

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОТКОЛЬНОГО

УДК 620.17:539.2:539.12.04

## РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

## В РЕЖИМЕ БЫСТРОГО ОБЪЕМНОГО РАЗОГРЕВА

## В СУБМИКРО- И СУБНАНОСЕКУНДНОМ

## ДИАПАЗОНАХ ДОЛГОВЕЧНОСТИ

Е. К. Бонюшкин, Б. Л. Глушак, Н. И. Завада,  
С. А. Новиков, Л. А. Платонова, Н. И. Сельченкова,  
И. Р. Трунин, А. Я. Учаев, Н. А. Юкина

ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров

Быстрый разогрев материалов импульсными потоками проникающих излучений, как известно [1, 2], приводит к возникновению в них напряжений сжатия, амплитуда которых в области существования твердой фазы пропорциональна концентрации поглощенной энергии.

Вследствие инерционности поглощающей среды в ней возникает движение в виде волн сжатия (или ударных волн) и волн расширения. Взаимодействие двух встречных волн последнего типа приводит к развитию внутри материала растягивающих напряжений длительностью  $\tau_p \sim \Delta/c$  ( $\Delta$  — толщина нагретого слоя,  $c$  — скорость звука) и амплитудой, зависящей в общем случае от поглощенной энергии, скорости разогрева (темпа ввода энергии), распределения поглощенной энергии по массе и физико-механических свойств среды. Возникновение растягивающих напряжений создает условия для развития процесса разрушения. При достижении критических амплитудно-временных характеристик импульса растягивающих напряжений в каком-либо сечении образца в нем происходит разрушение типа нормального отрыва (откола).

Изучение динамических эффектов, вызываемых быстрым разогревом вещества, имеет большое прикладное значение, поскольку возможности современной высокоэнергетической импульсной техники во многом определяются механической прочностью ее элементов, узлов и конструкций.

Метод теплового удара, применяемый при исследовании разрушения, позволяет значительно расширить изучаемую область состояний вещества по сравнению с традиционными способами (ударно-волновое и взрывное нагружение [3, 4]). Тем самым результаты этих исследований дают новую информацию о поведении конкретных материалов и имеют самостоятельное значение для физики разрушения, в том числе для построения моделей разрушения при высокоскоростной деформации, позволяющих адекватно описывать процесс.

Быстрый разогрев материалов может быть осуществлен импульсами проникающих излучений (в том числе ядерным взрывом [5]) и импульсными пучками заряженных частиц [3, 6–10]. Откольное разрушение некоторых твердых сред (подкрашенный лед, винипласт) при поглощении в них энергии излучения ОКГ рассмотрено в [1, 8, 10]. Откольное разрушение ряда металлов при их быстром объемном разогреве сильноточными электронными пучками описано в [3, 5, 7–9, 10].

Использование источников импульсного излучения дает возможность изучать поведение веществ в области экстремальных параметров их нагружения и широком диапазоне начальных температур.

Среди источников импульсного давления в исследованиях процесса разрушения металлов, выполняемых в лабораторных условиях, доминирующее положение занимают силовоточные ускорители релятивистских электронов. Их применение открывает уникальные возможности и подходы к изучению проблемы разрушения твердых тел в субмикросекундном диапазоне долговечности при следующих параметрах воздействия: темп ввода энергии  $dE/dt$  до  $10^{11}$  Дж/(г·с), концентрация поглощенной энергии  $E \sim 1 \div 10^3$  Дж/г, диапазон начальных температур  $T_0 = 4K \div 0,8T_{пл}$ , энергия электронов  $\mathcal{E}_e \sim 1 \div 10$  МэВ. Разработанные к настоящему времени экспериментальные методы в сочетании с математическим моделированием делают возможным составить весьма полную картину динамических разрушений.

В настоящей работе приведены новые результаты экспериментов и численного моделирования. Выполнены анализ и обобщение как новых данных, так и полученных ранее.

1. Рассмотрим некоторые аспекты динамики напряженного состояния в сплошной среде, подвергнутой быстрому объемному разогреву. Большая часть энергии проникающего в него излучения поглощается электронной подсистемой. За время электрон-ионной релаксации  $\tau_{ei}$  (для металлов  $\tau_{ei} \sim 10^{-11}$  с) энергия возбуждения электронной подсистемы передается ионной. Если подвод энергии осуществляется достаточно быстро, то вследствие асимметрии потенциальной ямы и конечности времени установления теплового равновесия в теле возникает сжимающее напряжение. Дальнейшее развитие процесса связано с волновым движением сплошной среды, характер которого зависит от конкретных граничных условий, геометрии среды и условий разогрева. Конечный результат механической реакции твердого тела — разрушение или сохранение сплошности — определяется амплитудно-временными характеристиками растягивающих напряжений и сопротивлением среды их действию.

Мгновенный равномерный по массе разогрев является идеализированным модельным представлением, по существу, не реализующимся на практике. Для последующего анализа экспериментальных результатов выделим основные расчетные закономерности поведения материала при быстром неравномерном разогреве. В общем случае в пренебрежении процессом теплопроводности для монохроматического излучения распределение поглощенной энергии  $E(m, t)$  по массе облучаемого плоского образца и во времени описывается выражением

$$E(m, t) = E_0 f(m) \int_0^t \mathcal{E}(t) dt,$$

где  $\mathcal{E}(t)$  — интенсивность излучения;  $f(m)$  — функция распределения поглощенной энергии по массе (функции  $\mathcal{E}(t)$  и  $f(m)$  нормированы на единицу энергии);  $E_0$  — поглощенная в образце энергия, реально близкая к энергии пучка, падающего по нормали к его поверхности.

Поля напряжений в исследуемых металлических образцах находились численным моделированием путем решения системы уравнений одномерного движения. Для этого применялась конечно-разностная схема в переменных Лагранжа с введением линейно-квадратичной искусственной вязкости. Поглощающая среда считалась упругопластиче-

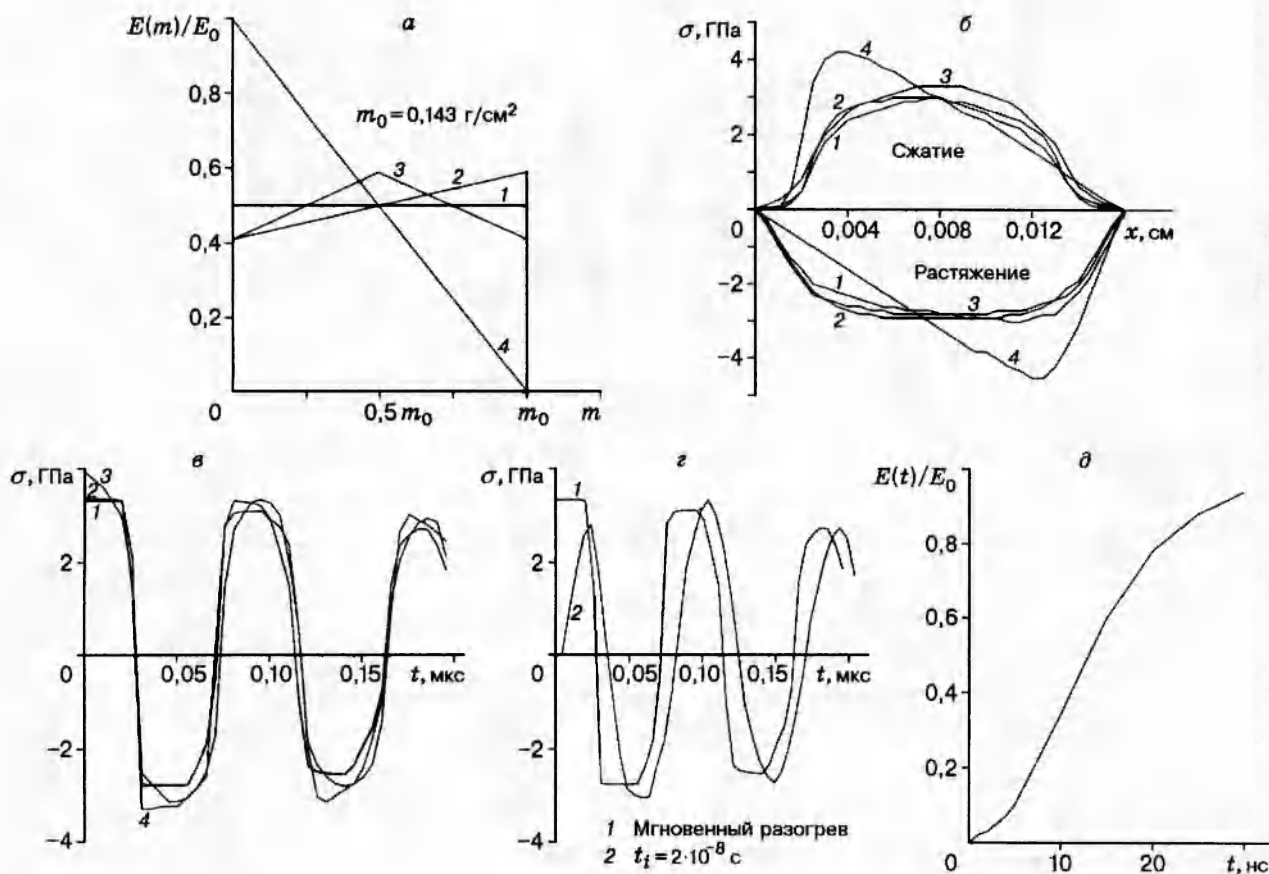


Рис. 1

свой с постоянным значением предела текучести. Шаровая составляющая тензора напряжений принималась в виде уравнений состояния Ми — Грюнаизена  $P = P_x + P_T = P_x + \Gamma \rho c_V (T - T_0)$  с постоянным значением коэффициента Грюнаизена  $\Gamma$  и потенциальной составляющей давления в виде  $P_x = \rho_0 c_0^2 / n (\delta^n - 1)$  ( $\delta = \rho / \rho_0$  — относительное сжатие).

Проанализируем на примере меди раздельное влияние на поле напряжений неравномерности распределения температурного поля (функция  $f(m)$ ) и времени разогрева или темпа ввода энергии (функция  $\mathcal{E}(t)$  или  $T(t)$ ). Не принимая во внимание разницу реальных функций  $f(m)$ , которая для различных материалов и источников объемного разогрева не существенна, зададим несколько характерных модельных температурных полей (рис. 1, а, линии 1–4 соответствуют различным профилям поглощенной энергии) таким образом, что суммарная поглощенная энергия в образце является постоянной величиной. В расчетах использовались следующие параметры уравнения состояния меди:  $\rho_0 = 8,93 \text{ г/см}^3$ ,  $c_0 = 3,95 \text{ км/с}$ ,  $n = 4,26$ ,  $\Gamma = 2,0$ , предел текучести  $Y = 0,23 \text{ ГПа}$ , коэффициент Пуассона  $\nu = 0,34$ .

В режиме мгновенного разогрева начальные профили напряжений  $\sigma_0(x)$ , очевидно, воспроизводят соответствующие профили распределения  $E(x)$ , поскольку  $\sigma_0(x) = \Gamma \rho_0 E(x)$ ,  $E(x) = E(m/\rho)$ . На рис. 1, б представлено взаимное положение расчетных полей напряжений по толщине медного образца в момент времени  $t = 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  в режиме мгновенного разогрева ( $t_i = 0$ ). Номера кривых соответствуют распределениям  $E(m)$  на рис. 1, а. Приведенные данные указывают на сравнительно слабое влияние профиля тем-

пературного поля на поле напряжений как в волне сжатия, так и в волне расширения. При умеренных отклонениях от равномерности распределения  $E(x)$  соответственно поля напряжений мало отличаются друг от друга. Ситуация изменяется, если эти отклонения велики. Для треугольного распределения форма волны расширения существенно меняется, причем положение максимума амплитуды растягивающих напряжений смещается в сторону меньшего разогрева вещества (кривая 4 на рис.1,б).

При достаточно равномерном по массе разогреве, как следует из опыта на плоских образцах со свободными границами, откольное разрушение происходит в срединной плоскости образца или в ее окрестности. Зависимости нормального напряжения  $\sigma_x$  в срединной плоскости образца от времени (рис. 1,в) показывают, что в этом случае амплитудно-временные характеристики растягивающих напряжений близки друг к другу при несущественном различии значений функции  $f(m)$ . Растяжение  $\sigma_x$  оказывается меньше по сравнению с максимальной амплитудой в волне сжатия, что является следствием зависимости скорости звука от относительного сжатия согласно уравнению состояния, принятому в модели расчета. По той же причине несколько возрастает по сравнению с акустическим приближением время действия растягивающих напряжений  $\tau_p$ .

Рассмотрим далее кратко результаты численного моделирования влияния конечности времени разогрева. Необходимые для этого расчеты выполнены с зависимостью интенсивности излучения от времени, весьма близкой к реальной в падающем электронном пучке: интенсивность излучения  $\mathcal{E}(t)$  полагалась постоянной величиной в течение времени  $t_i = 20 \cdot 10^{-9}$  с. Таким образом, разогрев считался линейной функцией времени. Отметим, что за этот интервал времени в облучаемой мишени поглощается подавляющая доля (около 90 %) общей энергии электронного пучка, т. е. модельная зависимость  $\mathcal{E}(t)$  — приемлемое приближение.

Результаты модельных расчетов (рис. 1,г) показывают, что в срединной плоскости образца амплитуда и длительность растягивающих напряжений практически не зависят в пределах времени разогрева от  $t = 0$  до  $t \approx \Delta/2c$ , где  $\Delta$  — протяженность разогретого слоя для профиля поглощенной энергии (линия 1 на рис. 1,а). Вместе с тем влияние конечности времени разогрева имеет место в областях по обе стороны от срединной плоскости, что связано с распространением со свободных поверхностей волн расширения в эти области раньше окончания облучения. Согласно результатам расчетов, максимальная амплитуда и форма импульса растягивающих напряжений для модельных профилей  $E(m, t)$  поглощенной энергии 1-3 (рис. 1,а) как при мгновенном разогреве ( $E(m)$ ), так и при  $t_i = 20$  нс ( $E(t)$ ) (рис. 1,д, на котором приведена модельная зависимость интенсивности излучения  $\mathcal{E}(t)$ ) мало отличаются друг от друга. Этот факт свидетельствует о том, что для рассмотренных режимов теплового нагружения импульс растягивающих напряжений определяется главным образом средней по массе образца концентрацией поглощенной энергии. Полученные расчетные результаты в дальнейшем использованы для интерпретации опытных данных.

2. В экспериментах быстрый объемный разогрев металлов осуществлялся импульсным потоком релятивистских электронов с максимальной энергией  $\mathcal{E}_e \approx 3$  МэВ, генерируемым на ускорителе РИУС-5 [3, 7-10]. Распределение энергетического флюенса электронного пучка по пятну, характеризующее распределение поглощенной энергии по облучаемой поверхности мишени, находилось бесконтактным методом, основанным на связи генерируемого при поглощении электронов тормозного излучения с профилем флюенса электронов [11]. При этом изображение на конверторе тормозного излучения строилось

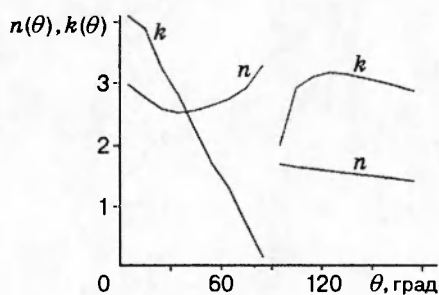


Рис. 2

с помощью камеры-обскуры с последующим перенесением видимого изображения на фотоматрицу [11]. Для обоснования метода выполнена серия расчетов по переносу энергии электронов методом Монте-Карло [12]. Угловое распределение  $\ddot{W}_\gamma(\theta)$  энергетического выхода тормозного излучения может быть описано выражением

$$W_\gamma(\theta) = k(\theta)I\mathcal{E}_e^{n(\theta)}, \quad (2.1)$$

где  $I$  — ток пучка электронов;  $k(\theta)$ ,  $n(\theta)$  — коэффициенты, зависящие от угла наблюдения  $\theta$ , толщины и типа мишени ( $\theta$  отсчитывается от оси системы, совпадающей с направлением движения электронов).

Коэффициенты  $n(\theta)$  и  $k(\theta)$  для танталовой мишени  $\Delta = 1$  мм в диапазоне энергии  $0,5 \text{ МэВ} \leq \mathcal{E}_e \leq 3 \text{ МэВ}$  для нормального падения электронов на мишень показаны на рис. 2. Из сравнения выражений (2.1) и  $W_e = I\mathcal{E}_e$  видно, что по тормозному излучению можно получить сведения о профиле флюенса пучка только в частном случае, когда  $\mathcal{E}_e = \text{const}$ . В общем случае характер связи переменный и зависит от  $\mathcal{E}_e$ :  $W_e = W_\gamma/k\mathcal{E}_e^{n-1}$ .

При регистрации тормозного излучения с фронтальной стороны образца ( $\theta = 90 \div 180^\circ$ ) эта связь более слабая, чем с противоположной стороны ( $\theta = 0 \div 90^\circ$ ). В первом случае подбором состава и толщины конвертора по одному изображению удастся обеспечить определение флюенсов.

Во втором случае ( $\theta = 0 \div 90^\circ$ ) приходится строить два изображения с двумя различными конверторами; установка локальных значений  $\mathcal{E}_e$  и оптимизация состава конверторов для обоих вариантов проводятся на основе расчетов по методу Монте-Карло. Одновремен-

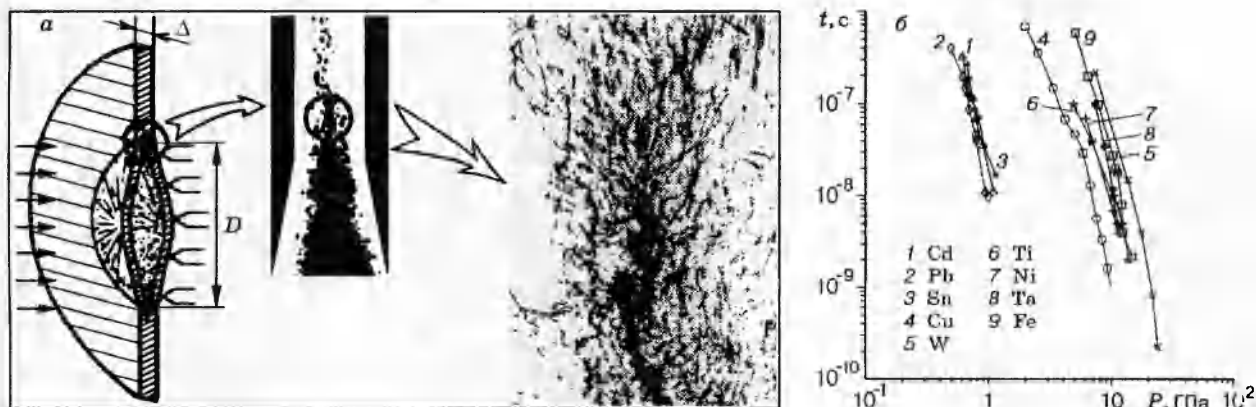


Рис. 3

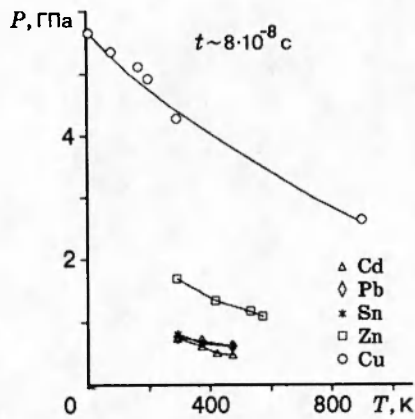


Рис. 4

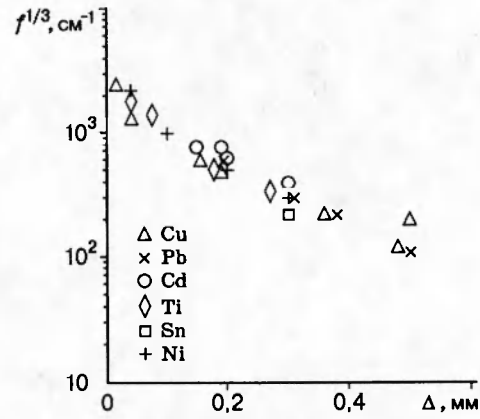


Рис. 5

но измерялся профиль импульса давления с помощью манганиновых датчиков, располагаемых на тыльной стороне облучаемого образца, «поджимаемого» материалом с меньшей акустической жесткостью.

На рис. 3,а приведены схема откола, шлиф медного образца толщиной  $\Delta = 5 \cdot 10^{-5}$  м. На рис. 3,б представлены результаты исследований временных закономерностей процесса динамического разрушения. Кривые на рисунке — границы, выше которых находится область разрушения (способ определения границ приведен в работах [3, 7, 9, 10]). Данные показывают прогрессирующее влияние отрицательного напряжения  $\sigma$  (концентрации поглощенной энергии  $E$ ) на скорость процесса. С целью определения температурной зависимости критических напряжений разрушения облучаемые образцы предварительно нагревались лучистым тепловым потоком от нагревателя и охлаждались вплоть до температуры кипения гелия. Таким образом, удавалось рассмотреть диапазон начальных температур  $T_0 = 4\text{K} \div T_{\text{пл}}$ . На рис. 4 приведены температурные закономерности (изохроны,  $t \sim 8 \cdot 10^{-8}$  с) процесса динамического разрушения при воздействии теплового удара. Данные рис. 4 наглядно демонстрируют, что процесс динамического разрушения является трехпараметрической функцией  $\sigma_{\text{кр}} = \sigma(T, t)$  (см. также [3, 9, 10]). Поглощенная энергия  $E_{\text{кр}}$ , согласно приведенным данным, существенно меньше энергетических параметров решетки. Это свидетельствует о термофлуктуационной природе элементарных актов реакции деструкции, откуда и следует прогрессирующее влияние абсолютной температуры и отрицательных напряжений на процесс динамического разрушения исследованных материалов. Изложенные методы позволяют находить частные (для каждого материала) закономерности.

Особое значение имеет выявление определяющей стадии процесса и общих закономерностей. Основной подход заключается в разделении в пространстве и времени совокупности явлений и «замораживании» процесса на требуемой стадии. Информацию о процессе разрушения после его окончания дают фрактографические исследования шлифов поверхности разрушения, а также прилегающих к ней плоскостей, перпендикулярных и параллельных плоскости разрушения, с помощью интерактивной системы анализа изображений.

Изображение сформированной поверхности с помощью микроскопа, работающего в режиме отраженного света, и телекамеры передавалось на монитор. Информация, содержащаяся в матрице изображения, представляется изменяющимися по полю уровнями по-

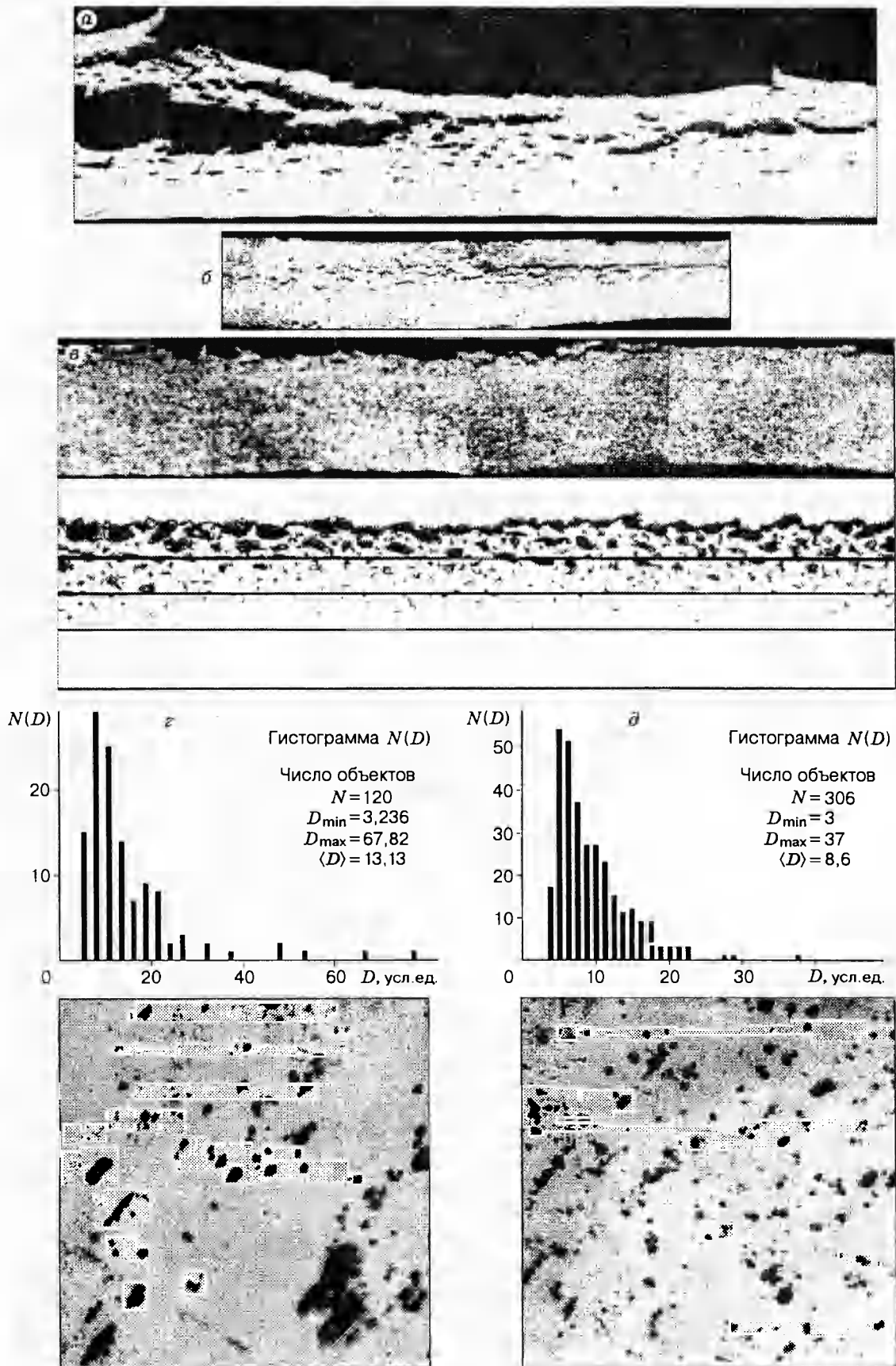


Рис. 6

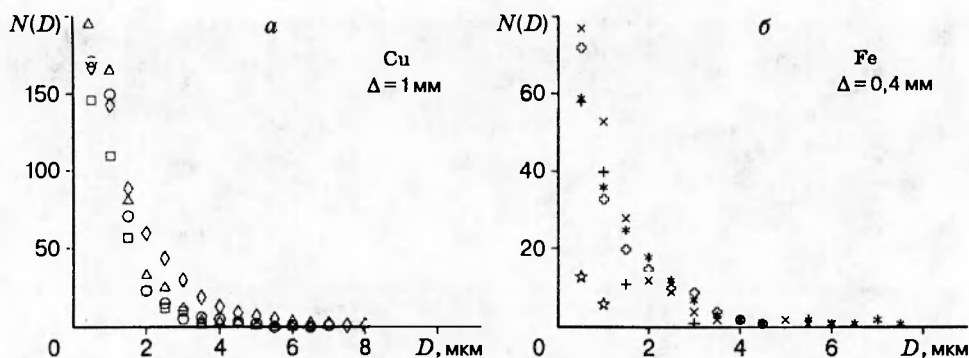


Рис. 7

чернения (число уровней в точке 256). Структурным измеряемым элементом является вогнутый участок «горного рельефа» поверхности разрушения [3, 10].

Фрактографические исследования поверхности разрушения показывают, что средние размеры шероховатости поверхности откола  $\langle D \rangle$  мало отличаются для разных металлов в широком временном диапазоне и диапазоне начальных температур [3, 9, 10, 13, 14]  $T_0 \sim 4K \div 0,8T_{пл}$ . На рис. 5 приведена конечная плотность центров разрушения  $f$  на поверхности разрушения как функция толщины образца  $\Delta$  для граничного значения поглощенной энергии  $E_{кр}$ . Этот факт дает основание считать, что конечная плотность центров разрушения мало отличается у образцов разных металлов (при их одинаковой долговечности) для граничного значения поглощенной энергии, приводящей к разрушению.

Для определения закономерностей формирования каскада центров разрушения использовался метод нахождения спектрального (по размерам) распределения центров разрушения на различных стадиях процесса по данным фрактографического анализа шлифов, параллельных и перпендикулярных поверхности разрушения (рис. 6, а, б). Изображения шлифов, перпендикулярных поверхности разрушения, разрезались на отдельные полосы, параллельные поверхности разрушения. В каждой из выделенных полос определялось количество и спектральное распределение (по размерам) центров разрушения. Время  $t$  действия растягивающего напряжения в каждой из таких полос различное и увеличивается с «приближением» полосы к поверхности разрушения при условии равномерного разогрева. Обработывались также шлифы, параллельные поверхности разрушения. Для каждого

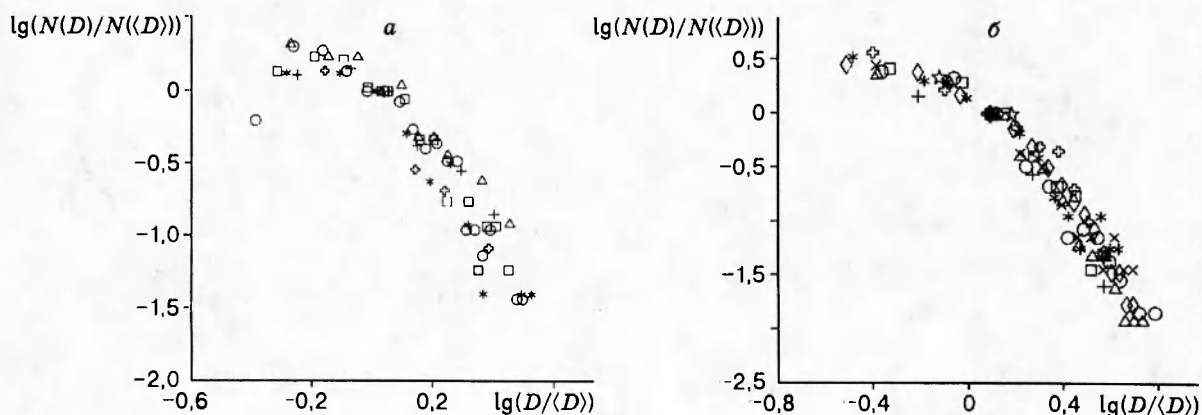


Рис. 8



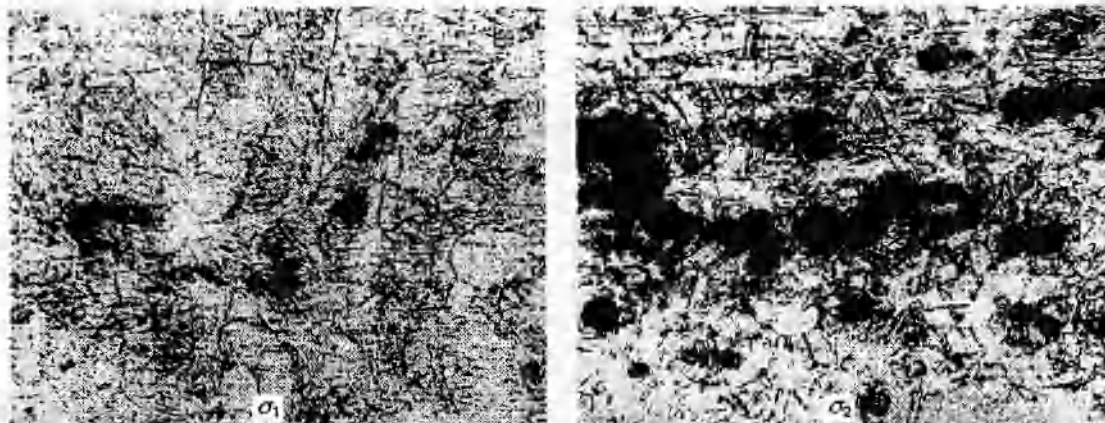


Рис. 9

шлифа находилось количество и спектральное распределение центров разрушения. Схема обработки дана на рис. 6, в. На рис. 6, г, д показаны параллельные поверхности разрушения шлифы (г — латунь,  $\Delta = 4 \cdot 10^{-4}$  м, расстояние от поверхности разрушения  $l = 5 \cdot 10^{-5}$  м; д — медь,  $\Delta = 10^{-3}$  м,  $l = 2,5 \cdot 10^{-4}$  м) и гистограмма спектрального распределения центров разрушения.

На рис. 7 приведено распределение  $N(D)$  в перпендикулярных поверхности разрушения шлифах для медного образца ( $\Delta = 10^{-3}$  м — а) и образца из железа ( $\Delta = 4 \cdot 10^{-4}$  м — б). На рис. 8, а, б представлены данные в координатах  $\lg D / \langle D \rangle$ ,  $\lg N(D) / N(\langle D \rangle)$ . Приведенные результаты можно аппроксимировать единой кривой, откуда следует, что распределение центров разрушения по размерам на различных стадиях процесса может быть получено преобразованием подобия. В процессе разрушения каскад центров разрушения растет как самоподобный геометрический объект. Это свидетельствует о том, что процесс динамического разрушения протекает в рамках одного преимущественного механизма развития процесса — накопления и роста центров разрушения, на что приходится основная часть долговечности. Таким образом, важным свойством каскада центров разрушения, определяющего кинетику процесса, является их геометрическое самоподобие, описываемое выражением  $N(D) \sim D^{-\alpha}$ .

Степенной закон распределения  $N(D)$  характерен для фракталов [15]. В процессе роста фрактального кластера изменяются только его размеры, а безразмерное распределение  $N(D) \sim N(\langle D \rangle) (D / \langle D \rangle)^{-\alpha}$  не меняется (рис. 8). Это позволяет говорить, что кинетика накопления центров разрушения в указанных диапазонах  $t$ ,  $\sigma$ ,  $T$  может быть описана в рамках автомодельного приближения [15].

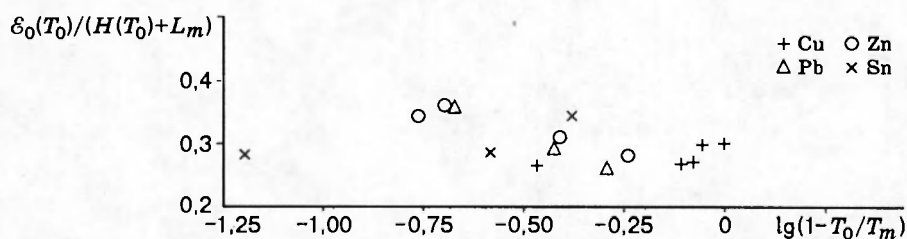


Рис. 10

Представляется, что выявленные общности процесса накопления и роста центров разрушения не могут не отразиться на макрозакономерностях процесса динамического разрушения.

Результаты исследования фрактограмм шлифов показали возникновение зон пластического движения вещества (подобно конвекции, турбулентности), когда элементы этой зоны движутся по схеме трансляции плюс поворот, что приводит к потере устойчивости кристаллической решетки. На рис. 9 приведены области пластического течения, возникающие близ растущего центра разрушения в медном образце ( $\Delta = 3,7 \cdot 10^{-4}$  м) при различных уровнях нагружения ( $\sigma_1 < \sigma_2$ ). В современной литературе [16, 17] отмечается структурно-энергетическая аналогия в поведении системы металл — внешнее воздействие при вводе тепловой и механической энергии, что в обоих случаях приводит к нарушению дальнего порядка (к потере устойчивости решетки). Выявление зон пластического движения вещества в областях возникновения и роста центров разрушения позволило рассмотреть закономерности процесса динамического разрушения, представив данные по температурной зависимости для некоторых материалов (при близких значениях долговечности (рис. 10)) в координатах  $\lg(1 - T_0/T_{пл})$ ,  $\mathcal{E}(T_0)/[H(T_0) + L_m]$  ( $H(T_0)$  — значение энтальпии  $H$  при  $T_0$ ,  $L_m$  — теплота плавления). Как видно из рис. 10, для всех исследованных металлов отношение  $\mathcal{E}_{кр}(T_0)$  к  $[H(T_0) + L_m]$  оказалось близким по значению и практически не зависимым от  $(1 - T_0/T_{пл})$ . Это обстоятельство позволяет прогнозировать температурную зависимость неисследованных материалов при воздействии теплового удара.

Отметим, что сочетание расчетно-теоретических и экспериментальных подходов, приведенных в данной работе, является в настоящее время общим методом изучения процесса разрушения, в частности, позволяет определить реальную долговечность при сложных видах разрушения, таких как множественный откол [3, 7].

Систематизация результатов, полученных при изучении свойств ряда элементов, и установление общих закономерностей процесса динамического разрушения позволяют прогнозировать поведение неисследованных материалов в экстремальных условиях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Калмыков А. А., Немчинов И. В., Петрухин А. И. Экспериментальное исследование разлета мгновенно нагретого вещества и возникновение импульса при концентрациях энергии меньше теплоты испарения // ПМТФ. 1966. № 6. С. 3–13.
2. Morland L. W. Generation of thermoelastic stress waves by impulsive electromagnetic radiation // AIAA. J. 1968. V. 6, N 6. P. 1063–1066.
3. Учаев А. Я., Бонюшкин Е. К., Новиков С. А., Завада Н. И. Откольное разрушение металлов в режиме быстрого объемного разогрева. Обзор. М.: ЦНИИАтоминформ, 1991.
4. Глушак Б. Л., Куропатенко В. Ф., Новиков С. А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. Новосибирск: Наука, 1992.
5. Павловский А. И., Бонюшкин Е. К., Вараксин В. В. и др. Исследование импульсного химического HF-лазера с накачкой гамма-излучением // Докл. РАН. 1993. Т. 331, № 3. С. 229–331.
6. Perkin J. L., Morris E., Large D. W. The spalling of aluminium with a pulsed electron beam // J. Phys. D, Appl. Phys. 1974. V. 4. P. 974–984.

7. **Учаев А. Я., Новиков С. А., Цукерман В. А. и др.** Особенности откольного разрушения вольфрама в режиме быстрого объемного разогрева // Докл. АН СССР. 1990. Т. 310, № 3. С. 611–614.
8. **Свиридов В. А., Глушак Б. Л., Новиков С. А.** Экспериментальное исследование поведения кадмия и винипласта при импульсном разогреве излучением ОКГ // Тр. 1-го Всесоюз. совещ. по детонации. Черноголовка, 1979. С. 152–155.
9. **Павловский А. И., Бонюшкин Е. К., Учаев А. Я. и др.** Особенности температурно-временных закономерностей процесса динамического разрушения некоторых металлов в режиме быстрого объемного разогрева // Докл. РАН. 1991. Т. 317, № 6. С. 1376–1379.
10. **Бонюшкин Е. К., Жуков И. В., Завада Н. И. и др.** Особенности откольного разрушения конструкционных материалов в режиме быстрого объемного разогрева и при взрывном нагружении // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1988. Вып. 1. С. 53–61.
11. **Горбачев В. М., Завада Н. И., Королев В. Н. и др.** Система для исследования конфигурации электронного пучка по тормозному излучению на мишени // ПТЭ. 1992. № 5. С. 163–166.
12. **Донской Е. Н.** Методика и программа ЭЛИЗА. Решение методом Монте-Карло задач совместного переноса гамма-излучений, электронов и позитронов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1993. Вып. 1. С. 3–6.
13. **Павловский А. И., Бонюшкин Е. К., Завада Н. И. и др.** К определению высоты потенциального барьера элементарного процесса реакции деструкции в процессе динамического разрушения // Забабахинские научные чтения: Тез. докл. Челябинск-70, 1992. С. 175.
14. **Павловский А. И., Бонюшкин Е. К., Завада Н. И. и др.** Особенности кинетики зародышеобразования в процессе динамического разрушения тепловым ударом // Там же. С. 176.
15. **Баренблатт Г. И.** Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
16. **Федоров В. В.** Термодинамические аспекты прочности и разрушения твердых тел. Ташкент: Фан, 1979.
17. **Панин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В.** Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985.

*Поступила в редакцию 21/VII 1995 г.*

---