

**ПРОЧНОСТЬ И ВЯЗКОСТЬ МЕТАЛЛОВ В ШИРОКОМ
ДИАПАЗОНЕ ИЗМЕНЕНИЯ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ**В. А. Огородников, **Е. С. Тюнькин**, А. Г. ИвановВНИИ экспериментальной физики,
607200 Арзамас-16

К настоящему времени предложен и исследован ряд математических моделей описания поведения металлов в условиях неустановившейся высокоскоростной деформации. Как правило, используются уравнения механики сплошной среды, которые замыкаются связями составляющих тензоров напряжений и деформаций с термодинамическими и кинематическими параметрами среды. При этом способы описания шаровой составляющей соответствующих тензоров, зависящей от удельного объема и температуры, или способы построения уравнений состояния известны и общеприняты [1]. Что касается способов описания девиаторной составляющей тензоров или способов построения определяющих уравнений, то они зависят от реологического поведения твердого тела и условий его деформирования. Это объясняет разнообразие используемых при феноменологическом описании сопротивления ударно-нагруженных материалов формоизменению, модификаций математических моделей упругопластической, вязкопластической и релаксирующей сред [2].

Для широкого класса задач высокоскоростной деформации металлических оболочек, разгоняемых тем или иным способом к центру или оси симметрии, математическое моделирование динамических процессов осуществляется по схеме неустановившейся деформации сжимаемой вязкопластической среды в области со свободными границами. Трудности, возникающие в этом случае, связаны с отсутствием надежных экспериментальных данных по поведению динамического предела текучести σ_s и коэффициента динамической вязкости μ для многих металлов в широком интервале изменения скоростей деформации $\dot{\epsilon} \approx 10^3 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$. В данной работе предлагается новый способ определения этих характеристик металлов с использованием экспериментов по обжатию цилиндрических оболочек [3].

1. Высокоскоростное деформирование цилиндрических оболочек обычно осуществляется продуктами взрыва (ПВ) взрывчатого вещества (ВВ), расположенного на их наружной поверхности. Однако в таких экспериментах, как правило, оболочки сходятся к оси симметрии, а затем разлетаются [4], или возникают условия, приводящие к отколу в оболочке [5] либо к потере ею устойчивости [6]. Возможности метода существенно расширяются при инерционном осесимметричном сжатии оболочки с относительно небольшой начальной скоростью, когда ее начальная кинетическая энергия полностью диссипирует в процессе сжатия и оболочка останавливается на некотором радиусе с сохранением симметричной формы и компактности (отсутствие отколов).

Такие условия сжатия оболочки можно обеспечить путем применения дополнительных экранов толщиной Δ_2 , близкой к толщине оболочки Δ_1 , расположенных на наружной поверхности заряда ВВ. При этом появляется возможность использовать заряды ВВ значительно меньшей

толщины ($\Delta_0 \ll \Delta_1, \Delta_2$), т. е. создать условия нагружения, более близкие к мгновенной детонации, и производить обжатие оболочки в режиме инерционного сжатия, а также существенно упростить расчетную схему определения ее начальной скорости [7, 8]. Для таких оболочек можно утверждать, что их начальная кинетическая энергия E полностью диссипирует в работу пластической деформации A^* , т. е. расходуется на работу против сил прочности материала оболочки, характеризующую его динамическим пределом текучести σ_s . Предполагая постоянство предела текучести ($\sigma_s = \text{const}$) в процессе сжатия или пластического деформирования оболочки и принимая ее материал несжимаемым, величину A^* можно определить соотношением [9]

$$A^* = \frac{\pi \sigma_s}{\sqrt{3}} \left[R^2 \ln \frac{R_b^2}{R} - a^2 \ln \frac{b^2}{a^2} + (b^2 - a^2) \ln \frac{R_b^2}{b^2} \right], \quad (1.1)$$

где b, a — наружный и внутренний радиусы оболочки до нагружения; $R_b, R = (R_b^2 + a^2 - b^2)^{1/2}$ — наружный и внутренний радиусы оболочки после нагружения. Для практических расчетов удобнее использовать эту формулу в виде

$$A^* = \frac{\pi \sigma_s b^2}{\sqrt{3}} \left[\frac{R_b^2}{b^2} \ln \frac{R_b^2}{b^2} - \left(\frac{R_b^2}{b^2} + \frac{a^2}{b^2} - 1 \right) \ln \left(\frac{R_b^2}{b^2} + \frac{a^2}{b^2} - 1 \right) + \frac{a^2}{b^2} \ln \frac{a^2}{b^2} \right].$$

Заметим, что предположение о постоянстве σ_s в данном случае, в отличие, например, от метода разлетающихся колец [10], имеет некоторые основания. Во-первых, по мере обжатия оболочки (особенно в начальной стадии процесса) наблюдается постоянство скорости пластической деформации $\dot{\epsilon} = V/r_*$, так как скорость оболочки V и радиус ее центра масс $r_* = ((a^2 + b^2)/2)^{1/2}$ одновременно уменьшаются. Во-вторых, при сжатии оболочек на стадии остановки процессы изменения сопротивления материала деформированию из-за уменьшения $\dot{\epsilon}$ и роста деформационного упрочнения (наклепа) имеют противоположные знаки. Данное обстоятельство приводит к частичной компенсации и уменьшению влияния этих факторов на сопротивление деформированию.

При отсутствии потерь энергии на разрушение и изгибные деформации с учетом малости массы заряда ВВ m_0 по сравнению с массами оболочки m_1 и экрана m_2 начальная кинетическая энергия оболочки E_1 может быть определена из законов сохранения энергии E и импульса I . Для замкнутой системы экран — заряд ВВ — оболочка

$$E_0 = E_1 + E_2, \quad I_1 = I_2. \quad (1.2)$$

С учетом того, что $E = I^2/2m$, находим

$$E_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_0 = \varphi E_0.$$

Здесь φ — коэффициент отбора энергии; $E_0 = \frac{m_0 D^2}{2(n^2 - 1)}$; D — скорость детонации; n — показатель политропы ПВ.

В общем случае, когда массой ВВ по сравнению с массой экрана или оболочки пренебречь нельзя, в решении задачи об отборе энергии оболочкой необходим учет массы ВВ, который сводится к учету кинетической энергии и импульса ПВ, движущихся в направлении оболочки и экрана, скорости которых ограничены в пределе соответствующими скоростями оболочки и экрана. Уравнения законов сохранения (1.2) принимают вид

$$E_0 = E_1 + E_1^{\text{ПВ}} + E_2 + E_2^{\text{ПВ}}, \quad I_1 + I_1^{\text{ПВ}} = I_2 + I_2^{\text{ПВ}}. \quad (1.3)$$

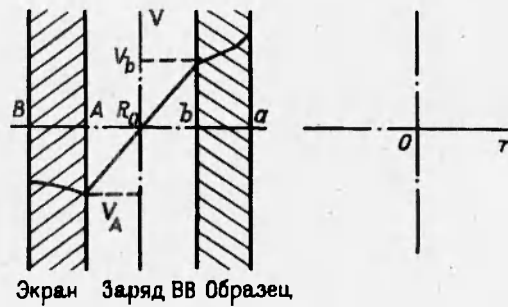


Рис. 1

Если предположить, как и в [11], что распределение скоростей ПВ по радиусу линейно (рис. 1), то функции распределения скоростей запишем как

$$V_{ПВ} = \frac{V_b}{R_0 - b} (R_0 - r), \quad R_0 \leq r \leq b,$$

$$V_{ПВ} = \frac{V_A}{A - R_0} (r - R_0), \quad A \leq r \leq R_0.$$

Для цилиндрической геометрии из уравнения непрерывности на границах оболочки выполняется условие $V_a a = V_b b$. С учетом этого и «сшивки» скоростей экрана и оболочки на радиусах A и b со скоростями ПВ можно получить выражения для членов, входящих в (1.3), и записать

$$E_1^* = \varphi_* E_0 = \varphi_* \frac{\pi \rho_0 \Delta_0 D^2}{n^2 - 1} b \left(1 + \frac{\Delta_0}{2b}\right), \quad (1.4)$$

где

$$\varphi_* = \left\{ 1 + \frac{\rho_2 \ln(B/A)}{\rho_1 \ln(b/a)} \left(\frac{A}{B}\right)^2 + \frac{1}{12} \frac{\rho_0 \Delta_0}{\rho_1 b \ln(b/a)} \left[\left(1 + \frac{A}{B}\right) (k-1)^2 + 2 \left(1 + \frac{A}{B} k^2\right) \right] \right\}^{-1};$$

$$k = \frac{2 \left(3 \frac{\rho_1 \Delta_1}{\rho_0 \Delta_0} + 1\right) + \frac{A}{b}}{2 \frac{A}{b} \left(3 \frac{\rho_2 \Delta_2}{\rho_0 \Delta_0} + 1\right) + 1}; \quad B = b + \Delta_0 + \Delta_2;$$

$A = b + \Delta_0$; ρ_1, ρ_2, ρ_0 — плотности материала оболочки, экрана и заряда ВВ соответственно. Из равенства $A^* = E_1^*$ и формул (1.1), (1.4) следует выражение для определения динамического предела текучести материала оболочки:

$$\sigma_s = \frac{\sqrt{3} \rho_0 \Delta_0 D^2 b \left(1 + \frac{\Delta_0}{2b}\right) \varphi_*}{(h^2 - 1) \left[R^2 \ln \frac{R_b^2}{R^2} - a^2 \ln \frac{b^2}{a^2} + (b^2 - a^2) \ln \frac{R_b^2}{b^2} \right]}. \quad (1.5)$$

Для толстостенной цилиндрической сходящейся оболочки кинетическая энергия имеет вид [9]

$$E_1 = \pi \rho_1 (V_r)^2 \ln \frac{b}{a}. \quad (1.6)$$

Приравняв выражения (1.4) и (1.6), определим начальную скорость оболочки и скорость деформации ее материала. Для радиуса центра масс стенки оболочки $r_* = \left(\frac{a^2 + b^2}{2}\right)^{1/2}$ запишем

$$V_0 = D \left[\frac{2\varphi_* \rho_0 \Delta_0 b \left(1 + \frac{\Delta_0}{2b}\right)}{(n^2 - 1) \rho_1 (a^2 + b^2) \ln(b/a)} \right]^{1/2}; \quad (1.7)$$

$$\dot{\epsilon} = \frac{V_0}{r_*} = D \frac{2}{a^2 + b^2} \left[\frac{\varphi_* \rho_0 \Delta_0 b \left(1 + \frac{\Delta_0}{2b}\right)}{(n^2 - 1) \rho_1 \ln(b/a)} \right]^{1/2}. \quad (1.8)$$

Определяя таким образом σ_s и $\dot{\epsilon}$, можно построить по экспериментальным данным зависимость $\sigma_s = \sigma_s(\dot{\epsilon})$, а по ходу этой зависимости вычислить коэффициент динамической вязкости материала оболочки. В частности, для цилиндрической оболочки при $\sigma_s = \sigma_0 + (2\mu/\sqrt{3})\dot{\epsilon}$ имеем

$$\mu = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{d\sigma_s}{d\dot{\epsilon}}. \quad (1.9)$$

Полученные соотношения используются ниже для обработки экспериментальных данных по обжатию цилиндрических оболочек с целью выяснения реологических особенностей материала оболочек в диапазоне изменения $\dot{\epsilon} = 10^3 \div 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$.

2. В экспериментах, схема постановки которых приведена на рис. 2, применялись цилиндрические оболочки из стали Ст.3 и армко-железа в состоянии поставки. На боковую поверхность оболочки (образца) из исследуемого металла 1 наносился слой заряда ВВ 2, который помещался в жесткосвязанный с ним по боковой поверхности экран 3. Сопряженные поверхности оболочки и экрана для устранения зазоров имели небольшую конусность вдоль образующей ($\sim 0,5 \div 2^\circ$), обрабатывались до шестого класса чистоты, а для обеспечения плотного прилегания и устранения возможных зазоров из-за разнотолщинности заряда ВВ внутренняя поверхность экрана смачивалась конденсаторным маслом. Детонация заряда ВВ осуществлялась с помощью капсюля детонатора 4, инициирующего дополнительный заряд ВВ 5, расположенный на технологической заглушке 6, прилегающей к торцу цилиндрического образца, что позволяло осуществлять детонацию основного заряда ВВ одновременно по всему кругу [4].

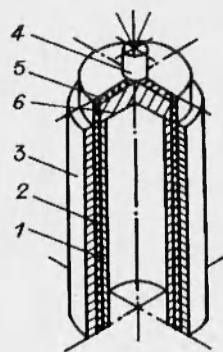


Рис. 2

Использование экрана препятствовало свободному разлету ПВ, в результате форма импульса давления в образце трансформировалась из треугольной в близкую к прямоугольной, что способствовало устранению откола. В отдельных опытах, где это было оправдано, экран не применялся. Устойчивость схождения оболочек достигалась надлежащим выбором относительной толщины оболочки $\delta = \Delta_1/b > \delta_*$, где δ_* — критическая относительная толщина (процентность) оболочки, больше которой оболочка сходится устойчиво. В силу цилиндрической симметрии экспериментальных сборок при взрывном обжатии образцов не требовалось принятия специальных мер по их сохранению для последующего анализа (наличие откола, симметричность формы, измерения радиуса и т. п.). Радиусы оболочек до и после нагружения (b , R_b) измерялись в исследуемом сечении

микрометром в ~ 10 точках и усреднялись. В опытах использовалось пластическое ВВ с $\Delta_0 = 0,3 \div 1,0$ мм, $\rho_0 = 1,51$ г/см³, $D = 7,8$ км/с и $n = 3$. Оболочки имели следующие типоразмеры: $\phi 6 \times 1$; $9 \times 0,9$; $14 \times 0,9$; $16 \times 0,9$; 21×2 ; 21×3 ; 45×3 ; 45×5 ; 70×3 мм, а отношение длины оболочки к диаметру составляло $L/2b \geq 5$. Начальные скорости стенок оболочек изменялись от 45 до 800 м/с как за счет изменения толщины заряда ВВ, так и за счет изменения толщины или материала экрана, что позволяло реализовать диапазон изменения скоростей деформации от 10^3 до $3 \cdot 10^5$ с⁻¹. Относительные средние деформации оболочек в опытах $\varepsilon = (b - R_b)/b$ изменялись от 1 до 50 %.

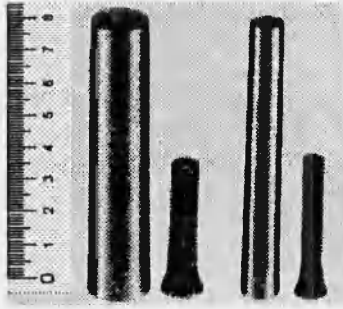


Рис. 3

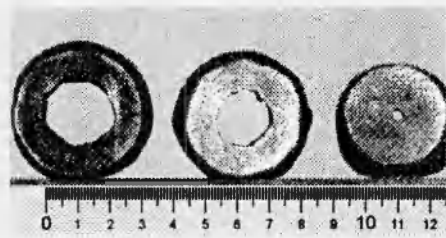


Рис. 4

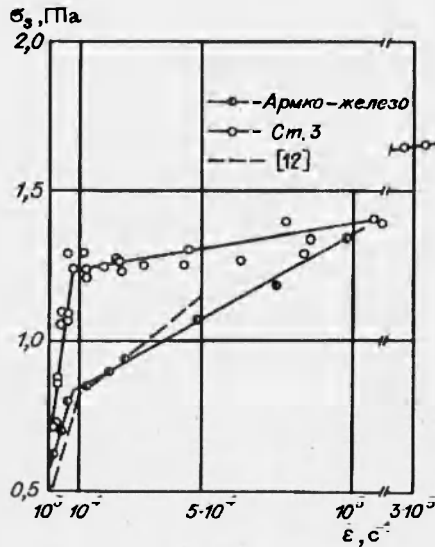


Рис. 5

На рис. 3 для иллюстрации приведены типичные фотографии оболочек из стали Ст.3 $\phi 16 \times 0,92$ и $9 \times 0,93$ мм до нагружения и вид их среднего сечения после нагружения с начальными скоростями стенок 640 и 730 м/с соответственно. На рис. 4 представлены для сравнения фотографии сечений оболочек из свинца $\phi 42 \times 6,3$ мм после нагружения с начальными скоростями 20,3; 36,3 и 56,6 м/с. С целью предотвращения откольного разрушения оболочек в этом случае между зарядом ВВ и оболочкой вводился воздушный зазор величиной 2,8 мм. Начальные скорости движения оболочек определялись экспериментально.

На рис. 5 приведены зависимости $\sigma_s = \sigma_s(\dot{\varepsilon})$, построенные по измеренным начальным и конечным размерам оболочек с использованием соотношений (1.5), (1.6) и (1.8) для стали Ст.3 и армко-железа.

3. Ход зависимостей $\sigma_s = \sigma_s(\dot{\varepsilon})$ для стали Ст.3 и армко-железа в диапазоне $\dot{\varepsilon} = 10^3 \div 3 \cdot 10^5$ с⁻¹ имеет кусочно-линейный вид. Такая зависимость указывает на вязкопластический характер поведения металлов при деформировании оболочки, что является основанием для применения соотношения (1.9). При этом вблизи значения $\dot{\varepsilon} \approx 10^4$ с⁻¹ величины коэффициентов динамической вязкости изменяются от $\mu_1 = 6,7 \cdot 10^{-1}$ кг·с/см² до $\mu_2 = 1,4 \cdot 10^{-2}$ кг·с/см² для стали Ст.3 и от $\mu_1 = 3,4 \cdot 10^{-1}$ кг·с/см² до $\mu_2 = 4,8 \cdot 10^{-2}$ кг·с/см² для армко-железа.

На рис. 5 пунктиром нанесены результаты работы [12], где в условиях

высокоскоростного растяжения стержней на установке с пороховым ускорителем получены экспериментальные данные по $\sigma_s(\dot{\epsilon})$ для отожженного армо-железа при $\dot{\epsilon} \leq 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. В этом диапазоне изменения $\dot{\epsilon}$ данные, полученные при динамическом обжатии оболочек в настоящей работе, отличаются от данных [12] не более чем на 15 %. Кроме того, в [12] обнаружен и интерпретирован с позиций динамики дислокаций характерный излом хода зависимости $\sigma_s(\dot{\epsilon})$ при $\dot{\epsilon} \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$, наблюдаемый как у армо-железа, так и у стали Ст.45. Аналогичный излом при $\dot{\epsilon} \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$ имеет место и в настоящей работе для стали Ст.3 и армо-железа. Сравнение полученных величин σ_s для стали Ст.3 и армо-железа при $\dot{\epsilon} = 10^3 \text{ с}^{-1}$ с данными [13] показывает их вполне удовлетворительное совпадение.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что предложенный метод определения динамического предела текучести в диапазоне изменения $\dot{\epsilon} = 10^3 \div 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ при сравнительно небольших величинах сжатия материала ($\sigma = \rho/\rho_{00} \approx 1$), а в силу специфики поведения металлов в этом диапазоне изменения $\dot{\epsilon}$ и коэффициента динамической вязкости позволяет находить результаты, количественно и качественно согласующиеся с результатами, получаемыми с использованием других методов [12, 13].

В [14, 15] описаны различные методы определения динамического предела текучести металлов. Их анализ показывает, что каждый метод применим, как правило, в пределах одного-двух порядков по изменению скорости деформации. Что касается рассмотренного метода*, то, для того чтобы расширить диапазон изменения $\dot{\epsilon}$, например, в сторону увеличения, необходимо, по определению $\dot{\epsilon} = V_0/r_*$, увеличить скорость оболочки и уменьшить ее размеры. Авторам удалось реализовать обжатие оболочек из стали Ст.3 $\phi 4 \times 1$ и $2 \times 0,5$ мм с $\dot{\epsilon}$ до $2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. При этом в области $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ имеет место тенденция к более резкому возрастанию σ_s , что в принципе не противоречит результатам [15] для мягкой стали. Однако для таких оболочек, процентность которых составляет 50 %, возникают трудности с однозначностью определения самих величин σ_s и $\dot{\epsilon}$ в силу малости радиуса оболочки. Поэтому для армо-железа и сталей величину $\dot{\epsilon} = (1 \div 3) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ следует считать, по-видимому, предельной.

Можно заметить, что используемые в качестве материала образцов сталь Ст.3 и армо-железо (сюда же можно отнести и ряд других марок стали, сплавы титана и уран) имеют сравнительно большие значения сдвиговой, откольной прочности и пластичности. Это обеспечивало устойчивое и компактное обжатие образцов при значениях деформации оболочек от 1 до 50 %, что и позволило реализовать широкий диапазон изменения $\dot{\epsilon} = 10^3 \div 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Для ряда металлов, таких, например, как медь, магний, алюминий и его сплав, у которых сдвиговая и откольная прочности невелики, возникают трудности при обжатии оболочек до некоторого фиксированного радиуса останковки при сохранении устойчивой и компактной формы с использованием схемы рис. 2. Выходом из этого положения является использование менее мощных и имеющих меньший критический диаметр ВВ (например, жидких) или других источников энергии, например лазерного излучения. Другим путем преодоления указанных трудностей является введение воздушного зазора между зарядом пластического ВВ и исследуемой оболочкой. Применение последнего приема позволило, например, провести измерения σ_s даже у свинца (см. рис. 4). Значения σ_s при $\dot{\epsilon} = (1,1 \div 3,1) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ составили $23 \div 30$ МПа, что удовлетворительно согласуется с данными [17] при этих скоростях деформации.

*Заметим, что в силу цилиндрической геометрии образцов метод свободен от недостатков, присущих, например, квазистатическим методам (стержневые образцы), связанным с влиянием эффектов радиальной инерции [16].

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
2. Альтшулер Л. В., Чекин Б. С. Структура ударных волн и определяющие уравнения металлов // ПМТФ. 1987. № 6. С. 119–128.
3. А. с. 1623410. Способ определения динамических характеристик материала / Е. С. Тюнькин, В. А. Огородников, А. Г. Иванов. Заявлено 26.06.1989 // Изобретения. 1993. № 18. С. 197.
4. Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. О некоторых эффектах, возникающих при взрывном обжати вязкой цилиндрической оболочки // ПМТФ. 1978. № 3. С. 99–112.
5. Иванов А. Г., Софронов В. Н., Тюнькин Е. С. Особенности осесимметричного схождения откольных слоев в стальных цилиндрических оболочках // ПМТФ. 1984. № 3. С. 125–127.
6. Иванов А. Г., Огородников В. А., Тюнькин Е. С. Поведение оболочек под действием импульсной нагрузки. Малые возмущения // ПМТФ. 1992. № 6. С. 112–115.
7. Иванов А. Г., Кочкин Л. И., Огородников В. А., Тюнькин Е. С. Особенности разгона пластин скользящей ДВ при наличии присоединенной или сосредоточенной массы // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 5. С. 127–129.
8. Огородников В. А., Садовой А. А., Софронов В. Н., Тюнькин Е. С. Экспериментально-расчетное исследование обжатия цилиндрических оболочек взрывом с учетом диссипативных процессов // Докл. V Всесоюз. совещ. по детонации, Красноярск, 5–12 августа 1991. Черноголовка, 1991. Т. 2.
9. Ильюшин А. А., Огибалов Н. М. Упругопластические деформации полых цилиндров. М.: Изд-во Моск. ун-та. 1960.
10. Hoggatt C. R., Recht R. F. Strees-strain data obtained of hing rates using an expanding ring // Exp. Mech. 1969. V. 9, N 10.
11. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
12. Писаренко Г. В., Петушков В. Г., Степанов Г. В., Фот Н. А. Механические свойства некоторых металлов при высокоскоростном растяжении // Пробл. прочности. 1970. № 7.
13. Борисевич В. К., Сабелькин В. П., Солодянкин С. Н. и др. Динамические характеристики некоторых металлов и сплавов. Импульсная обработка металлов давлением: Сб. ст. / Харьк. авиац. ин-т, 1981. Вып. 9.
14. Зукас Дж. А., Николас Т., Свифт Х. Ф. и др. Динамика удара. М.: Мир, 1985.
15. Stepanov G. V., Kharchenko V. V. Dynamic plasticity of metals at strain rates of $10^5 \dots 10^7$ 1/c // High Energy Rate Fabrication: Proc. X Int. Conf., Ljubljana, Yugoslavia, 1989. S. 1., s. a.
16. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наук. думка, 1979.
17. Malatynski M., Klepaezko J. Experimental investigation of plastic properties of lead over a wide range of strain rates // Int. J. Mech. Sci. 1980. V. 22, N 3. P. 173–184.

Поступила в редакцию 6/V 1994 г.