

УДК 623.4.082.6

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ ИЗ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ КУМУЛЯТИВНОГО ЗАРЯДА

С. С. Рассоха

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,  
105005 Москва, rassokha@list.ru

Представлены результаты численного моделирования функционирования вращающихся кумулятивных зарядов. Продемонстрировано отсутствие влияния скорости радиального расширения высокоскоростных полых цилиндрических ударников, которые имитируют элемент кумулятивной струи, на глубину их проникания. Проведен численный анализ процесса растяжения вращающегося растягивающегося металлического цилиндра (струи) с гармоническим профилем боковой поверхности. Оценено влияние различных параметров, в том числе угловой скорости струи, на ее сплошность в осевом и радиальных направлениях. Предложена зависимость для оценки коэффициента предельного удлинения вращающейся кумулятивной струи. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными демонстрирует удовлетворительное согласование.

**Ключевые слова:** кумулятивный заряд, кумулятивная струя, вращение, центробежное разрушение, численное моделирование.

DOI 10.15372/FGV2024.9475  
EDN HSAZZI

## ВВЕДЕНИЕ

Влиянию вращения кумулятивного заряда (КЗ) на проникающее действие посвящено множество работ [1–6]. В них показано, что с увеличением угловой скорости КЗ глубина его пробития снижается схожим образом для зарядов различного диаметра в зависимости от их окружной скорости (рис. 1).

Выделяют критическое значение угловой скорости ( $\omega_d = 100$  об·дюйм/с), при которой резко падает глубина пробития  $L_\omega/L_0$  (рис. 1). Считается [3, 5], что до указанного значения угловой скорости снижение глубины пробития кумулятивной струи происходит преимущественно из-за более раннего, чем без вращения, распада струи на элементы, что приводит к уменьшению ее общей длины и глубины проникания (рис. 2).

При угловой скорости, превышающей критическую, наблюдается центробежное разрушение кумулятивной струи, которое сопровождается радиальным разлетом материала струи и резким падением ее проникающей способности [3, 6] (см. рис. 2).

Высказано несколько предположений о механизмах, объясняющих снижение глубины

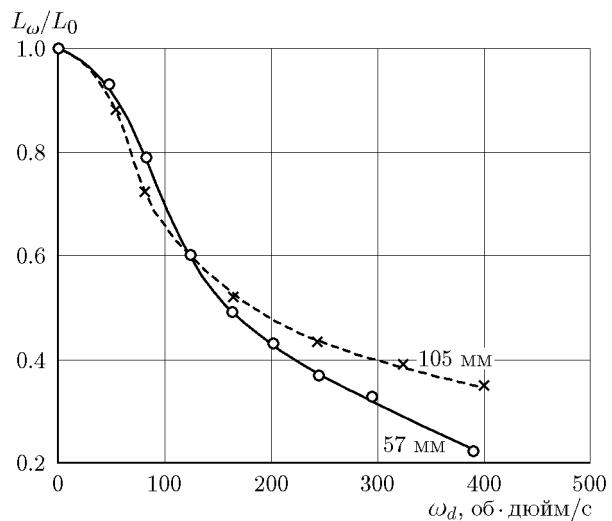


Рис. 1. Зависимость относительной глубины пробития КЗ от его окружной скорости для зарядов диаметром 57 и 105 мм [3]

проникания струи в преграду: ранний распад на элементы по причине скручивания материала струи по спиральной линии или по причине центробежного разрушения в шейках; снижение средней плотности из-за центробежного разрушения струи и ее последующего расширения в радиальном направлении по всей длине [3, 6–17].

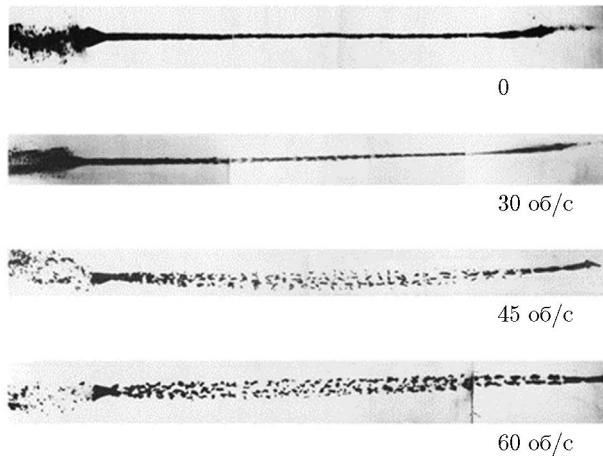


Рис. 2. Рентгенограммы участков кумулятивных струй, образованных из заряда диаметром 105 мм, вращающегося с различной угловой скоростью [3]

В настоящей работе при помощи численного моделирования проанализировано влияние радиального расширения кумулятивной струи на ее проникание, а также проведено исследование растяжения вращающейся струи в зависимости от геометрических, кинематических параметров и свойств материала, определяющих этот процесс.

### ПРОНИКАНИЕ РАДИАЛЬНО РАСШИРЯЮЩИХСЯ ТРУБЧАТЫХ УДАРНИКОВ

С помощью численного решения задачи о проникании радиально расширяющегося полого ударника анализируется влияние радиального расширения струи на снижение глубины ее пробития.

Моделирование проводилось в рамках решения двумерной осесимметричной задачи механики сплошных сред на основе метода сглаженных частиц (SPH) [18]. Материал медного ударника рассматривался как идеальная сжимаемая жидкость с уравнением состояния в форме линейной зависимости между скоростью фронта ударной волны в среде  $D$  и массовой скоростью за ее фронтом  $u$ :  $D = a + bu$ , где  $a$ ,  $b$  — эмпирические параметры материала. Принималось  $a = 3940$  м/с,  $b = 1.489$ . Стальная преграда моделировалась как сжимаемая упругопластическая среда с переменным пределом текучести  $Y$  в форме Джонсона — Кука [19]  $Y = [A + B\varepsilon_p^n][1 + C \ln \varepsilon_p^*] \left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0}\right)^m\right]$ ,

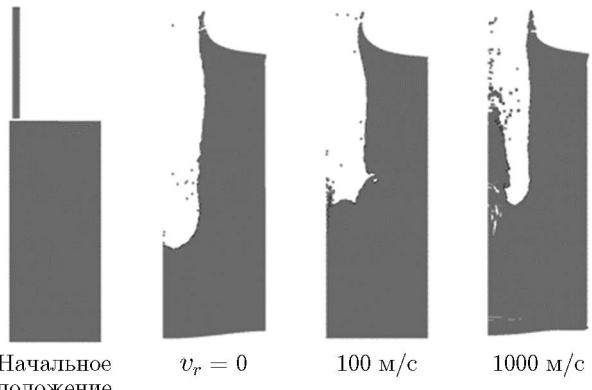


Рис. 3. Проникание медного трубчатого цилиндрического ударника, движущегося с различной радиальной скоростью и постоянной осевой скоростью 9 000 м/с, в стальную преграду

где  $A$ ,  $B$ ,  $n$ ,  $C$ ,  $m$  — эмпирические параметры материала;  $\varepsilon_p$  — интенсивность пластической деформации;  $T_0$ ,  $T_m$  — температуры окружающей среды и плавления материала;  $\varepsilon_p^*$  — относительная интенсивность скорости пластической деформации. В приведенных ниже расчетах  $G = 8.18 \cdot 10^{11}$  Па;  $A = 7.92 \cdot 10^8$  Па;  $B = 5.10 \cdot 10^8$  Па;  $n = 0.26$ ;  $C = 0.014$ ;  $m = 1.03$ ;  $T_0 = 300$  К;  $T_m = 1793$  К. Упругое поведение описывалось линейной моделью с использованием упомянутого ранее значения модуля сдвига  $G$  и объемного модуля упругости  $K = 1.59 \cdot 10^{11}$  Па.

Моделируемые ударники двигались с осевой скоростью  $v_z = 9000$  м/с, имели одинаковую массу (3.6 г) и длину (30 мм), но различный радиус центрального отверстия (0.01, 0.79, 2.0, 7.0 мм) и различную радиальную скорость расширения  $v_r$  (0, 50, 100, 1000 м/с). На рис. 3 приведены результаты проникания ударника с начальным радиусом канала 0.79 мм и различными значениями радиальной скорости.

На рис. 4 показаны зависимости относительной глубины проникания ударников  $L/l$  (отношение глубины каверны  $L$  к длине ударника  $l$ ) от радиальной скорости их расширения. Из рис. 4 следует, что скорость радиального расширения оказывает заметное влияние только на проникание ударника с пренебрежимо малым радиусом центрального канала (0.01 мм). Увеличение скорости радиального расширения  $v_r$  такого ударника от 0 до 10 м/с приводит к снижению величины  $L/l$  на 26 % (с 1.4 до 1.04). При дальнейшем росте  $v_r$  от 10 до 100 м/с глубина пробития изменяется незначительно.

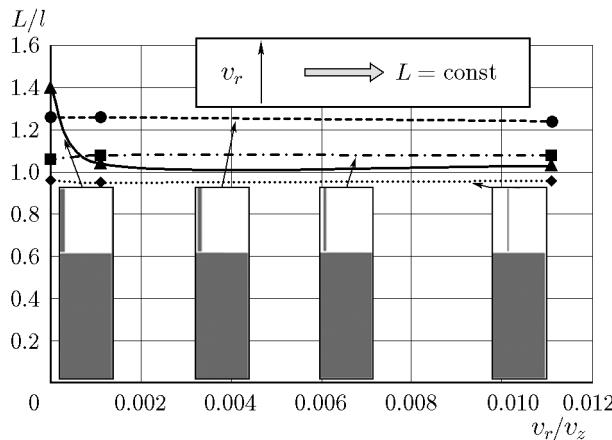


Рис. 4. Относительная глубина проникания ударников с различным радиусом центрального канала в зависимости от относительной скорости радиального расширения

В случае, когда радиус отверстия ударника изначально превышает 0.3 его радиуса, глубина пробития не меняется с ростом радиальной скорости расширения. При этом начальный радиус отверстия центрального канала оказывает влияние на глубину пробития ударника. При его увеличении с 0.005 до 0.96 от радиуса ударника глубина пробития уменьшается с  $1.26l$  до  $0.97l$ . Следовательно, разрушенная из-за действия центробежной силы радиально расширяющаяся часть кумулятивной струи сохраняет ограниченную способность к пробитию преграды.

Следствием полученного результата о независимости глубины пробития ударника от его радиальной скорости является то, что только лишь увеличение поперечного сечения струи (снижение ее средней плотности) при сохранении трубчатой формы ударника не может быть причиной уменьшения глубины проникания расширяющейся кумулятивной струи [3, 6].

Для установления механизма снижения глубины пробития вращающимися КЗ в рамках настоящей работы исследуется процесс растяжения вращающихся металлических цилиндров с заданными на их поверхности гармоническими отклонениями от цилиндрической формы.

## РАСТЯЖЕНИЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРОВ

В большом количестве работ численно [20–24], аналитически [25–31] и эксперимен-

тально [20, 32–34] исследовался процесс удлинения кумулятивной струи с ее последующим распадом на элементы из-за развития поверхностных гармонических возмущений без учета начального вращения. Показано, что существуют определенные частоты и амплитуды поверхностных возмущений, которые приводят к разрыву струи наискорейшим образом, что ограничивает ее коэффициент предельного удлинения  $n_{lim} = l/l_0$ , где  $l_0$  — начальная длина элемента струи,  $l$  — суммарная длина элементов струи после ее разрушения.

В рамках настоящей работы аналогично [20–24] численно анализировался процесс растяжения вращающегося металлического цилиндра, имитирующего участок кумулятивной струи, боковая поверхность которого подвергалась поверхностным возмущениям.

Профиль возмущений боковой поверхности задавался гармоническим законом вида  $r = R_0 + a \cos(2\pi x/\lambda)$ , где  $R_0$  — номинальный радиус цилиндра,  $a$  — амплитуда возмущения,  $\lambda$  — длина волны возмущения. В расчетах рассматривался цилиндр с начальными радиусом  $R_0 = 3$  мм и длиной  $L_0 = 20$  мм.

Задача решалась с использованием лагранжева подхода [18]. В качестве модели материала медного цилиндра использовалась модель Джонсона — Кука с разупрочнением ( $G = 4.6 \cdot 10^{10}$  Па;  $A = 1.0 \cdot 10^8$  Па;  $B = 2.92 \cdot 10^8$  Па;  $n = 0.31$ ;  $C = 0.025$ ;  $m = 1.09$ ;  $T_0 = 300$  К;  $T_m = 1356$  К;  $D_1 = 0.54$ ;  $D_2 = 4.89$ ;  $D_3 = -3.03$ ;  $D_4 = 0.014$ ;  $D_5 = 1.14$ ) совместно с уравнением состояния  $D(u)$  со значениями параметров из задачи о проникании радиально расширяющихся трубчатых ударников. Критерием разрушения выступало достижение интенсивности пластических деформаций  $\varepsilon_i^p = 2.8$ .

В результате решения получено, что различным значениям параметров  $a$  и  $\lambda$  соответствовали различные значения предельного удлинения цилиндра (струи). С увеличением относительной амплитуды возмущений  $a/R_0$  наблюдается снижение коэффициента предельного удлинения  $n_{lim}$ . При этом при  $a/R_0 > 0.05$  величина  $n_{lim}$  практически не изменяется и примерно равна 2.0. Влияние длины волны возмущения  $\lambda$  на  $n_{lim}$  иллюстрируется U-образной кривой с минимальным значением коэффициента удлинения при  $\lambda/R_0 = 3$ , который и принимался в качестве полученного по результатам численного моделирования.

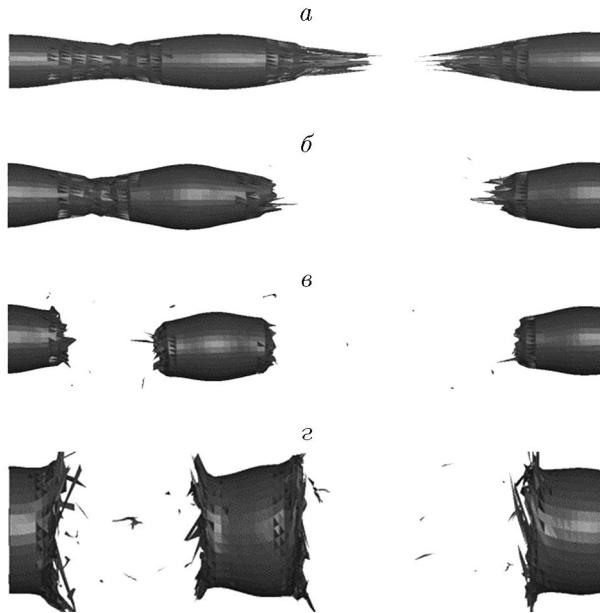


Рис. 5. Внешний вид цилиндра без начального вращения через 160 мкс после начала растяжения (а), и цилиндров, вращающихся со скоростью  $\omega_{J0} = 10\,000$  об/с (б) и  $15\,000$  об/с (в) через 160 мкс после начала растяжения и со скоростью  $\omega_{J0} = 20\,000$  об/с через 70 мкс после начала растяжения (г)

На рис. 5 показан внешний вид цилиндра с гармоническими поверхностными возмущениями  $a/R_0 = 0.05$  и  $\lambda/R_0 = 3$  после его разрушения на элементы в зависимости от начальной угловой скорости  $\omega_{J0}$ . Плотность материала струи  $\rho = 8\,900$  кг/м<sup>3</sup>, начальный градиент осевой скорости  $\dot{\varepsilon}_{z0} = 10^4$  с<sup>-1</sup>, предел текучести материала струи  $Y = 100$  МПа, начальный радиус струи  $R_0 = 3$  мм, начальный градиент угловой скорости  $\frac{d\omega_{J0}}{dx} = 0$ .

Из рис. 5 следует, что с увеличением начальной угловой скорости доля разрушенного материала увеличивается, что приводит к уменьшению  $n_{lim}$ . При малых значениях  $\omega_{J0}$  центробежное разрушение начинается в местах формирования шеек, там, где текущая угловая скорость является наибольшей согласно критерию [6]

$$\frac{\rho R^2 \omega_J^2}{Y} = C_1 + C_2 \frac{\rho R^2 \dot{\varepsilon}_z^2}{Y}, \quad (1)$$

где  $C_1, C_2$  — постоянные коэффициенты. В настоящей работе принималось, что  $C_1 = 0.634$ ,  $C_2 = 0.75$ .

С увеличением  $\omega_{J0}$  область разрушения распространяется вне шеечной части. При

этом формируется центральный канал, а радиальный размер струи растет вплоть до разрушения по механизму дробления осколочных оболочек, который описан в работе [35].

Из рис. 5 можно сделать качественный вывод о том, что вращающаяся струя состоит из двух частей: первая сохраняет свою сплошность и способность к последующему удлинению, вторая разрушается из-за действия центробежных сил и прекращает увеличивать свою длину, не теряя при этом, как следует из решения задачи о проникании расширяющихся трубчатых ударников, свою проникающую способность. Доля каждой из этих частей в общей длине струи зависит от ее угловой скорости вращения. С ростом угловой скорости вклад первой части снижается, а второй — увеличивается. Результаты численного моделирования, приведенные на рис. 5, корректно описывают только первую неразрушенную часть струи, поскольку вторая часть исключена из расчета из-за эрозии ячеек по критерию предельной интенсивности пластических деформаций ( $\varepsilon_i^p = 2.8$ ).

Дополнительно стоит отметить, что на рис. 5, б у второго слева сформированного элемента присутствует поперечная скорость движения (скорость дрейфа), которая приводит к снижению глубины пробития струи [10–15]. Анализ предыдущих этапов растяжения струи показал, что поперечная скорость возникает из-за асимметричного разрушения струи в ее шеечной области.

Распределения осевой и угловой скоростей вращения цилиндра при начальной угловой скорости  $\omega_{J0} = 4\,000$  об/с приведены на рис. 6. Обращает на себя внимание тот факт, что после разрушения цилиндра на элементы (рис. 6, а) скорость левого элемента падает до нуля, а правого, наоборот, возрастает до максимального значения 200 м/с, соответствующего начальному градиенту скорости  $\dot{\varepsilon}_{z0} = 10^4$  с<sup>-1</sup>. Дополнительно к этому изначально постоянное распределение угловой скорости по длине цилиндра трансформируется в переменное по длине. Угловая скорость правого элемента (рис. 6, б) на 6 % меньше, чем левого. В то же время расстояние между торцами цилиндра сохраняется неизменным при различных значениях  $\omega_{J0}$ , что свидетельствует об отсутствии влияния вращения на градиент осевой скорости кумулятивной струи.

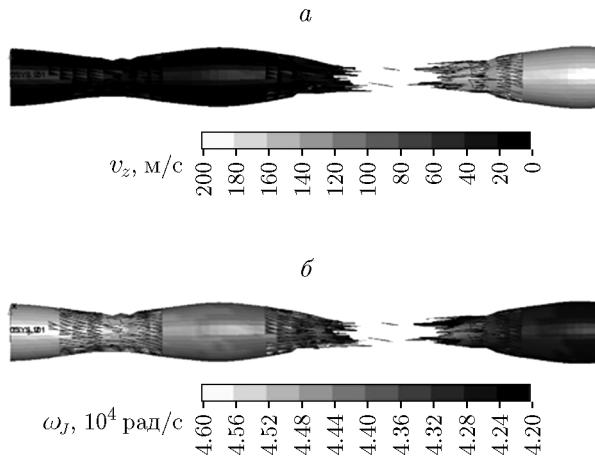


Рис. 6. Распределение осевой скорости (а) и угловой скорости (б) по длине цилиндра через 155 мкс после начала растяжения

### ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛЬНОГО УДЛИНЕНИЯ СТРУИ ОТ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ КУМУЛЯТИВНОГО ЗАРЯДА

По результатам численного моделирования растягивающегося вращающегося цилиндра с гармоническим профилем боковой поверхности определялась зависимость коэффициента предельного удлинения струи  $n_{lim}$  от параметров, которые определяют ее растяжение. Как известно из [1–3, 20, 31], в случае без начального вращения ( $\omega_{J0} = 0$ ) величина  $n_{lim0}$  зависит от плотности материала струи  $\rho$ , начального градиента осевой скорости  $\dot{\varepsilon}_{z0}$ , предела текучести материала струи  $Y$  и начального радиуса струи  $R_0$  в виде следующей аппроксимирующей степенной функции:

$$n_{lim0} = A \left( \frac{\rho \dot{\varepsilon}_{z0}^2 R_0^2}{Y} \right)^B, \quad (2)$$

где  $A$ ,  $B$  — постоянные коэффициенты. В работе [20] показано, что  $A = 5.38$ ,  $B = 0.39$ .

Для указанных выше значений параметров гармонического возмущения боковой поверхности ( $a/R_0 = 0.05$ ,  $\lambda/R_0 = 3$ ) рассчитаны зависимости коэффициента предельного удлинения без начального вращения  $n_{lim0}$  от параметров, которые входят в формулу (2). Получено, что  $A = 5.3$ ,  $B = 0.33$ . Результаты численного моделирования и степенной аппроксимации (2) с определенными в настоящей работе значениями коэффициентов  $A$  и  $B$  приведены на рис. 7. Наблюдается удовлетворительное согласие численного моделирования и аппрок-

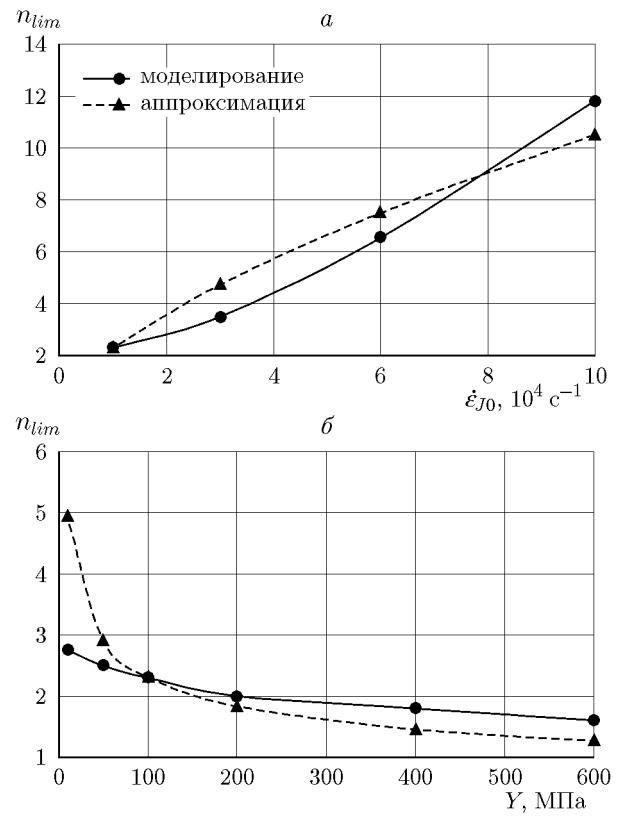


Рис. 7. Зависимости коэффициента предельного удлинения от градиента осевой скорости (а) и от предела текучести материала (б)

симиации за исключением предельного коэффициента удлинения при малых значениях предела текучести (рис. 7, б). Это расхождение объясняется тем, что в представленных расчетах использовалась модель Джонсона — Кука, которая учитывает деформационное упрочнение, а зависимость (2) получена для упругопластической среды с постоянным пределом текучести.

Влияние начальной угловой скорости цилиндра  $\omega_{J0}$  и начального градиента угловой скорости  $\frac{d\omega_{J0}}{dx}$  на предельное удлинение струи иллюстрирует рис. 8.

Поскольку вклад разрушенной действием центробежных сил части струи в численном моделировании не учитывается из-за эрозии, то предельное значение  $n_{lim}$  стремится к нулю при больших значениях как угловой скорости  $\omega_{J0}$ , так и ее градиента  $\frac{d\omega_{J0}}{dx}$ .

Зависимость  $n_{lim}$  для неразрушенной части струи от ее угловой скорости по результатам численного моделирования подбиралась в

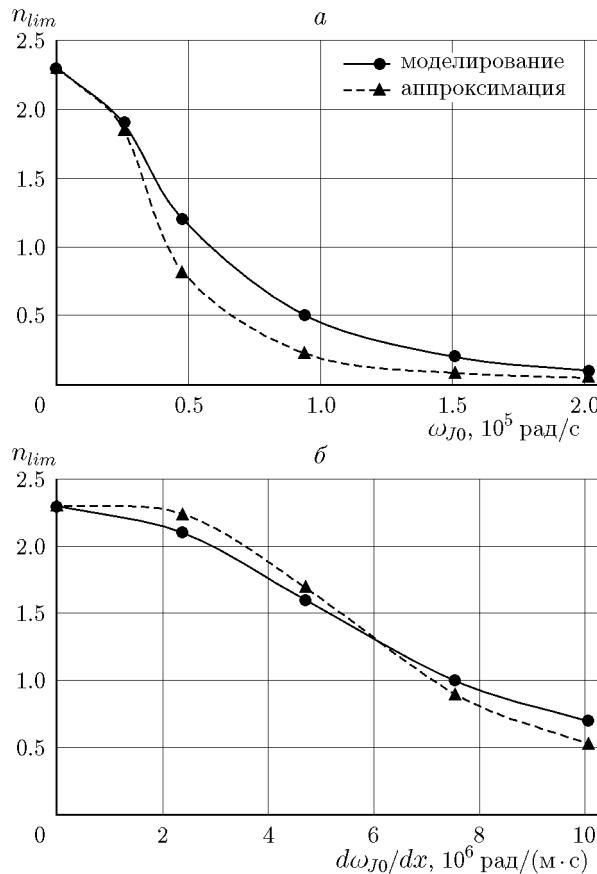


Рис. 8. Зависимости коэффициента предельного удлинения от начальной угловой скорости вращения (а) и от начального градиента угловой скорости (б)

виде  $n_{lim}(\omega_{J0}) = n_{lim0}/F(\omega_{J0})$ , где  $n_{lim0}$  — коэффициент предельного удлинения струи при отсутствии ее вращения,  $F(\omega_{J0})$  — неубывающая функция влияния угловой скорости на предельное удлинение.

В соответствии с (2)  $n_{lim0} = 5.3 (\rho \dot{\varepsilon}_{z0}^2 R_0^2 / Y)^{1/3}$ . Функция  $F(\omega_{J0})$  в работах [3, 6] получена в виде  $F(\omega_{J0}) = \sqrt{1 + A\omega_{J0}^2}$ , где  $A$  — параметр, зависящий от времени [6] или от характеристик струи и заряда [3]. В настоящей работе функция  $F(\omega_{J0})$  задавалась зависимостью вида  $F(\omega_{J0}) = \sqrt{1 + (\omega_{J0}^{eff}/\bar{\omega})^4}$ , где  $\omega_{J0}^{eff} = \omega_{J0} + 2 \left| \left( \frac{d\omega_{J0}}{dx} \right)_0 \right| R_{J0}$  — эффективная угловая скорость вращения кумулятивной струи, учитывающая изменение угловой скорости по длине струи  $\frac{d\omega_{J0}}{dx}$ ;  $\bar{\omega}$  — характерная угловая скорость, которая вычисляется по формуле  $\bar{\omega}^2 = 0.5[0.634Y/\rho R_0^2 + 0.75\dot{\varepsilon}_{z0}^2]$ . Вид

зависимости для  $\bar{\omega}^2$  обусловлен тем обстоятельством, что центробежное разрушение, которое начинается при выполнении условия (1), должно происходить при угловой скорости, соответствующей максимальной по абсолютному значению производной  $\frac{dn_{lim}}{d\omega_{J0}}$ .

В соответствии с представлением о том, что вращающаяся струя состоит из двух частей: первой (сплошной), способной к дальнейшему удлинению, и второй (разрушенной), длина которой более не изменяется, поиск зависимости  $n_{lim}(\omega_{J0})$  струи целиком проводился в виде  $n_{lim}(\omega_{J0}) = n_{lim0}/F(\omega_{J0}) + n_{lim\infty}(1 - 1/F(\omega_{J0}))$ , где  $n_{lim\infty}$  — коэффициент предельного удлинения части струи, которая разрушена центробежными силами из-за ее вращения. Тогда зависимость коэффициента предельного удлинения от угловой скорости струи окончательно принимает вид

$$n_{lim}(\omega_{J0}) = \frac{n_{lim0}}{\sqrt{1 + (\omega_{J0}^{eff}/\bar{\omega})^4}} + n_{lim\infty} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_{J0}^{eff}/\bar{\omega})^4}} \right). \quad (3)$$

### ВРАЩАЮЩИЙСЯ КУМУЛЯТИВНЫЙ ЗАРЯД КАЛИБРА 105 ММ

Зависимость (3) совместно с инженерной методикой В. М. Маринина [36] может быть использована для оценки пробивного действия вращающегося кумулятивного заряда. В работах [3–5, 9] рассматривается функционирование вращающегося кумулятивного заряда калибра 105 мм, снаряженного взрывчатым веществом Composition B (ТГ-40/60), со стальным корпусом толщиной 9.5 мм. Облицовка заряда изготовлена из меди с углом при вершине  $45^\circ$ , ее толщина — 2.5 мм. Расстояние до преграды составляло два калибра. Схема рассматриваемого заряда приведена на рис. 9.

В работе [5] исследовалось влияние вращения заряда в диапазоне  $\omega_{SC} = 0 \div 60$  об/с на глубину пробития заряда, изображенного на рис. 9. Экспериментальные данные приведены на рис. 10. Отчетливо прослеживается эффект критической угловой скорости, при превышении которой глубина пробития заряда резко уменьшается из-за центробежного разрушения кумулятивной струи. Кроме этого, в [5] экспе-

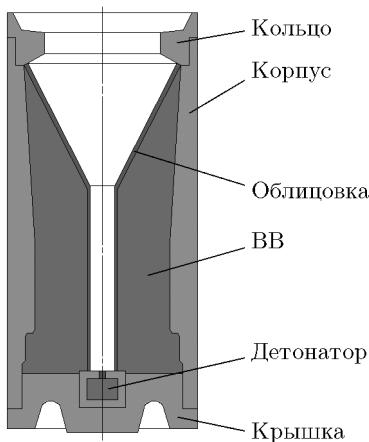


Рис. 9. Схема исследуемого 105-миллиметрового кумулятивного заряда

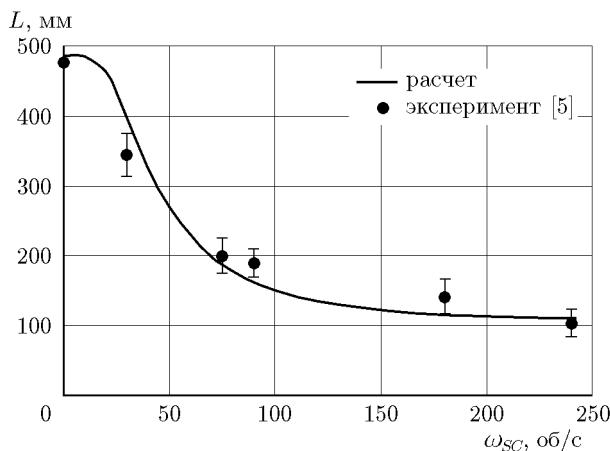


Рис. 10. Зависимость глубины проникания кумулятивной струи от начальной угловой скорости вращения кумулятивного заряда

риментально показано, что при больших значениях угловой скорости заряда глубина пробития монотонно уменьшается с увеличением расстояния до препятствия. Следовательно, величина  $n_{lim\infty}$  в формуле (3) зависит от расстояния до препятствия. В настоящей работе влияние расстояния до препятствия не исследовалось, поэтому принималось, что  $n_{lim\infty} = 2.0$ . Построенная с использованием зависимости (3) расчетная кривая  $L(\omega_{SC})$  (см. рис. 10) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Максимальное относительное отклонение не превышает 20 %.

## ВЫВОДЫ

Таким образом, в настоящей работе показано, что глубина проникания расширяю-

щихся трубчатых ударников в диапазоне относительных радиальных скоростей  $0.001 \div 0.01$  не зависит от скорости их радиального расширения, но зависит от диаметра осевого канала. На основании этого сделан вывод, что центробежно-разрушенная часть кумулятивной струи ограниченно сохраняет свое проникающее действие.

Проведено численное моделирование растяжения вращающегося металлического цилиндра с гармоническими возмущениями боковой поверхности. Показано, что вращающуюся струю можно представить состоящей из участков двух типов: первого, который сохранил свою сплошность и способность к дальнейшему увеличению длины, и второго, который разрушился из-за действия центробежных сил, прекратил процесс удлинения, но тем не менее сохранил ограниченную способность к пробитию препятствия.

На основании подхода о разделении струи на два типа участков построена зависимость коэффициента предельного удлинения от угловой скорости вращения цилиндра и других параметров, определяющих процесс растяжения. Данная зависимость учитывает известное критическое условие начала центробежного разрушения градиентных цилиндров, а также совпадает с полученными ранее формулами, которые определяют коэффициент предельного удлинения при отсутствии начального вращения.

С использованием методики В. М. Маринина и предложенной зависимости коэффициента предельного удлинения от угловой скорости построена кривая, отображающая влияние начальной угловой скорости заряда на его глубину пробития. Наблюдается удовлетворительное согласование с известными экспериментальными данными. Максимальное относительное отклонение не превышает 20 %.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа выполнена за счет средств бюджета Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Физика взрыва:** в 2 т. / под ред. Л. П. Орленко. — Изд. 3-е, испр. — М.: Физматлит, 2004. — Т. 2.
2. **Walters W. P., Zukas J. A.** Fundamentals of Shaped Charges. — N. Y.: Wiley, 1989.
3. August W. T., Birkhoff G., Eichelberger R. J., Heine-Geldern R. V., Hill F. I., Piper W., Pugh E. M., Rabinow J., Shaw J. E., Solem A. D., Thomas L. H., Winn H., Zernow L. Critical Review of Shaped Charge Information // Rep. N 905, Ballistic Research Laboratory. — Maryland, 1954.
4. Zernow L., Kronman S., Rayfield F., Paszek J., Taylor B. Flash radiographic study of jets from rotated 105 mm shaped charges // Trans. Symp. Shaped Charges. — 1951. — P. 133–150.
5. Zernow L., Regan J., Simon J., Lieberman I. Study of the effects of rotation upon the penetration of jets from 105 mm shaped charges // Trans. Symp. Shaped Charges. — 1951. — P. 319–330.
6. Бабкин А. В., Рассоха С. С., Ладов С. В. Методика расчета параметров функционирования вращающихся кумулятивных зарядов // Оборон. техника. — 2010. — № 1-2. — С. 23–30. — EDN: YRJJEK.
7. Смеликов В. Г., Кореньков В. В. Влияние условий формоизменения облицовки на бронепробиваемость вращающихся кумулятивных боеприпасов // Устойчивость ограниченной кумуляции: сб. науч.-техн. ст. — М.: Студия «Этника», 2016. — С. 36–43.
8. Бабкин А. В., Рассоха С. С., Ладов С. В. О центробежном разрушении градиентных стержней // Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Машиностроение. — 2010. — Спец. вып. S. — С. 182–195. — EDN: MOTIBP.
9. Weickert C. A. Spinning self-forging fragments and shaped charges: PhD Thesis / Drexel Univ. — Drexel, 1986.
10. Szendrei T. Analytical model of crater formation by jet impact and its application to calculation of penetration curves and hole profiles // Proc. 7th Int. Symp. on Ballistics. — The Hague, Netherlands, 1983. — P. 575–583.
11. Ayisit O. The influence of asymmetries in shaped charge performance // Int. J. Impact Eng. — 2008. — V. 35, N 12. — P. 1399–1404. — DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2008.07.027.
12. Xiao Q.-Q., Huang Z.-X., Zu X.-D., Jia X. Influence of drift velocity and distance between jet particles on the penetration depth of shaped charges // Propell., Explos., Pyrotech. — 2016. — V. 41, N 1. — P. 76–83. — DOI: 10.1002/prep.201500051.
13. Naeem K., Hussain A., Abbas S. A review of shaped charge variables for its optimum performance // Eng. Tech. Appl. Sci. Res. — 2019. — V. 9, N 6. — P. 4917–4924. — DOI: 10.48084/etrasr.3153.
14. Cornish R., Mills J. T., Curtis J. P., Finch D. Degradation mechanisms in shaped charge penetration // Int. J. Impact Eng. — 2001. — V. 26, N 1-10. — P. 105–114. — DOI: 10.1016/S0734-743X(01)00072-0.
15. Shi J., Huang Z.-X., Zu X.-D., Xiao Q.-Q. Cohesiveness and penetration performance of jet: Theoretical, numerical, and experimental studies // Int. J. Impact Eng. — 2023. — V. 175. — 104543. — DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2023.104543.
16. Сильвестров В. В., Горшков Н. Н. Влияние скорости деформирования на прочность медной кумулятивной струи при ее растяжении // Физика горения и взрыва. — 1997. — Т. 33, № 1. — С. 111–118. — EDN: YJCZTZ.
17. Singh S. Penetration of rotating shaped charges // J. Appl. Phys. — 1960. — V. 31, N 3. — P. 156–159. — DOI: 10.1063/1.1735631.
18. Oran E. S., Boris J. P. Numerical Simulation of Reactive Flow. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005. — DOI: 10.1017/CBO9780511574474.
19. Johnson G. R., Cook W. N. A constitutive model and data for metals subjected to large strains. High rates and high temperatures // Proc. 7th Intern. Symp. on Ballistics. — The Hague, Netherlands, 1983. — P. 541–547.
20. Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В. Закономерности растяжения и пластического разрушения металлических кумулятивных струй // ПМТФ. — 1999. — Т. 40, № 4. — С. 25–35. — EDN: VXDDTK.
21. Chou P. C., Carleone J. The stability of shaped-charge jets // J. Appl. Phys. — 1977. — V. 48, N 10. — P. 4187–4195. — DOI: 10.1063/1.323456.
22. Walters W. P., Summers R. L. The Particulation of a Shaped Charge Jet for Face-Centered-Cubic Liner Materials // Rep. ARL-TR-114, Army Research Laboratory. — Maryland, 1993.
23. Zernow L., Chapyak E. J., Mosso S. J. A new 3D computational model for shaped charge jet breakup // Proc. 16th Int. Symp. on Ballistics. — San Francisco, USA, 1996.
24. Zernow L., Chapyak E. J. Initial results obtained from a 3D computational model of the shaped charge jet particulation process // Proc. 17th Int. Symp. on Ballistics. — Midrand, South Africa, 1997.
25. Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В. Особенности инерционного растяжения кумулятивных струй в свободном полете // ПМТФ. — 1997. — Т. 38, № 2. — С. 3–9. — EDN: YTZWOD.

26. **Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В.** Влияние сжимаемости и прочности материала кумулятивных струй на особенности их инерционного растяжения в свободном полете // ПМТФ. — 1997. — Т. 38, № 2. — С. 10–18. — EDN: YTZWPW.
27. **Curtis J. P.** Axisymmetric instability model for shaped charge jets // J. Appl. Phys. — 1987. — V. 61, N 11. — P. 4978–4985. — DOI: 10.1063/1.338317.
28. **Frankel I., Weihs D.** Stability of a capillary jet with linearly increasing axial velocity (with application to shaped charges) // J. Fluid Mech. — 1985. — V. 155. — P. 289–307. — DOI: 10.1017/S0022112085001811.
29. **Yarin A. L.** On instability of rapidly stretching metal jets produced by shaped charges // Int. J. Eng. Sci. — 1994. — V. 32, N 5. — P. 847–862. — DOI: 10.1016/0020-7225(94)90065-5.
30. **Romero L. A.** The instability of rapidly stretching plastic jets // J. Appl. Phys. — 1989. — V. 65, N 8. — P. 3006–3016. — DOI: 10.1063/1.342718.
31. **Walsh J. M.** Plastic instability and particulation in stretching metal jets // J. Appl. Phys. — 1984. — V. 56, N 7. — P. 1997–2006. — DOI: 10.1063/1.334234.
32. **Chou P. C., Tanzio C. A., Carleone J., Ciccarelli R. D.** Shaped Charge Jet Breakup Studies Using Radiograph Measurement and Surface Instability Calculations // Rep. 337, Army Ballistic Research Lab. — Maryland, 1977.
33. **Baker E. L., Pham J., Vuong T.** An empirical shaped charge jet breakup model // Tech. Rep. ARMET-TR-13009. — Picatinny: Munitions Eng. Technol. Center, 2014.
34. **Pack D. C.** On the perturbation and break up of a high-speed, elongating metal jet // J. Appl. Phys. — 1988. — V. 63, N 6. — P. 1864–1871. — DOI: 10.1063/1.339883.
35. **Grady D. E.** Fragmentation of rapidly expanding jets and sheets // Int. J. Impact Eng. — 1987. — V. 5, N 1-4. — P. 285–292. — DOI: 10.1016/0734-743X(87)90046-7.
36. **Маринин В. М., Бабкин А. В., Колпаков В. И.** Методика расчета параметров функционирования кумулятивного заряда // Оборон. техника. — 1995. — № 4. — С. 34–39. — EDN: YSJTOJ.

Поступила в редакцию 15.04.2024.  
Принята к публикации 03.07.2024.