

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Ударные волны в физике конденсированного состояния¹

Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов

Представлен обзор последних результатов исследований полиморфных превращений, деформирования и разрушения твердых тел в различных структурных состояниях в условиях воздействия ударными волнами субмикросекундной длительности. Обсуждается проблема достижения идеальной прочности конденсированного вещества. Обнаружены аномальное возрастание динамического предела текучести высококочистых металлов с увеличением температуры испытаний, эффекты перегрева кристаллического состояния и предплавления при растяжении, волны разрушения в ударно-сжатых стеклах.

PACS numbers: 52.25.-b, 52.35.Tc, 62.50.+p, 64

Содержание

1. Введение (809).
 2. Методы исследований (810).
 3. Влияние температуры на предел текучести металлов при ударном сжатии (812).
 4. Приближение к "идеальной" прочности конденсированного вещества (814).
 5. Исследования полиморфных превращений при ударном сжатии (819).
 6. Откольная прочность монокристаллов и поликристаллов вблизи плавления (821).
 7. Ударное сжатие хрупких материалов. Волны разрушения (823).
 8. Заключение (828).
- Список литературы (829).

1. Введение

Недавно исполнилось 40 лет с момента опубликования в УФН первого обзора Л.В. Альтшулера [1] по применению ударных волн в физике высоких давлений и ставшей классической монографии Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера *Физика ударных волн и высокотемператур-*

ных гидродинамических явлений [2]. Исследования первых лет стимулировались практической необходимостью получения уравнений состояния широкого круга веществ в мегабарной области давлений. К настоящему времени методами ударного сжатия выполнен большой объем измерений состояний металлов и наиболее распространенных химических соединений в обширной области фазовой диаграммы при давлениях, достигающих нескольких десятков миллионов атмосфер, а в уникальных опытах с использованием ядерных взрывов — до ста миллионов атмосфер [3, 4]. Разработаны широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния [5], которые для большинства практически важных веществ с хорошей точностью описывают их термодинамические свойства, включая области полиморфных превращений, плавления, испарения, ионизации и окрестность критической точки. Однако для экспериментов с ударными волнами характерны не только широкий диапазон достижимых давлений и температур, но также чрезвычайно высокие скорости их изменения. Эти обстоятельства открывают уникальные возможности для исследований в области физики фазовых и полиморфных превращений, физики разрушения, прочности и пластичности [6–8].

Техника ударных волн является мощным инструментом изучения свойств материалов при экстремально

Г.И. Канель. Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, ул. Ижорская 13/19, Российская Федерация
Тел. (495) 483-22-95. Факс (495) 785-70-29
E-mail: kanel@ficp.ac.ru

В.Е. Фортов. Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, ул. Ижорская 13/19, Российская Федерация
Тел. (495) 484-23-00, (495) 483-23-14
Факс (495) 485-79-90
E-mail: fortov@ras.ru; fortov@ihed.ras.ru

С.В. Разоренов. Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., просп. Семенова 1, Российская Федерация
Тел. (496) 522-41-24. Факс (496) 524-94-72
E-mail: razsv@icp.ac.ru

Статья поступила 10 января 2007 г.,
после доработки 7 февраля 2007 г.

¹ 28 февраля 2007 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук (ОФН РАН) и Объединенного физического общества РФ. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Фортов В.Е.** (Объединенный институт высоких температур РАН, Москва). *Мощные ударные волны и экстремальные состояния веществ.*

2. **Канель Г.И.** (Объединенный институт высоких температур РАН, Москва). *Ударно-волновые явления в конденсированных средах: метастабильные состояния, релаксационные процессы.*

Публикуемый обзор является объединенной расширенной и дополненной версией докладов, представленных на этой Научной сессии ОФН РАН 28 февраля 2007 г.

высоких скоростях деформирования с хорошо контролируемыми условиями нагружения. Методология этого научного направления основана на связи регистрируемых в опытах параметрах течения вещества с происходящими в нем физическими и химическими процессами.

Современный прогресс в исследованиях высокоскоростной деформации, разрушения и физико-химических превращений в ударных волнах в большой мере связан с разработкой современных методов измерений волновых профилей с высоким пространственным и временным разрешением [6, 9]. Если в первых опытах с ударными волнами удавалось выполнить лишь измерения волновых и массовых скоростей для стационарных ударных волн, то последующее развитие методов непрерывной регистрации кинематических параметров позволило включить в рассмотрение детали структуры волн сжатия и разрежения и их эволюции и тем самым радикально повысить информативность динамических методов исследования свойств материалов. Способы анализа волновых профилей в настоящее время также хорошо проработаны и описаны.

В настоящее время получена обширная экспериментальная информация об упругопластических и прочностных свойствах технических металлов и сплавов, геологических материалов, керамик, стекол, полимеров и эластомеров, пластичных и хрупких монокристаллов в микросекундном и наносекундном диапазонах длительностей воздействия; достигнут значительный прогресс в развитии методов получения информации о кинетических закономерностях энерговыделения в детонационных и инициирующих ударных волнах. На основании экспериментальных данных строятся феноменологические реологические модели деформирования и разрушения, макрокинетические модели физико-химических превращений, которые необходимы для расчетов процессов взрыва, высокоскоростного удара, взаимодействия мощных импульсов излучения с веществом.

В данном обзоре представлены новые и, в некоторых случаях, неожиданные результаты исследований полиморфных превращений и прочностных свойств металлов и сплавов при субмикросекундных длительностях ударно-волнового нагружения. Варьирование температуры испытаний существенно расширило круг исследуемых процессов и явлений. Эксперименты с конструкционными металлическими материалами, а также эксперименты с высокочистыми металлическими монокристаллами продемонстрировали ряд специфических особенностей высокоскоростного ($> 10^4 \text{ с}^{-1}$) деформирования и разрушения в ударных волнах, чрезвычайно интересных с точки зрения физики прочности и пластичности.

Высокие давления и температуры, достигаемые при ударном сжатии твердых тел, могут вызывать в них фазовые переходы и полиморфные превращения. Для некоторых кристаллических материалов, в том числе — железа, полиморфные превращения при высоких давлениях были впервые обнаружены в условиях ударного сжатия. Что касается систематических исследований фазовых диаграмм твердых тел, то следует признать, что малое время экспозиции делает технику ударных волн в этом отношении менее эффективной, чем, например, техника получения высоких давлений в алмазных наковальнях [10]. С другой стороны, представляется интересным и интригующим вопрос о том, каким образом достаточно сложная перестройка кристаллической

структуры может происходить за столь малые времена. Показано, что при ударном сжатии структурная перестройка в твердых телах может происходить за времена $10^{-7} - 10^{-9}$ с и менее. Можно надеяться, что ответ на этот вопрос дадут исследования полиморфизма материалов в различных структурных состояниях. В представленном обзоре обсуждаются также возможности и результаты наблюдений экзотических перегретых твердотельных состояний, предплавления и полиморфных превращений в области растяжения.

Большое внимание в последнее десятилетие уделялось поведению хрупких материалов. В обзоре представлены некоторые новые данные о поведении стекол и керамик при ударном сжатии, выходящие за рамки рутинных исследований. Обнаружены специфические волны разрушения при ударном сжатии стекол, разработаны способы диагностики характера (хрупкое разрушение или пластическое деформирование) поведения высокотвердых материалов при сжатии.

2. Методы исследований

Организация ударно-волновых измерений схематически показана на рис. 1а. Импульсы ударной нагрузки (рис. 1б) создаются в плоских образцах исследуемых материалов плоскими металлическими ударниками, разогнанными с помощью взрывных устройств [6, 9], пневматических ствольных установок — "газовых пушек" [7], либо воздействием высокоинтенсивного импульсного лазерного или корпускулярного излучения [11, 12]. Соотношение толщин и диаметров ударника и мишени-образца выбирается таким, чтобы обеспечить строгую одномерность ударно-волнового процесса в течение всего времени измерений. Изменением скорости удара (от сотен м/с до нескольких км/с) варьируется величина максимального давления ударного сжатия, в то время как толщина ударника, изменявшаяся от 50 мкм до 5–10 мм, определяет длительность генерируемого импульса сжатия. Таким образом, обсуждаемые измерения проведены в диапазоне давлений ударного сжатия до нескольких десятков ГПа при длительностях воздействия $10^{-6} - 10^{-8}$ с.

Объектом измерений и анализа являются ударная волна сжатия, следующая за ней волна разрежения (рис. 1б), а также волновые взаимодействия при отражении импульса сжатия от свободной тыльной поверхности испытываемого образца. Процессы структурных превращений, пластического течения и разрушения сопряжены с изменениями сжимаемости вещества и, вследствие этого, проявляются в структуре волн сжатия и разрежения. В экспериментах осуществляется непрерывная регистрация профилей скорости свободной поверхности образцов $u_{fs}(t)$, для чего применяются лазерные доплеровские измерители скорости VISAR² [13] или ORVIS³ [14] с субнаносекундным временным разрешением. В последнее десятилетие стало возможным проведение подобных измерений в диапазоне температур испытаний до 700 °С [15], а в некоторых случаях и выше. Помимо этого, методом манганиновых датчиков [6] в обсуждаемых экспериментах регистрировались профили давления ударного сжатия во внутренних сечениях образцов.

² VISAR от англ. Velocity Interferometric System for Any Reflection.

³ ORVIS от англ. Optic Recording Velocity Interferometric System.

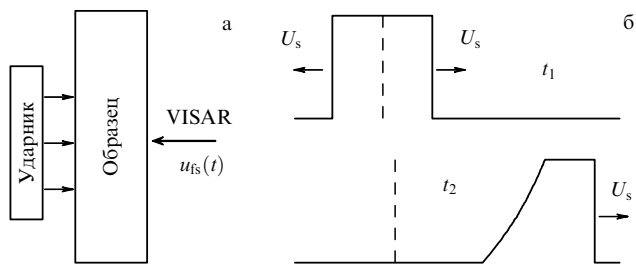


Рис. 1. (а) Схема генерации ударных волн в плоских металлических образцах и регистрации волновых профилей при выходе импульса сжатия на свободную поверхность образца. (б) Эволюция импульса ударного сжатия в жидкоподобном материале, не претерпевающем физико-химических превращений.

Типичные примеры результатов измерений приведены на рис. 2, где представлены профили скорости свободной поверхности образцов армко-железа, нагружаемых ударом алюминиевой пластины при температурах от 20 до 600 °С [16] и профили давления, измеренные во внутренних сечениях образцов [17].

На профилях скорости фиксируется выход на поверхность образца последовательно трех волн сжатия. Вследствие увеличения продольной сжимаемости с переходом от упругого к пластическому деформированию ударная волна теряет устойчивость и расщепляется на упругий предвестник и следующую за ним пластическую волну сжатия. При давлении ~ 13 ГПа железо претерпевает полиморфное превращение $\alpha \rightarrow \epsilon$ (объемноцентрированная кубическая кристаллическая решетка (о.ц.к.) \rightarrow гексагональная плотноупакованная кристаллическая решетка (г.п.у.)) с уменьшением удельного объема, вследствие чего пластическая волна сжатия в этой области давлений расщепляется на две. Давление за фронтом первой пластической ударной волны соответствует началу превращения, а ее затухание и скорость сжатия во второй пластической волне определяются

кинетикой структурного превращения. На рисунке 2б показаны полные профили давления в железе, полученные с помощью манганиновых датчиков [17]. В этих опытах удалось впервые непосредственно наблюдать ударную волну разрежения, формирующуюся вследствие обратного структурного превращения железа в фазу низкого давления.

После циркуляции ударной волны в ударнике образуется волна разрежения, которая затем распространяется в образце вслед за ударной волной. Выход волны разрежения на поверхность образца вызывает понижение скорости последней. В результате отражения импульса сжатия от свободной поверхности внутри образца генерируются растягивающие напряжения. Разрушение материала (откол) под действием растяжения сопровождается релаксацией напряжений и приводит к появлению волны сжатия, которая выходит на поверхность в виде так называемого откольного импульса и вновь увеличивает ее скорость. Измерения сопротивлению откольному разрушению дают сведения о прочностных свойствах материалов при субмикросекундных длительностях действия нагрузки.

Продольное напряжение на фронте упругого предвестника или Гюгониевский предел упругости

$$\sigma_{xe} = 0,5u_{fse}\rho_0c_1,$$

где u_{fse} — скачок скорости свободной поверхности в предвестнике, ρ_0 — начальная плотность материала и c_1 — продольная скорость звука в нем, напряжения сжатия приняты положительными. Предел упругости при одномерной деформации связан с пределом текучести в обычном понимании σ_T соотношением [2, 6]

$$\sigma_T = \frac{3}{2} \sigma_{xe} \left(1 - \frac{c_b^2}{c_1^2} \right),$$

где $c_b = \sqrt{K/\rho}$ — "объемная" скорость звука, K — модуль объемной упругости. Дополнительную инфор-

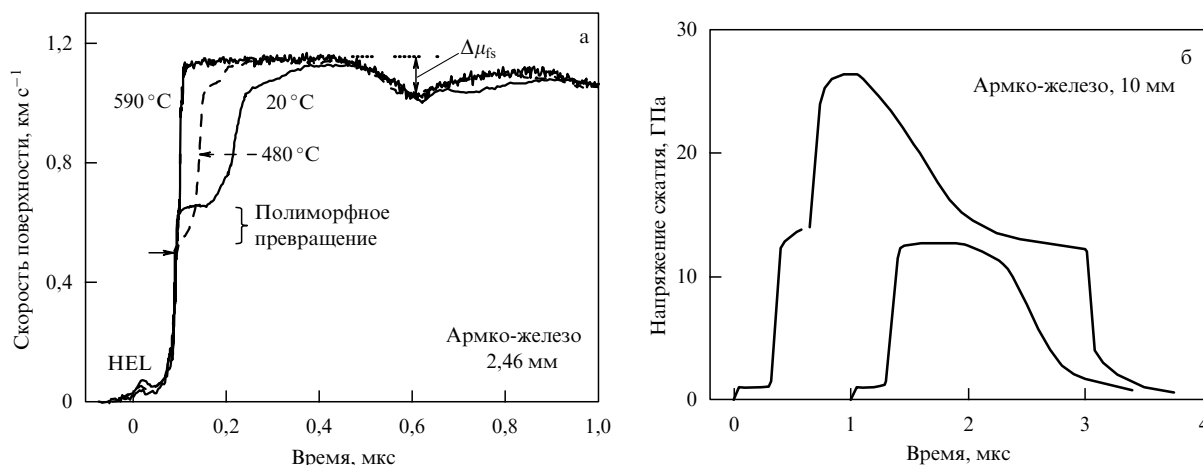


Рис. 2. Примеры результатов измерений волновых профилей давления и скорости. (а) Профили скорости свободной поверхности плоских образцов армко-железа (ARMCO — аббревиатура названия американской фирмы American Rolling Mill Corporation — технически чистое железо, содержащее очень мало углерода и других примесей) толщиной 2,46 мм после удара алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью $1,9 \pm 0,05 \text{ км с}^{-1}$. Измерения проведены с использованием лазерного доплеровского измерителя скорости VISAR при нормальной и повышенных температурах (указаны вблизи соответствующих кривых). Давление ударного сжатия железа составляло 19 ГПа. HEL — Hugoniot Elastic Limit — динамический предел упругости. (б) Профили давления в импульсах ударного сжатия, генерируемых в образцах армко-железа ударом алюминиевых пластин со скоростью $1,05 \text{ км с}^{-1}$ и $2,06 \text{ км с}^{-1}$ [17]. Измерения методом манганиновых датчиков давления.

мацию о поведении материала при высокоскоростном деформировании дают анализ затухания упругого предвестника по мере его распространения и анализ структуры пластической ударной волны.

Анализ откольных явлений при отражении импульса сжатия от свободной поверхности тела дает возможность определения величины разрушающего напряжения при субмикросекундных длительностях нагрузки (откольной прочности материала) по измеренному профилю скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$. Величина откольной прочности σ_{sp} определяется по величине спада скорости Δu_{fs} от ее максимального значения до величины перед фронтом откольного импульса [6, 7]. В линейном (акустическом) приближении упрощенная формула для определения величины разрушающего напряжения при отколе имеет вид

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

где δ — поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скоростей фронта откольного импульса (c_l), распространяющегося по растянутому материалу, и скорости пластической части падающей волны разгрузки перед ним (c_b) [7, 18]. Для того, чтобы учесть нелинейность сжимаемости материала расчет величины σ_{sp} реально проводится с использованием экстраполяции уравнения состояния в область отрицательных давлений.

Таким образом, развитая сегодня экспериментальная техника физики ударных волн в конденсированных средах дает возможность получать разнообразную информацию о структурных превращениях и прочностных свойствах материалов при длительностях нагрузки $10^{-8} - 10^{-6}$ с, скоростях деформирования $10^4 - 10^8$ с⁻¹ и в широком диапазоне температур.

3. Влияние температуры на предел текучести металлов при ударном сжатии

Значимость исследований процессов неупругого деформирования твердых тел при ударно-волновом нагружении определяется как уникальной возможностью исследований в области физики прочности и пластичности при наиболее высоких и надежно измеримых скоростях деформирования, так и разнообразными практическими потребностями, не ограниченными только ударными воздействиями. Регистрация структуры волн сжатия дает необходимую информацию о динамических пределах упругости твердых тел в микросекундном диапазоне длительностей нагрузки. На рисунке 3 приведены результаты обработки профилей скорости свободной поверхности армо-железа, представленных на рис. 2а. Для сравнения показаны данные квазистатических испытаний. Известно, что сопротивление деформированию кристаллических твердых тел возрастает с увеличением скорости нагружения, что объясняется ограниченностью количества "носителей пластической деформации" — дислокаций и их скорости. Как видно из рис. 3, в случае армо-железа имеет место примерно полуторакратное превышение субмикросекундного предела текучести над квазистатическим. И в том, и в другом случае величина предела текучести уменьшается с нагревом, но в условиях высокоскоростного сжатия падение предела текучести происходит явно медленнее.

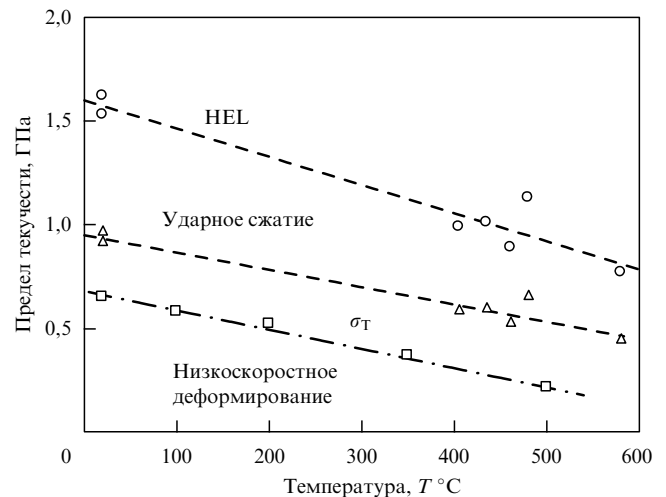


Рис. 3. Изменение амплитуды упругого предвестника (HEL) и динамического предела текучести (σ_T) армо-железа с температурой обработки волновых профилей, представленных на рис. 2. Штрихпунктирной линией показаны данные квазистатических испытаний.

Известно, что для многих металлов зависимость напряжения течения от скорости деформирования резко усиливается с превышением скорости деформирования $\sim 10^3 - 10^4$ с⁻¹, что интерпретируется как следствие изменения механизма движения дислокаций [19]. При малых скоростях деформирования дислокации преодолевают препятствия в результате совместного действия приложенного напряжения и тепловых флуктуаций. Вследствие этого увеличение температуры сопровождается понижением предела текучести материалов. Для деформирования с высокой скоростью необходимо приложить более высокие напряжения. При скорости деформирования больше некоторой пороговой ($\sim 10^4$ с⁻¹ для чистых металлов) действующие напряжения оказываются достаточно высокими, чтобы преодолеть препятствия без дополнительного вклада тепловых флуктуаций. При этом доминирующим механизмом торможения дислокаций становится фонная вязкость. Поскольку фонная вязкость пропорциональна температуре, при очень

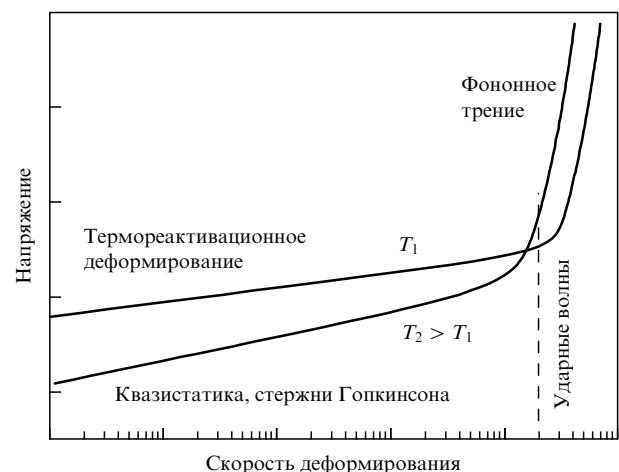


Рис. 4. К пояснению механизмов температурно-временных зависимостей предела текучести.

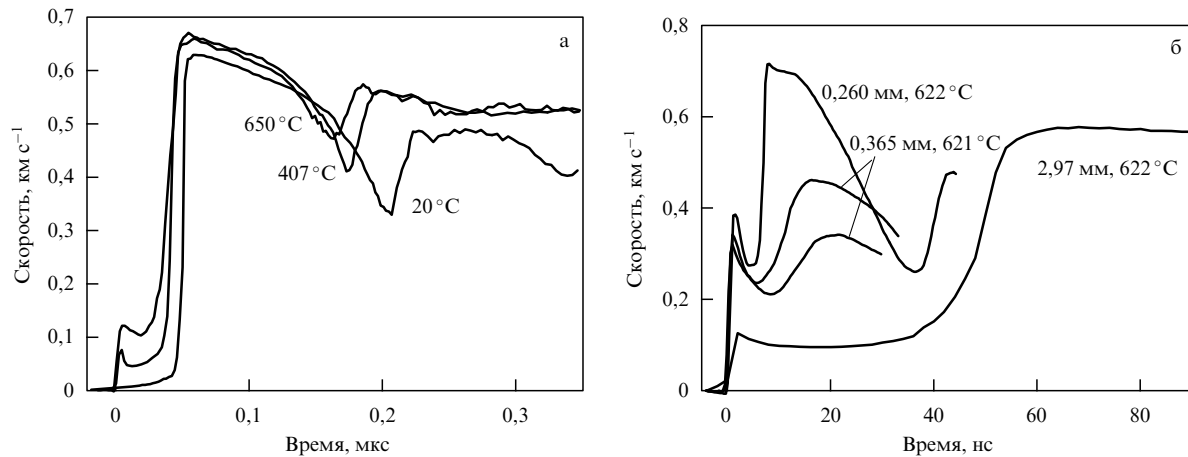


Рис. 5. Профили скорости свободной поверхности образцов монокристаллического алюминия различной толщины. Температура испытаний показана числами у соответствующих волновых профилей. (а) Результаты опытов с плоскими ударниками [21], (б) генерация коротких импульсов сжатия ионным пучком [22].

высоких скоростях деформирования можно ожидать возрастание напряжения течения с увеличением температуры [20], как это показано на рис. 4.

На рисунке 5 представлены профили скорости свободной поверхности образцов монокристаллического алюминия, измеренные в условиях ударно-волнового нагружения при различных температурах [21, 22]. Непосредственно из приведенных профилей видно, что с увеличением температуры многократно возрастает амплитуда упругого предвестника, т.е. возрастает величина динамического предела текучести материала. Изменяется и форма предвестника: с ростом температуры на его фронте появляется характерный пик, наиболее выраженный при малых толщинах образцов. Такая форма предвестника обычно связана с ускоряющейся релаксацией напряжений [8]. В экспериментах с относительно толстыми образцами (рис. 5а) время нарастания параметров в пластической ударной волне (от 0,1 до 0,9 ее амплитуды) увеличивается от 4–6 наносекунд при комнатной температуре до 12–16 наносекунд вблизи температуры плавления, что соответствует изменению средней скорости деформирования от $\sim 7 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ до $\sim 3 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Результаты измерений динамических пределов текучести монокристаллов суммированы на рис. 6 в сопоставлении с аналогичными данными для алюминиевого сплава АМг6. Обработка волновых профилей проведена с учетом зависимостей коэффициентов упругости монокристаллического алюминия от температуры. В отличие от наблюдаемого в квазистатических условиях, результаты ударно-волновых измерений демонстрируют возрастание динамического предела текучести алюминия с увеличением температуры. Вблизи температуры плавления динамический предел текучести по крайней мере в 4 раза превышает его значение при комнатной температуре. Поскольку модуль сдвига в этом температурном диапазоне уменьшается примерно вдвое, то, 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 диапазоне температур 300–

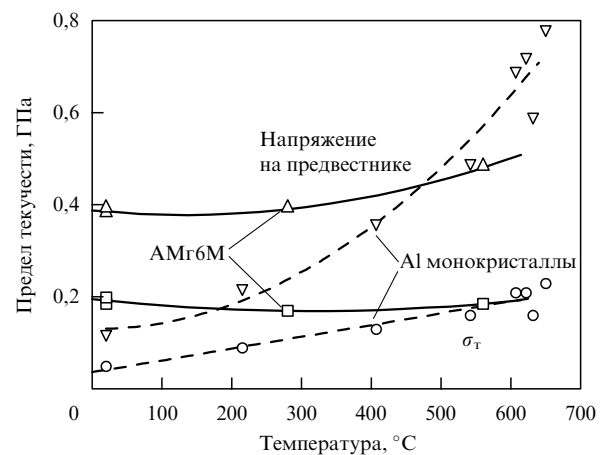


Рис. 6. Напряжения на предвестнике (предел упругости при одноосной деформации) и динамический предел текучести монокристаллического алюминия [22] и алюминиевого сплава марки АМг6М [25] в зависимости от температуры испытаний.

600 К, после чего уменьшается в 1,5–2 раза при дальнейшем увеличении температуры до 900 К [23].

Пластическая деформация кристаллических тел осуществляется путем перемещения дислокаций. Уравнение, связывающее скорость движения v дислокаций с действующим напряжением сдвига τ и силами трения, имеет вид [23, 24]:

$$Bv = b\tau,$$

где в левой части стоит сила трения, а в правой — проекция внешней нагрузки на вектор скольжения, отнесенная к единичной длине дислокации, B — коэффициент трения, b — вектор Бюргерса. Чем выше величина коэффициента трения, тем большее 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 вкладом различных факторов в торможение

ние дислокаций. Движение дислокаций тормозится различного рода препятствиями, а также силами трения, обусловленными электронами и фононами [23, 24]. 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 [24]:

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

где k_B — константа Больцмана, ω_D — дебаевская частота, c — скорость звука. Молекулярно-динамическое моделирование [27–29] подтверждает близкую к линейной зависимость коэффициента торможения дислокаций от температуры. Сопротивление, оказываемое препятствиями, очевидно, пропорционально концентрации этих препятствий в структуре кристалла и, соответственно, изменяется с последним. В частности, термодинамически равновесная концентрация точечных дефектов в кристалле экспоненциально возрастает с температурой [30]:

$$c_d = A \exp\left(-\frac{H_F}{k_B T}\right),$$

где H_F — энтальпия образования дефекта.

Данные на рис. 6 показывают, что динамический предел текучести алюминия практически линейно изменяется с температурой, что разумно согласуется 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. С другой стороны, молекулярно-динамическими расчетами показано [31], что тепловые флуктуации понижают напряжение сдвига, необходимое для зарождения дислокаций, что для идеального бездефектного кристалла должно приводить к понижению предела текучести с нагревом.

На рисунке 6 приведены также результаты аналогичных измерений для алюминиево-магниевого сплава АМг6М [25]. Сплав АМг6М был выбран для испытаний по той причине, что его предел текучести в нормальных условиях близок к наблюдавшемуся для монокристаллического алюминия вблизи температуры плавления. Из приведенных данных видно, что зависимость динамического предела текучести сплава от температуры имеет слабый минимум и при максимальных температурах значения пределов текучести сплава и монокристаллического алюминия совпадают. По нашему мнению, это подтверждает определяющий вклад фононного трения в сопротивление высокоскоростному деформированию при высоких температурах.

На рисунке 7 сопоставляются зависимости динамических пределов текучести от температуры для титана и двух его сплавов, соответствующие средним скоростям деформирования в упругопластических волнах сжатия порядка $3 \times 10^5 \text{ с}^{-1} - 10^6 \text{ с}^{-1}$ [26]. Результаты измерений демонстрируют аномальное возрастание динамического предела текучести при ударном сжатии мягкого высокочистого титана, в то время как поведение высокопрочных сплавов подобно тому, что имеет место в обычных условиях при малых скоростях деформирования. В

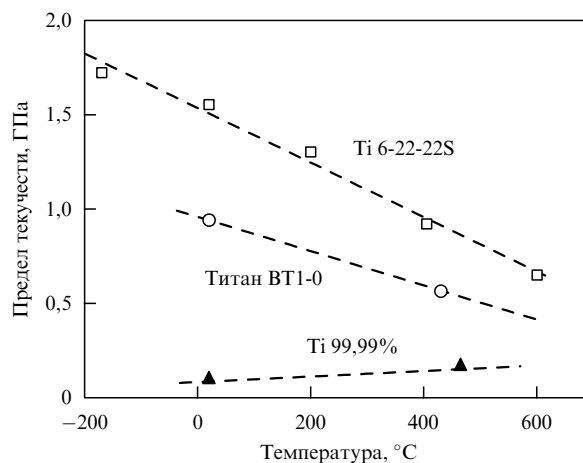


Рис. 7. Зависимость динамического предела текучести высокочистого титана и титановых сплавов марки ВТ1-0 и Ti6-22-22S на фронте упругих предвестников от температуры испытаний [26].

целом это не противоречит предположению о смене основного механизма торможения дислокаций при высоких скоростях деформирования.

В чистом металле напряжение течения невелико и сравнимо с силами фононного трения, поэтому возрастание последних с ростом температуры вносит существенный вклад в торможение носителей пластической деформации — дислокаций. В сплавах для повышения напряжения течения специально созданы многочисленные препятствия в виде включений и межфазных границ. Напряжения, необходимые для преодоления столь крупных препятствий значительно превышают силы фононного трения. Сопоставление результатов ударно-волновых испытаний сплава Ti-6-22-22S и значений предела текучести при меньших скоростях деформирования [32] показывает, что все данные соответствуют единой логарифмической зависимости предела текучести от скорости деформирования в диапазоне $10^{-4} \text{ с}^{-1} - 10^5 \text{ с}^{-1}$. Сохранение единых зависимостей напряжения течения сплава от температуры и скорости деформирования указывает на эффективность термоактивационного механизма преодоления дислокациями препятствий при скоростях деформирования по крайней мере до 10^5 с^{-1} . Различие зависимостей напряжения высокоскоростного деформирования от температуры объясняет, почему в условиях высокоскоростного деформирования сплавы более склонны к потере устойчивости и локализации деформации в полосах адиабатического сдвига, чем чистые металлы.

Аномальное возрастание динамического предела текучести при нагреве наблюдалось также в экспериментах с ударно-волновым сжатием урана [33] и кристаллов хлористого калия [34]. В случае урана [33] и жаропрочных суперсплавов [35] наблюдалось немонотонное изменение динамического предела текучести с нагревом с четко выраженным пиком в области структурных превращений.

4. Приближение к "идеальной" прочности конденсированного вещества

Современная техника экспериментов с ударными волнами позволяет проводить исследования свойств материалов при отрицательных давлениях до $-15 - 20 \text{ ГПа}$ и

более [7, 22, 36–38]. Термин "отрицательное давление" звучит абсурдно по отношению к газам, где давление имеет ту же физическую природу, что и температура, и определяется кинетической энергией молекул. В конденсированных средах давление есть одно из проявлений сил межатомных взаимодействий и может быть ненулевым даже при нулевой абсолютной температуре. В отличие от газов, твердые тела и жидкости имеют конечный удельный объем при нулевом давлении и обладают сопротивлением не только сжатию, но и растяжению. Вследствие этого в конденсированных веществах возможны отрицательные давления.

Переход в область отрицательных давлений сам по себе не сопровождается какими-либо качественными изменениями состояния и свойств вещества. Однако состояния с отрицательными давлениями всегда метастабильны по отношению к смеси жидкость–газ или твердое тело–газ. Метастабильные состояния термодинамически устойчивы относительно малых возмущений. Переход в стабильное состояние происходит с образованием зародышевых пузырьков или пор, что предполагает преодоление энергетического барьера [39].

Другой важной особенностью отрицательных давлений является наличие естественного предела их величины. Сжатие вещества сопровождается практически неограниченным возрастанием давления. Растяжение же довольно быстро приводит к абсолютной потере механической устойчивости конденсированного состояния в точке, где производная давления по объему обращается в нуль. Поверхность в координатах давление, температура, удельный объем, на которой производная $dp/dV = 0$, называют спинодалью, а соответствующие значения растягивающих напряжений (отрицательных давлений) — "идеальной прочностью". Состояния вещества, соответствующие его спинодали недостижимы: вблизи спинодали вещество распадается быстрее, чем может установиться локальное термодинамическое равновесие.

Состояния вещества с отрицательными давлениями не столь экзотичны, как это может показаться. Детали мостов, например, в течение долгого времени находятся в состоянии растяжения. Отрицательные давления в жидкости создаются в природе капиллярными силами, благодаря которым вода может подниматься вверх в порах и трещинах горных пород или достигать вершин высоких деревьев [40]. В экспериментах в настоящее время удается создавать растяжения конденсированных веществ, при которых величины отрицательных давлений достигают -20 ГПа и более для твердых тел и -100 МПа и более для жидкостей. Становятся актуальными проблемы уравнения состояния, фазовых переходов и полиморфных превращений в области отрицательных давлений. Очевидно, актуальны проблемы нарушения сплошности конденсированного вещества — разрушения под действием растягивающих нагрузок. Эти вопросы активно обсуждаются в литературе последних лет. Можно говорить о формировании физики отрицательных давлений со своими специфическими задачами. Заметим в этой связи, что впечатляющие достижения физики высоких давлений были получены уже на этапе, когда измерения были возможны лишь в весьма ограниченном диапазоне — до $4-10$ ГПа [41].

Метастабильное состояние с отрицательными давлениями разрушается путем зарождения и роста зароды-

шевых пузырьков или пор, которые появляются благодаря тепловым флуктуациям плотности (гомогенное зарождение) [39, 42, 43] или благодаря примесям и структурным неоднородностям в веществе. Зародышевые поры и пузырьки малого размера обратимы. Под действием сил поверхностного натяжения они могут закрываться вплоть до исчезновения. Зародыши с радиусом больше критического радиуса r_c неустойчивы и растут с высвобождением свободной энергии. Величина критического радиуса зародыша быстро уменьшается по мере продвижения в область отрицательных давлений. В итоге выражение для порога p_c зарождения пузырьков или пор с размером больше критического может быть представлено в виде [44]:

$$p_c(T) = - \left[\frac{16\pi\gamma^3}{3kT \ln(J_0 V \Delta t)} \right]^{1/2},$$

где γ — поверхностное натяжение. Отсюда следует, что большие значения отрицательных давлений могут быть получены лишь в малом объеме V и в течение малого промежутка времени Δt . Исчерпывающее обсуждение метастабильных состояний с отрицательными давлениями и обширную библиографию можно найти в работах [45–46].

В экспериментах с ударными волнами субмикросекундной длительности достижимы для измерений значительные отрицательные давления, которые генерируются в образцах твердых тел или жидкостей при отражении импульса ударного сжатия от их поверхности. При этом имеется возможность варьирования в широких пределах длительности действия нагрузки и температуры, тем самым получая первичную информацию о кинетических закономерностях явления. В настоящее время удается проводить измерения на уровне растягивающих напряжений, сравнимых с предельной или "идеальной" прочностью конденсированного вещества, определяющей верхнюю границу возможного сопротивления разрушению. Важно подчеркнуть, что ударно-волновые измерения не осложнены использованием каких-либо априорных моделей явления и основываются лишь на фундаментальных законах сохранения и уравнении состояния вещества.

Наиболее естественным направлением исследований высокоскоростного растяжения является, очевидно, выяснение зависимостей сопротивления разрушению от времени или скорости растяжения, температуры и структурного состояния для материалов различных классов. На рисунке 8 приведены результаты измерений сопротивления откольному разрушению молибдена в разных структурных состояниях в зависимости от скорости деформирования [36]. Под скоростью деформирования здесь понимается скорость расширения вещества в волне разрежения, определяемая как

$$\frac{\dot{V}}{V_0} = - \frac{\dot{u}_{fsr}}{2c_b},$$

где \dot{u}_{fsr} — измеренная скорость спада скорости свободной поверхности испытываемого образца в разгрузочной части импульса ударного сжатия. Хотя в реальности скорость растяжения при взаимодействии встречных волн разрежения варьируется в широких пределах, данное представление экспериментальных данных имеет то преимущество, что может быть непосредственно использовано для оценки кинетики разрушения.

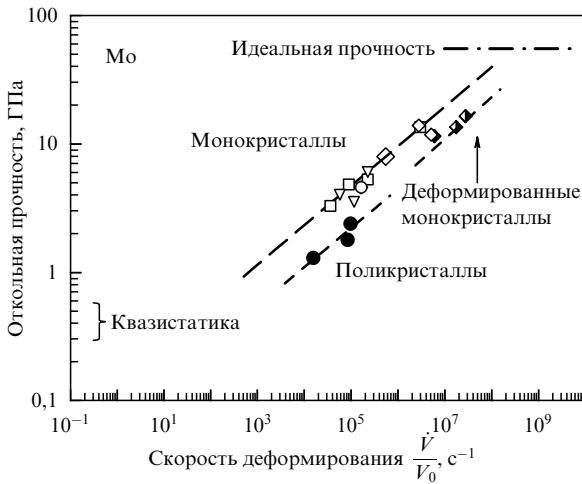


Рис. 8. Результаты измерений сопротивления откольному разрушению — откольной прочности монокристаллов молибдена различных ориентаций, деформированных монокристаллов и поликристаллического молибдена в зависимости от скорости деформирования [36].

Показано [6, 7], 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.

Реализуемые значения сопротивления разрушению при отколе представляют собой результат конкуренции роста растягивающих напряжений в процессе волновых взаимодействий и их релаксации в результате появления и роста несплошностей в материале. Поскольку разрушение, представляющее собой кинетический процесс зарождения, роста и слияния несплошностей, не может происходить мгновенно, увеличение скорости приложения нагрузки позволяет создавать все более высокие избыточные напряжения в материале. В результате сопротивление разрушению в микросекундном диапазоне длительностей нагрузки оказывается примерно вдвое более

высоким, чем прочность при низкоскоростном растяжении. С сокращением длительности импульса нагрузки откольная прочность возрастает и в наносекундном диапазоне становится сравнимой с идеальной прочностью. В свою очередь, чем больше величина достигнутого перенапряжения в материале, тем более мелкие и более многочисленные центры разрушения активизируются и дают вклад в увеличение скорости процесса.

Вследствие малой длительности (что ограничивает возможность обмена информацией и концентрации напряжений в вершине трещины) и высоких перенапряжений в материале с ростом скорости растяжения происходят изменения в механизме разрушения: вместо разрушения путем роста единичных катастрофических трещин в субмикросекундном диапазоне имеет место эволюция рассеянных разрушений. Наиболее вероятными центрами зарождения разрушений являются структурные неоднородности в теле. Монокристаллы свободны от внутренних дефектов, которые могли бы стать центрами гетерогенного зарождения несплошностей, и по этой причине демонстрируют наиболее высокую прочность. С другой стороны, поликристаллические металлы и сплавы содержат многочисленные границы зерен, частицы примесной фазы, микропоры и другие дефекты материала, которые представляют собой потенциальные очаги зарождения несплошностей при растяжении и по этой причине понижают общее сопротивление разрушению. Различие значений откольной прочности монокристаллов и поликристаллов для алюминия [22], меди [48, 49] и молибдена [36] достигает двух-, трехкратного. Гомогенная нуклеация несплошностей или зарождение разрушений в местах скопления дислокаций и других микродефектов в поликристаллических материалах маловероятны просто потому, что разгрузка вследствие инициирования разрушения на более крупных дефектах не позволяет достичь требуемого уровня растягивающих напряжений.

На рисунке 9 представлены результаты опытов с медью в наносекундном диапазоне длительностей

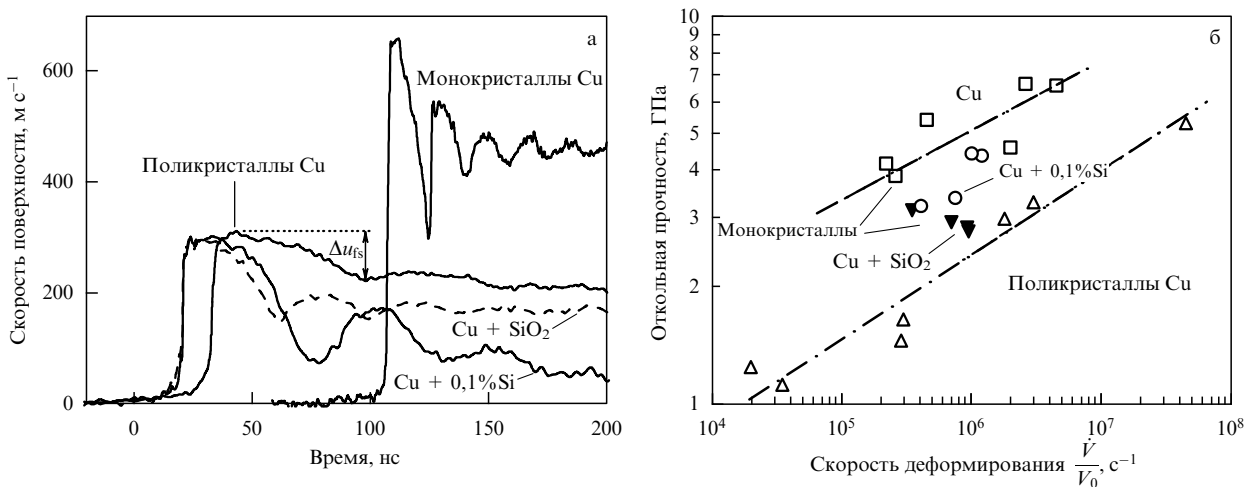


Рис. 9. Результаты опытов с медью в различных структурных состояниях. (а) Профили скорости свободной поверхности монокристаллических образцов меди толщиной 0,2 мм, меди с 0,1 % кремния толщиной 0,5 мм и меди с включениями окиси кремния толщиной 0,5 мм, а также образцом высокочистой поликристаллической меди толщиной 1 мм. Толщина алюминиевых ударников варьировалась от 0,05 до 0,2 мм пропорционально толщине испытываемого образца; скорость удара составляла $1,2 \pm 0,05$ км с^{-1} и $0,66 \pm 0,03$ км с^{-1} соответственно. (б) Зависимость откольной прочности меди в различных структурных состояниях от скорости деформирования. Данные для монокристаллов чистой меди взяты из работ [48, 49], для поликристаллической меди — из [6, 49] и (верхняя точка) [50], данные для твердого раствора кремния в меди и для меди с включениями окиси кремния — результаты измерений авторов.

ударно-волновой нагрузке. Образцы представляли собой высокочистую медь в монокристаллическом и поликристаллическом состояниях, монокристалл меди с 0,1 % кремния и монокристалл Cu с 0,1 % Si подвергнутый термообработке при 1030 °С в закисе меди в течение 24 часов. Известно, что кремний с медью образуют твердый раствор замещения, выдержка которого в порошке Cu_2O при высокой температуре приводит к формированию в монокристаллической матрице рассеянных частиц SiO_2 с размером ~ 350 нм [51].

Приведенные на рис. 9 результаты измерений демонстрируют явное различие значений откольной прочности (пропорциональных, как обсуждалось выше, величине декремента скорости $\Delta u_{\text{с}}$) и характера откольного разрушения в зависимости от структурного состояния испытуемых образцов. Монокристалл чистой меди имеет наибольшую прочность и характеризуется быстрым завершением процесса разрушения. Скорость поверхности откалывающейся пластины осциллирует вследствие реверберации волн, но ее среднее значение быстро устанавливается постоянным, откуда следует, что торможение пластины прекратилось через 5–10 нс после начала откола. Поликристаллическая медь имеет наименьшее сопротивление разрушению, но процесс разрушения развивается медленно. В этом случае связь между откалывающимся слоем и остальной частью образца сохраняется в течение относительно длительного времени, что следует из наблюдаемого затянутого торможения откольной пластины. Монокристалл твердого раствора Cu + 0,1 % Si имеет несколько меньшую прочность, чем монокристалл чистой меди, и вязкий, затянутый характер разрушения. С формированием мелкодисперсных частиц SiO_2 сопряжено дальнейшее понижение сопротивления откольному разрушению и его ускорение.

График на рис. 9б показывает, что кристаллы меди с мелкодисперсными включениями SiO_2 ведут себя аномально: их откольная прочность понижается с увеличением скорости растяжения. Очевидно, что аномальное поведение откольной прочности в последнем случае связано с инициированием разрушения на хрупких включениях. Сопротивление откольному разрушению относительно толстых (2,5 мм) монокристаллов твердого раствора Cu + 0,1 % Si и монокристаллической меди с мелкодисперсными включениями SiO_2 одинаково, значительно превышает прочность поликристаллов и близко к откольной прочности монокристаллов чистой меди. В этих опытах разрушение происходило на расстоянии 0,3 мм от поверхности образца. С трехкратным увеличением скорости деформирования и таким же уменьшением толщины откола (толщина образцов $\sim 0,5$ мм) откольная прочность твердого раствора возрастает, еще более приближаясь к прочности монокристаллической меди, а прочность кристаллов меди с частицами SiO_2 падает, приближаясь к прочности поликристаллической меди. Очень трудно объяснить эту аномалию в рамках какой-либо кинетики разрушения. Наиболее вероятной ее причиной представляется зависимость концентрации и размера частиц включений — очагов разрушения от расстояния до поверхности. Учитывая вклад диффузионных процессов в формирование оксидных включений при отжиге образцов твердого раствора в окружении Cu_2O , вполне естественно ожидать, что размер включений уменьшается, а прочность материала, соответственно, возрастает по мере удаления от поверхности.

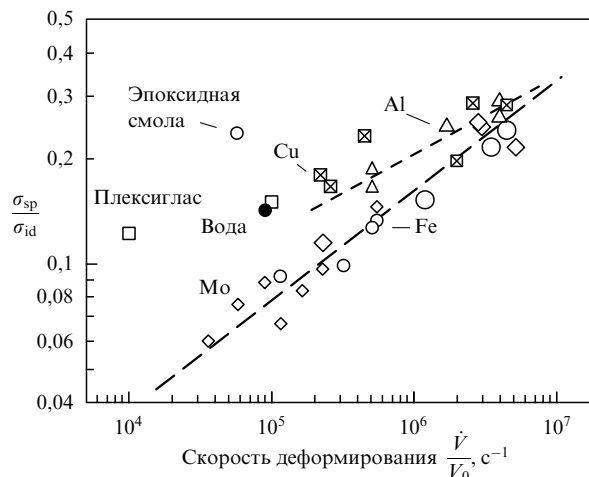


Рис. 10. Степень реализации идеальной прочности σ_{id} однородных материалов (монокристаллов, аморфных полимеров и жидкостей) при отколе в зависимости от скорости деформирования.

Таким образом, экспериментальные данные недвусмысленно демонстрируют влияние структурных факторов на сопротивление высокоскоростному деформированию и разрушению. Представляется полезным формализовать результаты наблюдений путем введения представления о спектре дефектов материала — потенциальных очагов разрушения, характеризующихся различными уровнями напряжения, необходимыми для их активирования.

Интересно сопоставить измеренные значения откольной прочности однородных конденсированных сред с предельно возможными значениями сопротивления растяжению. На рисунке 10 представлены зависимости нормализованных величин σ_{sp}/σ_{id} откольной прочности σ_{sp} металлических монокристаллов, аморфных полимеров и жидкостей от скорости деформирования. Значения идеальной прочности σ_{id} оценивались как давление в минимуме ударной адиабаты вещества, экстраполированной в область растяжения [52]:

$$\sigma_{id} = \frac{\rho_0 c_0^2}{4b},$$

где c_0 , b — коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты в виде $U_s = c_0 + bu_p$ (U_s — скорость фронта ударной волны, u_p — массовая скорость вещества за фронтом [1, 2]). Как показывает сопоставление с результатами первопринципных расчетов, погрешность такой оценки величины σ_{id} составляет примерно 20 % с тенденцией к завышению σ_{id} . Значения откольной прочности σ_{sp} взяты из работ [22] для алюминия ($\sigma_{id} = 13,4$ ГПа), [48, 49] для меди ($\sigma_{id} = 23,3$ ГПа), [36] для молибдена ($\sigma_{id} = 55$ ГПа), [53] для железа ($\sigma_{id} = 31,6$ ГПа), [54] для оргстекла и эпоксидной смолы ($\sigma_{id} = 1,39$ ГПа и 1,34 ГПа, соответственно), [55] для воды ($\sigma_{id} = 0,28$ ГПа). Хотя измеренные значения откольной прочности этого круга материалов различаются более чем на два порядка, в нормализованных координатах разброс данных уже не столь велик. Представленные на рис. 10 данные показывают, что при наносекундных длительностях нагрузки реализуется до 30 % идеальной прочности конденсированного вещества. Монокристаллы пластичных меди и алюминия со струк-

турой г.ц.к. демонстрируют несколько более высокую степень реализации идеальной прочности, чем железо и молибден, имеющие о.ц.к. структуру кристаллической решетки. Вероятно, это связано с возможностью большей концентрации напряжений в окрестности микродефектов у о.ц.к. металлов с более высоким пределом текучести. Степень реализации идеальной прочности при отколе у аморфных полимеров и жидкостей, по крайней мере, не ниже, чем у металлов, что, вероятно, объясняется их большей структурной однородностью. Следует также принять во внимание, что в средах с малым или нулевым пределом текучести невозможна концентрация напряжений в окрестности микроскопических дефектов. Различие в степени реализации идеальной прочности различных веществ уменьшается по мере сокращения длительности нагрузки.

В последние годы опубликована серия результатов измерений прочности жидкостей в условиях статического и динамического растяжения. Наибольшие значения прочности воды (до 140 МПа [47]) получены в полостях размером от нескольких микрон до нескольких десятков микрон. Такие полости получаются в кварце в процессе выращивания кристалла. Полости частично заполнены жидкостью и содержат пузырек пара. Отрицательные давления в жидкости создаются путем нагрева до исчезновения парового пузырька и последующего охлаждения значительно ниже кривой насыщения. Среди других данных наивысшие значения прочности (39–48 МПа) получены методом откола [55]. Причины, по которым в микрополостях оказывается возможной реализация столь большой прочности, к тому же — при повышенных температурах, остаются непонятными. Возможно, некоторую роль играет взаимодействие воды со стенками полости в кристалле кварца. Обсуждается также возможный вклад растворенных солей. В этом отношении ударно-волновые измерения имеют те преимущества, что влияние стенок может быть исключено, состав исследуемой жидкости может строго контролироваться, а температура, скорость растяжения и давление предшествующего ударного сжатия могут варьироваться в широких пределах.

В настоящее время появляются новые задачи, связанные, в частности, с технологиями будущей энергетики с использованием лазерного термоядерного синтеза, где актуальны проблемы кавитации в условиях импульсного энерговыделения. Можно ожидать, что это обстоятельство привлечет внимание исследователей к более детальному изучению прочностных свойств жидкостей, в том числе — металлических расплавов.

Механизм и кинетика разрушения при напряжениях, близких к идеальной прочности, исследуются теоретически с привлечением методов молекулярной динамики (см., например, [56–62]). Обнаружено, что спонтанному зарождению разрушения во многих случаях предшествует формирование областей с разупорядоченной кристаллической структурой, на месте которых затем образуются поры. В работах [56, 62] этот эффект был идентифицирован как плавление; при этом температура плавления при отрицательных давлениях оказывается ниже, чем в нормальных условиях. Зарождение разрушения вызывается флуктуациями плотности и имеет вероятностный характер, в результате чего среднее время ожидания появления несплошности в данном объеме материала определяется не только действующим

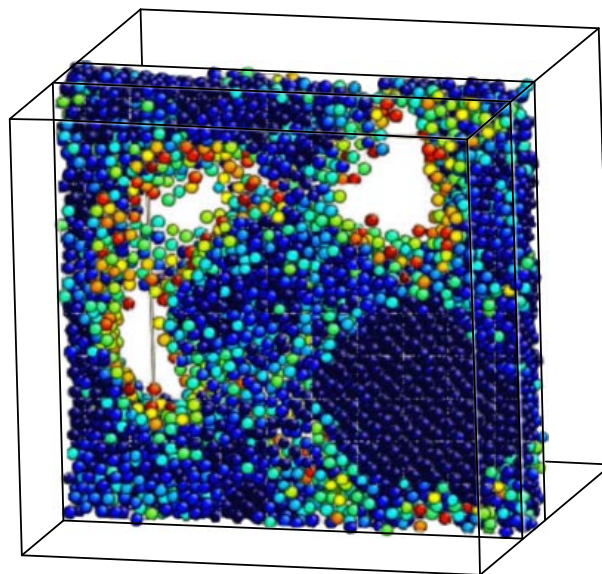


Рис. 11. Пример расчета разрушения растянутого кристалла методом молекулярной динамики [60]. Показан слой внутри кубического образца.

щим напряжением, но и величиной объема. Частота появления несплошностей возрастает с увеличением скорости растяжения и, соответственно, перенапряжения в материале. В случае поликристаллических металлов расчеты [57, 58] подтвердили тенденцию к преимущественному зарождению разрушений на границах зерен, хотя разница в величинах разрушающих напряжений для поликристаллов и монокристаллов не столь велика по сравнению с наблюдаемой в экспериментах при меньших скоростях деформирования. Изучены закономерности роста и слияния пор [61, 62], что важно для построения кинетических моделей разрушения [62]. В качестве примера на рис. 11 показан один из результатов [60] моделирования разрушения методом молекулярной динамики

Повышение разрешающей способности ударно-волновых измерений и продвижение в область все более кратковременных нагрузок с одной стороны и усложнение атомистических моделей разрушения с другой приближают возможность непосредственного сопоставления эксперимента и теории. Прогресс в компьютерных экспериментах создает реальную основу для перехода от упрощенных представлений об определяющих факторах и основных механизмах разрушения, таких, как накопление термофлуктуационных разрывов связей [63] или инкубационное время разрушения [64] к более реальной и прогностической теории явления.

В настоящее время анализ состояний вещества при отражении импульса ударного сжатия от поверхности проводится с использованием экстраполяции данных об уравнениях состояния, полученных при больших сжатиях, в область растяжения. Более надежным способом объективной оценки уравнения состояния вещества при больших, вплоть до спинодали, отрицательных давлениях являются первопринципные расчеты (см., например, [65, 66]). Так, например, в рамках теории функционала плотности с обобщенными градиентными поправками рассчитана [65] нулевая изотерма алюминия, которая не содержит каких-либо особенностей и имеет

минимум при давлении $-11,2$ ГПа. Экстраполяция ударной адиабаты алюминия дает близкое значение давления в минимуме, равное $-13,4$ ГПа.

В работе [67] предложен новый метод измерений скорости звука в конденсированных веществах при их ударном сжатии, разгрузке и последующем растяжении, основанный на анализе реверберации волн в плоском образце, одна из поверхностей которого находится в контакте с высокоимпедансным материалом. Этим способом определены зависимости скорости звука в монокристаллическом цинке от напряжения сжатия/растяжения в диапазоне от -2 до 13 ГПа. Нижняя граница этого диапазона соответствует $\sim 25\%$ предельно возможной величины растягивающих напряжений в кристалле цинка данной ориентации.

Ударная волна с прямоугольным профилем давления вводилась в тонкий образец цинка в направлении кристаллической оси $\langle 001 \rangle$ через толстый промежуточный молибденовый экран. Ударная волна выходит на свободную поверхность мишени и отражается от нее в виде простой центрированной волны разрежения. В этой волне происходит разгрузка ударно-сжатого вещества. Из-за различия динамических импедансов на поверхности контакта ударника и мишени вновь происходит отражение, причем, поскольку ударник имеет более высокий импеданс, отражение волны от поверхности контакта происходит с сохранением знака [6], т.е. отраженная волна является волной разрежения. Так как на поверхности контакта между ударником и мишенью невозможны растягивающие напряжения, влияние ударника на волновой процесс в мишени прекращается после того, как давление в нем упадет до нуля. После этого оставшаяся часть волны разрежения отражается от образовавшейся свободной поверхности в виде волны сжатия. Процесс волновых взаимодействий оказывается легко анализируемым и интерпретируемым [67] в результате чего удается получить значения скоростей звука. Проведенные эксперименты показали, что в пределах погрешности измерений, оцениваемой как $\pm 1\%$, скорости звука в области растяжения соответствуют экстраполяции ее зависимости от напряжения в области сжатия.

5. Исследования полиморфных превращений при ударном сжатии

Вопрос о механизме и кинетике высокоскоростных превращений является, по-видимому, наиболее интересной фундаментальной проблемой полиморфизма твердых тел в условиях ударного сжатия. В связи с этим проводятся исследования поведения материалов в различных исходных структурных состояниях и в широком температурном диапазоне.

Рассмотрим более детально результаты опытов с железом, представленные на рис. 2а. Уменьшение расстояния между волнами при повышенных температурах есть следствие уменьшения давления превращения (и, следовательно, скорости первой пластической ударной волны) и соответственного увеличения приращения давления во второй пластической волне (и, следовательно, ее скорости). На рисунке 12а представлены значения давления и степени сжатия железа за первой и второй пластическими ударными волнами при различных температурах, рассчитанные по результатам измерений профилей скорости свободной поверхности. Видно, что полный декремент объема при ударном сжатии до конечного давления остается практически неизменным с повышением температуры. На рисунке 12б суммированы и сопоставлены с литературными данными результаты измерений давления $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращения при различных температурах испытания. Наши измерения показывают большее падение давления превращения с нагревом, чем это следует из данных Johnson и др. [68]. Поскольку в исследованном нами температурном диапазоне сохраняется практически линейная зависимость давления превращения от температуры, вероятно, во всем изученном диапазоне имеет место $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращение, а переход в г.д.к. структуру происходит при температурах больше 590°C .

Судя по крутизне волн сжатия на рис. 2а, время превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$ в железе сокращается с ростом температуры. Отчасти это сокращение связано с увеличением амплитуды второй пластической волны сжатия по мере понижения давления начала превращения. Более

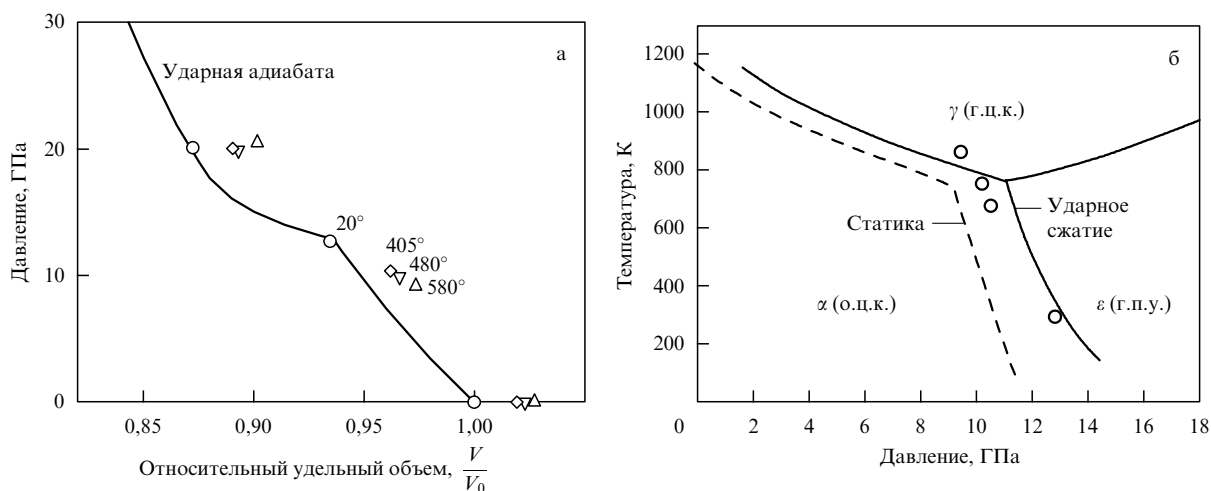


Рис. 12. Результаты исследований полиморфного превращения железа в ударных волнах при различных температурах. (а) Давление и степень сжатия железа за первой и второй пластическими ударными волнами при различных температурах испытания. (б) Фазовая диаграмма железа. Линиями представлены данные работы Johnson et al. [68]; результаты измерений при статическом сжатии взяты из справочника [77]; точками показаны результаты обработки волновых профилей, α (о.ц.к.) — объемноцентрированная кубическая кристаллическая решетка, γ (г.д.к.) — гранецентрированная кубическая кристаллическая решетка, ϵ (г.п.у.) — гексагональная плотноупакованная кристаллическая решетка.

систематические исследования влияния температуры на скорость полиморфного превращения при ударном сжатии, проведенные для кристаллов хлористого калия [69], показали, против ожиданий, некоторое замедление превращения с нагревом. Поскольку наряду с замедлением превращения наблюдалось также аналогичное замедление релаксации напряжений сдвига в упругом предвестнике, авторами [69] сделан вывод о дислокационном механизме структурной перестройки ударно-сжатых кристаллов KCl.

В работе [70] сопоставлялось поведение поликристаллического железа и монокристаллов различной ориентации. Небольшое различие параметров превращения, наблюдавшееся при ударном сжатии тонких (0,7 мм) образцов, исчезает с переходом к менее быстрому квазиизотропическому сжатию. В отличие от железа, имеющего кристаллическую решетку с малой анизотропией, параметры превращения графита в алмаз весьма чувствительны к структуре материала. В силу практической значимости измерениям параметров этого перехода были уделены значительные усилия (см. [71–73] и библиографию в этих работах). Тем не менее исчерпывающее понимание его механизма до сих пор не достигнуто.

На рисунке 13 представлены результаты опытов с образцами графита различной структуры: прессованным натуральным графитом марки ОСЧ-Т1, пирографитом УПВ-1 и синтетическим графитом монохроматорного качества. Доминирующей фазой в природном графите является гексагональная структура с межслоевым расстоянием $d_{002} = 0,3354$ нм, соответствующим полному трехмерному упорядочению кристаллической решетки графита (коэффициент трехмерного упорядочения $p_3 = 1$). Пирографит характеризуется высокой упорядоченностью базисных плоскостей (величина угла разориентации составляет около 1°) и низкой упорядоченностью в других направлениях. Большое межслоевое расстояние $d_{002} = 0,3420 \pm 0,0002$ нм указывает на низкую степень трехмерного упорядочения $p_3 = 0,12$. Параметр трехмерной упорядоченности графита монохрома-

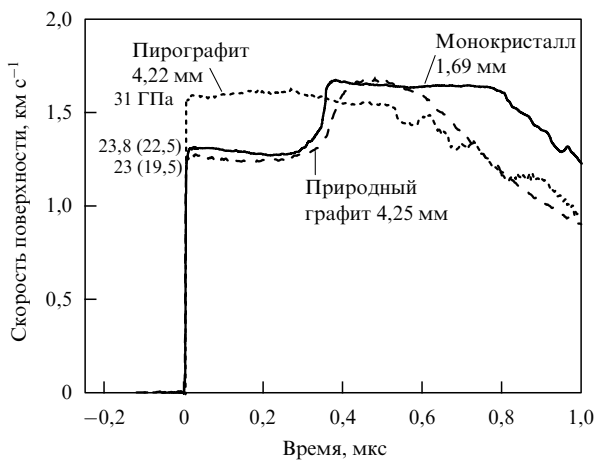


Рис. 13. Результаты опытов с образцами прессованного натурального графита (плотность $2,17 \text{ г см}^{-3}$), пирографита УПВ-1 и графита монохроматорного качества (плотность $2,25 \text{ г см}^{-3}$). Измерения на границе между испытуемым образцом и "окном" — кристаллом фтористого лития. Нагружение ударом алюминиевой пластины со скоростью $3,33 \text{ км с}^{-1}$. Указаны давления в первой волне на границе с окном и (в скобках) внутри образца.

торного качества равен $p_3 = 0,68$ (межслоевое расстояние $d_{002} = 0,3363 \pm 0,0001$ нм). Во всех случаях базисные плоскости кристаллической решетки графита были в достаточно высокой степени ориентированы параллельно поверхности образца, т.е. перпендикулярно направлению ударного сжатия.

Результаты измерений недвусмысленно демонстрируют четкую корреляцию давления превращения с трехмерной упорядоченностью кристаллической структуры графита. При этом большая крутизна второй волны сжатия в высокоориентированном графите указывает на наиболее высокую скорость его превращения в алмазоподобную фазу, по крайней мере — на заключительной стадии процесса. В случае пиролитического графита явных признаков превращения при давлении до 30 ГПа не фиксируется, хотя известно [72, 73], что при более высоких давлениях достаточно быстрый переход в плотную фазу в нем все же происходит. Вероятно, объяснение столь сильного влияния структурных факторов на кинетику превращения графита в алмаз следует искать с позиций соотношения скоростей зарождения и роста фазы высокого давления. Если скорость зарождения определяется в основном тем, насколько далеко состояние графита, сжатого ударной волной, заходит в область его нестабильности, то скорость роста, evidentemente, в гораздо большей степени определяется упорядоченностью структуры материала, окружающего зародыш. Дополнительную информацию о кинетических закономерностях превращения дают измерения эволюции волн сжатия [74] и компьютерное моделирование ударно-волновых явлений.

На рисунке 14 представлены результаты опытов [75, 76] с высокочистым титаном при различных температурах и давлениях ударного сжатия. Известно, что при сжатии титана происходит его структурное превращение $\alpha \rightarrow \omega$ [77]. Так как $\alpha \rightarrow \omega$ переход в титане сопровождается очень незначительным уменьшением объема — около 1,2%, скорости распространения волн в фазе низкого давления и в области смешанных фаз различаются также незначительно.

В структуре пластических волн сжатия на рис. 14 имеет место особенность, очевидно связанная с потерей устойчивости ударной волны в результате превращения. Вместе с тем поведение титана отличается от поведения других материалов, претерпевающих полиморфное превращение при ударном сжатии. Результаты измерений демонстрируют по меньшей мере полуторакратное различие давлений, соответствующих предполагаемому началу превращения, в зависимости от максимального давления ударного сжатия. Кроме того, видно различное влияние температуры при разных давлениях ударного сжатия: при малой скорости удара имеет место возрастание давления превращения с нагревом, что согласуется с фазовой диаграммой титана [77], в то время как в опытах с большой скоростью удара наблюдается обратная зависимость. С другой стороны, при большей скорости удара время нарастания во второй волне сокращается с нагревом, следовательно, скорость превращения в данном случае возрастает с увеличением температуры. В результате при повышенных температурах приближение к равновесному давлению превращения должно происходить быстрее и приводить к кажущемуся изменению знака температурной зависимости. К сожалению, в то время как такое объяснение согласуется с

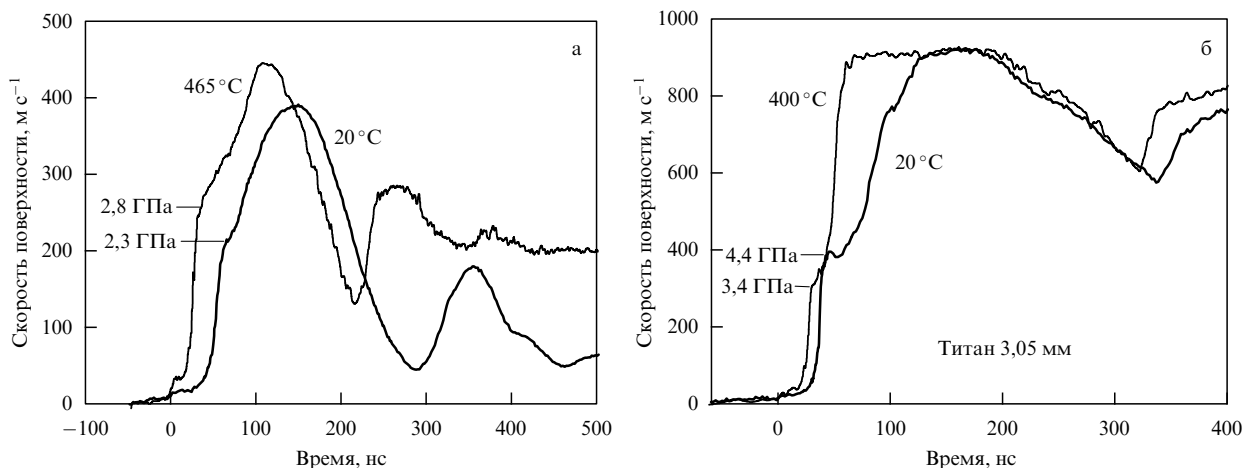


Рис. 14. Профили скорости свободной поверхности образцов высокочистого титана при комнатной и повышенной температурах [75, 76]. (а) Нагружение образцов ударом алюминиевой пластины толщиной 0,4 мм со скоростью $640 \pm 20 \text{ м с}^{-1}$. (б) Эксперименты с ударом алюминиевой пластиной толщиной 1,4 мм со скоростью $1200 \pm 50 \text{ м с}^{-1}$.

данными по затуханию первой пластической волны в предварительно нагретых образцах, при комнатной температуре затухание происходит слишком медленно, чтобы им можно было объяснить, в том числе, и повышение видимого давления начала превращения с ростом максимального давления сжатия.

Чрезвычайно многообещающим представляется поиск структурных превращений при растяжении, подобных имеющим место при сжатии. Помимо естественной надежды получения материалов с необычными свойствами, этот поиск стимулируется проблемами прочности материалов. Некоторые расчеты действительно прогнозируют структурные превращения в области отрицательных давлений, в частности — графитизацию алмаза при растяжении [78], переход в клатратную фазу в кремнии [79]. Недавние первопринципные расчеты нулевой изотермы железа [80] обнаружили ее аномальное поведение в области отрицательных давлений. Результаты расчетов, показанные на рис. 15а, демонстрируют скачок объема, связанный с перестройкой энергетического спектра кристалла при давлении $-3,4 \text{ ГПа}$, и минимум при $-13,4 \text{ ГПа}$. Экстраполяция ударной адиабаты α -железа [13] дает минимум при $-31,6 \text{ ГПа}$, что в 2,3 раза отличается от первопринципных расчетов.

Наличие участка аномальной сжимаемости в окрестности $-3,4 \text{ ГПа}$ должно приводить к образованию ударных скачков при распространении волн разрежения в железе, что дает возможность экспериментальной проверки наличия этой аномалии. С этой целью проведена серия экспериментов. На рисунке 15б приведены примеры измеренных профилей скорости свободной поверхности монокристаллических образцов железа при десятикратном различии длительностей ударной нагрузки, которые в целом подобны полученным для других металлов и не содержат каких-либо свидетельств формирования ударных волн разрежения. С увеличением скорости растяжения от $\sim 10^5 \text{ с}^{-1}$ до $\sim 5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ сопротивление разрушению железа возрастает от 2,9 ГПа до 7,6 ГПа, а толщина откола уменьшается от $\sim 400 \text{ мкм}$ до 40 мкм. Сопоставление с данными для монокристаллов молибдена и алюминия на рис. 10 демонстрирует подобие зависимостей откольной прочности от скорости

растяжения и не выявляет каких-либо особенностей в области предполагаемой аномалии сжимаемости железа.

Как показано на рис. 15а, диапазон достигнутых значений растягивающих напряжений значительно перекрывает область аномалии на расчетной нулевой изотерме железа. Поскольку электронные топологические переходы [80] должны быть практически безынерционными, представляется маловероятным, что связанная с ними аномалия сжимаемости не проявилась из-за малой длительности действия отрицательных давлений. Возможно, аномалия сжимаемости железа имеет место только при пониженных температурах и исчезает с нагревом. В этом случае неустойчивость кристаллической структуры может быть одним из факторов, определяющих явление хладноломкости железа.

6. Откольная прочность монокристаллов и поликристаллов вблизи плавления

На рисунке 16 показана часть фазовой диаграммы алюминия, рассчитанной по уравнению состояния [81] для условий опытов [21, 22], показанных на рис. 5. Положение границ области сосуществования твердой и жидкой фаз при отрицательных давлениях определено, как и в области 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. Поскольку все состояния с отрицательными давлениями метастабильны, плавление при растяжении, если такое может наблюдаться, есть превращение метастабильной твердой фазы в метастабильную жидкость.

Начало плавления должно сопровождаться увеличением сжимаемости и уменьшением напряжения течения, что должно вызывать появление аномалий на профиле волны разрежения с входом в двухфазную область. Однако волновые профили вблизи температуры плавления полностью подобны тем измеренным при меньших температурах. Пересечение расчетной границы области плавления при растяжении не сопровождается резким падением прочности монокристаллов на разрыв.

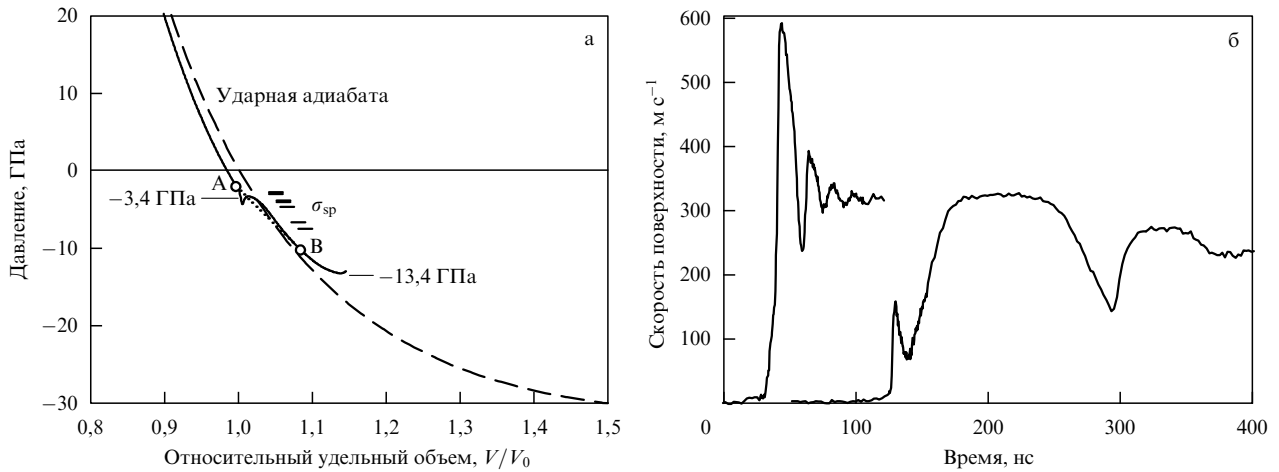


Рис. 15. Результаты исследований поведения железа при больших отрицательных давлениях. (а) Расчетная [80] нулевая изотерма (сплошная линия) и экстраполированная ударная адиабата α -железа [13] (пунктир). Черточками показаны измеренные значения разрушающих напряжений (откольной прочности) железа при различных длительностях ударно-волновой нагрузки. АВ — область аномальной сжимаемости, где ожидалось формирование ударной волны разрежения. (б) Профили скорости свободной поверхности пластин высокочистого железа толщиной 0,19 и 0,77 мм при ударе алюминиевыми пластинами толщиной 0,05 мм и 0,4 мм со скоростью 650 м с⁻¹ и 1200 м с⁻¹ соответственно.

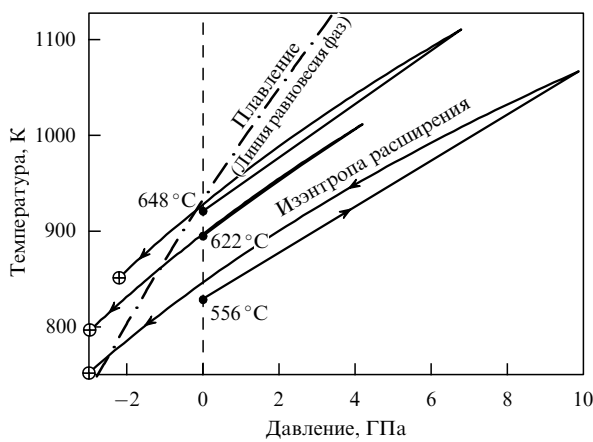


Рис. 16. Изменения состояния алюминия при ударном сжатии и последующем разрежении для условий опытов, показанных на рис. 5.

На рисунке 17 суммированы результаты измерений откольной прочности металлов в поликристаллическом и монокристаллическом состояниях при температурах вплоть до точки плавления. Там же приведены термодинамические оценки порогов разрушения [82], связанных с началом плавления при растяжении. Из приведенных данных видно, что поликристаллические алюминий и магний теряют прочность с приближением к температуре плавления, в то время как монокристаллы сохраняют высокую прочность на разрыв даже после пересечения фазовой границы плавления в области отрицательных давлений.

Можно предположить, что измеренные значения динамической прочности монокристаллов при высоких температурах характеризуют свойства частично расплавленного алюминия. Однако это предположение не объясняет различие в поведении монокристаллов и поликристаллического алюминия. Если внутри кри-

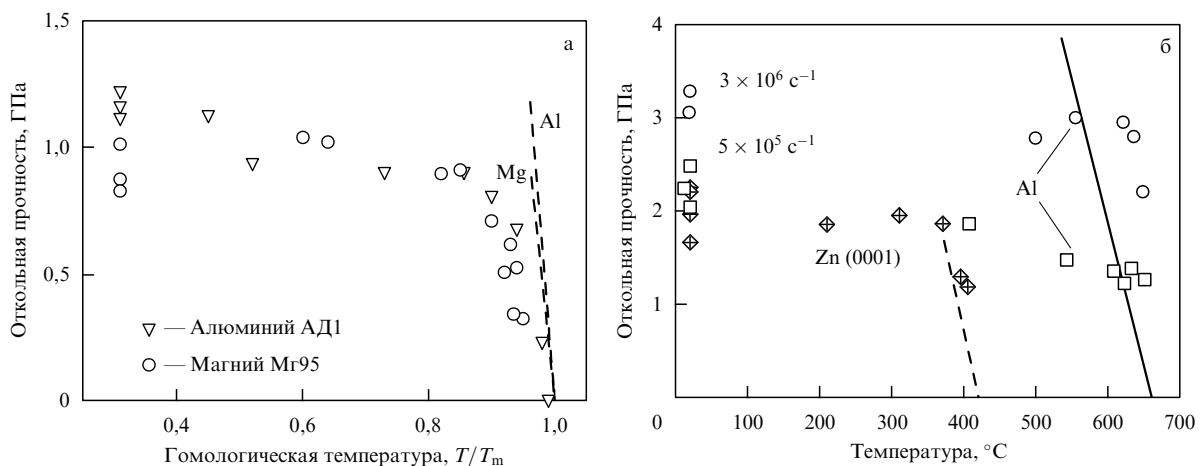


Рис. 17. Зависимость откольной прочности металлов от температуры. Линиями показаны оценки, сделанные в предположении разрушения в момент начала плавления при растяжении [82]. (а) Результаты измерений для поликристаллических алюминия и магния [15]. (б) Результаты опытов с монокристаллами цинка [83] и алюминия [21, 22]. Данные для алюминия соответствуют двум различным скоростям деформирования: 5×10^5 с⁻¹ и 3×10^6 с⁻¹.

сталла появляются очаги расплава, то кристалл перестает быть однородным и его прочностные свойства должны стать теми же, что и у поликристаллического материала. Тем не менее даже при наибольших температурах монокристаллы алюминия демонстрируют более высокую прочность, чем поликристаллический алюминий при комнатной температуре и той же скорости деформирования. Представляется более вероятным, что в проведенных экспериментах материал не плавился и измеренная прочность во всех случаях соответствует прочности твердого тела.

Если ожидавшееся плавление в процессе высокоскоростного растяжения при высоких температурах не происходило, то, следовательно, в экспериментах с монокристаллами реализовывались состояния перегретого твердого тела. Величина перегрева достигала 60–65 °С при наименьших длительностях ударной нагрузки.

Считается, что критическую роль в плавлении играет поверхность кристалла, где энергия активации близка к нулю. Плавление однородно нагретого твердого тела всегда начинается с его поверхности. Перегретые твердотельные состояния могут быть созданы лишь внутри тела при условии, что его поверхность имеет температуру ниже точки плавления. Это условие было реализовано в проведенных экспериментах. После того, как в перегретом твердом теле зародились очаги расплава, они должны быстро расти, вызывая пластическую деформацию окружающего кристаллического материала и провоцируя его разрушение.

С другой стороны, в поликристаллических материалах возможны эффекты "предплавления" на границах зерен, где имеет место наибольшая концентрация примесей [84]. Молекулярно-динамические расчеты [85] показывают, что плавление в объеме поликристаллов начинается на межзеренных границах при температурах заметно ниже температуры плавления. В терминах термодинамики это означает избыточную внутреннюю энергию приповерхностных слоев зерен, где кристаллическая структура искажена вследствие нарушения симметрии действующих сил. Можно надеяться, что измерения динамической прочности материалов вблизи температуры плавления дадут возможность оценить количественно энергию искажения приповерхностных слоев зерен.

В литературе последних лет активно обсуждаются вопросы о предельно возможном перегреве кристаллического состояния и о том, чем заканчивается кривая плавления в области отрицательных давлений. Известно несколько оценок предельно возможного перегрева кристалла. В работе [86] введено понятие энтропийной катастрофы, определяющей термодинамический предел стабильности кристалла как температуру T_m^s , при которой плавление перегретого кристалла перестает сопровождаться ростом энтропии. Позднее Таллон [87] модифицировал этот критерий, введя новую точку потери устойчивости T_m^g , в которой энтропия перегретого кристалла становится равной энтропии стеклообразной (бездиффузионная жидкость) фазы. Эта температура несколько ниже, чем T_m^s . Им было показано также, что температура начала сдвиговой неустойчивости кристалла T_m^l ниже температуры T_m^v "изохорической катастрофы", при которой удельный объем кристалла становится равным объему жидкости, и температуры энтропийной катастрофы T_m^s . Эти пределы перегрева для

большинства твердых тел находятся в пределах $1,3T_m - 2,0T_m$, где T_m — термодинамическая температура плавления. На основе анализа кинетики гомогенного зарождения ядер расплава в перегретом кристалле Лу и Ли [88] выразили критерий стабильности через критическую температуру $T_m^k \approx 1,2T_m$, при которой происходит массовое образование зародышей расплава в перегретом кристалле. Луо и Аренс [89] систематизировали данные о кинетическом пределе возможного перегрева кристаллов и нашли, что для разных элементов и простых соединений его величина варьируется в пределах $(1,08 - 1,43) T_m$ при довольно слабой зависимости от скорости нагрева.

Надежные экспериментальные данные об эффектах перегрева кристаллов и предплавления в поликристаллических материалах крайне немногочисленны. Многократно цитируются эксперименты [90] со сферическими монокристаллами серебра диаметром 0,1–0,2 мм, покрытыми слоем золота. Поскольку температура плавления у золота выше, чем у серебра, предполагалось, что золотое покрытие должно подавлять зарождение расплава на поверхности кристалла серебра. В экспериментах перегрев серебра достигал 25 К. Время существования перегретого состояния, порядка одной минуты, ограничено процессами взаимодиффузии. Сообщалось о достижении двукратного перегрева алюминия при воздействии лазерного импульса пикосекундной длительности [91], однако это не было подтверждено более поздними измерениями [92] и анализом [93, 94]. В наших экспериментах с алюминием, обсуждавшихся выше, перегрев при отрицательных давлениях достигал 65–70 К, что составляет 7–8 % от температуры плавления.

Современные достижения техники динамического эксперимента по достижению глубоких отрицательных давлений делают содержательным обсуждение вопроса о том, чем завершается кривая метастабильного плавления реального вещества в пределе $T \rightarrow 0$. Предполагается, например, что с понижением температуры плавления в области отрицательных давлений кривая плавления может доходить вплоть до нулевой изотермы вещества [95]. С другой стороны, результаты более детального анализа, основанного на однокомпонентной модели плазмы [96] и молекулярно-динамических расчетах [97], свидетельствуют об обрыве линии равновесного плавления в низкотемпературном пределе вследствие достижения границы устойчивости жидкости.

7. Ударное сжатие хрупких материалов. Волны разрушения

В то время как механизмы и определяющие факторы разрушения хрупких материалов при растяжении достаточно хорошо изучены, процессы квазистатического и, особенно, динамического неупругого сжатия представляются в значительной мере неясными. Результаты исследований, суммированные в недавних обзорах [98, 99], показывают, что все еще имеются значительные пробелы в понимании механизмов и определяющих факторов разрушения сжатием. По этой причине, а также в связи с рядом практических приложений, поведению высокотвердых хрупких материалов (горных пород, керамик, стекол) при ударно-волновом нагружении в последнее десятилетие уделялось повышенное внимание.

Нужно сказать, что не существует абсолютно хрупких материалов. Так, например, все хрупкие вещества, включая даже алмаз, проявляют заметную пластичность под действием высокого давления. Однако, в отличие от пластичных металлов, для высокотвердых окислов и интерметаллидов с ковалентно-ионными межатомными связями и низкой симметрией кристаллов характерны высокая энергия образования дислокаций и малое количество плоскостей, где возможно скольжение дислокаций. По этой причине пластическая деформация сильно затруднена, в результате чего возможна высокая концентрация напряжений на микротрещинах и других неоднородностях. Блокирование скольжения внутри тела на границе зерна или на пересечении с другой действующей системой сдвига может привести к появлению трещины.

По определению разрушение означает нарушение сплошности материала. Трещины, как и другие несплошности, могут образовываться в беспористой среде только под действием растягивающих напряжений. Известно, однако, что даже при общем сжатии локальные напряжения вблизи неоднородностей могут стать растягивающими. Согласно критерию Гриффитса [100], разрушение при сжатии инициируется, когда наибольшее локальное растягивающее напряжение достигает порогового значения. Для двухосного напряженного состояния критерий Гриффитса имеет вид

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 8K(\sigma_1 + \sigma_2) = 0,$$

где σ_1 , σ_2 — главные напряжения, K — константа материала, которая предполагается равной стандартному пределу прочности при растяжении.

Модельные опыты со стеклянными и полимерными пластинами [101, 102] показали, что локальный сдвиг вдоль поверхности наклонной трещины приводит к формированию конфигурации трех трещин, называемой крылообразной трещиной. На краях области локального сдвига инициируются трещины отрыва, которые растут вдоль искривленной поверхности вне плоскости сдвига, отклоняясь в направлении сжатия. С приближением направления роста к направлению сжатия процесс замедляется до полной остановки, однако рост трещины может возобновиться при увеличении сжимающего напряжения. Наложение дополнительного поперечного сжатия подавляет растрескивание материала.

Исследования поведения хрупких материалов при ударно-волновом нагружении включают измерения ударной сжимаемости, регистрацию и анализ волновых профилей сжимающего напряжения или скорости вещества, измерения напряженного состояния в ударно-сжатом материале и откольной прочности после нагружения импульсами ударной нагрузки различной интенсивности. Результаты исследований ударного сжатия высокотвердых керамик, минералов и стекол отчасти суммированы в обзорных статьях [103, 104] и монографии [8]. Наиболее дискуссионным оказался вопрос о характере неупругой деформации в ударной волне, а именно: имеет ли место хрупкое растрескивание или пластическое течение в процессе сжатия хрупкого материала в плоской ударной волне. Дело в том, что при одноосном ударном сжатии возрастают как продольная, так и поперечная компоненты напряжений. В упругой области изменение продольного σ_x и поперечного σ_y напряжений происходит согласованным образом:

$$\sigma_x = \sigma_y \frac{1 - \nu}{\nu},$$

где ν — коэффициент Пуассона. Порог разрушения быстро возрастает с увеличением поперечного напряжения сжатия и при некотором значении σ_y имеет место так называемый хрупко-пластический переход: сдвиговые напряжения становятся достаточными для активации механизмов пластического деформирования, а раскрытие трещин подавляется поперечными напряжениями. Сопротивление неупругому деформированию при разрушении с одной стороны и пластическом течении с другой имеет различную физическую природу и описывается различными способами. По этой причине для калибровки реологических моделей чрезвычайно важно знать характер наблюдаемого неупругого деформирования.

На рисунке 18 приведены примеры регистрации волновых профилей при ударном сжатии двух высокотвердых материалов из окиси алюминия — керамики и монокристалла. Результаты опытов с керамикой, вообще говоря, не содержат каких-либо особенностей, которые можно было бы идентифицировать как признаки разрушения. Керамика окиси алюминия имеет высокий предел упругости (5–10 ГПа) и низкую (менее 1 ГПа) откольную прочность. Имеются противоречивые данные о том, сохраняется ли сопротивление отко-

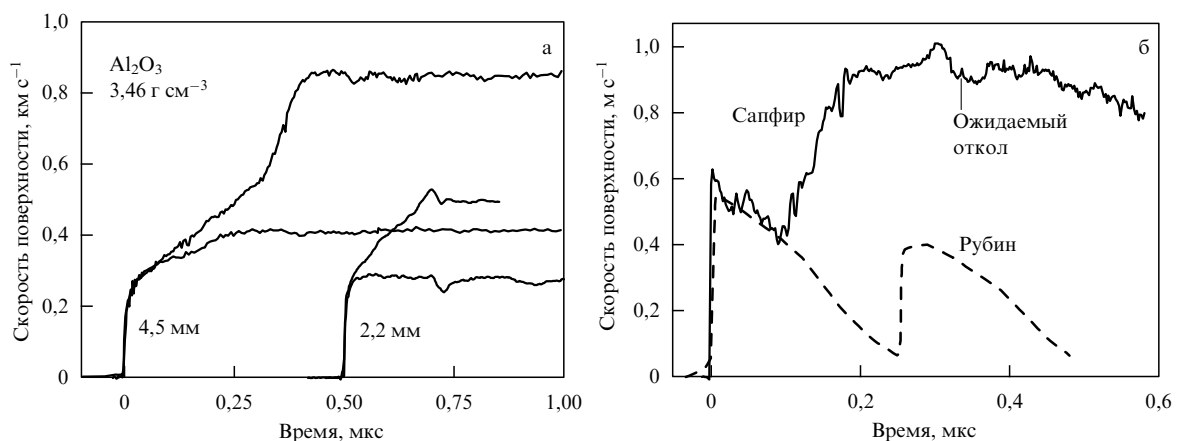


Рис. 18. Профили ударного сжатия образцов окиси алюминия при различных давлениях ударного сжатия. (а) Результаты опытов с керамическими образцами плотностью $3,46 \text{ г см}^{-3}$. (б) Опыты с рубином [105] и сапфиром, находящимся в контакте с водой.

ному разрушению керамики в условиях, когда в волне сжатия превышен динамический предел упругости. Исчезновение прочности на разрыв можно было бы рассматривать как свидетельство разрушения при предшествующем ударном сжатии, но даже в этом случае остается неясным, происходит ли разрушение непосредственно в процессе сжатия или в процессе последующей разгрузки.

Монокристаллическая окись алюминия ниже предела упругости имеет чрезвычайно высокую (до 20 ГПа [105, 106]) откольную прочность. В этой области напряжений регистрируются гладкие, без особенностей волновые профили. Если максимальное напряжение в импульсе сжатия превышает предел упругости, откольная прочность падает практически до нуля; при этом на волновых профилях появляются нерегулярные осцилляции, что, очевидно, является следствием значительной гетерогенности процесса неупругого деформирования. Анализ образцов керамической окиси алюминия и сапфира, сохранных после ударно-волнового воздействия [107], показал, что, наряду с растрескиванием, в ударных волнах имеет место значительная пластическая деформация, о чем свидетельствуют многочисленные дислокации, полосы сдвига и двойники внутри фрагментов.

Одним из возможных способов идентификации разрушения при ударном сжатии могла бы быть регистрация волн разрушения [108]. В 1960-х годах была выдвинута гипотеза о возможности протекания процесса фрагментирования материала в относительно тонком слое, распространяющемся по неразрушенной среде со скоростью звука. Этот фронт разрушения по мере распространения непрерывно насаждает в неразрушенном материале множество новых трещин. Такая самоподдерживающаяся волна разрушения, в которой происходит переход потенциальной упругой энергии напряженного хрупкого тела в поверхностную и кинетическую энергию его фрагментов, подобна волне детонации, устойчивое распространение которой происходит за счет выделения химической энергии вещества. Соответствующую библиографию и критический анализ различных способов описания предполагаемых волн разрушения можно найти в работах [109, 110]. Нужно сказать, что в первых теоретических работах не удалось создать непротиворечивую замкнутую модель явления и верно оценить скорость распространения и другие кинематические параметры волн разрушения. На основании качественных соображений предполагалось, что скорость волны разрушения равна скорости звука в материале или даже превышает эту величину.

В конце 1980-х годов авторами данного обзора было обнаружено формирование волн разрушения в стекле в условиях одномерного сжатия плоской ударной волной [111–113]. Эти работы привлекли интерес и получили дальнейшее развитие по ряду причин. Стекло является традиционным модельным материалом для изучения закономерностей деформирования и разрушения хрупких сред. Волна разрушения представляет собой пример самоподдерживающегося разрушения при сжатии, что важно для понимания механизмов землетрясений, горного удара и других катастрофических явлений. Развитая техника регистрации процессов, сопровождающих ударно-волновое сжатие твердых тел, дает, в принципе, возможность получения исчерпывающей информации о кинематических закономерностях явления.

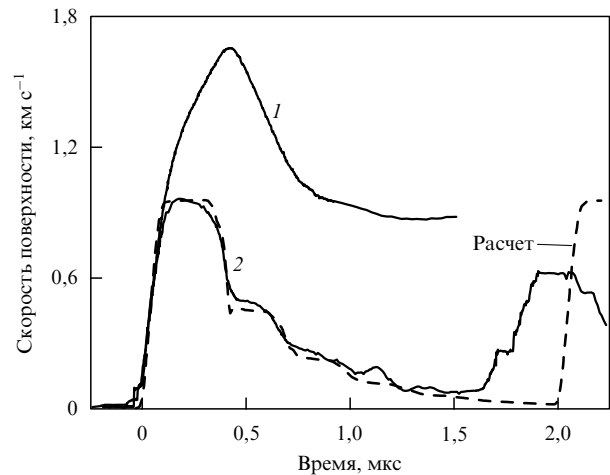


Рис. 19. Профили скорости свободной поверхности образцов стекла K8 толщиной 6,1 мм [114]. Условия нагружения: 1 — удар алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью $1900 \pm 50 \text{ м с}^{-1}$; 2 — удар стальной пластиной толщиной 0,9 мм со скоростью $670 \pm 30 \text{ м с}^{-1}$. Штриховой линией показан результат численного моделирования опыта 2.

На рисунке 19 приведены профили скорости свободной поверхности образцов стекла K8, измеренные [114] в условиях ударного сжатия выше и ниже динамического предела упругости. В обоих случаях измеренные волновые профили повторяют форму импульса сжатия в образце. Неполная разгрузка в опыте с большей интенсивностью ударной волне объясняется тем, что в этом опыте к тыльной поверхности ударника примыкал толстый слой парафина. Ступенчатый характер спада скорости в волне разрежения при меньшей скорости удара объясняется различием динамических импедансов стекла и стального ударника.

Из того факта, что откольные явления не проявляются на профилях скорости свободной поверхности, следует, что динамическая прочность стекла на разрыв превышает 6,8 ГПа при ударном сжатии ниже предела упругости и остается чрезвычайно большой с превышением последнего. Для сравнения: квазистатическая прочность стекла на разрыв составляет примерно 0,1 ГПа. Причина столь большого расхождения заключается в том, что в обычных условиях разрушение стекла инициируется на его поверхности, где всегда имеются зародышевые микротрещины. В то же время в экспериментах с ударными волнами откольное разрушение может инициироваться только в объеме материала без какого-либо участия поверхностных дефектов.

Монокристаллы и стекла в исходном состоянии обладают высокой гомогенностью в объеме материала. И в том, и в другом случае центры зарождения разрушений могут образоваться только в процессе сжатия. В этом смысле эти два гомогенных материала различаются тем, что анизотропные высокотвердые монокристаллы имеют ограниченное количество плоскостей и направлений, на которых могут действовать обычные механизмы пластичности, в то время как пластичность аморфных стекол полностью изотропна. Невозможность пластических сдвигов в произвольных направлениях приводит к концентрации напряжений в местах пересечения полос скольжения или двойников, что в свою очередь может приводить к растрескиванию в

процессе сжатия или разгрузки из ударно-сжатого состояния. Изотропные стекла свободны от этого ограничения. Сохранение высокой откольной прочности стекла при превышении динамического предела упругости означает, что пластичность материала сохраняется в процессе разгрузки из ударно-сжатого состояния и последующего растяжения.

Сопоставление с результатами численного моделирования на рис. 19 показывает, что время реверберации импульса сжатия/растяжения в стеклянной пластине меньше ожидаемого для продольной упругой волны. Это объясняется тем, что у поверхности соударения образовался слой разрушенного материала толщиной $\sim 1,5$ мм. Подобное растрескивание не происходит при ударном сжатии выше предела упругости: переотраженный импульс сжатия выходит на поверхность в этом случае даже несколько позже, чем ожидаемая упругая волна. Эксперименты с образцами стекла разной толщины, нагружаемыми импульсами ударного сжатия большой длительности [111–113], показали, что разрушенный слой расширяется со временем. Этот процесс можно представить как распространение волны разрушения.

В течение пятнадцати лет, прошедших после обнаружения явления, был многократно подтвержден факт формирования волн разрушения в ударно-сжатых стеклах и собран обширный объем эмпирических сведений о кинематических закономерностях их распространения и пределах инициирования. Волна разрушения представляет собой сетку трещин, инициируемых под действием приложенного напряжения на поверхности стекла, где всегда имеются многочисленные зародышевые микротрещины, и распространяющихся в объем материала. Скорость распространения волны разрушения меньше продольной и сдвиговой скоростей звука, близка к предельной скорости роста трещин ($\sim 1,5$ км с^{-1} для стекла) и зависит от напряжения. Волны разрушения формируются при напряжениях сжатия выше некоторого порога, который можно идентифицировать как порог разрушения, и ниже предела упругости стекла. При уменьшении действующего напряжения волна разрушения останавливается. В волне разрушения имеет место согласованное возрастание напряжения и плотности материала в соответствии с законами сохранения массы и импульса и происходит релаксация сдвиговых напряжений. Скорость волны разрушения несколько возрастает с увеличением напряжения сжатия. После прохождения волны разрушения материал полностью или почти полностью теряет сопротивление растяжению. Пластические деформации подавляют растрескивание материала.

Хотя показано, что волна разрушения действительно является волной, как это понимается в механике сплошной среды, ее кинематика отличается от кинематики упругопластических волн. Ударная волна в упругопластическом теле теряет устойчивость из-за резкого возрастания сжимаемости по достижении предела текучести. В результате ударная волна расщепляется на упругую и пластическую волны сжатия. Напряжение за фронтом упругой волны при этом определяется величиной предела текучести материала. Подобная волновая структура должна формироваться в поликристаллическом хрупком материале, где разрушение инициируется в каждом зерне, как только напряжение достигает порога разру-

шения. И в том, и в другом случае скорость распространения второй волны определяется объемной сжимаемостью материала. Скорость же распространения волны разрушения определяется скоростью роста трещин, которая не связана с объемной сжимаемостью. С другой стороны, конечное напряжение сжатия за волной разрушения определяется условиями на поверхности соударения (или контактной поверхности между экраном и пластиной стекла). В результате, поскольку скорость распространения волны разрушения и конечное состояние материала за ней фиксированы, напряжение перед ее фронтом (т.е. напряжение в лидирующей упругой волне) определяется этими условиями и не обязательно равно порогу разрушения.

Поверхность стекла является источником трещин и играет важную роль в волновом процессе разрушения. В этом смысле процесс подобен диффузии. Однако скорость диффузии не сохраняется неизменной в отличие от наблюдаемой скорости волн разрушения. По этой причине самоподдерживающееся распространение дозвуковых волн разрушения скорее подобно горению. Вероятно, наиболее наглядно роль поверхностей и специфическая кинематика волн разрушения проявляются при распространении волн сжатия через стопку стеклянных пластин. При переходе через каждую поверхность волна сжатия расщепляется на лидирующую упругую волну и следующую за ней низкоскоростную волну разрушения. В результате напряжение на фронте лидирующей упругой волны ступенчатым образом уменьшается на каждой поверхности в стопке. Это должно происходить до тех пор, пока напряжение в упругой волне не уменьшится до порога разрушения.

На рисунке 20 сопоставляются результаты измерений [115] волновых профилей, генерируемых ударом в толстой стеклянной пластине и в стопке тонких пластин. Суперпозиция волн разрушения в пакете стеклянных пластин формирует двухволновую конфигурацию сжатия: упругая волна трансформируется в упругопластическую. При этом время сжатия во второй волне примерно соответствует времени распространения встречных трещин через пластину в стопке. Напряжение за фронтом

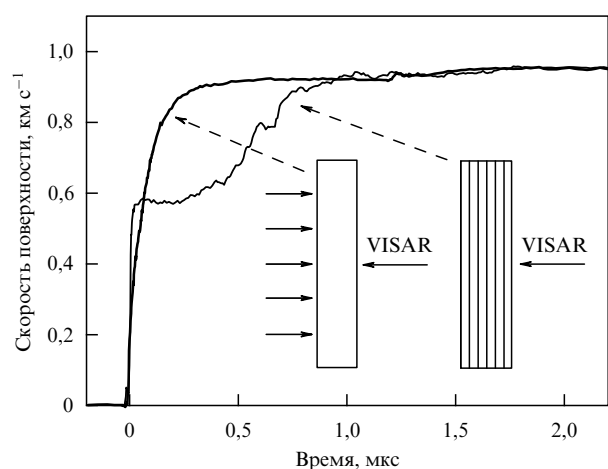


Рис. 20. Трансформация импульса ударного сжатия в стекле вследствие образования волн разрушения. Представлены профили скорости свободной поверхности пластины натриево-известкового стекла толщиной 5,9 мм и стопки из 8 стеклянных пластин толщиной по $\sim 1,21$ мм при одинаковых условиях нагружения [115].

лидирующей упругой волны в стопке составляет 4 ГПа. По-видимому, это напряжение близко к порогу разрушения стекла в данных условиях. Конечные значения скорости свободной поверхности практически одни и те же для толстой стеклянной пластины и стопки тонких пластин. Таким образом, эксперименты с ударным сжатием стопки пластин представляют собой простой и наглядный способ обнаружения волн разрушения.

Формирование волн разрушения при ударном сжатии составных образцов стекла непосредственно регистрировалось скоростной фотосъемкой в проходящем свете [116]. На полученных фотохронограммах фиксируется инициирование разрушения на внутренней поверхности составного образца и распространение двух фронтов разрушения как в направлении сжатия, так и в обратном направлении.

Не вполне ясно, могут ли формироваться волны разрушения в других хрупких материалах, помимо стекла. В некоторых работах сообщалось [117] об обнаружении задержанной релаксации девиаторных напряжений в ударно-сжатых керамиках на малых (2–4 мм) расстояниях от поверхности соударения. По аналогии с подобным поведением стекол, релаксация девиаторных напряжений интерпретировалась как свидетельство формирования волны разрушения. В работе [118] эти результаты наблюдений были оспорены. На рисунке 21 представлены результаты опытов [119] с керамиками Al_2O_3 и $\text{В}_4\text{С}$. В отличие от стекол, в опытах со стопками керамических пластин не наблюдается уменьшение амплитуды упругого предвестника из-за образования волн разрушения. Фактически массовая скорость и, соответственно, сжимающее напряжения за фронтом упругого предвестника в опытах со стопками оказалась даже несколько выше, чем в опытах с монолитными образцами.

Вероятно, инициирование волн разрушения при сжатии возможно только в гомогенных материалах, у которых возможна концентрация зародышевых микротрещин в поверхностных слоях при сохранении однородности и практической бездефектности материала внутри тела. В любом случае из того факта, что волны разрушения в керамиках не зафиксированы, отнюдь не следует, что они деформируются при ударном сжатии пластическим образом.

В работе [119] предложено диагностировать характер неупругого деформирования при ударном сжатии хрупких материалов путем варьирования величины поперечного напряжения сжатия и измерения его влияния на динамический предел упругости. Известно [120], что в области хрупкого разрушения предел упругости сильно зависит от давления, в то время как с началом пластичности эта зависимость практически исчезает. При пластическом деформировании амплитуда упругого предвестника должна соответствовать критерию текучести, например — критерию Мизеса или Треска, в соответствии с которыми напряжение на динамическом пределе упругости связано с пределом текучести σ_T соотношением

$$\sigma_{\text{HEL}} = \sigma_T \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu},$$

где ν — коэффициент Пуассона. Наличие относительно малого бокового давления p вызывает небольшое возращание амплитуды предвестника:

$$\sigma_{\text{HEL}}^{\text{duct}} = \frac{(\sigma_T + p)(1 - \nu)}{1 - 2\nu}.$$

В случае хрупкого поведения можно воспользоваться критерием разрушения Гриффитса, что дает

$$\sigma_{\text{HEL}} = \sigma_T \frac{1 - \nu}{(1 - 2\nu)^2}.$$

В этом случае наложение бокового давления приводит к гораздо большему увеличению амплитуды упругого предвестника:

$$\sigma_{\text{HEL}}^{\text{brit}} = [\sigma_T + (1 - 2\nu)(3 - 2\nu)p] \frac{1 - \nu}{(1 - 2\nu)^2},$$

что примерно в два с половиной раза превышает эффект бокового давления при пластическом поведении.

На рисунке 22 представлены измеренные профили скорости поверхности свободных и предварительно напряженных образцов окиси алюминия и карбида бора при ударно-волновом нагружении. Контролируемое боковое давление $p \approx 0,3$ ГПа в образцах создавалось методом горячей посадки в стальные кольца, которые

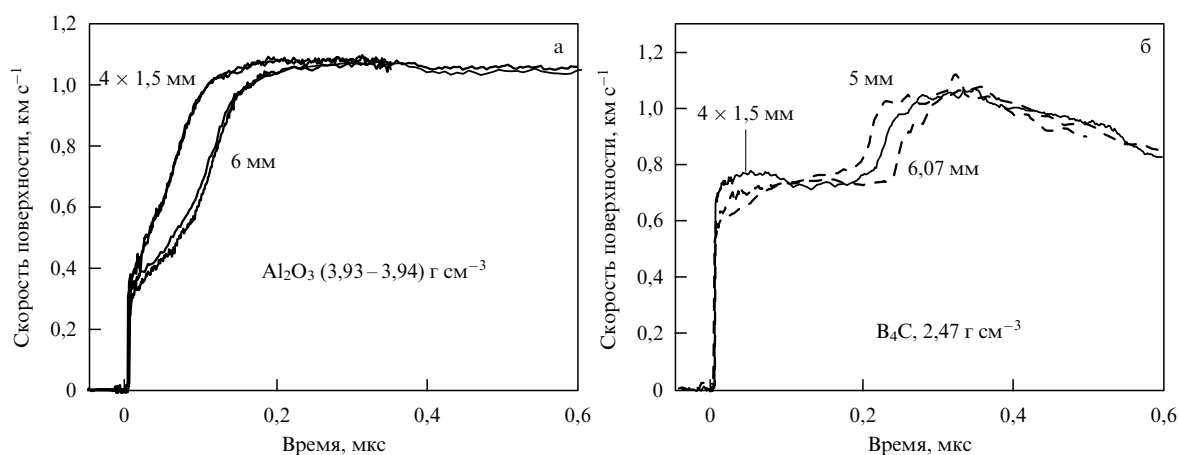


Рис. 21. Сопоставление профилей скорости поверхности толстой пластины и стопки тонких пластин для керамической окиси алюминия (а) и карбида бора (б). Нагружение ударом алюминиевой пластины толщиной 2 мм со скоростью $1,9 \text{ км с}^{-1}$ [119].

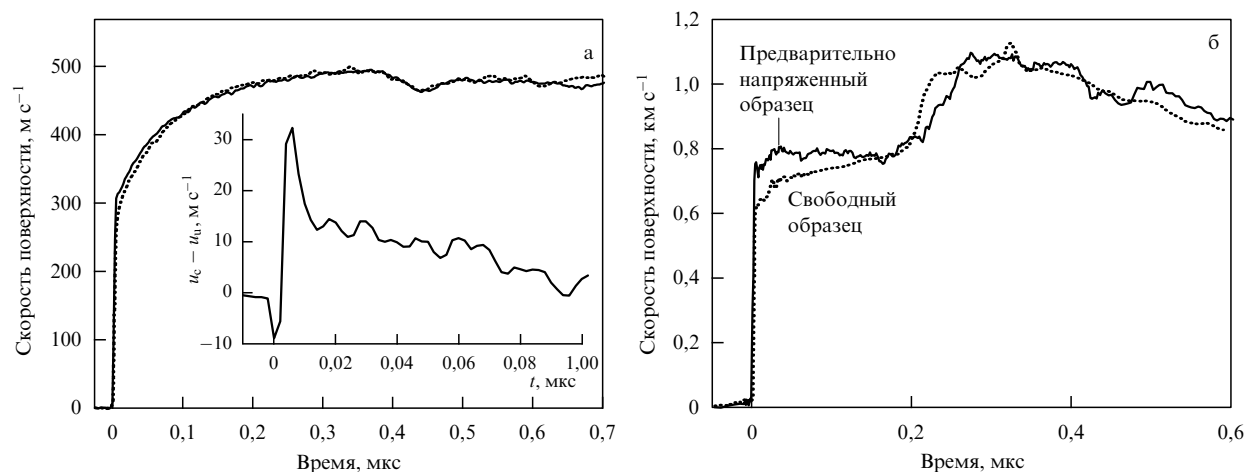


Рис. 22. Сопоставление профилей скорости поверхности свободной (пунктирные кривые) и предварительно напряженной (сплошные кривые) пластин керамической окиси алюминия (а) и карбида бора (б) [119]. На врезке показано изменение разности скоростей со временем.

изначально имели меньший (на 0,1 мм) внутренний диаметр, чем образцы.

Результаты опытов, показанные на рис. 22, недвусмысленно демонстрируют различие в реакции окиси алюминия и карбида бора на боковое давление. Таким образом, измерения показывают, что окись алюминия ведет себя как пластичный материал при одномерном сжатии в ударной волне, в то время как в карбиде бора имеет место хрупкое разрушение сжатием.

8. Заключение

Значимость исследований процессов неупругого деформирования и разрушения твердых тел при ударно-волновом нагружении определяется как уникальной возможностью исследований в области физики прочности и пластичности при наиболее высоких и надежно измеримых скоростях деформирования, так и разнообразными практическими потребностями, не ограниченными только ударными воздействиями. Эксперименты с ударными волнами позволяют получить сведения о наиболее фундаментальных прочностных свойствах материалов в условиях, исключающих влияние поверхности на процессы деформирования и разрушения. Этим способом удастся реализовать состояния твердых тел и жидкостей, близкие к предельно возможной прочности, и тем самым оценить экспериментально их прочностной ресурс.

Первые исследования упругопластических и прочностных свойств металлов и сплавов при повышенных температурах и чрезвычайно высоких скоростях ударно-волнового нагружения обнаружили интересные эффекты, которые могли ожидаться, но, тем не менее, не были предсказаны теорией. Результаты измерений показывают, что в этих условиях влияние температуры на предел текучести может быть противоположно тому, что имеет место при низких и умеренных скоростях деформирования. Температурные зависимости прочности монокристаллических и поликристаллических металлов вблизи точки плавления имеют существенно различный характер, что объясняется явлениями перегрева кристаллического состояния и предплавления. Открываются новые возможности изучения перегретых твердых состояний и плавления в области отрицатель-

ных давлений. Есть основание надеяться, что наблюдавшийся эффект предплавления может быть использован для количественного описания состояния вещества на границах зерен.

Последние исследования подтверждают информативность и плодотворность ударно-волновых исследований материалов и получения сведений о быстротекающих физико-химических превращениях, закономерностях деформирования и разрушения при экстремально высоких скоростях нагружения. Показано, что при ударном сжатии полиморфные превращения твердых тел могут происходить за времена 10^{-9} – 10^{-7} с и менее. Современная техника ударных волн предоставляет уникальные возможности для определения предельных скоростей и высокоскоростных механизмов перестройки кристаллической структуры. С другой стороны, исследования некоторых полиморфных превращений, таких, как превращение графита в алмаз, очевидно являются практически важными в связи с реализованными и многочисленными потенциальными технологическими применениями ударно-волновых воздействий. С этой точки зрения важно выяснить влияние структурных и иных факторов на кинетику и полноту превращения. Так как полиморфизм при сжатии присущ многим конструкционным и другим практически важным материалам, его исследования важны с точки зрения расчетного прогнозирования интенсивных импульсных воздействий.

Большое внимание в последнее десятилетие уделялось поведению хрупких материалов. В частности, активно изучаются волны разрушения, обнаруженные российскими исследователями. Формирование волн разрушения является одним из механизмов катастрофической потери прочности высокотвердых хрупких материалов и представляет собой пример нелокальной реакции материала на нагрузку. Набор методов диагностирования состояний ударно-сжатых хрупких материалов существенно расширен разработкой методологии испытаний предварительно напряженных образцов, испытаний расходящимися ударными волнами.

В ближайшее десятилетие следует ожидать значительного расширения применения техники ударных волн для решения задач материаловедения, физики

прочности и пластичности. Дальнейшие исследования вариаций прочности на мезоуровне и выяснение механизма образования полос локализованного сдвига будут способствовать конструированию новых высокопрочных материалов и совершенствованию технологии их обработки. Выяснение деталей механизма хрупкого разрушения при сжатии будет способствовать продвижению в создании и применениях сверхтвердых материалов, прогнозированию землетрясений.

Работа выполнена в рамках программ фундаментальных исследований Президиума РАН "Исследования вещества в экстремальных условиях", "Квантовая макрофизика" (Подпрограмма № 2 "Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред") и ОЭММПУ РАН "Структурная механика материалов и элементов конструкций. Взаимодействие нано-, микро-, мезо- и макромасштабов при деформировании и разрушении" и грантов Российского фонда фундаментальных исследований № 03-02-16379-а, 06-02-17057-а.

Список литературы

- Альтшулер Л В *УФН* **85** 197 (1965)
- Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966)
- Альтшулер Л В, Трунин Р Ф, Урлин В Д, Фортов В Е, Фунтиков А И *УФН* **169** 323 (1999)
- Ударные волны и экстремальные состояния вещества* (Под ред. В Е Фортова, Л В Альтшулера, Р Ф Трунина, А И Фунтикова) (М.: Наука, 2000)
- Fortov V E, Lomonosov I V *Pure Appl. Chem.* **69** 893 (1997)
- Канель Г И, Разоренов С В, Уткин А В, Фортов В Е *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (М.: Янус-К, 1996)
- Antoun T, Seaman L, Curran D R, Kanel G I, Razorenov S V, Utkin A V *Spall Fracture* (New York: Springer, 2003)
- Kanel G I, Razorenov S V, Fortov V E *Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter* (New York: Springer, 2004)
- Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках* (Под ред. М В Жерноклетова) (Саров: РФЯЦ — ВНИИЭФ, 2003)
- McMahon M I, Nemes R J *Chem. Soc. Rev.* **35** 943 (2006)
- Baumung K, Bluhm H J, Goel B, Hoppe P, Karow H U, Rush D, Fortov V E, Kanel G I, Razorenov S V, Utkin A V, Vorobjev O Yu *Laser Part. Beams* **14** (2) 181 (1996)
- Luo S N, Swift D C, Tierney IV T E, Paisley D L, Kyrala G A, Johnson R P, Hauer A A, Tschauner O, Asimov P D *High Pressure Res.* **24** 409 (2004)
- Barker L M, Hollenbach R E *J. Appl. Phys.* **45** 4872 (1974)
- Bloomquist D D, Sheffield S A *J. Appl. Phys.* **54** 1717 (1983)
- Kanel G I, Razorenov S V, Bogatch A, Utkin A V, Fortov V E, Grady D E *J. Appl. Phys.* **79** 8310 (1996)
- Razorenov S V, Savinykh A S, Kanel G I, Skakun S N, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2003* (AIP Conf. Proc., Vol. 706, Eds M D Furnish, Y M Gupta, J W Forbes) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2004) p. 491
- Ананьин А В, Дремин А Н, Канель Г И *Физ. горения и взрыва* **17** (3) 93 (1981)
- Канель Г И *ПМТФ* **42** (2) 194 (2001)
- Kumar A, Kumble R G *J. Appl. Phys.* **40** 3475 (1969)
- Sakino K *J. Phys. IV* (France) **10** (9) 57 (2000)
- Канель Г И, Разоренов С В *ФТТ* **43** 839 (2001)
- Kanel G I, Razorenov S V, Baumung K, Singer J J *J. Appl. Phys.* **90** 136 (2001)
- Бернер Р, Кронмюллер Г *Пластическая деформация монокристаллов* (М.: Мир, 1969)
- Судзуки Т, Ёсинага Х, Такеути С *Динамика дислокаций и пластичность* (М.: Мир, 1989)
- Разоренов С В, Канель Г И, Фортов В Е *ФММ* **95** (1) 91 (2003)
- Канель Г И, Разоренов С В, Зарецкий Е Б, Херрман Б, Майер Л *ФТТ* **45** 625 (2003)
- Moriarty J A, Vitek V, Bulatov V V, Yip S J *Comput. Aided Mater. Design* **9** (2) 99 (2002)
- Chang J, Cai W, Bulatov V V, Yip S *Mater. Sci. Eng. A* **309–310** 160 (2001)
- Mordehai D, Ashkenazy Y, Kelson I, Makov G *Phys. Rev. B* **67** 024112 (2003)
- Черемской П Г, Слезов В В, Бетехтин В И *Поры в твердом теле* (М.: Энергоатомиздат, 1990)
- Hatano T *Phys. Rev. Lett.* **93** 085501 (2004)
- Krüger L, Meyer L W, Razorenov S V, Kanel G I *Int. J. Impact Eng.* **28** 877 (2003)
- Zaretsky E, Herrmann B, Shvarts D, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2005* (AIP Conf. Proc., Vol. 845, Eds M D Furnish et al.) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2006) p. 292
- Golkov R, Kleiman D, Zaretsky E, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2003* (AIP Conf. Proc. Vol. 706, Eds M D Furnish, Y M Gupta, J W Forbes) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2004) p. 735
- Zaretsky E B, Kanel G I, Razorenov S V, Baumung K *Int. J. Impact Eng.* **31** (1) 41 (2005)
- Kanel G I, Razorenov S V, Utkin A V, Fortov V E, Baumung K, Karow H U, Rush D, Licht V *J. Appl. Phys.* **74** 7162 (1993)
- Moshe E, Eliezer S, Dekel E, Ludmirsky A, Henis Z, Werdiger M, Goldberg I B, Eliaz N, Eliezer D *J. Appl. Phys.* **83** 4004 (1998)
- Eliezer S, Moshe E, Eliezer D *Laser Part. Beams* **20** 87 (2002)
- Скрипов В П *Метастабильная жидкость* (М.: Наука, 1972)
- Pickard W F *Prog. Biophys. Mol. Biol.* **37** 181 (1982)
- Bridgman P W *The Physics of High Pressure* (London: G. Bell, 1949)
- Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **12** 525 (1942)
- Френкель Я И *Кинетическая теория жидкостей* (Л.: Наука, 1975)
- Balibar S, Caupin F *J. Phys.: Condens. Matter* **15** S75 (2003)
- Байдаков В Г, Проценко С П *Докл. РАН* **394** 752 (2004)
- Herbert E, Balibar S, Caupin F *Phys. Rev. E* **74** 041603 (2006)
- Zheng Q, Durben D J, Wolf G H, Angell C A *Science* **254** 829 (1991)
- Разоренов С В, Канель Г И, Фортов В Е *ДАН СССР* **315** 609 (1990)
- Tonks D L, Alexander D J, Sheffield S A, Robbins D L, Zurek A K, Thissell W R *J. Phys. IV* (France) **10** Pr9-787 (2000)
- Paisley D L, Warnes R H, Kopp R A, in *Shock Compression of Condensed Matter — 1991* (Eds S C Schmidt et al.) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 825
- Новохатская Н И, Серебряков А В, Чашечкин И Д *Металлофизика* **4** (6) 46 (1982)
- McQueen R G, Marsh S P *J. Appl. Phys.* **33** 654 (1962)
- Разоренов С В, Канель Г И, Фортов В Е *Письма в ЖЭТФ* **80** 395 (2004)
- Пархоменко И П, Уткин А В, в сб. *Исследование свойств вещества в экстремальных условиях* (Под ред. В Е Фортова, Е А Кузьменкова) (М.: ИВТАН, 1990) с. 126
- Богач А А, Уткин А В *ПМТФ* **41** (4) 198 (2000)
- Lynden-Bell R M *J. Phys.: Condens. Matter* **7** 4603 (1995)
- Belak J *J. Comput.-Aided Mater. Design* **5** 193 (1998)
- Rudd R E, Belak J F *Comput. Mater. Sci.* **24** 148 (2002)
- Marian J, Knap J, Ortiz M *Phys. Rev. Lett.* **93** 165503 (2004)
- Kuksin A Y, Morozov I V, Norman G E, Stegailov V V, Valuev I A *Mol. Simulation* **31** 1005 (2005)
- Seppälä E T, Belak J, Rudd R E *Phys. Rev. B* **69** 134101 (2004)
- Куксин А Ю, Янилкин А В *Докл. РАН* **413** (5) (2007)
- Регель В Р, Слуцкер А И, Толмашевский Э Е *УФН* **106** (2) 193 (1972)
- Morozov N, Petrov Y *Dynamics of Fracture* (Berlin: Springer, 2000)
- Синько Г В, Смирнов Н А *Письма в ЖЭТФ* **75** 217 (2002)
- Clatterbuck D M, Chrzan D C, Morris J W *Scripta Mater.* **49** 1007 (2003)
- Безручко Г С, Канель Г И, Разоренов С В *TBT* **42** (2) 262 (2004)
- Johnson P C, Stein B A, Davis R S *J. Appl. Phys.* **33** 557 (1962)
- Golkov R, Kleiman D, Zaretsky E, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2003* (AIP Conf. Proc., Vol. 706, Eds M D Furnish, Y M Gupta, J W Forbes) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2004) p. 735
- Jensen B J, Rigg P A, Knudson M D, Hixson R S, Gray III G T, Sencer B H, Cherne F J, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2005* (AIP Conf. Proc., Vol. 845, Eds M D Furnish et al.) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2006) p. 232
- Duval G E, Graham R A *Rev. Mod. Phys.* **49** 523 (1977)
- Gust W H *Phys. Rev. B* **22** 4744 (1980)
- Erskine D J, Nellis W J *J. Appl. Phys.* **71** 4882 (1992)

74. Гогуля М Ф, Батухтин Д Г, Воскобойников И М *Письма в ЖТФ* **13** 786 (1987)
75. Канель Г И, Разоренов С В, Зарецкий Е Б, Херрман Б, Майер Л *ФТТ* **45** 625 (2003)
76. Bezruchko G S, Razorenov S V, Kanel G I, Fortov V E, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2005* (AIP Conf. Proc., Vol. 845, Eds M D Furnish et al.) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2006) p. 192
77. Тонков Е Ю *Фазовые превращения соединений при высоком давлении*. Справочник (Под ред. Е Г Понятовского) (М.: Металлургия, 1988)
78. Roundy D, Cohen M L *Phys. Rev. B* **64** 212103 (2001)
79. Wilson M, McMillan P F *Phys. Rev. Lett.* **90** 135703 (2003)
80. Синько Г В, Смирнов Н А *Письма в ЖЭТФ* **79** 665 (2004)
81. Asay J R, Hayes D B *J. Appl. Phys.* **46** 4789 (1975)
82. Канель Г И *ТВТ* **38** 512 (2000)
83. Богач А А, Канель Г И, Разоренов С В, Уткин А В, Протасова С Г, Сурсаева В Г *ФТТ* **40** 1849 (1998)
84. Dash J G *Rev. Mod. Phys.* **71** 1737 (1999)
85. Besold G, Mouritsen O G *Phys. Rev. B* **50** 6573 (1994)
86. Fecht H J, Johnson W L *Nature* **334** 50 (1988)
87. Tallon J L *Nature* **342** 658 (1989)
88. Lu K, Li Y *Phys. Rev. Lett.* **80** 4474 (1998)
89. Luo S-N, Ahrens T J, Çağın T, Strachan A, Goddard III W A, Swift D *Phys. Rev. B* **68** 134206 (2003)
90. Daeges J, Gleiter H, Perepezko J H *Phys. Lett. A* **119** 79 (1986)
91. Williamson S, Mourou G, Li J C M *Phys. Rev. Lett.* **52** 2364 (1984)
92. Herman J W, Elsayed-Ali H E *Phys. Rev. Lett.* **69** 1228 (1992)
93. Rethfeld B, Sokolowski-Tinten K, von der Linde D, Anisimov S I *Phys. Rev. B* **65** 092103 (2002)
94. Ivanov D S, Zhigilei L V *Phys. Rev. B* **68** 064114 (2003)
95. Скрипов В П, Файзуллин М З *Фазовые переходы кристалл-жидкость-пар и термодинамическое подобие* (М.: Физматлит, 2003)
96. Иосилевский И Л, Чигвинцев А Ю *Электронный журн. "Исследовано в России"* (3) 20 (2003); <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2003/003.pdf>
97. Куксин А Ю, Норман Г Э, Стегайлов В В *ТВТ* **45** (2007)
98. Kranz R L *Tectonophysics*. **100** 449 (1983)
99. Wang E Z, Shrive N G *Eng. Fracture Mech.* **52** 1107 (1995)
100. Griffith A A "The theory of rupture", in *Proc. of the 1st Intern. Congress for Applied Mechanics, Delft, Netherlands, 22–26 April 1924* (Eds C B Biezeno, J M Burgers) (Delft, 1925) p. 55
101. Brace W F, Bombolakis E G *J. Geophys. Res.* **68** 3709 (1963)
102. Horii H, Nemat-Nasser S *J. Geophys. Res.* **90** (B4) 3105 (1985)
103. Grady D E *Mech. Mater.* **29** 181 (1998)
104. Kanel G I, Bless S J, in *Ceramic Armor Materials by Design* (Ceramic Transactions, Vol. 134, Eds J W McCauley et al.) (Westerville, Ohio: Am. Ceramic Soc., 2002) p. 197
105. Разоренов С В, Канель Г И, Яловец Т Н *Хим. физ.* **12** (2) 175 (1993)
106. Kanel G I, Razorenov S V, Utkin A V, Baumung K, Karow H U, Licht V, in *High-Pressure Science and Technology — 1993* (AIP Conf. Proc. Vol. 309, Eds S C Schmidt et al.) (New York: American Institute of Physics, 1994) p. 1043
107. Wang Y, Mikkola D E, in *Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials* (Eds M A Meyers, L E Murr, K P Staudhammer) (New York: M. Dekker, 1992) p. 1031
108. Канель Г И, Разоренов С В, Фортвов В Е *Усп. механики* **3** (3) 3 (2005)
109. Григорян С С *Изв. АН СССР Мех. твердого тела* (1) 173 (1977)
110. Слепян Л И *Изв. АН СССР Мех. твердого тела* (1) 181 (1977)
111. Канель Г И, Разоренов С В, Фортвов В Е, Абазехов М М, в сб. *IV Всесоюз. совещание по детонации* Т. 2 (Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1988) с. 104
112. Razorenov S V, Kanel G I, Fortov V E, Abasehov M M *High Pressure Res.* **6** 225 (1991)
113. Kanel G I, Razorenov S V, Fortov V E, in *Shock Compression of Condensed Matter — 1991* (Eds S C Schmidt et al.) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 451
114. Kanel G I, Razorenov S V, Utkin A V, Hongliang He, Fuqian Jing, Xiaogang Jin. *High Pressure Res.* **16** 27 (1998)
115. Kanel G I, Bogatch A A, Razorenov S V, Zhen Chen. *J. Appl. Phys.* **92** 5045 (2002)
116. Bourne N K, Rosenberg Z, Millett J C F, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2003* (AIP Conf. Proc., Vol. 706, Eds M D Furnish, Y M Gupta, J W Forbes) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2004) p.723
117. Bourne N, Millett J, Pickup I *J. Appl. Phys.* **81** 6019 (1997)
118. Field J E, Tsebelis K, Brar N S, Proud W G, Dandekar D P, Rosenberg Z, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2003* (AIP Conf. Proc., Vol. 706, Eds M D Furnish, Y M Gupta, J W Forbes) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2004) p. 1151
119. Paris V E, Zaretsky E B, Kanel G I, Savinykh A S, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2003* (AIP Conf. Proc., Vol. 706, Eds M D Furnish, Y M Gupta, J W Forbes) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2004) p. 747
120. Heard H C, Cline C F *J. Mater. Sci.* **15** 1889 (1980)

Shock waves in condensed matter physics

G.I. Kanel'

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
ul. Ishorskaya 13/19, 125412 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 483-22 95. Fax (7-495) 785-70 29. E-mail: kanel@ficp.ac.ru*

V.E. Fortov

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
ul. Ishorskaya 13/19, 125412 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 484-23 00, (7-495) 483-23 14. Fax (7-495) 485-79 90. E-mail: fortov@ras.ru; fortov@ihed.ras.ru*

S.V. Razorenov

*Institute of Problems of Chemical Physics, Russian Academy of Science,
prosp. Semenova 1, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation
Tel. (7-496) 522-41 24. Fax (7-496) 524-94 72. E-mail: razsv@ficp.ac.ru*

The paper presents results of recent studies of polymorphic and phase transformations, deformation and fracture of solids in various structural states subjected to shocking at sub-microsecond duration. Anomalous growth of the dynamic yield stress of high-purity metals with increasing the temperature, the effects of superheating crystal state and pre-melting under tension, failure wave phenomena in shock-compressed glasses have been discovered. A problem of approaching the ideal strength of condensed matter, features of brittle fracture of hard materials during the shock compression process are discussed.

PACS numbers: **52.25** – **b**, **52.35**.Tc, **62.50** + **p**, **64**

Bibliography — 120 references

Received 10 January 2007, revised 7 February 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (8) 809–830 (2007)

Physics–Uspekhi **50** (8) (2007)