

УДК 534.2+539.812.

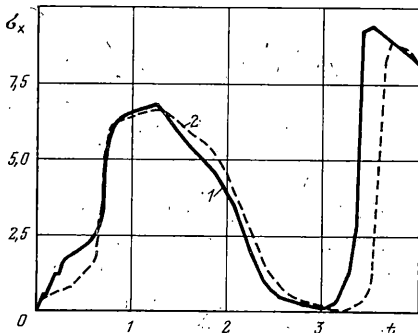
© 1999 г. Г.И. КАНЕЛЬ, С.В. РАЗОРЕНОВ,  
А.В. УТКИН, В.Е. ФОРТОВ

## **ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ**

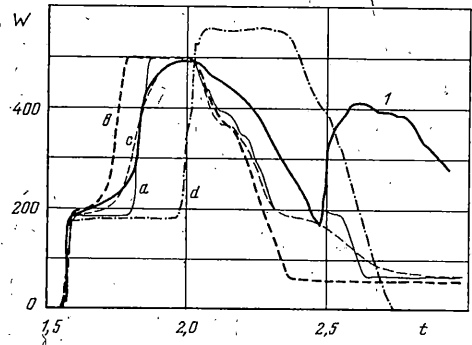
Представлен краткий обзор некоторых особенностей деформирования и разрушения различных материалов в ударных волнах. Обсуждаются экспериментальные данные, не получившие еще удовлетворительного теоретического описания, и новые результаты ударно-волновых измерений, в частности – механические свойства металлов при повышенных температурах и волны разрушения в ударно-сжатых хрупких материалах.

**1. Введение.** Техника ударных волн является мощным инструментом изучения свойств материалов при экстремально высоких скоростях деформирования. Помимо малой длительности воздействия и чрезвычайно высокой скорости нагружения, эксперименты с ударными волнами характеризуются условиями одномерной деформации при напряженном состоянии, близком к всестороннему сжатию или растяжению. Волновой характер нагрузки делает интерпретацию результатов измерений достаточно наглядной и однозначной. 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 ударной нагрузки. На основании экспериментальных данных строятся реологические модели материалов различных классов, которые необходимы для математического моделирования процессов взрыва, высокоскоростного удара, взаимодействия мощных импульсов излучения с веществом. Следует, однако, заметить что, несмотря на вполне удовлетворительное общее понимание процессов высокоскоростного деформирования и разрушения, детальное согласие теоретических представлений и моделей этих явлений с имеющимися экспериментальными данными не достигнуто.

Описание теоретических основ физики ударных волн и принципов ударно-волновых измерений можно найти в классической монографии Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [1]. Обзор современных методов возбуждения и диагностики ударных волн в конденсированных средах и результатов исследований упругопластических, прочностных и кинетических свойств различных материалов при ударно-волновом нагружении представлен в [2]. Исследования механических свойств материалов при ударно-волновом нагружении основаны на том факте, что процессы упругопластического деформирования и разрушения сопряжены с изменением сжимаемости материала и проявляются в структуре интенсивных волн сжатия и разрежения. Плоские ударные волны с варьируемыми амплитудой и длительностью воздействия генерируются в исследуемых образцах высокоскоростным ударом, детонацией профилированного заряда взрывчатого вещества, импульсами лазерного или корпускулярного излучения. В настоящее время исследования проводятся в диапазоне механических напряжений  $10^6$ – $10^{11}$  Па при длительностях воздействия  $10^{-9}$ – $10^{-5}$  с. Диагностика ударно-волновых



Фиг. 1



Фиг. 2

явлений основывается на непрерывных измерениях механических напряжений, скорости вещества и скорости поверхности образца как функции времени. Современные методы диагностики обеспечивают разрешающую способность такого рода измерений на уровне  $\leq 10^{-9}$  с во времени и  $\sim 10$  мкм в пространстве [2].

В данной статье обсуждаются экспериментальные данные, не получившие еще исчерпывающего теоретического описания, и новые результаты ударно-волновых измерений, в том числе результаты измерений механических свойств металлов при повышенных температурах и некоторые данные о поведении хрупких материалов.

**2. Влияние упругопластических и прочностных свойств на структуру и динамику волн сжатия и разрежения.** На фиг. 1, 2 показаны типичные для металлов профили продольного напряжения  $\sigma_x(t)$  [ГПа] и скорости свободной поверхности образцов  $W(t)$  [м/с] при ударно-волновом нагружении ( $t$  [мкс]). Фиг. 1 представляет профили напряжения в образцах стали ХВГ (кривая 1) и армо-железа (кривая 2), нагружаемых последовательно двумя импульсами сжатия. Измерения проведены методом манганиновых датчиков давления на расстоянии 15 мм от поверхности соударения [4]. Относительно большое время нарастания параметров во фронте упругого предвестника связано с инерционностью измерений в области малых давлений. На фиг. 2 представлен измеренный профиль скорости (кривая 1) свободной поверхности  $W$  [м/с] в функции времени,  $t$  [мкс] образца титанового сплава (аналог ВТ6) в сопоставлении с результатами численного моделирования на основе простейших реологических моделей:  $a$  – расчет с моделью идеального упругопластического тела;  $b$  – упругопластическое тело с упрочнением;  $c$  – упруговязкопластическое тело;  $d$  – упругоизотропное тело, для которого предел текучести падает до нуля с появлением компоненты неуругой деформации.

Из-за различия сжимаемостей в упругой и пластической области ударная волна теряет устойчивость и расщепляется на упругий предвестник и пластическую волну сжатия. Напряжение  $\sigma_g$  на фронте предвестника соответствует динамическому пределу упругости для одноосной деформации и связано со значением предела упругости  $\sigma_e$  для стандартных условий одноосно напряженного состояния соотношением

$$\sigma_g = (1 - \nu)\sigma_e / (1 - 2\nu) = \frac{2}{3}\sigma_e / (1 - c_b^2 / c_l^2) = \frac{1}{2}(c_l / c_s)^2 \sigma_e \quad (2.1)$$

где  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $c_l, c_s, c_b$  – соответственно скорости продольных и поперечных упругих волн и так называемая объемная скорость звука. Вследствие одномерности деформации в плоских ударных волнах девиаторное напряжение в направлении сжатия составляет  $4/3$  максимального напряжения сдвига или, в рамках модели идеального упругопластического тела,  $2/3$  предела текучести. Упругий предвестник распространяется со скоростью, несколько превышающей продольную скорость звука  $c_l$ , а скорость пластической волны сжатия  $D \geq c_b$  возрастает с увеличением

ее интенсивности. Форма упругого предвестника определяется характером деформационного упрочнения и скоростью релаксации напряжений [2]. Скорость деформирования в ударной волне возрастает с увеличением интенсивности последней примерно как  $\dot{\epsilon} \approx A'(\sigma_{\max} - \sigma_g)^4$  [3], что свидетельствует о нелинейности вязкости высокоскоростной деформации твердых тел. При разгрузке ударно-сжатого материала также происходит выделение упругого предвестника в волне разрежения.

После выхода волны сжатия на свободную поверхность образца внутри него генерируется отраженная волна разрежения, взаимодействие которой с волной разгрузки исходного импульса сжатия создает в образце растягивающие напряжения. Максимальное значение растягивающего напряжения возрастает по мере продвижения отраженной волны внутрь образца и на некотором расстоянии от поверхности достигает величины, достаточной для быстрого разрушения отрывом. Разрушение сопровождается падением растягивающих напряжений и приводит к появлению волны сжатия, которая выходит на поверхность в виде так называемого откольного импульса и вновь увеличивает ее скорость. Падение скорости поверхности  $\Delta W$  от максимума до значения перед фронтом откольного импульса определяется величиной разрушающего напряжения — откольной прочностью материала, а период колебаний скорости поверхности определяется толщиной откола. Измерения разрушающих напряжений при отколе есть способ исследования динамической прочности материалов при растяжении в диапазоне длительностей нагрузки  $< \sim 10^{-5}$  с.

**3. Специфика высокоскоростной деформации в ударной волне.** Хотя наблюдаемые закономерности эволюции интенсивных импульсов сжатия в твердом теле качественно соответствуют представлениям, основанным на простых реологических моделях, ряд наблюдаемых особенностей ударно-волнового деформирования побуждает предполагать активацию специфических механизмов высокоскоростной деформации. Для импульса сжатия в упруго-пластическом теле упругий участок разгрузки должен вдвое превышать амплитуду упругого предвестника первой волны сжатия. Однако, как правило, в экспериментах это удвоение не достигается. Сопоставление с расчетами на основе простейших реологических моделей (фиг. 2) показывает, что процесс деформирования в волне разгрузки отклоняется от упругопластического в сторону меньших девиаторных напряжений. Иными словами, высокоскоростная деформация в ударной волне понижает сопротивление деформированию. Как видно из приведенных на фиг. 1 экспериментальных данных, при нагружении последовательно двумя импульсами ударного сжатия не фиксируется упругий предвестник конечной амплитуды во второй ударной волне.

Напрашивается вывод, что высокоскоростная деформация в ударной волне приводит к частичному "размягчению" материала, в результате чего происходит изменение характера деформирования. Очевидно, это кажущееся размягчение является кратковременным, поскольку известно, что ударно-волновая обработка в конечном счете эффективно упрочняет металлические материалы [5]. Высокая эффективность ударно-волнового упрочнения объясняется тем, что остаточная плотность дислокаций в материале при такой обработке оказывается намного выше, чем при умеренных скоростях деформирования. Измерения деформационного упрочнения и исследования остаточной структуры металлов при варьируемом градиенте параметров в импульсе сжатия [6, 7] показывают, что эффект связан именно с ударной волной. Металлографический анализ образцов после ударно-волновой обработки обнаруживает также повышенную концентрацию двойников, причем большое их количество наблюдалось даже в тех металлах, которые при умеренных скоростях деформируются без двойникования [7].

Известные феноменологические модели высокоскоростного деформирования обсуждаются в обзоре [8]. Большое число публикаций посвящено попыткам построения теории пластического течения кристаллических тел, основанном на представлениях теории дислокаций. Оказалось, однако, что простые модели, построенные по резуль-

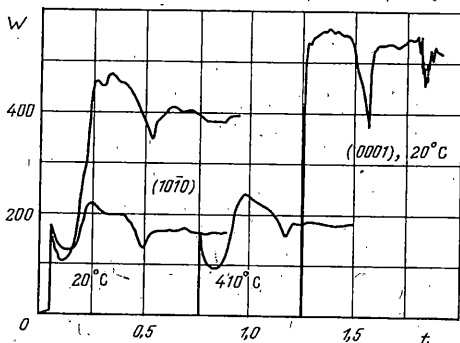
татам исследований динамики дислокаций при низких и умеренных скоростях деформирования, не обеспечивают детальное количественное описание данных ударно-волновых наблюдений. Так, например, удовлетворительное согласие расчетов и измерений упругих предвестников сжатия получается в предположении, что начальная плотность подвижных дислокаций на 1–3 порядка выше наблюдаемой полной плотности дислокаций в исходном материале; при этом не удается одновременно описать также структуру пластической волны сжатия и волны разгрузки.

Основываясь на результатах рентгеноструктурных измерений в процессе ударного сжатия, авторы [9] пришли к заключению об аномально высокой концентрации дефектов упаковки непосредственно за ударной волной. Дефектом упаковки называют нарушение порядка чередования атомных слоев в кристаллической решетке. В процессе пластической деформации плоские дефекты упаковки образуются в результате расщепления полных дислокаций на частичные. В [10] предложена модель дислокационных источников, которая допускает высокую скорость размножения частичных дислокаций и описывает образование колоний дефектов упаковки и двойников. Реалистичность механизма высокоскоростной деформации путем образования и движения большого количества частичных дислокаций подтверждается модельными расчетами методами неравновесной молекулярной динамики. В частности, ряд важных и интересных результатов получен в крупномасштабных трехмерных расчетах для модели г.ц.к. монокристалла меди [11]. Согласно результатам моделирования, многочисленные дефекты упаковки образуются более или менее случайным образом одновременно во всех четырех плоскостях скольжения  $\{111\}$  и растут как в направлении распространения ударной волны, так и в обратном направлении со скоростью, сравнимой со скоростью звука в сжатом материале. При этом изменение температуры в широких пределах не оказывало влияния на процесс формирования дефектной структуры. В процессе разгрузки ударносжатого состояния наблюдалась частичная аннигиляция дефектов упаковки.

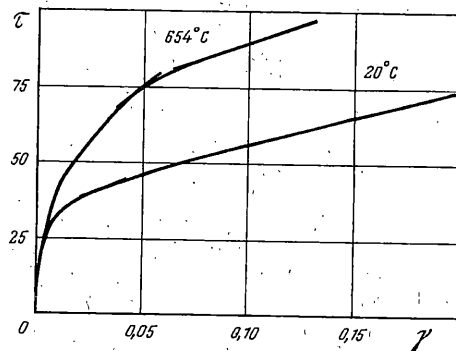
Большое количество дефектов упаковки означает значительное содержание в деформированном материале неравновесной компоненты с кристаллической структурой, отличной от исходной. Естественно предположить, что смена характера деформирования за ударной волной связана с неустойчивостью неравновесной кристаллической структуры.

Представляется важным и интересным вопрос о влиянии температуры на упругопластические и прочностные свойства металлов при высокоскоростной деформации. Известно, что при низких и умеренно высоких скоростях деформирования предел текучести и предел прочности уменьшаются с ростом температуры. Это объясняется тем, что преодоление дислокациями препятствий осуществляется в результате совместного действия приложенного напряжения и тепловых флуктуаций [12]. Для деформирования с высокой скоростью необходимо приложить более высокие напряжения. При скорости деформирования больше, чем  $\sim 10^4$  с<sup>-1</sup> действующие напряжения оказываются достаточно высокими, чтобы преодолевать препятствия без дополнительного вклада тепловых флуктуаций. Иными словами, с увеличением скорости деформирования должен происходить переход к атермическому надбарьерному скольжению дислокаций. Поскольку разрушение всегда сопряжено с пластической деформацией в окрестности растущих несплошностей, при высоких скоростях деформирования следует ожидать также атермичности и динамической прочности твердых тел [13].

На фиг. 3 представлены типичные профили скорости свободной поверхности  $W(t)$  при ударном сжатии монокристаллических образцов цинка двух ориентаций [14], измеренные при нормальной и повышенных температурах образцов. Цинк имеет гексагональную плотноупакованную кристаллическую структуру со значительной анизотропией; отношение расстояния между базисными плоскостями к минимальному межатомному расстоянию составляет  $c/a = 1,856$ . Основной системой дислокационного скольжения г.п.у. кристаллов является базисная плоскость (0001); скольжение и



Фиг. 3



Фиг. 4

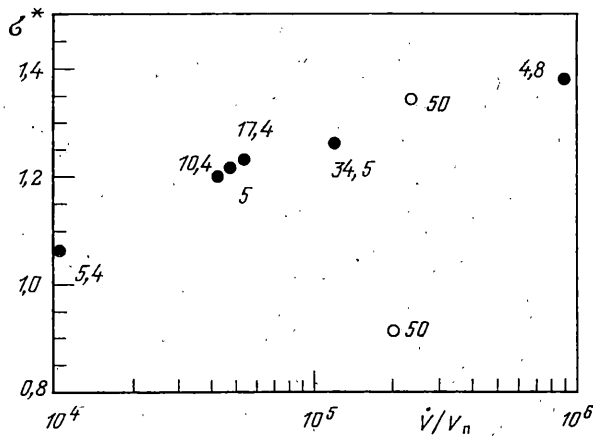
двойникование в пирамидальных плоскостях (1122) требует гораздо более высоких напряжений. При направлении распространения ударной волны параллельно или перпендикулярно базисной плоскости кристалла, как это было в экспериментах, сдвиговые напряжения в этой плоскости равны нулю, поэтому пластическая деформация возможна только путем скольжения и двойниковая в пирамидальных плоскостях.

При нагружении вдоль гексагональной оси  $c$  кристалла регистрируется одна ударная волна с временем нарастания не более 2 нс. Поскольку в осевом направлении скорости продольных упругих волн очень близка к объемной скорости звука, ударная волна в этом направлении имеет чисто упругий характер. Признаки начала пластической деформации появляются только в ударных волнах с интенсивностью выше 21 ГПа.

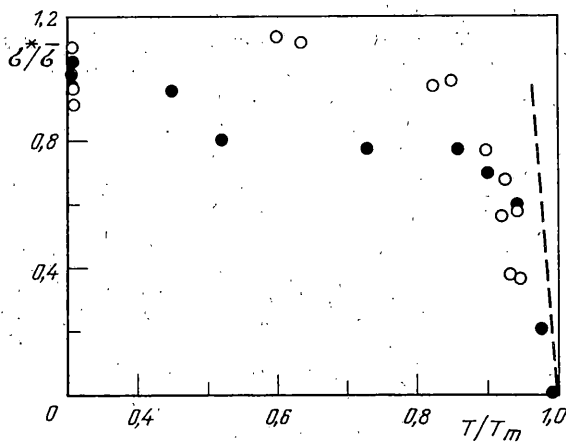
При нагружении вдоль оси  $a$  (плоскость соударения (1010)) волна сжатия приобретает двухволновую структуру. Время нарастания в пластической волне составляет 80–90 нс, что соответствует скорости деформирования  $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ . При нагружении в плоскости (1010) во всем температурном диапазоне регистрируются упругие предвестники с характерным "зубом текучести". Такая структура упругого предвестника обычно есть следствие ускорения релаксации напряжений в результате размножения носителей пластической деформации – дислокаций и двойников по мере развития пластической деформации. Результаты проведенных измерений не выявили влияния температуры на динамический предел упругости монокристаллов цинка. Нет также заметного влияния температуры на крутизну пластической ударной волны, которая определяется вязкостью материала.

Независимость динамического предела текучести от температуры в диапазоне от 76 К до 573 К установлена ранее в ударно-волновых экспериментах с железом [15]. При этом отмечено, что квазистатический предел текучести в этом температурном диапазоне изменяется в 2,5 раза. Амплитуда упругого предвестника в висмуте остается неизменной при нагреве образцов до 0,96 температуры плавления [16]. На фиг. 4 показаны диаграммы деформирования (сдвиговое напряжение,  $\tau$  [МПа] – пластическая деформация,  $\gamma$  [%]) алюминия АД1 в упругих предвестниках волн сжатия при нормальной температуре и вблизи точки плавления [17, 18], которые демонстрируют даже возрастание динамического предела текучести вблизи точки плавления. Таким образом, экспериментальные данные разных авторов, полученные для разных металлов, указывают на атермическую природу высокоскоростной пластической деформации в ударных волнах.

**4. Динамическая прочность.** Измерения профилей  $W(t)$  скорости свободной поверхности тела как функции времени позволяют определять с высокой точностью величину растягивающих напряжений при отколе – откольную прочность материала. Значение откольной прочности  $\sigma^*$  рассчитывается на основании анализа взаимо-



Фиг. 5



Фиг. 6

действия падающей и отраженной волн [2] по величине спада скорости поверхности  $\Delta W$  от максимума до значения перед фронтом откольного импульса

$$\sigma^* = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta W + \delta)$$

где  $\rho_0$  – плотность материала,  $\delta$  – поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скоростей фронта откольного импульса распространяющейся по растянутому материалу ( $c_l$ ), и скорости пластической части падающей волны разгрузки перед ней ( $c_b$ ). К настоящему времени накоплены обширные сведения о влиянии различных факторов на сопротивление откольному разрушению. На фиг. 5 приведены результаты измерений откольной прочности,  $\sigma^*$  [ГПа] алюминия АД1 [17] при различных длительностях нагрузки и давлениях ударного сжатия (давления в ГПа указаны числами у точек). Экспериментальные данные аппроксимируются единой зависимостью откольной прочности от скорости деформирования в падающем импульсе ударной нагрузки  $\dot{V}/V_0$  [ $s^{-1}$ ], которая рассчитывается как  $\dot{V}/V_0 = \dot{u}_1/2c_b$ , где  $\dot{u}_1$  – измеренный градиент скорости свободной поверхности в разгрузочной части падающего импульса сжатия. До 35 ГПа интенсивность ударного сжатия, предшествующего отколу, не влияет на последующее сопротивление разрушению. При

давлении 50 ГПа необратимый нагрев алюминия в ударной волне составляет 450–500°C, что приводит к некоторому снижению прочности.

Ударно-волновые измерения в широком температурном диапазоне показывают атермический характер прочности металлов при отколе. На фиг. 6 показаны результаты измерений откольной прочности алюминия АД1 (темные точки) и магния Mg95 (светлые точки) в зависимости от температуры испытаний [17]. На графике величины откольной прочности нормированы к ее среднему значению  $\bar{\sigma}$  при 20 °C (1,18 ГПа для АД1 и 0,92 ГПа для Mg95), а температура нормирована к температуре плавления  $T_m$ . Как видно из этих данных, величина откольной прочности алюминия и магния мало изменяется с ростом температуры от комнатной до значения, составляющего 85–90% температуры плавления, и резко падает до нуля с дальнейшим повышением температуры. При атермичности пластической деформации быстрое падение прочности вблизи температуры плавления требует объяснения.

Очевидно, изменение характера зависимости откольной прочности от температуры так или иначе связано с плавлением. В пренебрежении вязкостью и пределом текучести твердого тела его расширение после ударного сжатия можно полагать изэнтропическим. Поскольку кривая плавления в координатах давление – удельный объем имеет больший наклон, чем изэнтропа, адиабатическое расширение в области отрицательных давлений приближает состояние вещества к кривой плавления. Можно показать, что точка пересечения изэнтропы расширения твердого тела и кривой плавления соответствует уравнению

$$p = \frac{(T_0 - T_{m0})}{dT_m / dp - \Gamma T / (\rho c_s^2)} \quad (4.2)$$

где  $T_0$  и  $T_m$  – температура вещества и температура плавления при нулевом давлении, соответственно;  $\Gamma$  – коэффициент Грюнайна. При температурах, достаточно близких к точке плавления, пересечение этих двух кривых имеет место при давлениях меньших, чем динамическая прочность материала на разрыв. Поскольку прочность жидкости мала по сравнению с прочностью твердого тела и, кроме того, с плавлением связано расширение вещества, естественно предположить, что с началом плавления прочность твердого тела падает практически до нуля.

Если начало плавления при растяжении инициирует разрушение, то уравнение (4.2) может быть использовано для оценки сверху прочности материала на разрыв. Результаты таких оценок показаны штриховыми линиями на фиг. 6 для алюминия и магния и на фиг. 7 для монокристаллов цинка. На фиг. 7 температура  $T$  [°C]. Разумное согласие с измеренными значениями откольной прочности вблизи точки плавления можно рассматривать как подтверждение атермичности динамической прочности металлов. При сопоставлении расчетных и опытных данных следует учитывать также необратимый разогрев материала  $\sim 10^\circ$  в ударной волне, предшествующей его растяжению. В случае поликристаллических материалов следует учитывать также возможность образования очагов плавления вследствие локализации энергии ударной волны в окрестностях микропор, примесей и других неоднородностей структуры.

Полученный результат открывает возможность измерения кривых плавления и других фазовых границ в области отрицательных давлений. В этой связи заметим, что наибольшие значения прочности на разрыв зафиксированы в опытах с монокристаллическими образцами при наносекундных длительностях импульсов ударной нагрузки. В [20, 21] представлены результаты опытов с монокристаллическими и поликристаллическими образцами меди и молибдена, из которых следует, что динамическая объемная прочность монокристаллов в 2–3 и более раз превышает прочность поликристаллических образцов. Дело в том, что основными очагами зарождения повреждений в поликристаллическом материале являются границы зерен, частицы примесей и другие дефекты материала, которые отсутствуют в монокристаллических образцах. Большое различие в величинах разрушающих напряжений

дает основание утверждать, что только в случае монокристаллов может иметь место иницирование разрушения на дислокационном уровне. В поликристаллических материалах, из-за иницирования процесса на более крупных дефектах и развития релаксационных процессов, растягивающие напряжения просто не успевают достигнуть больших значений. Сопротивление разрушению монокристаллических образцов в наносекундном диапазоне длительностей нагрузки достигает 30% предельной теоретической прочности этих материалов. Величина последней оценивалась в точке минимума на зависимости  $p(V)$ , экстраполированной в область отрицательных давлений. Возможно, однако, что предельная прочность совершенного кристалла также определяется плавлением в области сильных растяжений. Крупномасштабные модельные расчеты методом молекулярной динамики [19], имевшие целью изучение механизмов разрушения кристалла при всестороннем растяжении, показали, что гомогенному зарождению несплошностей предшествует появление областей локального разупорядочения его структуры, которое можно интерпретировать как начало плавления.

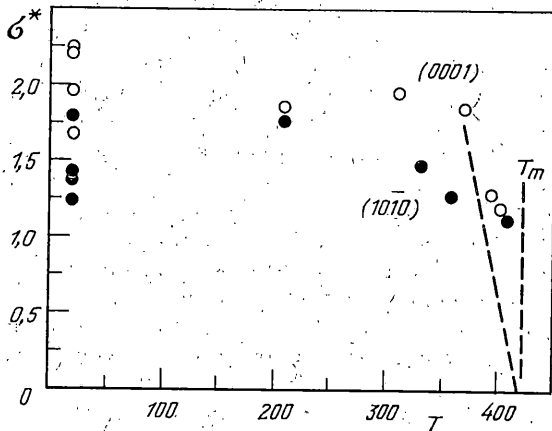
В силу многократного превышения величины разрушающих напряжений значений динамического предела текучести, измеренные значения динамической прочности монокристаллов меди и молибдена, вероятно, нельзя считать предельными для данной кристаллической структуры. Пластическая деформация в фазах ударного сжатия и разрежения, предшествующих разрушению, сопровождается образованием многочисленных деформационных дефектов, которые могут служить потенциальными очагами разрушения. На фиг. 7 представлены данные по откольной прочности монокристаллов цинка двух различных ориентаций в зависимости от температуры. При ударном нагружении в направлении гексагональной оси кристалла не происходила пластическая деформация, поэтому структура кристаллов оставалась неизменной и, следовательно, разрушение могло иницироваться только на малочисленных дефектах, имеющихся в исходном материале. Измерения определенно показывают, что при нагружении монокристаллов цинка в этом направлении откольное разрушение происходит при более высоких напряжениях, хотя известно, что базисные плоскости (0001) являются поверхностями легкого скола.

Сопоставление свойств монокристаллических и поликристаллических материалов, а также опыты с текстурированными образцами [22], показывают, что откольная прочность является структурно-чувствительным параметром. В работе [23] исследовался вопрос, сохраняется ли упрочняющий эффект термообработки после обратимого полиморфного превращения и связанного с ним изменения микроструктуры стали. С этой целью проведен цикл исследований откольной прочности стали 40X при давлениях ударного сжатия ниже и выше давления полиморфного превращения  $\alpha - \epsilon$ . Опыты проведены с образцами стали в состоянии поставки, имеющими твердость 7–9 единиц по Роквеллу, и закаленными образцами с твердостью 45–55 единиц.

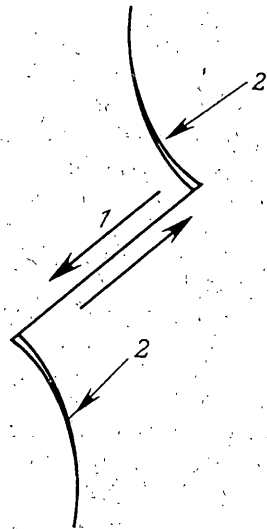
Измерения показали, что при малой интенсивности ударной нагрузки упрочняющее действие термообработки проявляется в величине динамической прочности на разрыв в гораздо большей степени, чем в величине предела текучести. Для обоих исходных состояний стали динамическая прочность увеличивается в результате обратимого полиморфного превращения. При давлении в ударной волне много выше давления полиморфного превращения откольная прочность стали в состоянии поставки приближается к прочности закаленных образцов. Известно, что быстрое твердофазное превращение железа и сталей в ударных волнах приводит к уменьшению размеров зерен с образованием мартенситной структуры. По-видимому, эти изменения затрудняют рост микротрещин, что и может быть причиной увеличения откольной прочности. Закаленные образцы изначально имеют мелкозернистую мартенситную структуру, поэтому упрочняющий эффект обратимого полиморфного превращения в них ниже.

**5. Поведение хрупких материалов при ударно-волновом нагружении.** В то время, как механизмы и определяющие факторы разрушения хрупких материалов при рас-





Фиг. 7



Фиг. 8

тяжении достаточно хорошо изучены, процессы квазистатического и, особенно, динамического неупругого сжатия представляются в значительной мере неясными. 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 пластических 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. Интуитивно кажется невозможным появление трещин в плоскости, перпендикулярной направлению сжатия, однако приложенная нагрузка в гораздо меньшей степени должна подавлять растрескивание в направлении сжатия. Статистический анализ микротрещин в образцах горных пород после испытаний на сжатие [24, 25] показывает, что ориентация новых трещин преимущественно находится в пределах  $\pm 10^\circ$  относительно направления сжатия. По мере растрескивания снижается сопротивление дальнейшему деформированию 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, что может привести к образованию и росту трещин [26]. Согласно критерию Гиффитса [27], разрушение при сжатии инициируется, когда наибольшее локальное растягивающее напряжение достигает порогового значения. Для двухосного напряженного состояния критерий Гриффитса имеет вид

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 8K(\sigma_1 + \sigma_2) = 0 \quad (5.1)$$

где  $\sigma_1, \sigma_2$  – главные напряжения,  $K$  – константа материала, которая предполагается равной стандартному пределу прочности при растяжении. Модельные опыты со стек-

ляными и полимерными пластинами [28, 29] показали, что локальный сдвиг вдоль поверхности наклонной трещины приводит к формированию конфигурации трех трещин, называемой крылообразной трещиной, которая показана схематически на фиг. 8. На краях области локального сдвига  $l$  инициируются трещины отрыва 2, 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. Начало роста трещин при сжатии не сразу приводит к потере механической устойчивости тела, как это имеет место при растяжении.

Хотя анализ образцов пород после испытаний на сжатие показывает, что крылообразные конфигурации трех трещин появляются очень редко, модель оказалась плодотворной для построения критериев разрушения и описания явления дилатансии [30]. При этом необязательно предполагать наличие благоприятно ориентированных трещин в исходном материале, вдоль поверхности которых, и только вдоль них, происходит деформация сдвига. Локальное растяжение может быть также результатом пластического сдвига в ограниченной области.

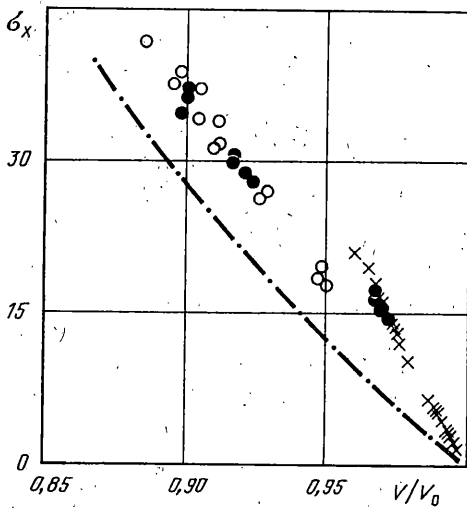
Исследования поведения хрупких материалов при ударно-волновом нагружении включают измерения ударной сжимаемости, регистрацию и анализ волновых профилей сжимающего напряжения или скорости вещества, измерения напряженного состояния в ударно-сжатом материале и откольной прочности после ударного сжатия импульсами различной интенсивности. К настоящему времени получены многочисленные экспериментальные данные для гомогенных (стекла, монокристаллы) и гетерогенных (керамики, горные породы) хрупких материалов.

**6. Деформация и разрушение монокристаллов и стекол в ударных волнах.** На фиг. 9 показана ударная адиабата сапфира ( $\sigma_x$  [ГПа]) и кривая всестороннего сжатия по данным работ [31, 32]. Видно, что выше предела упругости состояния ударно-сжатого вещества приближаются к кривой всестороннего сжатия. Это означает, что девиаторные напряжения за пределом упругости ниже, чем на самом пределе. Иными словами, с началом неупругой деформации сапфир частично теряет сопротивление сдвигу, что рассматривается как свидетельство его разрушения при сжатии. Вообще говоря, с учетом обсуждавшихся выше результатов исследований поведения пластичных металлов, утверждение о разрушении при сжатии не представляется очевидным и нуждается в дополнительных аргументах.

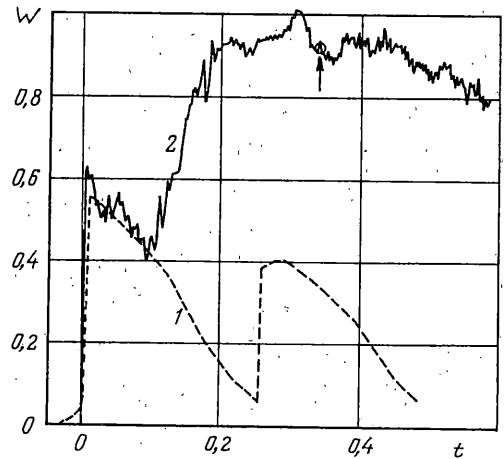
На фиг. 10 показаны профили скорости  $W$  [км/с] свободной поверхности рубина (кривая 1) [33] и скорости поверхности сапфировой пластины (кривая 2) в контакте с водой, измеренные при интенсивностях ударных волн соответственно ниже и выше предела упругости на ударной адиабате (стрелкой отмечен ожидаемый откол). Ниже предела упругости монокристаллическая окись алюминия имеет чрезвычайно высокую (до 20 ГПа [33, 34]) откольную прочность ( $t$  [мкс]). 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, а появление нерегулярных осцилляций на волновых профилях свидетельствует о заметной гетерогенности процесса неупругого деформирования.

Подобные эффекты наблюдались также в опытах с монокристаллическим кварцем [35] и поликристаллическим карбидом бора [36] и имеют естественное объяснение, основанное на предположении о растрескивании материала при сжатии выше предела упругости. Как показал анализ образцов, сохраненных после ударно-волнового воздействия, наряду с растрескиванием в ударных волнах имеет место значительная пластическая деформация сапфира, о чем свидетельствуют многочисленные полосы сдвига и двойники внутри фрагментов [37].

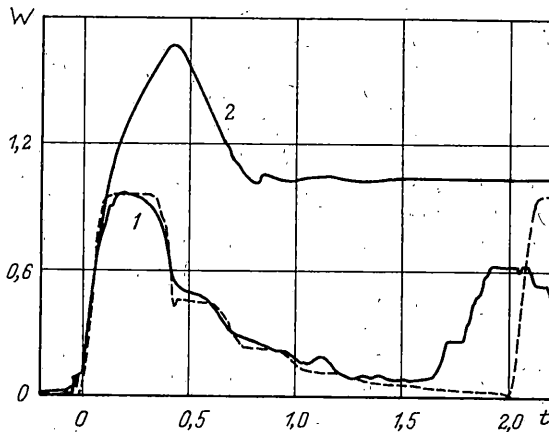
Качественно иной характер деформирования имеет место при ударном сжатии стекол. На фиг. 11 представлены профили скорости свободной поверхности оптичес-



Фиг. 9



Фиг. 10



Фиг. 11

кого стекла К8, измеренные при напряжениях ударного сжатия выше и ниже предела упругости [38]. В опыте 2 за алюминиевой пластиной-ударником находился слой парафина, что ограничивало разгрузку после ударного сжатия.

Волновые профили не содержат нерегулярных осцилляций. Стекло проявляет высокую динамическую прочность на разрыв после ударного сжатия как ниже, так и выше предела упругости. При ударно-волновом деформировании в упругой области стекло способно кратковременно выдерживать растягивающие напряжения по крайней мере до 6,8 ГПа, что превышает прочность сталей и почти на два порядка превышает техническую прочность стекол в нормальных условиях. Дело в том, что разрушение стекол обычно инициируется на их поверхности, где сконцентрированы микротрещины и другие дефекты. В ударно-волновых экспериментах, в силу их кратковременности, влияние поверхности исключается. Измеренные значения прочности на разрыв в этих условиях характеризуют чисто объемные свойства материала.

При высоких давлениях возможна пластическая деформация стекла, что связывают с явлением необратимого уплотнения [39, 40]. Высокая откольная прочность при

ударном сжатии выше предела упругости свидетельствует о том, что образование трещин в этих условиях не происходит или затруднено также и при последующем расширении ударно-сжатого вещества.

Штриховой линией на фиг. 11 показан расчетный профиль скорости, полученный в результате численного моделирования эксперимента 1 без учета возможных разрушений. Сопоставление с измеренным профилем 1 показывает, что второй импульс сжатия в этом опыте появляется не в результате реверберации упругой волны между поверхностями неповрежденной пластины, а как следствие переотражения импульса нагрузки внутри образца на некотором расстоянии от поверхности соударения (стрелкой показано отражение от разрушенного слоя). Этот эффект есть результат взаимодействия упругой волны с волной разрушения. Волна разрушения представляет собой сетку трещин, которые зарождаются на поверхности, где сконцентрированы зародышевые микродефекты, и затем растут внутри напряженного тела. Известны многочисленные наблюдения разрушений такого характера под действием растягивающих напряжений. Теоретические модели волн разрушения обсуждаются в [41, 42].

Распространение фронта разрушения при сжатии было обнаружено в экспериментах с ударным сжатием стекол в упругой области [35, 43]. В этих экспериментах импульс сжатия большой длительности вводился в плоский стеклянный образец через толстый промежуточный медный экран. В случае, когда напряжение в ударном импульсе было много меньше предела упругости, на профиле скорости свободной поверхности образца фиксировался отрицательный выброс в результате переотражения волны на поверхности контакта с жестким экраном. Переотражение на экране не фиксировалось при более высоких напряжениях в импульсе ударного сжатия. Вместо отрицательного выброса на профилях скорости свободной поверхности появлялась волна сжатия малой амплитуды, момент выхода которой на поверхность заметно опережал расчетное время реверберации упругой волны в образце. Изменение характера отражения свидетельствует об образовании слоя материала с пониженным динамическим импедансом и нулевым сопротивлением растяжению у поверхности, через которую в образец вводилась ударная волна. Такое изменение свойств согласуется с предположением о приповерхностном растрескивании при ударном сжатии стекла. Измерения показали, что слой трещин со временем распространяется внутрь тела с дозвуковой скоростью. Это явление было интерпретировано как распространение волн разрушения под действием сжимающего напряжения. Разрушка сжатого материала приводит к остановке волны разрушения.

Прямыми измерениями в [44, 45] показано, что за фронтом волны разрушения прочность материала на разрыв падает практически до нуля. В волне разрушения поперечные напряжения возрастают и, соответственно, сдвиговые напряжения уменьшаются. Удивительно, что при этом не формируются двухволновые конфигурации профилей продольного напряжения. Согласно данным математического моделирования [35], релаксация сдвиговых напряжений не приводит к образованию двухволновых конфигураций, в частности, если скорость распространения волны разрушения уменьшается со временем. Имеющиеся экспериментальные данные в этом отношении неоднозначны: по данным работ [35, 43] скорость волн разрушения в ударно-сжатом стекле К8 уменьшается от 1,5 км/с на расстоянии ~1 мм до  $\leq 1$  км/с на расстоянии 3 мм; падение скорости распространения волны разрушения наблюдалось также в работе [38]. В то же время по данным [46] скорость волн разрушения в известково-натриевом стекле постоянна и составляет 1,56 км/с. Вероятно, скорость волн разрушения и возможность ее затухания по мере распространения зависят от напряжения сжатия. Во всяком случае эта скорость значительно меньше продольной и объемной скоростей звука и близка или практически совпадает с предельной скоростью трещин в стекле.

Согласно экспериментам с алюмосиликатным стеклом [47], волны разрушения образуются как в полированных образцах с размером шероховатостей 0,04 мкм, так и в

образцах с шероховатостью поверхности 0,52 мкм. В [38, 48] зафиксировано инициирование вторичных волн разрушения на внутренних поверхностях образцов, составленных из нескольких пластин стекла. В экспериментах с фоторегистрацией соударений металлических цилиндров с блоками оптического стекла [49] наблюдалось распространение плоского фронта разрушения со скоростью 1,55 км/с в области одномерного сжатия. При этом инициирование разрушения происходило главным образом на поверхности блока стекла, но также и на отдельных пузырьковых включениях внутри него.

Детали механизма образования и распространения волны разрушения пока не ясны. Судя по тому, что максимальная скорость ее распространения практически совпадает с предельной скоростью трещин в стекле, можно предположить, что волна разрушения есть совокупность трещин, распространяющихся в направлении ударного сжатия. Формирование крылообразных трещин может объяснить механизм продольного скола, а замедление роста трещин по мере приближения к направлению сжатия согласуется с наблюдавшимся падением скорости волн разрушения.

Разрушение стеклянных образцов посредством роста трещин в направлении максимального сжатия неоднократно наблюдалось ранее, в том числе в условиях высокого гидростатического давления [50]. Однако, трудно представить, как продольные, или близкие к продольным, трещины могут обеспечить значительную релаксацию сдвиговых напряжений. С другой стороны, более естественное предположение о механизме неупругого деформирования путем образования сетки наклонных трещин сдвига (трещин типа II) не подтверждается модельными опытами со сжатием пластин [28, 29], где при всех вариациях исходной структуры и напряженного состояния, не зафиксирован рост трещин в их исходной плоскости.

**7. О поведении керамик при ударно-волновом нагружении.** Результаты исследований ударного сжатия высокотвердых керамик отчасти суммированы в обзорных статьях [51, 52]. Механические свойства керамик весьма чувствительны к размеру зерен, количеству и типу примесей и начальной пористости. Высокотвердые керамики демонстрируют высокий динамический предел упругости, но обладают много меньшей откольной прочностью, чем монокристаллы и стекла. В большинстве случаев значения откольной прочности керамик находятся в пределах 0,5–1 ГПа, причем в области предела упругости эта величина во многих случаях падает до нуля или, по крайней мере, значительно уменьшается.

Наиболее дискуссионным является вопрос о возможности разрушения хрупких керамик в процессе ударного сжатия. По всей вероятности, поведение разных керамик в этом отношении различно. Карбид бора проявляет все признаки хрупкого разрушения, включая дилатансию – рост среднего удельного объема в результате образования большого количества трещин. Карбид кремния, с другой стороны, в этих условиях почти определенно деформируется пластически, о чем свидетельствует, помимо прочего, тот факт, что его откольная прочность после ударного сжатия выше предела упругости остается относительно высокой. Поведение керамических оксидов алюминия, нитрида алюминия, диборида титана, двуокиси циркония является, по видимому, промежуточным и совмещает пластический и хрупкий механизмы деформирования. Результаты исследования квазистатических механических свойств керамик при высоких давлениях [53] показывают, что при некотором давлении, своем для каждого материала, происходит переход от хрупкого деформирования к пластическому. При этом пластичность возрастает с дальнейшим увеличением давления.

Вообще говоря, механизм неупругого деформирования в ударной волне обязательно должен быть чисто хрупким и чисто пластическим. В условиях одномерной деформации поперечная компонента напряжения в упругой области равна  $\sigma_y = \sigma_x \nu / (1 - \nu)$ . Для жестких керамик с малым коэффициентом Пуассона  $\nu \approx 0,1 - 0,25$  поперечная компонента напряжения (аналог бокового давления в [53]) много меньше продольной, поэтому неупругая деформация может начаться по механизму хрупкого разрушения. В процессе неупругой деформации сжатия растут как сами напряжения

$\sigma_y$  и  $\sigma_x$ , так и их отношение, в результате чего подавляется трещинообразование и происходит переход к пластическому деформированию. С другой стороны, если деформационное упрочнение приводит к слишком большому возрастанию сопротивления пластическому деформированию, то рост трещин должен возобновиться.

Для сопоставления результатов различных механических испытаний и прогнозирования поведения материалов в произвольных условиях нагружения нужны критерии прочности. Обычно с этой целью используются теории Мизеса или Треска, которые хорошо применимы для пластичных материалов. Однако, их использование в случае хрупких материалов приводит к явному рассогласованию данных, полученных в условиях одноосно напряженных состояний и в условиях одноосной деформации [52]. Как показано в работе (54), для хрупких материалов эффективнее оказывается критерий Гриффитса [5.1] имеющий иную физическую основу. В частности, для предела упругости на ударной адиабате этот критерий дает

$$\sigma_g = \frac{1-\nu}{(1-2\nu)^2} \sigma_e$$

в то время, как по критерию Треска

$$\sigma_g = \frac{1-\nu}{1-2\nu} \sigma_e$$

Таким образом, использование критерия Гриффитса вместо критерия Треска дает большее отношение значений пределов упругости при одноосной деформации и одноосно-напряженном состоянии, что значительно лучше согласуется с экспериментальными данными. Более полные теории, такие, как теория Ашби и Саммиса [30], учитывают вклады давления и степени разрушения и предполагают возможность как хрупкой, так и пластической деформации.

**8. Заключение.** Исследования свойств различных материалов при ударно-волновом нагружении ведутся с основной целью прогнозирования их поведения при высокоскоростном ударе, взрыве и других интенсивных импульсных воздействиях. Вероятно, в этом отношении вполне достаточными являются простые эмпирические реологические модели, особенно если принять во внимание ограниченную точность расчетов численными методами механики сплошных сред в двух- или трехмерной постановке. Однако, детальный анализ имеющихся экспериментальных данных демонстрирует много примеров более сложного поведения материалов, чем это можно было бы ожидать исходя из существующих представлений. Некоторые из них пытались обсудить в этой статье, полагая, что подобные интригующие наблюдения могут открыть новые направления исследований фундаментальных свойств твердых тел. Представляется увлекательным попытаться выяснить, какие механизмы пластичности твердых тел обеспечивают экстремально высокие скорости деформирования, каковы условия атермичности деформации и разрушения. Полагаем, что исследования волн разрушения при сжатии хрупких сред позволят развить способы расчета реакции материалов в тех случаях, когда она не определяется только усредненными параметрами состояния в точке.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966, 686 с.
2. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996, 407 с.
3. Swegle J.W. and Grady D.E. Shock viscosity and the prediction of shock wave rise times // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. No. 2. P. 692-701.
4. Канель Г.И., Молодец А.М., Дремин А.Н. Изменение прочностных свойств металлов в ударной волне // Физика металлов и металлургия. 1978. Т. 46. № 1. С. 200-202.
5. Эпштейн Г.Н. Строение металлов, деформирующихся взрывом. М.: Металлургия, 1980. 255 с.

6. Могилевский М.А., Бордзиловский С.А., Горшков Н.Н. Влияние ширины фронта при квазиизэнтропическом сжатии на упрочнение некоторых металлов // Физ. горения и взрыва. 1978. Т. 14. № 6. С. 110–114.
7. Mogilevsky M.A., Newman P.E. Mechanisms of deformation under shock loading. // Physics Reports. 1983. V. 97. No. 6. P. 357–383.
8. Кукуджанов В.Н. Численное моделирование динамических процессов деформирования и разрушения упругопластических сред // Успехи механики. 1985. Т. 8. № 4. С. 21–65.
9. Зарецкий Е.Б., Канель Г.И., Могилевский П.А., Фортвов В.Е. Установка для исследования рентгеновской дифракции на ударно-сжатом веществе // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 5. С. 1002–1008.
10. Zaretsky E. Dislocation multiplication behind the shock front // J. Appl. Phys., 1995. V. 78. No. 6. P. 3740–3747.
11. Holian B.L. and Lomdahl P.S. Plasticity induced by shock waves in nonequilibrium molecular-dynamics simulations // Science. 1998. V. 280, No. 5372. P. 2085–2088.
12. Kumar A. and Kumble R.G. Viscous drag on dislocations at high strain rates in copper // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. No. 9. P. 3475–3480.
13. Мерзиевский Л.А., Тумов В.М. О критерии долговечности металлов в микросекундном диапазоне // Докл. АН СССР. 1986. Т. 286. № 1. С. 109–113.
14. Богач А.А., Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Протасова С.Г., Сурсаева В.Г. Сопротивление ударно-волновому деформированию и разрушению монокристаллов цинка при повышенных температурах // Физика твердого тела. 1998. Т. 40. № 10. С. 1849–1854.
15. Rohde R.W. Dynamic yield behavior of shock-loaded iron from 76 to 573°K // Acta Met. 1969. V. 17. No. 3. P. 353–363.
16. Asay J.R. Shock-induced melting in bismuth // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. No. 10. P. 4441–4452.
17. Kanel G.I., Razorenov S.V., Bogatch A.A., Utkin A.V., Fortov V.E., Grady D.E. Spall fracture properties of aluminum and magnesium at high temperatures // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. No. 11. P. 8310–8317.
18. Utkin A.V., Kanel G.I., Razorenov S.V., Bogach A.A., Grady D.E. Elastic modulus and dynamic yield strength of metals near the melting temperature // Shock Compression of Condensed Matter 1997 / Eds. S.C. Schmidt et al. AIP Conf. Proc. 1998. V. 429. P. 443–446.
19. Belak J. Molecular dynamics simulation of high-strain-rate void nucleation and growth in copper // Shock Compression of Condensed Matter 1997 / Eds. S.C. Schmidt et al. AIP Conf. Proc. 1998. V. 429. P. 211–214.
20. Разоренов С.В., Канель Г.И. Прочность монокристаллов меди и определяющие факторы разрушения металлов при одноосном динамическом растяжении // Физика металлов и металловедение. 1992. Т. 74. № 11. С. 141–147.
21. Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Fortov V.E., Baumung K., Karow H.U., Rush D., Licht V. Spall strength of molybdenum single crystals // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. No. 12. P. 7162–7165.
22. Глузман В.Д., Канель Г.И., Лоскутов В.Ф., Фортвов В.Е., Хорев И.Е. Сопротивление деформированию и разрушению стали 35ХЗНМ в условиях ударно-волнового нагружения // Проблемы прочности. 1985. № 8. С. 52–57.
23. Разоренов С.В., Богач А.А., Канель Г.И. Влияние термообработки и полиморфных превращений на сопротивление динамическому разрушению стали 40Х // Физика металлов и металловедение. 1997. Т. 83. № 1. С. 147–152.
24. Wawersik W.R., Brace W.F. Post-failure behavior of a granite and diabase // Rock Mech. 1971. V. 3. No. 2. P. 61–85.
25. Kranz R.L. Microcracks in rocks: a review // Tectonophysics. 1983. V. 100. No. 1–3. P. 449–480.
26. Макклинток Ф., Аргон А. Деформация и разрушение материалов. М.: Мир, 1970. 443 с.
27. Griffith A.A. The theory of rupture // Proc. 1st Intern. Congr. Appl. Mech., Delft, 1924. Delft: Waltman. 1925. P. 55–63.
28. Brace W.F. and Bombolakis E.G. A note on brittle crack growth in compression // J. Geophys. Res. 1963. V. 68. No. 12. P. 3709–3713.
29. Horii H., Nemat-Nasser S. Compression-induced microcrack growth in brittle solids: axial splitting and shear failure // J. Geophys. Res. 1985. Ser. B. V. 90. No. 4. P. 3105–3125.
30. Ashby M.F., Sammis C.G. The damage mechanics of brittle solids in compression // Pure and Appl. Geoph. 1990. V. 133. No. 3. P. 490–521.
31. Graham R.A., Brooks W.P. Shock-wave compression of sapphire from 15 to 420 kbar. The effects of large anisotropic compression // J. Phys. and Chem. Solids. 1971. V. 32. No. 10. P. 2311–2330.

32. *Mashimo T., Hanaoka Y., Nagayama K.* Elastoplastic properties under shock compression of  $Al_2O_3$  single crystal and polycrystal // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 63. No. 2. P. 327–336.
33. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Яловец Т.Н.* Динамическая прочность рубина // *Хим. физика.* 1993. Т. 12. № 2. С. 175–177.
34. *Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Bauming K., Karov H.U., Licht V.* Spallations near the ultimate strength of solids // *High-Pressure Science and Technology – 1993* / Eds.: S.C. Schmidt et al. Woodbury: AIP Press, 1994. P. 1043–1046.
35. *Kanel G.I., Rasorenov S.V., Fortov V.E.* The failure waves and spallations in homogeneous brittle materials // *Shock Compression of Condensed matter 1991* / Eds. S.C. Schmidt et al. Amsterdam: Elsevier, 1992. P. 451–454.
36. *Kipp M.E., Grady D.E.* Shock compression and release in high-strength ceramics // *Shock Compression of Condensed Matter* / Eds. S.C. Schmidt et al. Amsterdam: Elsevier, 1990. P. 377–380.
37. *Wang Y., Mikkola D.E.* Response of alpha-aluminum oxide to shock impact // *Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials* / Eds. M.A. Meyers et al. N.Y.: Marcel Dekker, 1992. P. 1031–1040.
38. *Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Hongliang He, Fuqian Jing and Xiaogang Jin.* Influence of the load conditions on the failure wave in glasses // *High Pressure Research.* 1998. V. 16. No. 1. P. 27–44.
39. *Arndt J., Stoffer D.* Anomalous changes in some properties of silica glass densified at very high pressures // *Phys. and Chem. Glasses.* 1969. V. 10. No 3. P. 117–124.
40. *Ernsberger F.M.* Role of densification in deformation of glasses under point loading // *J. Amer. Ceram. Soc.* 1968. V. 51. No. 10. P. 545–547.
41. *Галин Л.А., Черепанов Г.П.* О самоподдерживающемся разрушении напряженного хрупкого тела // *Докл. АН СССР.* 1966. Т. 167. № 3. С. 543–546.
42. *Григорян С.С.* О некоторых работах по разрушению хрупких тел в динамических условиях // *Изв. АН СССР, МТТ.* 1977. № 1. С. 173–181.
43. *Razorenov S.V., Kanel G.I., Fortov V.E., Abasehov M.M.* The fracture of glass under high-pressure impulsive loading // *High Pressure Research.* 1991. V. 6. No. 4. P. 225–232.
44. *Brar N.S., Bless S.J., Rosenberg Z.* Impact-induced failure waves in glass bars and plates // *Appl. Phys. Lett.* 1991. V. 59. No. 26. P. 3396–3398.
45. *Brar N.S., Bless S.J.* Failure waves in glass under dynamic compression // *High Pressure Research.* 1992. V. 10. No. 5/6. P. 773–784.
46. *Dandekar D.P., Beaulieu P.A.* Failure wave under shock wave compression in soda lime glass // *Metallurgical and Material Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena* / Eds: L.E. Murr et al. Amsterdam: Elsevier, 1995. P. 211–218.
47. *Raiser G.F., Wise J.L., Clifton R.J., Grady D.E., Cox D.E.* Plate impact response of ceramics and glasses // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 75. No. 8. P. 3862–3869.
48. *Bourne N.K., Millett J., Rosenberg Z.* On the origin of failure waves in glass // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 81. No. 10. P. 6670–6674.
49. *Senf H., Strassburger E., Rothenhausler H.* Visualization of fracture nucleation during impact in glass // *Metallurgical and Material Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena* / Eds: L.E. Murr et al. Amsterdam: Elsevier, 1992. P. 163–170.
50. *Бриджмен П.* Исследования больших пластических деформаций и разрыва. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. 444 с.
51. *Rozenberg Z.* The response of ceramic materials to shock loading // *Shock Compression of Condensed Matter 1991* / Eds.: S.C. Schmidt et al. Amsterdam: Elsevier, 1992. P. 439–444.
52. *Grady D.E.* Shock wave compression of brittle solids // *Mech. of Mater.* 1998. V. 29. P. 181–203.
53. *Heard H.C., Cline C.F.* Mechanical behaviour of polycrystalline  $BeO$ ,  $Al_2O_3$  and  $AlN$  at high pressure // *J. Mat. Sci.* 1980. V. 15. No. 8. P. 1889–1897.
54. *Rosenberg Z.* On the relation between the Hugoniot elastic limit and the yield strength of brittle materials // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. No. 1. P. 752–753.