

# Аномалии температурных зависимостей объемной и сдвиговой прочности монокристаллов алюминия в субмикросекундном диапазоне

© Г.И. Канель, С.В. Разоренов\*

Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук,  
127412 Москва, Россия

\* Институт проблем химической физики Российской академии наук,  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 18 июля 2000 г.

В окончательной редакции 24 октября 2000 г.)

Представлены результаты измерений динамических пределов текучести и прочности монокристаллов алюминия в температурном интервале от 15 до 650°C, что лишь на 10°C ниже температуры плавления. Измерения проведены в условиях воздействия на образцы плоскими ударными волнами с давлением за фронтом до 5 GPa и длительностью  $\sim 2 \cdot 10^{-7}$  s. Обнаружен аномальный рост динамического предела текучести, который вблизи температуры плавления в 4 раза превышает величину, измеренную при комнатной температуре. Динамическая прочность монокристаллов в этом интервале уменьшается примерно на 40%, причем высокая прочность сохраняется в состоянии, где ожидалось плавление при растяжении.

Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 00-02-17604.

Исследования упругопластических и прочностных свойств материалов в субмикросекундном диапазоне длительности воздействия при скоростях деформирования более  $10^4 \text{ s}^{-1}$  проводятся путем изучения волн сжатия и разрежения, генерируемых в испытуемых образцах высокоскоростным ударом, взрывом или импульсом интенсивного лазерного или корпускулярного излучения [1,2]. Измерения основываются на том факте, что структура волн и динамика волновых взаимодействий определяются помимо термодинамического уравнения состояния вещества процессами упругопластического деформирования и разрушения в материале.

Известны немногочисленные исследования влияния температуры на прочностные свойства металлов при ударно-волновом нагружении. В экспериментах с железом [3] установлено, что динамический предел текучести не зависит от температуры в интервале от 76 до 573 K, в то время как квазистатический предел текучести в этом температурном интервале уменьшается в 2.5 раза. Аналогичный результат получен для висмута [4] и монокристаллов цинка [5] в интервале температур от комнатной до 0.96 абсолютной температуры плавления ( $T_m$ ). Эксперименты с поликристаллическими алюминием и магнием [6] продемонстрировали даже некоторое возрастание динамического предела текучести вблизи точки плавления.

Ударно-волновые измерения показывают также атермический характер динамической прочности металлов. Для поликристаллических алюминия и магния найдено [6], что сопротивление разрыву мало изменяется с ростом температуры от комнатной до значения, составляющего 85–90%  $T_m$ , и резко падает до нуля с дальнейшим повышением температуры. В случае монокристаллического цинка [5] атермичность динамической

прочности сохраняется до  $\sim 0.95 T_m$ , после чего также наблюдалось падение прочности.

Атермичность динамических пределов текучести и прочности объясняется механизмом движения дислокаций при высокоскоростном деформировании [7]. Известно, что в условиях низкоскоростной деформации дислокации преодолевают препятствия в результате совместного действия приложенного напряжения и тепловых флуктуаций. Для деформирования с высокой скоростью необходимо приложить более высокие напряжения. При скорости деформирования, большей чем  $\sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ , действующие напряжения оказываются достаточно высокими для преодоления дислокациями препятствий без дополнительного вклада тепловых флуктуаций.

Цель обсуждаемых здесь экспериментов состояла в изучении основных закономерностей высокоскоростного атермического деформирования в широком интервале температур и определении прочностных свойств твердых тел в состояниях, близких к плавлению. В этом отношении представляются наиболее информативными эксперименты с монокристаллами, которые позволяют получать сведения об элементарных механизмах и динамике деформирования и разрушения, не усложненных влиянием границ зерен, примесей и других структурных неоднородностей.

## 1. Материал и постановка экспериментов

Эксперименты выполнены с монокристаллами алюминия чистоты 99.999%, выращенных методом направленной кристаллизации из расплава в изложницах из высокочистого графита [8]. Плоские монокристаллы размером  $10 \times 15 \text{ mm}$  при толщине около 3 mm в процессе выра-

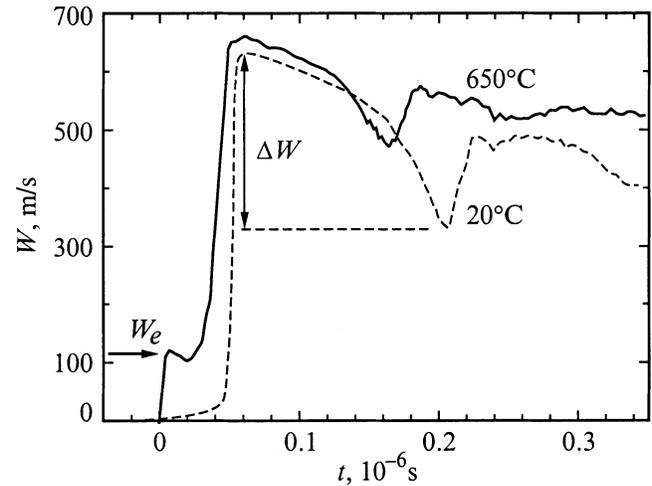
шивания были ориентированы нормально к плоскости в направлении [100]. Поверхность образцов подвергалась шлифованию и последующему электрохимическому травлению для удаления поверхностных дефектов.

Плоские ударные волны создавались в исследуемых образцах ударом алюминиевой пластины толщиной 0.4 mm со скоростью 600–700 m/s, что соответствует давлению ударного сжатия в диапазоне 4–5 GPa. Для метания пластин-ударников применялись взрывные устройства, которые подробно описаны в [2]. Для проведения измерений при повышенных температурах образцов использовались резистивные нагреватели, которые размещались у тыльной поверхности образца аналогично тому, как это делалось в работах [5,6]. При мощности резистивного нагревателя до 1 kW время прогрева образца до заданной температуры не превышало 10 min. Температура непрерывно контролировалась с точностью  $\pm 5^\circ\text{C}$  термопарой хромель–алюмель, установленной на тыльной поверхности образца вблизи точки регистрации ударно-волнового процесса. Испытания были проведены в температурном интервале от 15 до  $650^\circ\text{C}$ , что лишь на  $10^\circ\text{C}$  меньше температуры плавления алюминия.

В экспериментах фиксировалось изменение скорости свободной тыльной поверхности образцов со временем в процессе выхода на нее импульса ударно-волновой нагрузки. Измерения проводились с использованием лазерного доплеровского интерферометрического измерителя скорости VISAR [9]. Для регистрации интерференционных биений использовался цифровой осциллограф с частотой оцифровки регистрируемого сигнала 0.5 GHz, что соответствует временному интервалу между точками на осциллограмме 2 ns. Частотные характеристики аппаратуры обеспечивали регистрацию сигналов с временем нарастания также на уровне 2 ns.

## 2. Результаты измерений

На рис. 1 представлены типичные профили скорости свободной поверхности  $W(t)$  при нормальной и повышенной температурах. Вследствие изменения сжимаемости с началом пластического деформирования ударная волна теряет устойчивость и расщепляется на упругий предвестник и пластическую волну сжатия. Упругий предвестник распространяется со скоростью, несколько превышающей продольную скорость звука  $c_l$ , а скорость пластической волны сжатия  $D \leq c_b$  соответствует объемной сжимаемости материала и определяется интенсивностью волны [1]. Здесь  $c_b$  — ”объемная” скорость звука, рассчитываемая по модулю объемной упругости  $K$ . Амплитуда предвестника соответствует динамическому пределу упругости при одноосной деформации. Ширина стационарной волны сжатия определяется вязкостью или временем релаксации напряжений. При этом соотношении толщин образца и ударника, которое имело место в опытах, фронт волны разрежения к моменту выхода на поверхность нагонял ударную волну, в результате чего



**Рис. 1.** Профили скорости свободной поверхности образцов монокристаллического алюминия при ударно-волновом нагружении. Указана температура испытаний. Толщина образцов, измеренная при нормальной температуре, равная 2.87 mm.

на измеренных волновых профилях отсутствуют области постоянства параметров за волной сжатия.

После выхода волны сжатия на свободную поверхность образца внутри него генерируется отраженная волна разрежения, взаимодействие которой с волной разгрузки исходного импульса сжатия создает в образце растягивающие напряжения. Максимальное значение растягивающего напряжения возрастает по мере продвижения отраженной волны внутрь образца и на некотором расстоянии от поверхности достигает величины, достаточной для быстрого разрушения отрывом. Разрушение приводит к появлению волны сжатия в растянутом материале, которая выходит на поверхность в виде так называемого откольного импульса и вновь увеличивает ее скорость. Последующие осцилляции скорости вызваны реверберацией волны в отколовшейся пластине. Падение скорости поверхности  $\Delta W$  от максимума до значения перед фронтом откольного импульса пропорционально величине разрушающего напряжения — так называемой откольной прочности материала, а период колебаний скорости поверхности пропорционален толщине отколовшегося слоя. Скорость затухания волновых ревербераций в откольной пластине определяется помимо прочего дисперсией волн на поверхности разрушения и является индикатором степени локализации разрушения.

Непосредственно из приведенных профилей видно, что с увеличением температуры многократно возрастает амплитуда упругого предвестника, т.е. возрастает величина динамического предела текучести материала. Время нарастания параметров во фронте упругого предвестника не превышает 2 ns. Уменьшение временного интервала между упругой и пластической волнами является следствием уменьшения модуля сдвига с ростом температуры. Спад параметров за фронтом упругого предвестника обычно ассоциируется с релаксацией напряжений [10].

Время нарастания параметров в пластической ударной волне (от 0.1 до 0.9 ее амплитуды) увеличивается от 4–6 ns при комнатной температуре до 12–16 ns вблизи температуры плавления, что соответствует скоростям деформирования  $\sim (3-7) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ .

Сопротивление откольному разрушению несколько уменьшается с ростом температуры, но остается высоким вплоть до 650°C. Большая крутизна фронта откольного импульса свидетельствует о высокой скорости развития разрушения во всем температурном интервале. Средняя скорость поверхности сохраняется практически неизменной после первого откольного импульса; отсюда можно заключить, что механическая связь между откалывающейся пластиной и основной частью образца практически исчезает через  $\sim 100 \text{ ns}$  или меньше после начала разрушения. Сопоставление первого и последующих периодов осцилляции скорости поверхности указывает на возможную задержку разрушения на уровне 5–10 ns во всем температурном интервале. Нв профилях скорости свободной поверхности, полученных в экспериментах при повышенных температурах, наблюдается ускоренное затухание осцилляций после откола. Вероятно, при низких температурах образующиеся несплошности локализованы в более узком слое, а шероховатость поверхности разрушения меньше, чем при высоких температурах.

### 3. Обработка результатов измерений

Расчеты проведены с учетом зависимостей коэффициентов упругости монокристаллического алюминия от температуры по данным работы [11]. Нелинейная объемная сжимаемость материала рассчитывалась с использованием ударной адиабаты в виде  $D = c_0 + bu$  [1], где  $D$  — скорость ударной волны,  $u$  — скачок массовой скорости в ударной волне,  $c_0$  — константа, равная по величине объемной скорости звука при нулевом давлении,  $b$  — константа материала, характеризующая нелинейность его сжимаемости. Использовались значения  $c_0$ , рассчитанные по изэнтропическим объемным модулям упругости в зависимости от температуры, приведенным в [11]; значение константы  $b$  принималось равным 1.34 независимо от температуры.

Продольное напряжение  $\sigma_g$  на фронте упругого предвестника, величина которого равна динамическому пределу упругости для условий одномерной деформации, рассчитывается из измеренного скачка скорости поверхности  $W_e$  в соответствующий момент времени с помощью соотношения [1]

$$\sigma_g = \rho_0 D_l W_e / 2, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — плотность материала,  $D_l$  — скорость упругой ударной волны в нем. Величина  $\sigma_g$  связана со значением предела текучести  $\sigma_y$  для стандартных условий одноосно

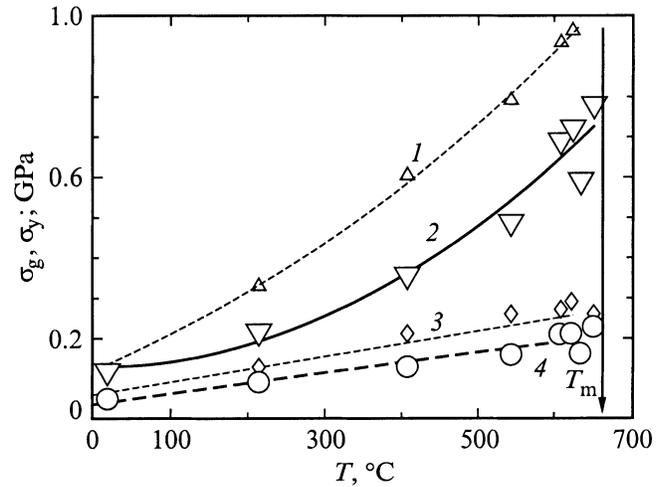


Рис. 2. Результаты измерений динамического предела упругости для условий одноосной деформации  $\sigma_g$ , и одноосно напряженных состояний  $\sigma_y$  в зависимости от температуры испытаний.  $T_m$  — температура плавления. Точками 1 и 3 показаны значения  $\sigma_g$  и  $\sigma_y$ , соответствующие пику на фронте упругого предвестника, точками 2 и 4 — значения  $\sigma_g$  и  $\sigma_y$ , соответствующие минимуму за фронтом.

напряженного состояния соотношением [1]

$$\sigma_g = (1 - \nu)\sigma_y / (1 - 2\nu), \quad (2)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона. Для упругих волн малой амплитуды достаточную точность дает расчет в акустическом приближении в случае  $D_l = c_l$ . Однако в действительности скорость фронта упругой ударной волны конечной амплитуды превышает величину продольной скорости звука. Поскольку в проведенных опытах получены довольно значительные амплитуды предвестников, их скорость рассчитывалась следующим образом. При умеренно высоких давлениях ударного сжатия скорость фронта ударной волны с хорошей точностью соответствует средней скорости распространения возмущений перед ( $c_i$ ) и за ( $c_s$ ) ударным фронтом [2]

$$D = (c_i + c_s \rho / \rho_0) / 2.$$

В этом приближении по измеренному значению скорости поверхности  $W_e$  на фронте рассчитывались величины  $c_b$  при данной степени сжатия и с учетом постоянства коэффициента Пуассона  $c_l$  за фронтом предвестника, а затем скорость упругого предвестника  $D_l$ . Скорость предвестника, определенная таким образом, превышает величину продольной скорости звука при нулевом давлении на 1.5%.

Результаты измерений динамического предела упругости суммированы на рис. 2, где приведены значения напряжений, соответствующие пику на фронте упругого предвестника и минимуму за фронтом. Все данные получены при толщине образцов 2.86–2.97 mm при комнатной температуре. Значения параметров на вершине

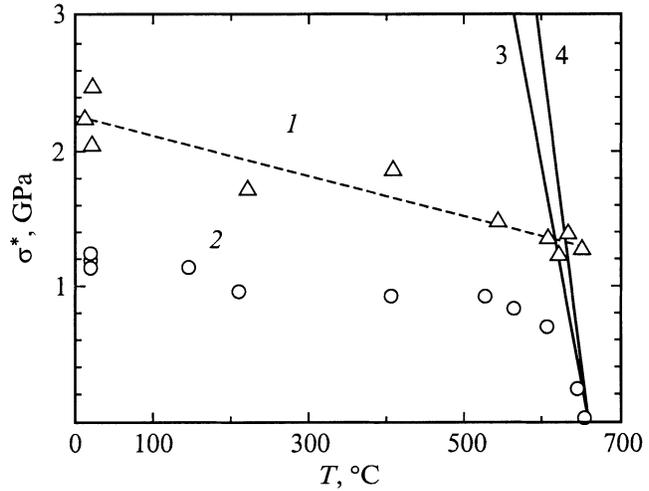
пика могут быть несколько занижены вследствие того, что длительность пика напряжения на фронте упругого предвестника близка к пределу временного разрешения измерений. Поскольку коэффициент Пуассона увеличивается с температурой, амплитуда упругого предвестника возрастает с нагревом в гораздо большей степени, чем динамический предел текучести.

Анализ измеренных волновых профилей показывает, что при температурах выше 500°C происходило заметное затухание упругих предвестников к моменту их выхода на поверхность образца. Это проявляется в том, что интервалы времени между упругой и пластической волнами на 2–8 ns превышали значения, рассчитанные для стационарных упругой и пластической ударных волн измеренных амплитуд. По-видимому, вблизи поверхности соударения скорость фронта упругого предвестника была несколько больше, а скорость пластической ударной волны меньше, чем в момент выхода на поверхность образца. В некоторой степени различие между расчетным и измеренным интервалами времени между упругой и пластической волнами связано также с тем, что расчет основан на заниженных значениях параметров на фронте предвестника, что привело к занижению его скорости.

Разрушающие напряжения при отколе рассчитывались методом характеристик [1,2] по величине спада скорости поверхности  $\Delta W$  от максимума до значения перед фронтом откольного импульса. Фактически этот способ определения динамической прочности материала основан только на фундаментальных законах сохранения и не связан с какими-либо предположениями о механизме и степени разрушения. В акустическом приближении [12] величина растягивающего напряжения в момент начала откольного разрушения, или откольная прочность  $\sigma^*$ , определяется как

$$\sigma^* = \frac{1}{2} \rho_0 c \Delta W, \quad (3)$$

где  $c$  — скорость звука. В этом соотношении следует учесть нелинейность сжимаемости материала, для чего применялась экстраполяция ударных адиабат в координатах давление–массовая скорость в область отрицательных давлений. Имеется некоторая неясность с выбором скорости звука в (3). В работе [13] обращено внимание на то, что с началом разрушения пластическое растяжение в откалывающемся слое сменяется его упругим сжатием. По этой причине скорость распространения фронта откольного импульса должна быть равна скорости продольных упругих волн  $c_l$ , в то время как разгрузочная часть падающего импульса сжатия перед ним распространяется со скоростью звука  $c_b < c_l$ , определяемой объемной сжимаемостью материала. В результате профиль скорости свободной поверхности получается искаженным, а величина декремента скорости поверхности  $\Delta W$  в (3) оказывается заниженной по сравнению с величиной, ожидаемой в пренебрежении пределом текучести. Согласно [13], величина разрушающего



**Рис. 3.** Откольная прочность монокристаллов алюминия (точки 1) и поликристаллического алюминия АД1 [6] (точки 2) в зависимости от температуры. Линии 3 и 4 — оценки растягивающих напряжений, соответствующих началу плавления при адиабатическом расширении алюминия, в зависимости от температуры испытания: расчет  $dT_m/dp = 64.1$  (по данным [24]) (3) и 54.6 K/GPa (4).

напряжения определяется как

$$\sigma^* = \rho_0 c_b \Delta W \frac{1}{1 + c_b/c_l}. \quad (4)$$

Заметим, что для проведенных экспериментов разница между значениями откольной прочности, рассчитанными по соотношениям (3) и (4), уменьшается от 8% при комнатной температуре до 5% вблизи температуры плавления. Более детальный анализ [14] подтверждает справедливость соотношения (4), в случае если импульс ударного сжатия имеет треугольную форму профиля в момент его выхода на поверхность. Поскольку при использовавшемся соотношении толщин ударника и образца форма волновых профилей близка к треугольной, возможная ошибка при использовании (3) по нашим оценкам не превышает 3–5%, что не выходит за пределы разброса экспериментальных данных.

Полученные значения разрушающих напряжений при отколе в монокристаллах алюминия суммированы на рис. 3. Из-за необратимого разогрева в ударной волне температура материала в момент начала растяжения превышает указанную на графике примерно на 3–5°. В проведенных опытах скорость деформирования в разгрузочной части исходного импульса сжатия составляла  $\sim (3-6) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ , а толщина откола была 0.3–0.4 mm. Для сравнения на рис. 3 приведены также данные для поликристаллического алюминия АД1 [6].

Полученные результаты имеют некоторый разброс, что, вообще говоря, характерно для подобных измерений с высоким пространственным разрешением. Сопротивление откольному разрушению монокристаллов примерно вдвое превышает прочность поликристаллического

алюминия. Отметим для сравнения, что динамическая прочность монокристаллических молибдена и меди также примерно в 2–3 раза выше динамической прочности этих металлов в поликристаллическом состоянии [15,16]. Более высокая прочность монокристаллов в условиях одноосной деформации объясняется, очевидно, их высокой гомогенностью. В поликристаллическом материале всегда присутствуют такие относительно крупные потенциальные очаги разрушения, как включения примесей, микропоры и границы зерен, которых нет в высокочистых монокристаллах.

#### 4. Обсуждение результатов

Из полученных экспериментальных данных видно, что вблизи температуры плавления динамический предел текучести по крайней мере в 4 раза превышает его значение при комнатной температуре. Поскольку модуль сдвига в этом температурном интервале уменьшается примерно вдвое, соответственно отношение предела текучести к модулю сдвига возрастает почти на порядок. Для сравнения заметим, что в квазистатических условиях отношение напряжения начала пластической деформации в монокристаллах алюминия к модулю сдвига сохраняется примерно постоянным в интервале температур 300–600 К, после чего уменьшается в 1.5–2 раза при дальнейшем увеличении температуры до 900 К [17].

Пластическая деформация кристаллических тел осуществляется путем перемещения дислокаций. Уравнение, связывающее скорость движения дислокаций с силами трения, имеет вид [18]

$$B\nu = b\tau, \quad (5)$$

где в левой части стоит сила трения, а в правой — проекция внешней нагрузки на вектор скольжения, отнесенная к единичной длине дислокации,  $B$  — коэффициент трения,  $\nu$  — скорость дислокаций,  $b$  — вектор Бюргера,  $\tau$  — действующее напряжение сдвига. Чем выше величина коэффициента трения, тем больше напряжение необходимо для обеспечения данной скорости движения дислокаций и, следовательно, данной скорости деформирования.

Не анализируя детально возможные механизмы высокоскоростной деформации, сопоставим наблюдаемое влияние температуры на динамический предел текучести с вкладами различных факторов в торможение дислокаций. Движение дислокаций тормозится различного рода препятствиями, а также силами трения, обусловленными электронами и фононами [17,18]. Взаимодействие движущейся дислокации с электронами невелико и играет заметную роль только при низких температурах. Коэффициент фононного трения  $B_p$  в высокотемпературном

диапазоне линейно возрастает с температурой [18]

$$B_p = \frac{k_B T \omega_D^2}{\pi^2 c^3}, \quad (6)$$

где  $k_B$  — константа Больцмана,  $\omega_D$  — дебаевская частота,  $c$  — скорость звука. Сопротивление, оказываемое препятствиями, очевидно, пропорционально концентрации этих препятствий в структуре кристалла. В частности, термодинамически равновесная концентрация точечных дефектов в кристалле увеличивается экспоненциально с температурой [19]

$$c_d = A \exp(-H_F/k_B T), \quad (7)$$

где  $H_F$  — энтальпия образования дефекта.

Измерения показывают, что динамический предел текучести практически линейно изменяется с температурой, возрастая примерно вчетверо при увеличении абсолютной температуры в 3.2 раза. Эти данные разумно согласуются с зависимостью коэффициента фононного трения от температуры. Таким образом, представляется вероятным, что торможение дислокаций в условиях высокоскоростного деформирования в ударных волнах связано главным образом с тепловыми колебаниями атомов.

По имеющимся экспериментальным данным сопротивление пластическому деформированию количественно характеризуется только вблизи предела текучести. Однако уменьшение крутизны пластической ударной волны с нагревом является свидетельством повышения вязкости материала вследствие уменьшения скорости дислокаций при уровне сдвиговых напряжений, имеющем место в стационарной ударной волне. Подобие волновых профилей после ударного фронта показывает, что по крайней мере значительного уменьшения сопротивления пластическому деформированию с нагревом на этой стадии процесса нет.

Процесс откольного разрушения пластичных металлов представляет собой зарождение, рост и слияние многочисленных пор [20]. Сопротивление росту поры определяется пределом текучести и вязкостью окружающего ее материала [21]. В связи с этим не вполне ясно, почему одновременно с ростом предела текучести происходит падение прочности материала с увеличением температуры. Вероятно, следует предположить, что коалесценция высокотемпературных вакансий с образованием микропор производит дополнительные потенциальные очаги разрушения, обеспечивает увеличение размеров имеющихся и тем самым понижает сопротивление высокоскоростному разрушению при отколе.

Расчетные исследования поведения совершенных металлических кристаллов при растяжении [22] показали, что при температурах выше 0.5 температуры плавления появлению разрывов предшествует разупорядочение кристаллической структуры, которое интерпретировано как начало плавления. Крупномасштабное молекулярно-динамическое моделирование зарождения разрушения в

кристаллах меди [23] также показывает, что несплошности формируются в результате потери устойчивости и разупорядочения кристаллической структуры в малых областях, которые можно идентифицировать как очаги плавления. Разумеется, речь идет о метастабильном плавлении, поскольку все состояния в области отрицательных давлений метастабильны по отношению к телу, разделенному на несколько частей.

В пренебрежении вязкостью и пределом текучести твердого тела его расширение после ударного сжатия можно полагать изэнтропическим. Если кривая плавления в координатах давление–удельный объем имеет больший наклон, чем изэнтропа, адиабатическое расширение в области отрицательных давлений приближает состояние вещества к границе области плавления. При температурах, достаточно близких к  $T_m$ , изэнтропа расширения пересекает границу области плавления при растягивающих напряжениях, меньших, чем динамическая прочность материала на разрыв.

Следует немного подробнее остановиться на термодинамическом смысле плавления при растяжении. В отличие от газов в твердых телах и жидкостях возможны отрицательные давления. Однако в области растяжения все состояния вещества располагаются ниже тройной точки и ниже по давлению, чем вся кривая равновесия между твердым телом и паром (кривая сублимации), которая целиком находится в области положительных давлений. По этой причине все состояния с отрицательным давлением, в том числе и состояния на границе области плавления, являются метастабильными. С другой стороны, область сосуществования твердой и жидкой фаз и положение границ этой области при отрицательных давлениях определяются, как и в случае сжатия, равенством химических потенциалов фаз. В этом смысле граница области плавления, в том числе и та ее часть, которая находится в области отрицательных давлений, является равновесной. Плавление при растяжении, если таковое может наблюдаться, есть превращение метастабильной твердой фазы в метастабильную жидкость.

Изэнтропическое расширение вещества сопровождается его охлаждением. Оценим в линейном приближении давление, при котором изэнтропа твердой фазы пересекает кривую плавления в координатах  $p$ – $V$ . Для определения в этих координатах наклона последней можно воспользоваться справочными данными о зависимости температуры плавления от давления  $T_m(p)$

$$\frac{dV}{dp} = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \frac{dT_m}{dp} + \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T. \quad (8)$$

Линеаризованное уравнение состояния для изэнтропы твердого тела с начальной (при  $p = 0$ ) температурой  $T_0$  можно представить в виде

$$V = V(T_{m0}) + (T_0 - T_{m0}) \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{p=0} + \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_S p, \quad (9)$$

где  $T_{m0}$  — температура плавления при нулевом давлении. Из (8), (9) получаем условие пересечения изэнтропы

расширения твердого тела и кривой плавления (или, точнее, линии солидуса)

$$p\alpha \frac{dT_m}{dp} - \frac{p}{K_T} = \alpha(T_0 - T_{m0}) - \frac{p}{K_S}, \quad (10)$$

где производная  $dT_m/dp$  отражает зависимость температуры плавления  $T_m$  от давления  $p$ ,  $\alpha = 1/V(dV/dT) = 1.12 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  — объемный коэффициент теплового расширения,  $T_{m0} = 933.2 \text{ K}$ ,  $T_0$  — начальная температура испытания,  $K_T = -V(dp/dV)_T = 56.7 \text{ GPa}$  и  $K_S = -V(dp/dV)_S = 71.1 \text{ GPa}$  [11] — изотермический и изэнтропический модули объемной упругости материала.

На рис. 3 представлены оценки растягивающих напряжений, при которых начинается плавление материала. Оценки проведены на основании уравнения (10) с использованием экспериментального значения  $dT_m/dP = 64.1 \text{ K/GPa}$  по данным [24] и значения этой величины, рассчитанного по уравнению Клаузиуса–Клайперона

$$dT_m/dp = \Delta V_m / \Delta S_m = 54.6 \text{ K/GPa},$$

где  $\Delta V_m = 2.34 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{kg}$  — изменение удельного объема при плавлении,  $\Delta S_m = 428 \text{ J/kg/K}$  — увеличение энтропии. Вообще говоря, с понижением давления ниже тройной точки происходит переход от плавления к сублимации твердого тела непосредственно в газовую фазу, причем вдоль линии сублимации  $dT_s/dp > dT_m/dp$ . Соответственно это должно уменьшить наклон границы твердофазных состояний на рис. 3. Однако бессмысленно оценивать положение границы твердофазных состояний путем экстраполяции кривой сублимации от тройной точки в область растяжения, поскольку линия равновесия между твердым телом и паром целиком располагается в области положительных давлений.

После того как в процессе растяжения давление пересекает границу области плавления, твердофазные состояния становятся термодинамически неравновесными. Естественно ожидать, что с началом плавления прочность твердого тела должна резко уменьшаться, т.е. расчетные кривые на рис. 3 должны ограничивать прочность материала при высоких температурах. Однако в то время как экспериментальные данные для поликристаллического алюминия сосредоточены ниже оценок, высокотемпературные данные для монокристаллов алюминия превышают этот предел. Отметим, что при ударном сжатии поликристаллических материалов возможна локализация энергии в окрестности примесей, границ зерен и микропор с образованием так называемых ”горячих точек” подобно тому, как это имеет место во взрывчатых веществах [2]. При высоких температурах испытания материал в горячих точках может плавиться раньше достижения границы области плавления для основной массы образца, чем, вероятно, объясняется различие экспериментальных зависимостей динамической прочности от температуры по отношению к порогу плавления.

Таким образом, пересечение расчетной границы области плавления при растяжении, наблюдаемое в экспериментах с ударными волнами, не сопровождается резким падением прочности материала на разрыв. Поскольку начало плавления сопровождается увеличением сжимаемости и уменьшением напряжения течения, с входом в двухфазную область в волне разрежения должны образовываться структурные аномалии. Однако измеренные волновые профили вблизи температуры плавления полностью подобны тем, что регистрировались при меньших температурах. Можно утверждать, что в проведенных экспериментах материал не плавился и измеренная прочность во всех случаях соответствует прочности твердого тела. Следовательно, в высокотемпературных экспериментах кратковременно реализовывались состояния перегретого твердого тела. Величина перегрева достигает 20°C по отношению к пороговой линии 4 на рис. 3 и 30°C по отношению к зависимости 3.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов с монокристаллами алюминия обнаружено возрастание динамического предела текучести с температурой, которое, вероятно, объясняется увеличением фононного трения, и зафиксированы состояния перегретого твердого тела при динамическом расширении в область плавления.

Авторы выражают благодарность Л.Г. Ермолову и П.В. Скачкову (Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка) за помощь в подготовке и проведении экспериментов, а также В.Г. Сурсаевой и С.Г. Протасовой (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка) за предоставленные для экспериментов образцы монокристаллического алюминия.

## Список литературы

- [1] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Наука, М. (1966). 686 с.
- [2] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. Янус-К, М. (1996). 408 с.
- [3] R.W. Rohde. Acta Met. **17**, 353 (1969).
- [4] J.R. Asay. J. Appl. Phys. **45**, 4441 (1974).
- [5] А.А. Богач, Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, С.Г. Протасова, В.Г. Сурсаева. ФТТ **40**, 10, 1849 (1998).
- [6] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.A. Bogatch, A.V. Utkin, V.E. Fortov, D.E. Grady. J. Appl. Phys. **79**, 11, 8310 (1996).
- [7] A. Kumar, R.G. Kumble. J. Appl. Phys. **40**, 9, 3475 (1969).
- [8] А.В. Антонов, С.В. Копецкий, Л.С. Швиндлерман, В.Г. Сурсаева. ДАН СССР **18**, 736 (1974).
- [9] J.R. Asay, L.M. Barker. J. Appl. Phys. **45**, 6, 2540 (1974).
- [10] R.A. Graham. Solids Under High-Pressure Shock Compression. Springer-Verlag, N.Y. (1993). 221 p.
- [11] J.L. Tallon, A. Wolfeden. J. Phys. Chem. Sol. **40**, 831 (1979).
- [12] С.А. Новиков, И.И. Дивнов, А.Г. Иванов. ФММ **25**, 4, 608 (1964).
- [13] Г.В. Степанов. Пробл. прочности **8**, 66 (1976).
- [14] G.I. Kanel. Fatigue & Fracture Eng. Mater. Struct. **22**, 11, 1011 (1999).
- [15] С.В. Разоренов, Г.И. Канель. ФММ **78**, 11, 141 (1992).
- [16] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.V. Utkin, V.E. Fortov, K. Baumung, H.U. Karow, D. Rush, V. Licht. J. Appl. Phys. **74**, 12, 7162 (1993).
- [17] Р. Бернер, Г. Кронмюллер. Пластическая деформация монокристаллов. Мир, М. (1969). 272 с.
- [18] Т. Судзуки, Х. Ёсинага, С. Такеути. Динамика дислокаций и пластичность. Мир, М. (1989). 294 с.
- [19] П.Г. Черемской, В.В. Слезов, В.И. Бетехтин. Поры в твердом теле. Энергоатомиздат, М. (1990). 376 с.
- [20] D.R. Curran, L. Seaman, D.A. Shockey. Phys. Rep. Rev. Section Phys. Lett. **147**, 5 & 6, 254 (1987).
- [21] J.N. Johnson. J. Appl. Phys. **52**, 4, 2812 (1981).
- [22] R.M. Lynden-Bell. J. Phys.: Condens. Matter **7**, 4603 (1995).
- [23] J. Belak. In: Shock Compression of Condensed Matter-1997 / Ed. S.C. Schmidt, D.D. Dandekar, J.W. Forbes. AIP Conf. Proc. **429**, 211 (1998).
- [24] T. Gorecki. High Temp. High Press. **11**, 683 (1979).