линейного соотношения между скоростью ударной волны  $U_s$  и массовой скоростью  $u_p$ :  $U_s = 5050 + 1034u_p$  м/с при начальной плотности сплава  $\rho_0 = 4.42$  г/см<sup>3</sup> и продольной скорости звука в нем  $c_L = 6210$  м/с при комнатной температуре. Влияние температуры на величину  $c_L$  оценивалось на основании зависимости модуля сдвига от температуры по данным работы [29], где приведено экспериментальное значение температурной производной модуля сдвига  $\partial G/\partial T = -27$  МПа/К и обобщенная оценка этой величины, составляющая  $-23$  МПа/К. Температурная производная объемного модуля сжатия  $K$  определялась как  $\partial K/\partial T \approx -K\alpha(\partial K/\partial p - \Gamma)$ , где  $\partial K/\partial p = 4.37$ , параметр Грюнайзена  $\Gamma = 1.23$ , объемный коэффициент теплового расширения  $\alpha = (34.56 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$  1/К.

На рис. 1 приведены фронтальные части профилей скорости свободной поверхности образцов титанового сплава ВТ6, измеренные в экспериментах при комнатной температуре. На волновых профилях регистрируется выход на поверхность упругой и следующей за ней пластической волн сжатия. Напряжение сжатия за фронтом упругого предвестника  $\sigma_{\text{HEL}}$ , соответствующее динамическому пределу упругости материала, рассчитывается по измеренной скорости свободной поверхности  $u_{\text{HEL}}$  как  $\sigma_{\text{HEL}} = \rho_0 c_L u_{\text{HEL}}/2$  [27].

Результаты измерений четко демонстрируют затухание упругого предвестника волны ударного сжатия

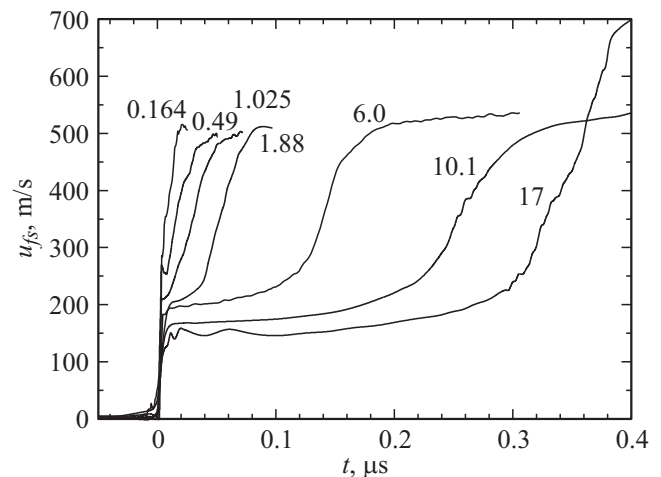


Рис. 1. Фронтальные части профилей скорости свободной поверхности образцов различной толщины титанового сплава ВТ6. Цифрами указана толщина образца.

при распространении по образцу. Затухание упругого предвестника вызвано релаксацией напряжений вследствие развития пластической деформации и связано со скоростью пластической деформации  $\dot{\gamma}_p = (\dot{\epsilon}_x^p - \dot{\epsilon}_y^p)/2$  непосредственно за его фронтом соотношением [25,30]

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dh} \right|_{\text{HEL}} = -\frac{4}{3} \frac{G\dot{\gamma}_p}{c_L}, \quad (1)$$

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.

Рассчитанные значения динамического предела упругости сплава ВТ6 при комнатной температуре суммированы на рис. 2 в виде его зависимости от пройденного волной расстояния, т.е. от толщины образцов.

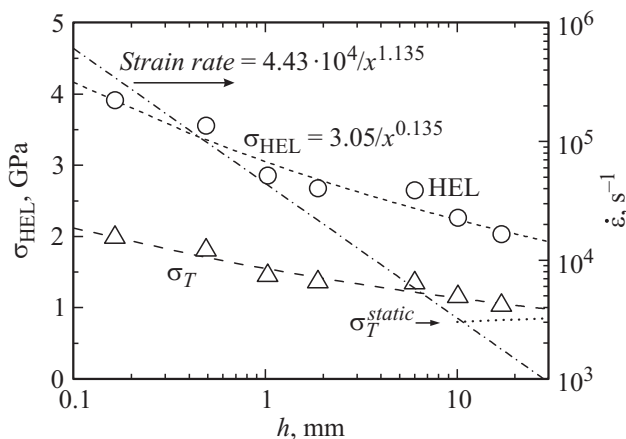
Во всем диапазоне толщин ударно-волновые данные превышают „статическую“ величину предела текучести сплава ВТ6. Экспериментальные данные на рис. 2 с хорошей точностью аппроксимируются эмпирической зависимостью

$$\sigma_{\text{HEL}} = S(h/h_0)^{-\alpha}, \quad (2)$$

где  $h_0 = 1$  мм,  $S = 3.05$  ГПа, показатель  $\alpha = 0.135$ . Отметим, что затухание упругих предвестников в алюминии [10], меди [1] и серебре [2] происходит быстрее: показатель  $\alpha$  для этих материалов варьируется в пределах 0.5–0.6. Для магниевого сплава Ма2-1 найдено [11], что  $\alpha = 0.315$ .

После подстановки эмпирической зависимости (1) в соотношение (2) получаем

$$\left. \frac{d\sigma}{dh} \right|_{\text{HEL}} = -\frac{S\alpha}{h_0} \left( \frac{h}{h_0} \right)^{-(\alpha+1)}, \quad (3)$$



**Рис. 2.** Затухание упругого предвестника HEL в титановом сплаве ВТ6 и рассчитанная по этим данным начальная скорость пластической деформации за фронтом предвестника в зависимости от пройденного им расстояния. Показаны также значения предела текучести в упругом предвестнике  $\sigma_T$  и справочная величина „статического“ предела текучести  $\sigma_T^{static}$ .

и скорость пластической деформации за фронтом предвестника

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \frac{S\alpha c_L (h/h_0)^{-(\alpha+1)}}{h_0 G} \quad (4)$$

Рассчитанная по (4) зависимость скорости пластической деформации за фронтом предвестника от пройденного расстояния показана на рис. 2. В упрощенном виде она описывается соотношением  $\dot{\gamma}_p = 4.43 \cdot 10^4 / x^{1.135}$ . Таким образом, с увеличением пройденного волной расстояния в исследованном диапазоне текущие значения динамического предела упругости и предела текучести уменьшаются вдвое, а начальная скорость пластической деформации непосредственно за упругой ударной волной уменьшается более чем на порядок величины.

После подстановки в (4) пройденного волной расстояния  $h$  из соотношения (2) получаем зависимость начальной скорости пластической сдвиговой деформации от величины напряжения сдвига за фронтом предвестника

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \left( \frac{\tau E'}{SG} \right)^{\frac{\alpha+1}{\alpha}} \frac{S\alpha c_L}{h_0 G} \quad (5)$$

На рис. 3 представлены результаты обработки экспериментальных данных, описанные соотношением (5).

Дополнительную информацию о сопротивлении материалов высокоскоростной деформации при чрезвычайно высоких скоростях деформирования дают измерения скорости сжатия в пластической ударной волне [25,31]. Для титана ВТ6 эта величина определена по измеренному профилю скорости свободной поверхности образца толщиной 17 mm, фронтальная часть волны сжатия которого показана на рис 4.

Данный эксперимент выбран исходя из предположения, что в этом опыте с образцом большой толщины

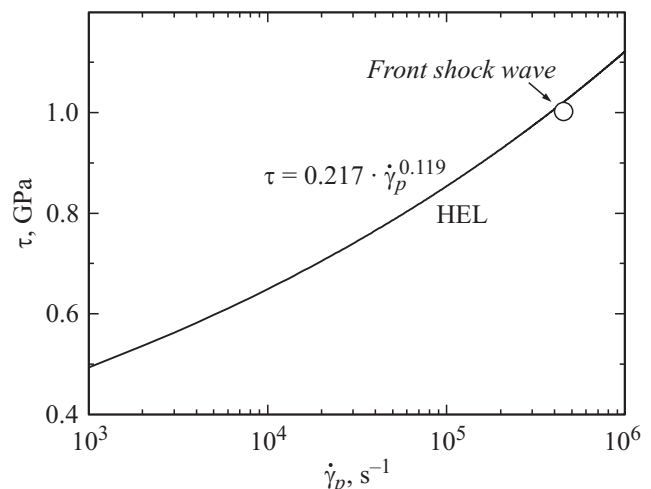
установился волновой процесс, близкий к стационарному, и погрешность, связанная с релаксацией напряжений за фронтом упругого предвестника, сведена к минимуму. В принципе, полная скорость деформации  $\dot{\epsilon}_x$  в стационарной волне сжатия определяется достаточно просто — дифференцированием соответствующего участка профиля массовой скорости  $u_p(t)$  и делением на скорость распространения волны  $U_s$ :  $\dot{\epsilon}_x = \dot{u}_p / U_s = \dot{u}_{fs} / 2U_s$ .

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

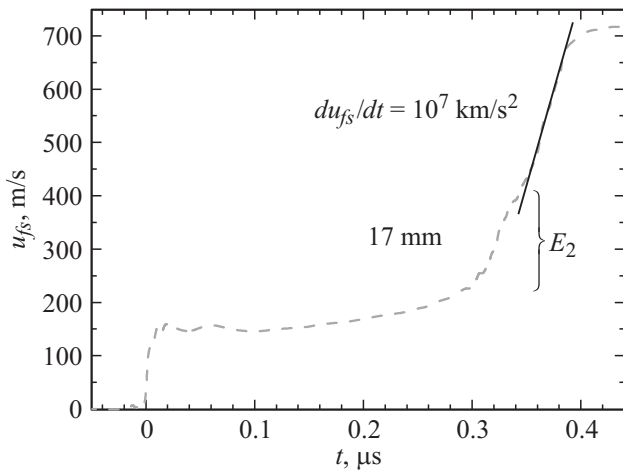
$$\dot{\gamma}_p = \frac{\dot{\epsilon}_x}{2} - \frac{\dot{\tau}}{2G} \quad (6)$$

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. Девiatorная компонента напряжения в волне представляет собой разность между напряжением  $\sigma_x$  на линии Рэлея и давлением  $p$  на кривой всестороннего сжатия при той же степени сжатия [32,33]. 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  $\tau_{HEL} = (3/4)\sigma_{HEL}(1 - c_b^2/c_t^2)$ . В качестве кривой всестороннего сжатия в настоящей работе использовалась ударная адиабата сплава.

Скорость деформации в пластической ударной волне определялась по максимальному градиенту скорости свободной поверхности. Определение этой величины иллюстрируется на рис. 4. Что касается второго пара-



**Рис. 3.** Зависимость напряжения пластического течения от скорости пластической деформации непосредственно за фронтом упругого предвестника (линия) и в пластической ударной волне с конечным давлением 9 GPa (точка).



**Рис. 4.** Профиль скорости свободной поверхности образца титанового сплава толщиной 17 mm, использовавшийся для определения скорости деформации в пластической ударной волне. Ступенька  $E_2$  в структуре пластической ударной волны есть результат переотражений упругого предвестника между свободной поверхностью и пластической ударной волной.

метра — максимального сдвигового напряжения, то в дополнение к его расчету в приближении стационарности пластической ударной волны проведено восстановление диаграммы деформирования из измеренного профиля упругопластической волны сжатия в рамках приближения простой центрированной волны. Для простой волны, описываемой веером прямолинейных характеристик, приращения продольного напряжения  $d\sigma$  и деформации  $d\epsilon_x = -dV/V_0$  связаны соотношением

$$d\sigma = \rho_0 a_\sigma^2 d\epsilon_x, \tag{7}$$

где  $a_\sigma$  — фазовая скорость распространения участка волны с напряжением сжатия  $\sigma$  в координатах Лагранжа. Максимальное напряжение сдвига  $\tau$  при одномерной деформации в ударной волне определяется из разности между продольным напряжением  $\sigma$  и давлением  $p$

$$\tau = \frac{3}{4}(\sigma - p). \tag{8}$$

Для простой центрированной волны фазовая скорость  $a_\sigma$  определяется как

$$a_\sigma = \frac{h}{h/c_L + t(\sigma)}, \tag{9}$$

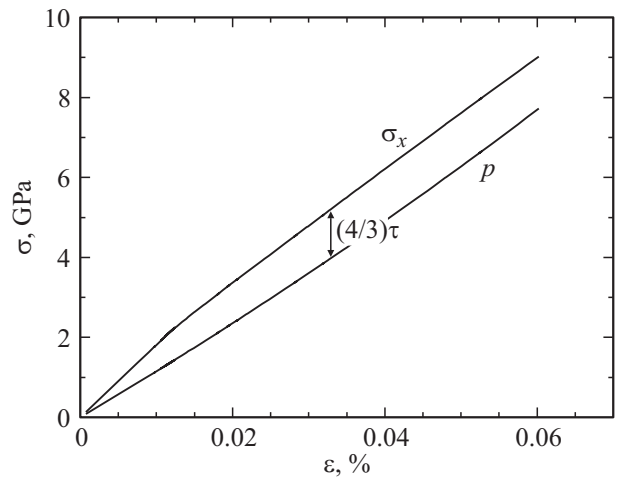
где  $h$  — расстояние между поверхностью соударения (полусом веера характеристик центрированной волны) и сечением в образце, для которого анализируется профиль напряжения  $\sigma(t)$ ,  $t$  — интервал времени, отсчитываемый от фронта упругого предвестника. В случае, если вместо профиля напряжения  $\sigma(t)$  анализируется профиль скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$ , используется эмпирический закон удвоения скорости

$$u_{fs}(t) = 2u_p(t) \text{ и } d\sigma(t) = \rho a_\sigma du_p(t). \tag{10}$$

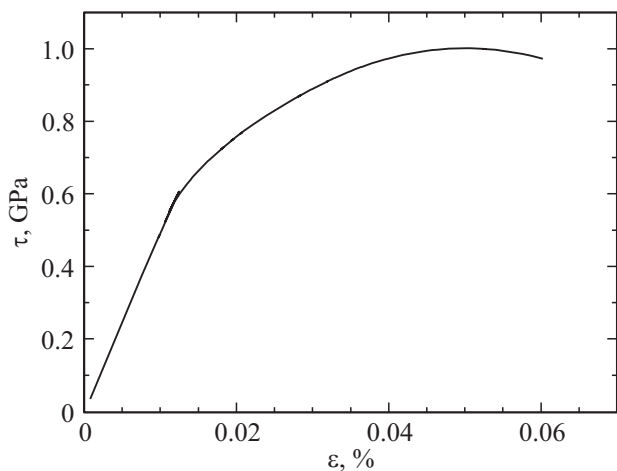
Более детальный анализ с учетом взаимодействия между падающей и отраженной волнами вблизи поверхности образца дает

$$a_\sigma = c_l \frac{2h - c_L t(\sigma)}{2h + c_L t(\sigma)}. \tag{11}$$

Безусловно, приближение простой волны не является точным. Источники его погрешности связаны с релаксацией напряжений, которая проявляется, в частности, в затухании упругого предвестника, с допущением о соотношении между массовой скоростью и скоростью свободной поверхности, с погрешностями данных об объемной сжимаемости материала и с особенностями отражения упругопластических волн от поверхности образца. На рис. 5 и 6 показаны диаграммы ударно-волнового деформирования титанового сплава в опыте Ti17, рассчитанные этим методом. Различие величин сдвигового напряжения, полученных двумя способами, невелико. Результаты определения максимального на-



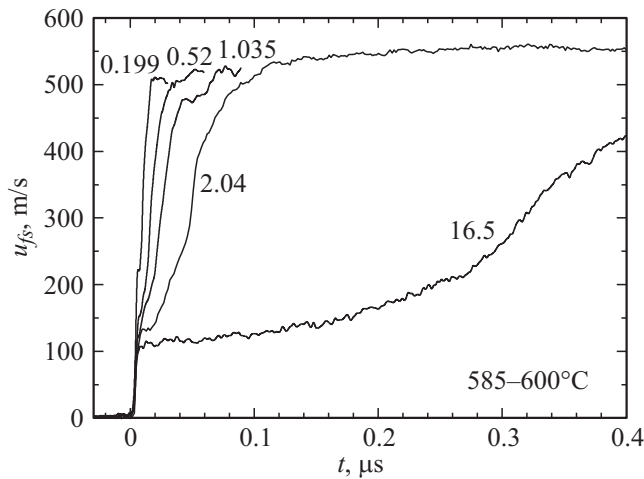
**Рис. 5.** Диаграмма деформирования сплава в опыте Ti17, рассчитанная в приближении простой волны, в координатах деформация  $\epsilon_x$  — напряжение  $\sigma_x$ .



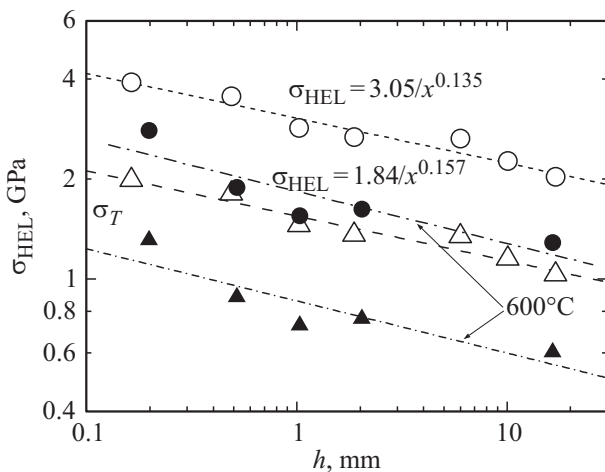
**Рис. 6.** Диаграмма деформирования сплава в опыте Ti17 в координатах деформация  $\epsilon_x$  — максимальное сдвиговое напряжение  $\tau$ .

пряжения сдвига в ударной волне  $\tau = 1.0 \pm 0.05$  GPa и максимальной скорости пластической деформации  $\dot{\gamma}_p = 4.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$  сопоставлены на рис. 3 с зависимостью напряжения течения от скорости пластической деформации за фронтом упругого предвестника. В отличие от подобных сопоставлений для чистых металлов со структурой ГЦК [1] данные на различных этапах ударного сжатия сплава ВТ6 очень близки друг к другу, что означает малый вклад размножения дислокаций в кинетику высокоскоростной деформации сплава.

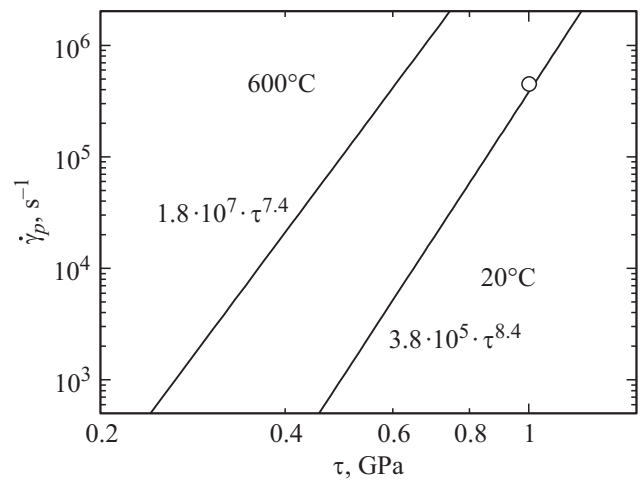
Для определения вклада температуры в эволюцию упругопластических волн проведены эксперименты при повышенных температурах в диапазоне 585–600°C. Результаты измерений суммированы на рис. 7, где представлены фронтальные части профилей скорости сво-



**Рис. 7.** Фронтальные части профилей скорости свободной поверхности образцов титанового сплава ВТ6 различной толщины при температуре в диапазоне 585–600°C. Цифрами указана толщина образца.



**Рис. 8.** Затухание упругого предвестника в титановом сплаве ВТ6 при комнатной температуре (открытые символы) и при 600°C (заполненные символы). Кружками показаны значения динамического предела упругости  $\sigma_{HEL}$ , треугольниками — предел текучести  $\sigma_T$  материала.



**Рис. 9.** Соотношение между напряжением течения и начальной скоростью пластической деформации в упругом предвестнике в титановом сплаве ВТ6 при нормальной температуре и 600°C. Точка соответствует состоянию материала в пластической ударной волне.

бодной поверхности образцов сплава толщиной от 0.2 до 17 mm.

Рассчитанные значения динамического предела упругости сплава ВТ6 при 600°C сопоставлены с полученными данными для комнатной температуры на рис. 8 в виде зависимостей от пройденного волной расстояния, т. е. от толщины образцов. Во всем представленном диапазоне динамический предел упругости понижается с увеличением температуры. Затухание предвестника при высокой температуре описано степенным соотношением эмпирической зависимостью (2) с параметрами  $S = 1.84$  GPa и  $\alpha = 0.157$ . Полученные высокотемпературные данные допускают представление и двумя ветвями общей зависимости от пройденного расстояния, подобно тому, что имеет место для тантала и ванадия [5]. На рис. 9 представлены результаты обработки экспериментальных данных с использованием соотношения (5).

### Откольная прочность титанового сплава

После отражения импульса сжатия от свободной поверхности внутри образца генерируются растягивающие напряжения, в результате чего инициируется его разрушение — откол [27,34]. При этом происходит релаксация растягивающих напряжений и формируется волна сжатия (откольный импульс), выход которой на поверхность образца вызывает второй подъем ее скорости. Декремент скорости поверхности  $\Delta u_{fs}$  при ее спаде от максимума до значения перед фронтом откольного импульса пропорционален величине разрушающего напряжения — откольной прочности материала  $\sigma_{sp}$  в данных условиях нагружения. В линейном (акустическом) приближении

$$\sigma_{sp} = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta), \quad (12)$$

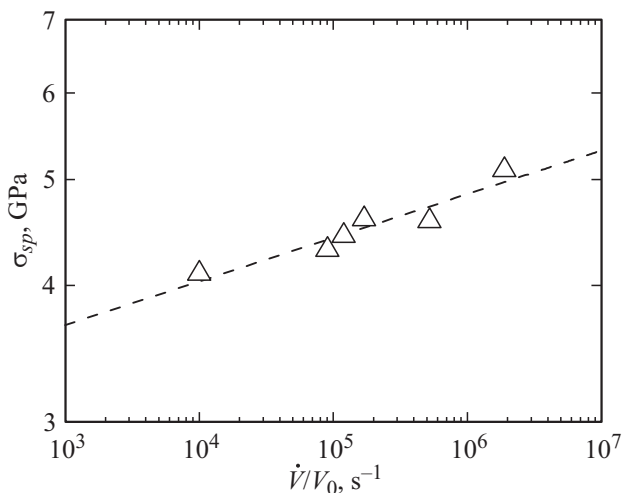


Условия экспериментов и результаты обработки волновых профилей

Номер опыта	Условия нагружения	$T, ^\circ\text{C}$	$h_{\text{sam}}, \text{mm}$	$P_{\text{max}}, \text{GPa}$	$\frac{\dot{V}}{V_0}, \text{s}^{-1}$	$\sigma_{\text{HEL}}, \text{GPa}$	$h_{\text{sp}}, \text{mm}$	$\sigma_{\text{sp}}, \text{GPa}$
Ti17	Детонация взрывной линзы	20	17.00	8.85	$1.0 \cdot 10^4$	2.03	10.6	$4.1 \pm 0.3$
Ti15	Ударник Al 2 mm, 660 m/s	20	10.09	6.4	$9.1 \cdot 10^4$	2.29	1.55	4.31
Ti19	Ударник Al 2 mm, 1900 m/s	20	10.06	18.2	$1.2 \cdot 10^5$	2.25	1.15	4.44
Ti20	Ударник Al 2 mm, 5300 m/s	20	9.88	70	$1.7 \cdot 10^5$		0.42	4.6
Ti6	Ударник Ti 2 mm, 538 m/s	20	6.00	6.5		2.65		
Ti18	Ударник Al 0.4 mm, 660 m/s	20	1.88	6.1	$5.3 \cdot 10^5$	2.67	0.34	4.58
Ti1	Ударник Al 2 mm, 660 m/s	20	1.03	6.3		2.85		
Ti05	Ударник Al 2 mm, 660 m/s	20	0.49	6.3		3.56		
Ti02	Ударник Al 0.1 mm, 660 m/s	20	0.16	6.1	$1.9 \cdot 10^6$	3.91	0.14	5.1
Ti17_t	Ударник Al 4 mm, 660 m/s	600	16.52	5.1		1.29		
Ti2_t	Ударник Al 2 mm, 660 m/s	591	2.04	6.4		1.62		
Ti1_t	Ударник Al 2 mm, 660 m/s	589	1.04	5.5		1.55		
Ti05_t	Ударник Al 2 mm, 660 m/s	600	0.52	5.8		1.89		
Ti02_t	Ударник Al 2 mm, 660 m/s	585	0.20	5.9		2.80		

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 ( $c_b$ ) [35]. Под скоростью деформирования здесь понимается скорость расширения вещества в волне разрежения, определяемая как

$$\frac{\dot{V}}{V_0} = -\frac{\dot{u}_{f_{sr}}}{2c_b}, \quad (13)$$



**Рис. 10.** Результаты измерений откольной прочности титанового сплава ВТ6 в зависимости от скорости расширения в падающей волне разрежения. Линия представляет аппроксимацию экспериментальных данных соотношением (6).

где  $\dot{u}_{f_{sr}}$  — измеренная скорость спада скорости свободной поверхности испытуемого образца в разгрузочной части импульса ударного сжатия перед фронтом откольного импульса. Ранее [34] было показано, что начальная скорость роста относительного объема несплошностей при отколе с точностью до постоянного множителя  $\sim (2-4)$  равна вычисленной таким образом скорости расширения вещества в волне разгрузки. Экспериментальные данные на рис. 10 в пределах разброса описываются эмпирическим соотношением

$$\sigma_{sp} = 2.79 \left( \frac{\dot{V}}{V_0} \right)^{0.04}. \quad (14)$$

В таблице приведены суммированные экспериментальные данные со сплавом ВТ6, а также результаты обработки волновых профилей при комнатной и повышенной температурах. Нужно отметить, что эксперименты с повышенной температурой образцов были организованы таким образом, чтобы зарегистрировать с максимальной точностью фронт упруго-пластической волны сжатия, поэтому из них было невозможно определить разрушающие напряжения при отколе.

## Заключение

Получены экспериментальные профили скорости свободной поверхности образцов титанового сплава ВТ6 (Ti-6% Al-4% V) толщиной от 0.16 до 17 mm при температуре 20 и 600°C. Путем анализа результатов измерения эволюции упруго-пластической волны ударного сжатия определены зависимость начальной скорости

пластической деформации от напряжения и оценены значения откольной прочности в зависимости от скорости деформации в падающем импульсе нагрузки. Показано, что увеличение температуры образцов приводит к уменьшению динамического предела упругости, а динамическая прочность на разрыв варьирует в этом диапазоне длительностей ударно-волновой нагрузки от 4.1 до 5.1 ГПа.

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

## Список литературы

- [1] *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 114. P. 083511.
- [2] *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110. N 7. P. 073502.
- [3] *Ашитков С.И., Комаров П.С., Агранат М.Б., Канель Г.И., Фортвов В.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. Вып. 7. С. 439–444.
- [4] *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 117. P. 195901.
- [5] *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 115. P. 243502.
- [6] *Ашитков С.И., Комаров П.С., Струлева Е.В., Агранат М.Б., Канель Г.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. Вып. 4. С. 294–299.
- [7] *Kanel G.I., Razorenov S.V., Garkushin G.V., Savinykh A.S., Zaretsky E.B.* // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 118. N 4. P. 045901.
- [8] *Гаркушин Г.В., Канель Г.И., Разоренов С.В.* // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 11. С. 2216–2222.
- [9] *Ашитков С.И., Агранат М.Б., Канель Г.И., Комаров П.С., Фортвов В.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92. Вып. 8. С. 568–573.
- [10] *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112. P. 073504.
- [11] *Гаркушин Г.В., Канель Г.И., Разоренов С.В.* // ФТТ. 2012. Т. 54. Вып. 5. С. 1012–1018.
- [12] *Kanel G.I., Garkushin G.V., Savinykh A.S., Razorenov S.V., Resseguier T.de, Proud W.G., Tyutin M.R.* // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116. P. 143504.
- [13] *Kruger L., Kanel G.I., Razorenov S.V., Meyer L., Bezruchko G.S.* Yield and strength properties of the Ti-6-22-22S alloy over a wide strain rate and temperature range. In: Shock Compression of Condensed Matter–2001 / Eds by M.D. Furnish et al. 2002. AIP Conference Proceedings. P. 1327–1330.
- [14] *Kanel G.I., Razorenov S.V., Zaretsky E.B., Hermann B.* // J. De Phys. IV. 2003. Vol. 110. P. 839–844.
- [15] *El-Magd E., Abouridouane M.* // J. De Phys. IV. 2003. Vol. 110. P. 15–20.
- [16] *Hopkins A., Brar N.S.* Hugoniot and shear strength of titanium 6–4 under shock loading / In: Shock Compression of Condensed Matter–1999 / Eds M.D. Furnish et al. 2000. AIP Conf. Proc. P. 423–426.
- [17] *Church P.D., Andrews T., Bourne N.K., Millett J.C.F.* Spallation in the alloy Ti-6Al-4V. In: Shock Compression of Condensed Matter–2001 / Eds M.D. Furnish et al. 2002. AIP Conf. Proc. P. 511–514.
- [18] *McDonald S.A., Bourne N.K., Gray III G.T., Cerretta E.K., Millett J.C.F., Whiteman G.* Shock loading and Taylor impact of Ti-6Al-4V. In: Shock Compression of Condensed Matter–2007 / Eds M. Elert et al. 2007. AIP Conf. Proc. P. 669–672.
- [19] *Millett J.C.F., Whiteman G., Bourne N.K., Gray III G.T.* // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104. P. 073531.
- [20] *Tyler C., Millett J.C.F., Bourne N.K.* Spallation in Ti-6Al-4V: Stress measurements and recovery. In: Shock Compression of Condensed Matter–2005 / Eds M.D. Furnish et al. 2006. AIP Conf. Proc. P. 674–677.
- [21] *Dandekar D.P., Spletzer S.V.* Shock response of Ti-6Al-4V. In: Shock Compression of Condensed Matter–1999 / Eds M.D. Furnish et al. 2000. AIP Conf. Proc. P. 427–430.
- [22] *Herrmann B., Venkert A., Favorsky V., Shvarts D., Zaretsky E.* U-0.75Ti and Ti-6Al-4V in planar and ballistic impact experiments / In: Shock Compression of Condensed Matter–2003 / Eds. M.D. Furnish et al. 2004. AIP Conf. Proc. P. 577–580.
- [23] *McDonald S.A., Cotton M., Bourne N.K., Millett J.C.F., Withers P.J.* Spallation response of Ti-6Al-4V: Rear surface velocimetry and x-ray tomography. In: Shock Compression of Condensed Matter–2011 / Eds by M.L. Elert et al. 2012. AIP Conf. Proc. P. 1065–1068.
- [24] *Chu M.Q., Jones I.P., Millett J.C.F., Bourne N.K., Gray III G.T.* The role of transmission electron microscopy in assessing shock plasticity. In: Shock Compression of Condensed Matter–2009 / Eds. by M.L. Elert et al. AIP Conf. Proc. 2009. P. 1113–1116.
- [25] *Asay J.R., Fowles G.R., Gupta Y.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 2. P. 744–746.
- [26] *Johnson J.N., Barker L.M.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 11. P. 4321–4334.
- [27] *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 407 с.
- [28] *Barker L.M., Hollenbach R.E.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 4669–4675.
- [29] *Guinan M.W., Steinberg D.J.* // J. Phys. Chem. Sols. 1974. Vol. 35. P. 1501–1512.
- [30] *Duval G.E.* Propagation of plane shock waves in a stress-relaxing medium. In: Strss Waves in Anelastic Solids / Eds by H. Kolsky, W. Prager. 1964. P. 20–32.
- [31] *Chhabildas L.C., Asay J.R.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 4. P. 2749–2756.
- [32] *Cowan G.R.* // Trans. Metal. Soc. AIME. 1965. Vol. 233. N 6. P. 1120–1130.
- [33] *Swegle J.W., Grady D.E.* // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 2. P. 692–701.
- [34] *Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V.* Spall Fracture. NY: Springer, 2003. 404 p.
- [35] *Канель Г.И.* // ПМТФ. 2001. Т. 42. № 2. С. 194–198.