

УДК 539.43+623.562

## ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ПРОНИКАНИЕ ПЛОСКИХ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ В НЕЛИНЕЙНЫЕ СРЕДЫ

Г. Г. Савенков

Федеральное государственное унитарное предприятие  
"Научно-производственное предприятие «Краснознаменец»", 195043 Санкт-Петербург

Представлены результаты металлографического анализа образцов металла, вырезанных из преград после проникания в них плоских кумулятивных струй. Показано, что пластическая деформация в процессе проникания имеет турбулентный характер и в ряде случаев происходит в металлах с фрактальной структурой, сформированной после прохождения ударной волны, бегущей перед струей. Предложена модель проникания с учетом нелинейного поведения материала преграды и фрактальности его структуры.

Ключевые слова: высокоскоростное проникание, кумулятивные струи, фрактальные структуры.

Процесс высокоскоростного проникания плоских кумулятивных струй с начальными скоростями соударения  $V_0 = 2,5 \div 3,5$  км/с сопровождается возникновением бегущей перед струей ударной волны, которая затем распадается на две волны: упругую и пластическую. Движение ударной волны приводит, в частности, к локальному перегреву материала преграды, изменению его кристаллической структуры и зеренного строения. Поэтому на большей части пути происходит внедрение струи в преграду, материал которой отличается по свойствам от исходного. Так, при изучении методами оптической, растровой и просвечивающей микроскопии ряда мишеней из стали 12X18H10T и сплава ХН75ВМЮ после внедрения в них плоских кумулятивных струй с начальными скоростями соударения около 3,5 км/с обнаружены особенности структуры металлов, указывающие на то, что фрактальная структура образуется при прохождении ударной волны, бегущей перед струей.

Структурные изменения в сплаве показаны на панораме плоскости образца, параллельной направлению движения струи (рис. 1). Образец вырезан из преграды на половине глубины клиновидной каверны. Эти изменения различаются областями травимости, размеры и форма которых также различны. По этим признакам выделены три зоны. Первая зона (зона наибольших пластических деформаций) протяженностью  $\Delta r_1 = (0,8 \pm 0,1)$  мм образована, очевидно, в процессе движения кумулятивной струи и состоит из двух областей. В первой области, размер которой не превышает размера 3–4 зерен исходного материала, примыкающей к краю каверны, происходят перемешивание материалов струи и преграды, фрагментация материала преграды и образование в нем несплошностей. Во второй области первой зоны кроме фрагментации наблюдается интенсивная пластическая деформация. Вторая зона размером  $\Delta r_2 = (1,1 \pm 0,1)$  мм образуется за счет прохождения ударной волны, т. е. именно в материал с такой структурой происходило внедрение струи. Наконец, третья зона соответствует первоначальной структуре металла с зернами, размеры которых составляют  $(50 \pm 25)$  мкм.



Рис. 1. Структура сплава ХН75ВМЮ после проникания плоской кумулятивной струи,  $\times 200$

Наиболее интересная (с точки зрения структуры материала, в который происходит внедрение струи) вторая зона представляет собой совокупность полосообразных форм, одинаково ориентированных относительно края каверны под углом  $\pm 45^\circ$ , и является, по сути, “групповым” солитоном из 7–12 “монокроматических” лент. Как известно, возникновение солитонов (уединенных стоячих волн) объясняется нелинейным поведением среды. В данном случае нелинейная среда обладает фрактальными свойствами, о чем свидетельствует увеличение длины границ зерен и областей, образованных пересечением микрополос скольжения внутри зерен полосообразных форм (рис. 2), при возрастании оптического увеличения и разрешения микроскопа. Средний размер фракталов  $D$  этих областей, определенный по методике, изложенной в [1], оказался равным 1,896.

В случае мишени из стали 12Х18Н10Т дислокационно-дисклинационная структура образца в зоне прохождения ударной волны (рис. 3) обладает свойством геометрического самоподобия. Размеры субобластей, в которых произошла локальная переориентация, приближенно равны 0,01; 0,05; 0,26 мкм. Частные от деления в последовательности 0,01 : 0,05 и 0,05 : 0,26 практически равны 0,2 и 192, а, как известно, геометрическое самоподобие объектов является классическим признаком фракталов.

На основании приведенных данных можно предположить, что для некоторых металлов ударная волна, образующаяся в момент соударения высокоскоростной струи с преградой и бегущая перед струей, способствует образованию фрактальных структур в материале мишени. Это обстоятельство приводит к тому, что плоская кумулятивная струя движется во фрактальной среде со специфическими нелинейными свойствами. В работе [2] установлено, что наиболее интенсивные процессы деформации и разрушения локализуются в пределах 3–4 зерен, расположенных у края каверны. Это подтверждается результатами настоящей работы. В работе [3] показано, что пластическая деформация представляет собой движение совокупности микро- или мезопотоков вещества, имеющих различную скорость. Этот вывод подтверждается также тем обстоятельством, что “групповой” солитон допускает существование на фазовой плоскости траекторий-носителей пластических мод в форме сепаратрисы — кривой, которая разделяет хаотические носители по скоростям [4]. В случае движения микро- или мезопотоков вещества в одном направлении, но с разными скоростями на границе между этими потоками возникает зона турбулентности (вихревого течения), которая также имеет фрактальную структуру [4].

В строгой постановке достаточно сложное решение трехмерной нестационарной задачи определения параметров движения струи в преграде еще более усложняется при описании процесса проникания в нелинейных фрактальных средах, поскольку при описании их

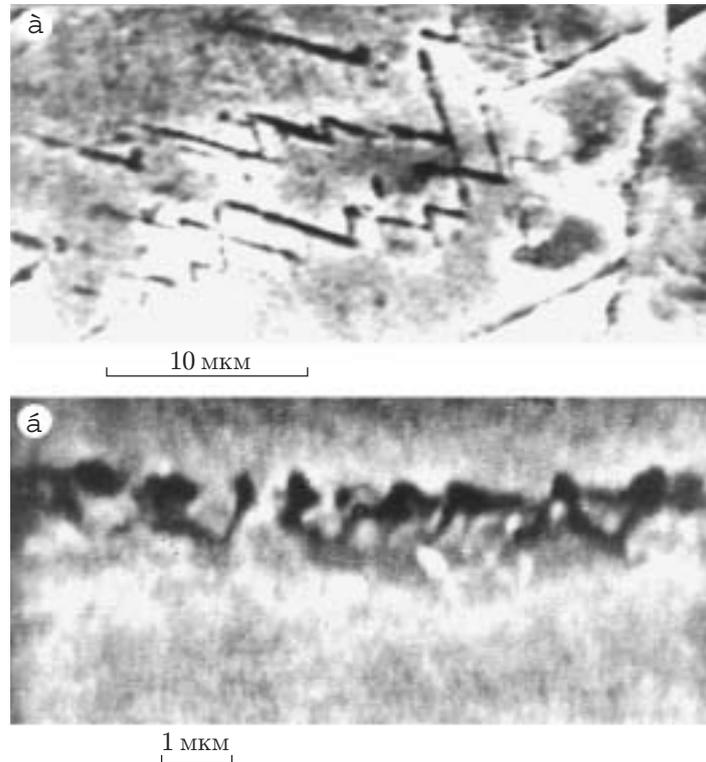


Рис. 2. Фрактальная граница зерна в сплаве XH75BMЮ:

*a* — полосообразные структуры внутри зерен; *б* — граница полосы при возрастании оптического увеличения

упругих и других свойств классические модели механики сплошной среды неприемлемы. Так, в уравнениях движения и сохранения появляются дробные производные и дробные интегралы [5], а физические свойства фрактальных материалов определяются зависимостями плотности от их структуры, а также упругих модулей от масштаба деформации [6].

Для того чтобы учесть перечисленные выше особенности процесса высокоскоростного проникания и упростить задачу, используем модифицированную гидродинамическую модель проникания [3], а фрактальность будем учитывать с помощью эффективных параметров материала.

Основное уравнение модифицированной гидродинамической теории проникания, характеризующее баланс напряжений на контактной поверхности струи и преграды, записывается в виде

$$0,5\rho_1(V - u)^2 + H_1 = 0,5\rho_2u^2 + H_2, \quad (1)$$

где  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  — плотности материалов струи и мишени соответственно;  $V$  — скорость струи;  $u$  — скорость проникания;  $H_1$  — параметр, характеризующий прочность материала струи;  $H_2$  — так называемое сопротивление материала преграды [7]. Для решения уравнения (1) и всей системы уравнений модифицированной гидродинамической модели проникания нужно знать значения параметров  $H_1$  и  $H_2$ . Анализ этих характеристик проводился в основном для осесимметричных струй, скорость которых  $V \approx 4$  км/с, и ударников (длинных стержней и бойков), скорость которых составляет  $1,5 \div 2,5$  км/с, что достаточно близко к скоростям, рассматриваемым в настоящей работе. А. Тейт рекомендовал выбирать значение  $H_1$  равным пределу упругости Гюгонио  $p_E$  материала ударника, а значение  $H_2$  — в 3,5 раза больше предела упругости Гюгонио материала преграды [8]. Авторы работы [9] предлагали брать значение  $H_1$  равным динамическому пределу текучести, а значение  $H_2$  —



Рис. 3. Тонкая структура стали 12X18H10T,  $\times 12\,000$

равным  $2,5p_E$ . В отечественной литературе под разностью  $H_2 - H_1$  для кумулятивных струй в основном понимается динамическая твердость материала преграды [10], при этом считается, что прочностью струи можно пренебречь. Автор работы [11] полагает, что  $H_1$  и  $H_2$  близки к соответствующим пределам упругости Гюгонио, за исключением случая, когда материалы ударника и преграды одинаковы. В работах [7, 10] указано, что с точки зрения физики  $H_2$  следует рассматривать как “диссипативное” давление, описывающее потери энергии, обусловленные упругопластическим течением, сжимаемостью, нагревом преграды и т. п. Следует отметить, что предложенные выше значения параметров  $H_1$  и  $H_2$  не учитывают предысторию нагружения материалов струи (ударника) и преграды (влияние действия ударной волны), и, по сути, разность  $H_2 - H_1$  в этих случаях является подгоночным параметром.

В [12] при определении прочностных параметров струи для меди марки М-2 получено значение  $H_1 = 400 \div 700$  МПа (среднее значение  $H_1 = 470$  МПа), для стали марки Ст.3 среднее значение  $H_1 = 520$  МПа, для алюминия марки А-6  $H_1 = 210$  МПа. Полученные значения  $H_1$  близки к соответствующим пределам упругости Гюгонио и не являются пренебрежимо малыми.

При определении  $H_2$  будем учитывать все описанные выше физические особенности процесса проникания струй в металлические преграды, т. е. будем рассматривать этот параметр как сопротивление металла преграды внедрению струи, обусловленное вязким трением между мезопотоками и внутри них, турбулентным движением частиц среды в промежуточном подслое и вращательным движением зерен и их фрагментов. О вращении элементов среды свидетельствует размытие текстуры металла преграды в зоне наибольших пластических деформаций (первой зоне) [3, 13]. Следует отметить, что вращение элементов среды, как и собственно их движение (скольжение), является в основном аккомодационным процессом, способствующим сохранению сплошности материала.

С учетом сказанного выше выражение для  $H_2$  запишется в виде

$$H_2 = S_1 + S_2 + S_3 + S_4 + S_0, \quad (2)$$

где  $S_1$  — напряжение трения между мезопотоками;  $S_2$  — напряжение, обусловленное вязким трением элементов среды внутри мезопотока;  $S_3$  — турбулентное напряжение;  $S_4$  — поворотное напряжение;  $S_0$  — исходная (с учетом прохождения ударной волны) прочность материала преграды.

Напряжение трения между мезопотоками  $S_1$  определяется по соотношению

$$S_1 = \mu_1 \dot{\epsilon}_1, \quad (3)$$

где  $\mu_1$  — динамическая вязкость материала между мезопотоками;  $\dot{\epsilon}_1$  — скорость деформации между мезопотоками.

Коэффициент  $\mu_1$  находится из следующего выражения [14]:

$$\mu_1 = \rho_2 \Delta u \Delta h.$$

Здесь  $\Delta u$  — ширина распределения мезопотоков частиц по скоростям (в терминах турбулентной гидродинамики “пульсационная” скорость, т. е. изменение скорости по сравнению со средним значением);  $\Delta h$  — ширина мезопотока. Скорость деформации между мезопотоками  $\dot{\epsilon}_1 = \Delta u / \Delta h$ . Подставляя выражения для  $\mu_1$  и  $\dot{\epsilon}_1$  в (3), получим

$$S_1 = \rho_2 (\Delta u)^2. \quad (4)$$

Напряжение  $S_2$  внутри мезопотока обусловлено вязким торможением элементарных носителей пластической деформации (дислокаций). Аналогично  $S_1$  его можно определить в виде

$$S_2 = \mu_2 \dot{\epsilon}_2, \quad (5)$$

где  $\mu_2$  — динамическая вязкость материала внутри мезопотока;  $\dot{\epsilon}_2$  — скорость деформации внутри мезопотока. Коэффициент  $\mu_2$  определим из соотношения [14]

$$\mu_2 = \alpha B / (b^2 N_m),$$

а скорость деформации  $\dot{\epsilon}_2$  — из выражения

$$\dot{\epsilon}_2 = u/h \approx u/h_1.$$

Здесь  $\alpha < 1$  — коэффициент;  $B$  — коэффициент вязкого торможения дислокаций;  $\mathbf{b}$  — вектор Бюргерса;  $N_m$  — плотность подвижных дислокаций;  $h$  — ширина зоны пластических деформаций;  $h_1$  — ширина плоской кумулятивной струи. Подставляя выражения для  $\mu_2$ ,  $\dot{\epsilon}_2$  в (5), получим

$$S_2 = \alpha B u / (h_1 b^2 N_m). \quad (6)$$

Турбулентное ( $S_3$ ) и вращательное ( $S_4$ ) напряжения являются наиболее трудноопределимыми параметрами. Формально можно записать

$$S_3 = \mu_3 \dot{\epsilon}_3, \quad (7)$$

где  $\mu_3$  — турбулентная вязкость;  $\dot{\epsilon}_3$  — скорость деформации внутри вихревой зоны. Коэффициент  $\mu_3$  находится по зависимости, определенной в [15] в виде

$$\mu_3 = \lambda \rho_2 u d$$

( $\lambda$  — эмпирический коэффициент согласования). Размер вихревой зоны  $d$  определяется из соотношения

$$d = 0,5\beta f(\rho_{21}/\rho_{22})|u_1 - u_2|t_3, \quad (8)$$

где  $\beta$  — эмпирическая постоянная;  $f(\rho_{21}/\rho_{22})$  — безразмерная функция, зависящая в общем случае от перепада плотности вне и внутри вихревой зоны и нормированная условием  $f(1) = 1$ ;  $t_3$  — время взаимодействия мезопотоков. Разность скоростей двух соседних мезопотоков  $|u_1 - u_2|$  можно определить с помощью лазерной интерферометрии по срыву биений на интерферограмме [16]:  $|u_1 - u_2| \approx \delta u$ . Пусть  $\dot{\epsilon}_3 \approx 1/t_3$ , тогда зависимость (7) с учетом (8) примет вид

$$S_3 = \gamma \rho_2 u \delta u, \quad (9)$$

где  $\gamma = 0,5\lambda\beta$ .

Следует учитывать, что  $\Delta u$  и  $\delta u$  являются функциями скорости проникания  $u$ , при этом  $\Delta u = f(0) = 0$ ,  $\delta u = f(0) = 0$ .

Напряжение  $S_4$ , обусловленное вращением зерен и их фрагментов, формально можно определить аналогично (7):

$$S_4 = \mu_4 \dot{\epsilon}_4.$$

Учитывая, что в этом случае динамическая вязкость  $\mu_4$  определяется по соотношению, предложенному в [14]:

$$\mu_4 = [(0,1\rho_2 E)^{0,5} \omega d_0 - \sigma_0] / \dot{\epsilon}_4,$$

где  $E$  — модуль Юнга;  $\omega$  — угловая скорость вращения зерна (фрагмента) со средним размером  $d_0$ ;  $\sigma_0$  — предел текучести, получим

$$S_4 = (0,1\rho_2 E)^{0,5} \omega d_0 - \sigma_0. \quad (10)$$

Угловую скорость вращения зерна (фрагмента) можно найти с учетом допущения о том, что вращательный момент создается вследствие разброса скоростей поступательного движения зерен (фрагментов). Тогда при условии, что разброс скоростей равен  $\delta u/2$ , имеем

$$\omega \approx \delta u / (0,4r), \quad (11)$$

где  $r$  — средний радиус зерна (фрагмента), имеющего шарообразную форму (чем объясняется значение коэффициента, равное 0,4).

Подставляя (11) в (10), окончательно получим

$$S_4 \approx 0,8(\rho_2 E)^{0,5} \delta u - \sigma_0. \quad (12)$$

В качестве  $S_0$  примем значение напряжения, при котором материал преграды со сформированной после прохождения ударной волны структурой переходит в пластическое состояние (предел упругости Гюгонио):

$$S_0 = \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \sigma_0 \quad (13)$$

( $\nu$  — коэффициент Пуассона).

Коэффициент  $\nu$  определим из связи между модулем Юнга  $E$  и модулем всестороннего сжатия  $K$ :

$$\nu = 0,5 - E/(6K). \quad (14)$$

Для фрактальных материалов упругие константы зависят от масштаба деформации [6], и эти зависимости выражаются следующим образом:

$$E = E_0 \lambda_1^{-m}, \quad K = K_0 \lambda_1^{-m_1}. \quad (15)$$

Здесь  $\lambda_1$  — масштабный множитель;  $m$ ,  $m_1$  — геометрические показатели упругости. (Масштабную зависимость модуля Юнга необходимо учитывать и в соотношении (12).)

Подставив (15) в (14), для фрактальных материалов получим

$$\nu_{\text{ф}} = 0,5 - E_0 \lambda_1^{m_1 - m} / (6K_0). \quad (16)$$

Поскольку из общих соображений следует, что  $m_1 > m$  [6], а  $\lambda_1 < 1$  (хотя это не очевидно), для фрактальных материалов  $\nu_{\text{ф}} > \nu$  и согласно (13) значение  $S_0$  для них больше, чем для обычных материалов.

Предел текучести  $\sigma_0$  также зависит от сформировавшейся после прохождения ударной волны структуры материала, и его определение затруднено из-за малых размеров зоны “свидетеля” материала. В настоящей работе проведем оценку только влияния фрактальности (нелинейности) среды на глубину проникания струи. С этой целью рассмотрим известное соотношение Холла — Петча (или ему подобное для фрагментированной среды), связывающее предел текучести поликристалла и размеры зерна (фрагмента):

$$\sigma_0 = \sigma_i + K_* d_0^{-0,5} \quad (17)$$

( $\sigma_i$ ,  $K_*$  — константы).

Согласно модели Ли [17]

$$K_* = \alpha_1 N^{0,5}. \quad (18)$$

Здесь  $\alpha_1$  — коэффициент пропорциональности;  $N$  — количество выступов на фрактальной границе зерна:

$$N = \alpha_2 L^D, \quad (19)$$

$\alpha_2$  — коэффициент согласования;  $L$  — средняя длина границы зерна.

Подставив (16)–(19) в (13), с учетом  $L \approx \pi d_0$  окончательно получим

$$S_0 = \frac{0,5 + a \lambda_1^{m_1 - m}}{2a \lambda_1^{m_1 - m}} (\sigma_i + \varphi \pi^{0,5D} d_0^{D-0,5}) \quad (20)$$

( $a = E_0/(6K_0)$ ;  $\varphi = \alpha_1 \alpha_2^{0,5}$ ). Тогда соотношение (2), определяющее сопротивление  $H_2$ , с учетом (4), (6), (9), (12) и (20) примет вид

$$H_2 = \rho_2 (\Delta u)^2 + \frac{\alpha B}{h_1 N_m b^2} u + \rho_2 \gamma u \delta u + 0,8 (\rho_2 E)^{0,5} \delta u + \frac{0,5 - a \lambda_1^{m_1 - m}}{2a \lambda_1^{m_1 - m}} (\sigma_i + \varphi \pi^{0,5D} d_0^{0,5(D-1)}).$$

Процесс высокоскоростного проникания имеет несколько этапов [18]. Так как на первом, нестационарном этапе внедрение струи происходит без заметной пластической деформации в преграде [2], первым, третьим и четвертым членами в полученном соотношении для  $H_2$  можно пренебречь, а в пятом положить  $\lambda_1 = 1$ ,  $D = 0$ . На третьем, также нестационарном этапе при торможении струи  $\Delta u \approx 0$ ,  $\delta u \approx 0$ , и, таким образом, первый, третий и четвертый члены равны нулю.

Материал преграды	$\rho_2 \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	$E_0$ , ГПа	$K_0$ , ГПа	$\sigma_i$ , МПа	$K_*$ , МПа · мм <sup>0,5</sup>	$D$	$d_0$ , мкм	$\varphi \cdot 10^{-2}$
ХН75ВМЮ	8,10	184	112	390	110	1,896	50	8
12Х18Н10Т	7,71	146	124	255	25	1,810	75	2

Примечание 1. Для обоих материалов  $m_1 = 1,9318$ ,  $m = 0,9675$ ,  $\lambda_1 = 0,2$ .

Примечание 2. Модулю Юнга  $E_0$  и модулю всестороннего сжатия  $K_0$  соответствует температура  $T = 400$  °С.

С учетом выражения для  $H_2$  из уравнения (1) найдем критическую скорость струи  $V_{кр}$ , при которой прекращается ее внедрение в преграду ( $u = 0$ ). В результате получим

$$V_{кр} = \sqrt{\frac{2}{\rho_1} \left( \frac{0,5 - a\lambda_1^{m_1-m}}{2a\lambda_1^{m_1-m}} (\sigma_i + \varphi\pi^{0,5D}d_0^{0,5(D-1)}) - H_1 \right)}.$$

При расчете  $V_{кр}$  и  $H_2$  необходимо также учитывать температурную зависимость упругих модулей  $E_0$ ,  $K_0$ , поскольку для большинства металлов уже при температуре свыше 350 °С значения этих характеристик существенно уменьшаются, а нагрев преграды за счет прохождения ударной волны на втором и третьем этапах проникания струи составляет не менее 400 °С.

Из оценочных расчетов, проведенных для преград из сплава ХН75ВМЮ и стали 12Х18Н10Т (значения параметров приведены в таблице) и медной струи ( $\rho_1 = 8,9 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $H_1 = 470$  МПа), следует, что  $V_{кр} = 875$  м/с для сплава ХН75ВМЮ и  $V_{кр} = 675$  м/с для стали 12Х18Н10Т.

Полученные значения  $V_{кр}$  не противоречат известным данным, находятся в реальном диапазоне скоростей и близки к значениям  $V_{кр}$ , найденным в [3]. В целом, несмотря на большое количество подлежащих определению коэффициентов, это свидетельствует о том, что с помощью предлагаемой модели может быть описан процесс высокоскоростного проникания плоских кумулятивных струй.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Барахтин Б. К., Чашников В. Ф.** Программа ЭВМ для мультифрактального анализа изображений структур металлов и сплавов // *Вопр. материаловедения*. 2001. № 4. С. 10–13.
2. **Барахтин Б. К., Прус А. А., Савенков Г. Г.** Микроструктурные особенности деформирования преград при высокоскоростном внедрении плоских струй // *ПМТФ*. 1989. № 5. С. 155–158.
3. **Барахтин Б. К., Мещеряков Ю. И., Савенков Г. Г.** Микроструктура материалов и модель высокоскоростного проникания плоских кумулятивных струй // *Журн. техн. физики*. 1991. Т. 61, вып. 6. С. 8–12.
4. **Заславский Г. М., Сагдеев Р. З.** Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука, 1988.
5. **Олемской А. И., Флат А. Я.** Использование концепции фрактала в физике конденсированной среды // *Успехи физ. наук*. 1993. Т. 163, № 12. С. 1–50.
6. **Зосимов В. В., Лямшев Л. М.** Фракталы в волновых процессах // *Успехи физ. наук*. 1995. Т. 165, № 4. С. 361–401.
7. **Физика взрыва** / Под ред. Л. П. Орленко. М.: Физматлит, 2002. Т. 2.
8. **Тейт А.** Теория торможения длины стержней после удара по мишени // *Механика*. 1968. № 5. С. 125–137.

9. **Chou P. C., Flis W.** Recent developments in shaped charge technology // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 1984. N 4. P. 99–114.
10. **Кинеловский С. А., Тришин Ю. А.** Физические аспекты кумуляции // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 26–40.
11. **Уляков П. И.** Аналитическая оценка глубины внедрения тонкого стержня в полупространство // Журн. техн. физики. 1981. Т. 51, вып. 1. С. 157–163.
12. **Савенков Г. Г., Васильев Н. Н.** Пластичность и прочность меди при высокоскоростной деформации // Пробл. прочности. 1993. № 10. С. 47–52.
13. **Барахтин Б. К., Савенков Г. Г.** Исследование особенностей деформации преград при внедрении в них высокоскоростных плоских струй методом рентгеновского микропучка // Прикладная рентгенография металлов: Тез. докл. I Всесоюз. науч.-техн. конф., Ленинград, 25–27 нояб. 1986 г. Л.: Ленингр. политехн. ин-т, 1986. С. 49.
14. **Савенков Г. Г., Мещеряков Ю. И.** Структурная вязкость твердых тел // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 113–118.
15. **Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.** Проблемы гидродинамики и их математические модели. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1977.
16. **Мещеряков Ю. И., Диваков А. К.** Интерференционный метод регистрации скоростной неоднородности частиц в упругопластических волнах нагрузки в твердых телах. Л., 1989. (Препр. / Ленингр. ин-т проблем машиноведения; № 25).
17. **Li J. C. M.** Generation of dislocations with grain boundary joins and patch-hall relations // Trans. AIME. 1961. V. 227, N 2. P. 210–224.
18. **Сагомаян А. Я.** Проникание. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1974.

*Поступила в редакцию 24/II 2003 г.*

---