

ОСОБЕННОСТИ ИНЕРЦИОННОГО РАСТЯЖЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ В СВОБОДНОМ ПОЛЕТЕ

УДК 623.4.082.6

А. В. Бабкин, С. В. Ладов, В. М. Маринин,
С. В. Федоров

НИИ специального машиностроения Московского государственного
технического университета им. Н. Э. Баумана, 107005 Москва

Как известно, в результате взрыва заряда взрывчатого вещества с облицованной тонким слоем металла выемкой образуются металлические кумулятивные струи (КС), представляющие собой высокоскоростные удлинённые осесимметричные тела [1, 2]. Образующееся в процессе взрывного формирования распределение осевой скорости движения различных частей подобных струй характеризуется наличием перепада от головных к хвостовым элементам, при этом головная часть имеет скорость порядка первой космической, а хвостовые элементы, как правило, движутся со скоростью около 2 км/с. Характер распределения осевой скорости движения по длине КС задает величину начального градиента $\dot{\epsilon}_{z0}$ (начальная осевая скорость деформации), локальное значение которого определяется отношением перепада осевой скорости ΔV_z к начальной длине Δl_z элемента КС, которая, как принято считать, равна длине соответствующего участка образующей металлической облицовки выемки в заряде взрывчатого вещества (кумулятивной облицовки). Значение начального градиента осевой скорости меняется по длине КС и определяет начальную скорость деформирования элементов струи. Характерные значения начального градиента для большинства КС составляют $10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Под действием градиента скорости КС в свободном полете растягиваются в осевом направлении с одновременным уменьшением поперечного размера. При этом для большинства струй на начальной стадии их существования характерно равномерное по всей длине растяжение без сосредоточенной деформации и с сохранением близкой к цилиндрической или слабokonической формы (рис. 1,а, где приведена рентгенограмма КС лабораторного кумулятивного заряда на момент 70 мкс от начала развития взрыва). Такую стадию в некоторых случаях называют инерционной. Далее растяжение постепенно локализуется в областях образующихся на струе множественных шеек (шеечная стадия растяжения). В итоге КС распадается на определенное количество отдельных элементов, в дальнейшем не меняющих свою длину (рис. 1,б, где показана рентгенограмма той же, что и на рис. 1,а, КС, но для более позднего момента времени).

Характер разрушения КС на отдельные элементы различен и зависит от свойств материала кумулятивной облицовки и от геометрических и кинематических характеристик КС (начальный радиус элементов, начальный градиент осевой скорости). Так, медные высокоградиентные струи разрываются на отдельные элементы удивительно закономерным образом, подобным показанному на рентгенограмме рис. 1,б. Для такого типа разрушения (пластического разрушения) характерно образование геометрически подобных отдельных элементов с развитой шейкой, радиус которой близок к нулю. Аналогичным образом происходит разрушение КС из никеля, ниобия, чистого алюминия.

Иной характер имеет разрушение струй из других материалов. Так, КС из свинца, вольфрама разрушаются объемно, как показано на примере свинцовой струи на рентгенограммах рис. 2 для трех последовательных моментов времени. Разрыв струй, образованных кумулятивными зарядами со стальными облицовками, в большинстве случаев происходит без образования выраженной шейки, путем «квазихрупкого» отрыва. Подобный вид

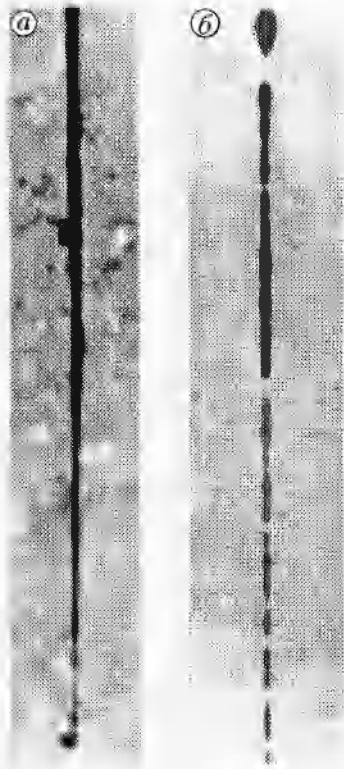


Рис. 1

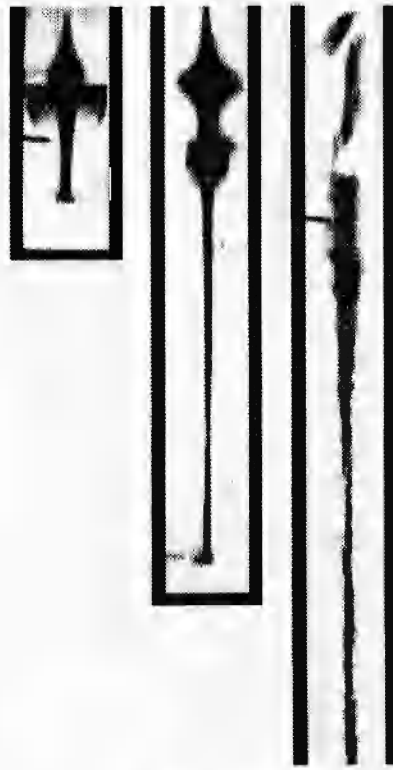


Рис. 2



Рис. 3

разрушения характерен в некоторых случаях и для медных струй (рис. 3, где приведена рентгенограмма медной массивной низкоградиентной КС в момент ее разрыва).

Количественной оценкой способности элементов КС к удлинению без разрыва является так называемый коэффициент предельного удлинения, определяемый отношением общей длины элемента струи после разрыва к его начальной длине $n_{пр} = \Delta l_{пр} / \Delta l_0$. Общее свойство для всех материалов в условиях КС — их аномально высокая по сравнению со статическими условиями пластичность. Так, медные высокоградиентные КС после разрыва имеют общую длину элементов, примерно в 10 раз превышающую начальную длину неразорванной КС. Некоторые участки КС испытывают еще большие удлинения до разрыва. Для ниобия, например, значение коэффициента предельного удлинения может достигать $n_{пр} = 26$. В качестве промежуточной характеристики процесса растяжения иногда рассматривается коэффициент инерционного удлинения $n_{и}$, разделяющий инерционную и шеечную стадии деформирования элементов КС. К числу основных количественных характеристик разорванной КС относится также количество N и размеры образующихся при разрушении отдельных элементов.

Процесс растяжения КС в свободном полете предшествует ее взаимодействию с преградой и самым непосредственным образом определяет пробивное действие струи [2]. По существу, известная высокая пробивная способность кумулятивных зарядов реализуется именно через стадию растяжения струи, чем, по-видимому, и определяется неизменно высокий интерес к этому вопросу в литературе (см., например, [3–9]).

В настоящей работе рассмотрено поведение КС на начальной стадии ее деформирования, когда элементы струи сохраняют близкую к цилиндрической форму, а процесс локализации деформации и развития шеек еще не начался. Основные результаты получены расчетно-теоретическим путем с позиций механики сплошных сред. Не давая ответа на

вопрос о характере и причинах вполне определенного разрыва КС на отдельные элементы, полученные результаты позволяют все же оценить характер эволюции напряженно-деформированного состояния в КС при ее инерционном деформировании и составить некоторые «опорные» представления о механизме этого процесса. Последнее достаточно важно для уяснения причин вполне определенного поведения КС в свободном полете, особенно в связи с принципиальной невозможностью непосредственного измерения характеристик напряженного состояния в формируемых взрывом сверхвысокоскоростных объектах.

Рассмотрим растяжение цилиндрического стержня с начальными длиной l_0 и радиусом R_0 под действием градиента осевой скорости V_z при начальном линейном ее распределении $V_z = \dot{\epsilon}_{z0}z$, которое характеризуется значением начальной скорости деформации $\dot{\epsilon}_{z0} = V_0/l_0$, где V_0 — перепад осевой скорости между ограничивающими данный элемент торцами, а z — осевая координата, отсчитываемая от одного из них. Подобная модель соответствует произвольно выделенному элементу КС на стадии равномерного растяжения, исследуемому в системе отсчета, связанной с одним из его торцов, который полагается фиксированным в осевом направлении.

Аналитическое решение задачи определения характеристик напряженно-деформированного состояния в таком стержне получается при следующих допущениях относительно условий деформирования и свойств материала: материал стержня несжимаем ($\rho = \rho_0 = \text{const}$), является жесткоидеальнопластическим с пределом текучести $Y_0 = \text{const}$, подчиняется условию пластичности Мизеса, а растяжение стержня происходит при постоянном значении лагранжева градиента осевой скорости $\partial V_z / \partial z_0 = \text{const}$ (z_0 — осевая лагранжева координата частиц стержня). Последнее предположение соответствует условию, что равномерное растяжение элемента струи происходит при неизменном перепаде скорости $V_0 = \dot{\epsilon}_{z0}l_0$ между ограничивающими его плоскими сечениями или неизменной абсолютной осевой скорости движения элементов струи, что вполне отвечает экспериментальным данным. Естественным следствием этого предположения является также сохранение цилиндрической формы стержня при его растяжении.

С учетом сделанных предположений устанавливается очевидная взаимосвязь текущих и начальных размеров стержня $lR^2 = l_0R_0^2$. При дифференцировании последнего соотношения по времени и обобщении результата на произвольную частицу стержня с эйлеровой радиальной координатой r получается зависимость для радиальной составляющей скорости частиц стержня $V_r = -0,5rl/l$. При определении коэффициента текущего удлинения стержня как

$$n = l/l_0 = (l_0 + V_0t)/l_0 = 1 + \dot{\epsilon}_{z0}t \quad (1)$$

выражения для радиальной и осевой составляющих скорости принимают вид

$$V_r = 0,5r\dot{\epsilon}_{z0}/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t), \quad V_z = V_0z/l = \dot{\epsilon}_{z0}z/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t). \quad (2)$$

Компоненты тензора скоростей деформации определяются согласно известным кинематическим соотношениям:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_r &= \partial V_r / \partial r = -0,5\dot{\epsilon}_{z0}/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t), & \dot{\epsilon}_\theta &= V_r/r = -0,5\dot{\epsilon}_{z0}/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t), \\ \dot{\epsilon}_z &= \partial V_z / \partial z = \dot{\epsilon}_{z0}/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t), & \dot{\epsilon}_{rz} &= 0,5(\partial V_z / \partial r + \partial V_r / \partial z) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Равенство радиальной и тангенциальной составляющих компонент тензора скоростей деформации и отсутствие сдвиговых деформаций позволяют на основе теории пластичности Сен-Венана — Мизеса получить соотношения для компонент тензора напряжений и девиатора напряжений: $\sigma_r = \sigma_\theta$, $S_{rz} = 0$. В таком случае уравнение движения для радиальной составляющей скорости приводится к виду $\rho_0 dV_r/dt = \partial \sigma_r / \partial r$ или с учетом соотношений (2) к виду $\partial \sigma_r / \partial r = (3/4)[\dot{\epsilon}_{z0}/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t)]^2 r$.

Интегрирование последнего дифференциального уравнения при постоянном времени

по радиальной координате r с учетом равенства нулю радиального напряжения σ_r на свободной поверхности элемента $r = R$ позволяет найти распределение радиальных напряжений внутри элемента струи. Условие же пластичности Мизеса, сводящееся в данном случае к взаимосвязи $\sigma_z - \sigma_r = Y_0$, позволяет найти аналогичное распределение осевых напряжений:

$$\sigma_r = -(3/8)\rho_0[\dot{\epsilon}_{z0}/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t)]^2(R^2 - r^2); \quad (4)$$

$$\sigma_z = Y_0 - (3/8)\rho_0[\dot{\epsilon}_{z0}/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t)]^2(R^2 - r^2) \quad (5)$$

(зависимости типа (4), (5) приводились в [5, 9]).

С помощью выражений (1)–(5) определяются энергетические соотношения для несжимаемого жесткопластического стержня, растягиваемого в рассматриваемых условиях.

Так, начальные значения кинетической энергии радиального W_{r0} и осевого W_{z0} движения частиц стержня находятся согласно выражениям

$$W_{z0} = \int_0^{l_0} 0,5\rho_0\pi R_0^2 dz (\dot{\epsilon}_{z0}z)^2 = m_c \dot{\epsilon}_{z0}^2 l_0^2 / 6,$$

$$W_{r0} = \int_0^{l_0} 0,5\rho_0 2\pi r dr dz (-r\dot{\epsilon}_{z0}/2)^2 = m_c \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2 / 16,$$

где $m_c = \rho_0\pi R_0^2 l_0$ — масса стержня. Суммарная начальная кинетическая энергия W_0 в системе отсчета, связанной с неподвижным торцом стержня, выражается как

$$W_0 = W_{z0} + W_{r0} = m_c \dot{\epsilon}_{z0}^2 l_0^2 / 6 + m_c \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2 / 16. \quad (6)$$

Аналогично текущее значение полной кинетической энергии W с учетом взаимосвязей текущего и начального градиента осевой скорости $\dot{\epsilon}_z = \dot{\epsilon}_{z0}/n$, а также начального и текущего радиусов стержня $R = R_0/\sqrt{n}$ определяется в виде

$$W = W_z + W_r = m_c \dot{\epsilon}_{z0}^2 l_0^2 / 6 + m_c \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2 / (16n^3). \quad (7)$$

Из сопоставления выражений (6), (7) следует, что кинетическая энергия осевого движения частиц стержня в процессе его растяжения остается неизменной ($W_z = W_{z0}$), в то время как кинетическая энергия его радиального движения W_r довольно резко уменьшается обратно пропорционально третьей степени коэффициента текущего удлинения n . Динамическое растяжение жесткопластического стержня сопровождается диссипацией энергии и переходом механической энергии во внутреннюю.

Величина потерь, связанных с диссипацией энергии при пластическом деформировании, определяется путем интегрирования уравнения энергии в адиабатическом приближении $\dot{E} = \sigma^{ij}\dot{\epsilon}_{ij}/\rho_0$, где E — удельная внутренняя энергия частиц стержня, а σ^{ij} и $\dot{\epsilon}_{ij}$ — компоненты тензоров напряжений и скоростей деформаций. С учетом соотношений (3)–(5) дифференциальное уравнение энергии приводится к виду $\dot{E} = (Y_0/\rho_0)[\dot{\epsilon}_{z0}/(1 + \dot{\epsilon}_{z0}t)]$, что позволяет найти текущее значение внутренней энергии для всего стержня:

$$E_d = m_c \int_0^t \dot{E} dt = m_c (Y_0/\rho_0) \ln n. \quad (8)$$

Как следует из характера распределения осевых напряжений σ_z по сечению стержня (5), его растяжение происходит в присутствии осевой силы F_z , действующей в каждом

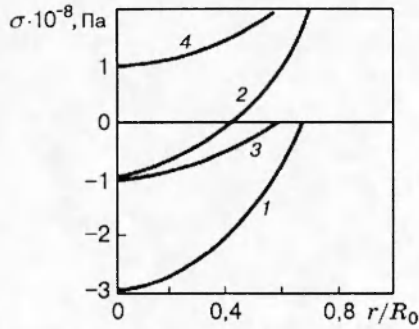


Рис. 4

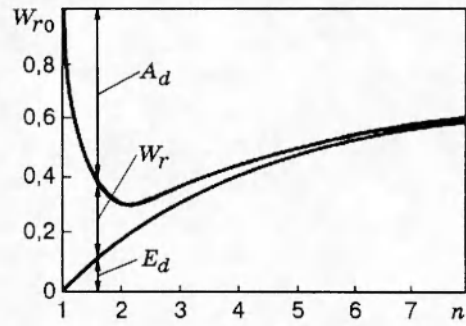


Рис. 5

плоском сечении стержня, в том числе и в ограничивающих его плоских сечениях:

$$F_z = \int_0^R 2\pi r dr \sigma_z = \pi R^2 [Y_0 - (3/16)\rho_0 \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2 / n^3] = \pi R^2 \sigma_{zcp} \quad (9)$$

(σ_{zcp} — среднее по сечению стержня осевое напряжение). Существование в поперечном сечении стержня осевой силы F_z физически соответствует тому, что равномерное растяжение произвольного выделенного элемента КС происходит с силовым взаимодействием с соседними ее элементами и сопровождается совершением работы над ними

$$A_d = \int_0^t -F_z V_0 dt,$$

выражение для которой имеет вид

$$A_d = -m_c(Y_0/\rho_0) \ln n - m_c \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2 (1 - n^3)/n^3. \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что энергетические соотношения (6)–(8), (10) для динамически растягиваемого цилиндрического жесткопластического стержня отвечают закону сохранения энергии $W_0 = W + E_d + A_d$. С учетом неизменности значения кинетической энергии осевого движения $W_z = W_{z0}$ закон сохранения энергии при растяжении стержня принимает вид $W_{r0} = W_r + E_d + A_d$, в соответствии с которым начальный запас кинетической энергии радиального движения частиц струи в процессе растяжения частично диссипируется и переходит во внутреннюю тепловую энергию, частично расходуется на поддержание условий деформирования (совершение работы над окружающими элементами КС), а частично остается в активной форме текущей кинетической энергии радиального движения W_r .

В качестве примера, дающего представление о количественной стороне процесса растяжения элемента КС, рассматриваемого в рамках модели цилиндрического несжимаемого жесткопластического стержня, на рис. 4 представлены некоторые результаты расчетов для элемента средней части медной КС лабораторного кумулятивного заряда с начальными радиусом $R_0 = 3,5$ мм, градиентом осевой скорости $\dot{\epsilon}_{z0} = 3,18 \cdot 10^5$ с⁻¹ и пределом текучести материала $Y_0 = 2 \cdot 10^8$ Па.

На рис. 4 для моментов времени, соответствующих текущим коэффициентам удлинения $n_1 = 2,4$ и $n_2 = 3,5$ и радиусам стержня $R_1 = 0,65R_0$ и $R_2 = 0,54R_0$, приведены распределения радиальных σ_r (кривые 1 и 3) и осевых σ_z (кривые 2 и 4) напряжений. Видно, что на начальных стадиях растяжение элемента КС по большей части поперечного сечения происходит в условиях всестороннего сжатия. Исключением является лишь примыкаю-

щая к наружной поверхности зона, где осевые напряжения растягивающие. Сжимающие же напряжения в приосевой зоне поперечного сечения могут достигать существенного значения. Максимальные их значения имеют место на оси стержня ($r = 0$) в момент начала процесса деформирования ($t = 0$) и определяются в соответствии с (4), (5) значением комплекса $\rho_0 \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2$, задающего начальную удельную (на единицу объема) кинетическую энергию радиального движения частиц стержня. По мере удлинения стержня его напряженное состояние стремится к состоянию одноосного растяжения, радиальные же и тангенциальные напряжения монотонно уменьшаются, оставаясь в то же время сжимающими (см. формулы (4), (5)). Как следует из (9), растяжение стержня в среднем в условиях всестороннего сжатия реализуется в случае превышения начальной удельной кинетической энергией радиального движения предела текучести: $\rho_0 \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2 / Y_0 \geq 16/3$.

На рис. 5 представлен энергетический баланс для того же элемента КС, что и на рис. 4. Видно, что кинетическая энергия радиального движения W_r достаточно резко уменьшается и становится пренебрежимо малой по сравнению с внутренней энергией E_d . Значительная часть этого уменьшения кинетической энергии соответствует совершению работы A_d данным элементом КС над окружающими элементами. При этом на начальной стадии растяжения значение A_d увеличивается — элемент деформируется и производит работу в условиях всестороннего сжатия, как бы «толкаясь» с соседями. Однако, начиная с некоторого значения коэффициента удлинения, работа A_d уменьшается — элемент КС растягивается растягивающей осевой силой F_z взаимодействия с соседними элементами.

Приведенные выше полученные в рамках модели несжимаемого жесткопластического стержня результаты позволяют обозначить диапазон нахождения самой существенной характеристики процесса растяжения и разрушения пластически разрушающихся КС — коэффициента предельного удлинения:

$$\sqrt[3]{(3/16)\rho_0 \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2 / Y_0} < n_{\text{пр}} < \exp[\rho_0 \dot{\epsilon}_{z0}^2 R_0^2 / (16Y_0)].$$

Здесь нижняя граница диапазона получена из условия перехода напряженного состояния при растяжении от всестороннего сжатия, а верхняя — из условия полной диссипации начального запаса кинетической энергии радиального движения в предположениях $A_d = 0$, $W_r/W_{r0} \ll 1$. При текущих коэффициентах удлинения n элементов, меньших указанного нижнего значения, когда материал внутри струи всесторонне сжат, следует, по-видимому, исключить возможность развития и тем более завершения процесса шейкообразования. Значения коэффициентов удлинения больше указанного верхнего не могут быть реализованы в силу «запрета», налагаемого законом сохранения энергии. Последнее утверждение может быть обосновано следующим образом.

Как следует из экспериментальных результатов, высокоградиентные КС распадаются после пластического разрушения на несколько десятков отдельных безградиентных элементов. При этом, как правило, начальная длина l_0 каждого из участков КС, формирующих после разрыва отдельные элементы, порядка десятых долей от начального радиуса R_0 соответствующего участка. Поэтому «избыточная» кинетическая энергия такого участка (кинетическая энергия осевого и радиального движения материала в системе отсчета, связанной с центром масс этого участка КС, а в дальнейшем образующегося из этого участка отдельного безградиентного элемента) в момент начала его деформирования определяется главным образом кинетической энергией радиального движения, тогда как ее осевая составляющая пренебрежимо мала (см. выражение (6)).

У формирующегося в результате пластического разрушения отдельного безградиентного элемента «избыточная» кинетическая энергия отсутствует — каждый такой отдельный элемент перемещается в пространстве как жесткое целое. Поэтому для КС в целом, в начальный момент времени представляющей собой совокупность взаимосвязанных участков, а в итоге — совокупность формирующихся из этих участков отдельных элементов,

справедливо полагать, что верхней оценкой значения энергии, расходуемой на деформирование элементов КС и определяющей максимальное теоретически возможное значение коэффициента предельного удлинения $n_{пр}$, является начальная кинетическая энергия W_{r0} радиального движения материала соответствующих элементов. Работа же A_d , совершаемая взаимодействующими участками КС друг над другом, не должна влиять на максимально возможное предельное удлинение, и при оценке значения этой величины ее вполне можно положить равной нулю, так как силы взаимодействия между формирующими отдельные элементы участками являются внутренними силами по отношению к КС в целом и не оказывают влияния на ее энергетический баланс.

Таким образом, рассмотренная в настоящей работе физико-математическая модель равномерного растяжения элемента КС как несжимаемого цилиндрического жесткоидеальнопластического стержня позволяет составить некоторые представления о характере изменения кинематических, динамических и энергетических характеристик этого процесса и установить рамки нахождения основной количественной характеристики разрушения струи — коэффициента предельного удлинения. Следующий шаг в уточнении этих представлений, по-видимому, должен быть связан с развитием модели в части учета сжимаемости и упругопластических свойств, реально присущих материалу кумулятивных струй.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лаврентьев М. А.** Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, вып. 4. С. 41–56.
2. **Физика взрыва** / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
3. **Chou P. C., Carleone J.** The stability of shaped-charge jets // J. Appl. Phys. 1977. V. 48, N 10. P. 4187–4194.
4. **Карабут Е. А.** Коэффициент удлинения кумулятивных струй // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 167–169.
5. **Walsh J. M.** Plastic instability and particulation in stretching metal jets // J. Appl. Phys. 1984. V. 56, N 7. P. 1997–2006.
6. **Curtis J. P.** Axisymmetric instability model for shaped charge jets // J. Appl. Phys. 1987. V. 61, N 11. P. 4978–4985.
7. **Pack D. C.** On the perturbation and break up of a high speed elongating metal jet // J. Appl. Phys. 1988. V. 62, N 6. P. 1864–1871.
8. **Romero L. A.** The instability of rapidly stretching plastic jets // J. Appl. Phys. 1989. V. 65, N 8. P. 3006–3016.
9. **Karpp R. R., Hull L. M., Price M. L.** A technique for estimating the strength of materials in stretching shaped-charge jets // 15th Int. Sympos. on Ballistics, Jerusalem, Israel, May 21–24, 1995. P. 175–182.

Поступила в редакцию 4/XII 1995 г.
