

УДК 532.522

О НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМАХ КУМУЛЯЦИИ

Ю. А. Тришин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Дан обзор и анализ некоторых результатов, связанных с явлением кумуляции. Рассмотрены различные модели, которые используются для описания этого явления.

1. Модель идеальной несжимаемой жидкости. Гидродинамическая теория формирования кумулятивных струй и их взаимодействия с преградой, предложенная М. А. Лаврентьевым [1], основана на модели идеальной несжимаемой жидкости. Из гидродинамической теории кумуляции следует, что кумулятивные струи образуются либо при косом соударении пластин, ускоренных взрывом, либо при взрывном обжатии тонкой конической оболочки, покрывающей выемку в заряде взрывчатого вещества (ВВ).

Одним из важнейших результатов гидродинамической теории кумуляции [1] явилось применение теории струй к кумулятивным зарядам. Формирование кумулятивной струи можно описать, рассматривая схему соударения двух одинаковых плоских струй под углом 2α . Из гидродинамической теории следует, что скорость кумулятивной струи в лабораторной системе координат определяется суммой скоростей точки контакта и скорости сталкивающейся струи на бесконечности в системе координат, в которой картина углового соударения струй стационарна. Тогда реальный кумулятивный заряд представляет собой цилиндрическую шашку ВВ, с одного из торцов имеющую коническую полость, облицованную тонким слоем металла.

Формирование кумулятивного заряда можно описать, отказавшись от предположения, что металлическая облицовка может иметь только коническую форму.

Автором данной работы было показано, что кумулятивный заряд можно создать, поместив в цилиндрическую шашку ВВ цилиндрическую металлическую трубку, толщина стенки которой увеличивается в направлении распространения фронта детонационной волны (рис. 1). Можно также использовать цилиндрическую трубку с постоянной толщиной стенки, помещенную в коническую шашку ВВ, где фронт детонационной волны распространяется от основания конуса к его вершине (рис. 2). При этом нужно обеспечить необходимый угол соударения, который находится в области струи со струеобразованием [2], причем в плоском случае, когда скорость соударяющихся пластин направлена по нормали к ним, критический угол α_2^* определяется выражением

$$\alpha_2^* = \arctg(U/c_0), \quad (1.1)$$

где U — скорость метания пластин; c_0 — начальная скорость звука в материале пластин. Таким образом, на плоскости $(U, 2\alpha)$ кривая (1.1) делит область соударения со струей на две: выше кривой (1.1) реализуются сплошные монолитные струи, ниже — распыленные. Можно использовать обобщенный критерий струеобразования, если перейти в лабораторную систему координат. Тогда, если фазовая скорость v_k точки соударения элементов кумулятивной облицовки на оси симметрии меньше начальной скорости звука в окрестности соударения, то возмущения могут уходить вперед по облицовке и соударение будет

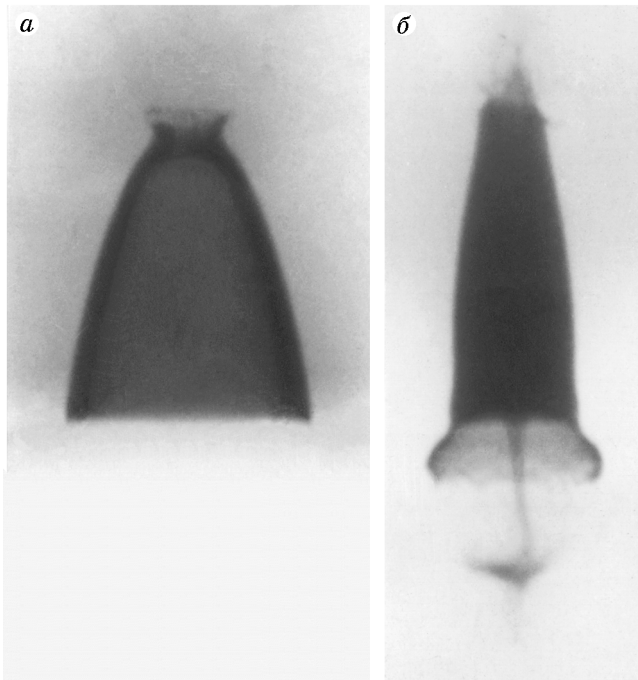


Рис. 1

Рис. 1. Рентгенограммы обжатия медной цилиндрической облицовки с увеличивающейся толщиной детонационной волной, распространяющейся по коаксиальному заряду ВВ (сверху вниз) от менее толстого слоя облицовки к более толстому:

$a — t = 12,2$ мкс, $b — t = 22$ мкс

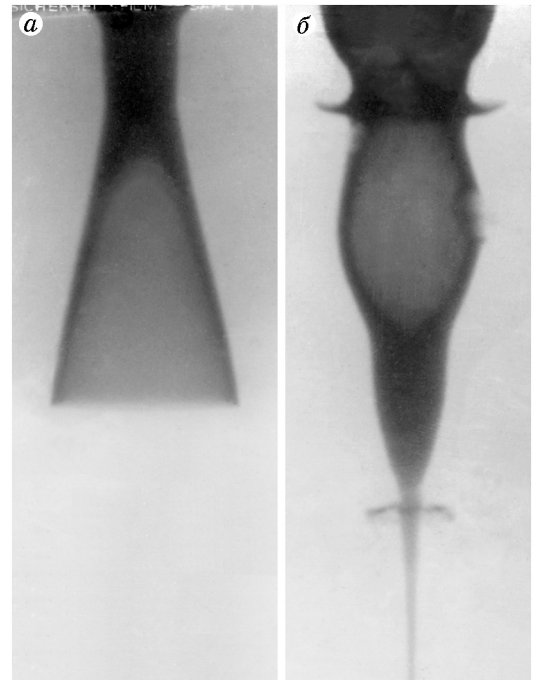


Рис. 2

Рис. 2. Рентгенограммы обжатия медной цилиндрической облицовки постоянной толщины скользящей детонационной волной, распространяющейся по коническому заряду ВВ от основания конуса к его вершине (сверху вниз):

$a — t = 16,5$ мкс, $b — t = 31,7$ мкс

происходить с образованием струи [2]. Следовательно, для образования монолитной кумулятивной струи необходимо выполнение условия

$$v_k \leq c_0. \quad (1.2)$$

На рис. 2 представлена рентгенограмма процесса обжатия медной трубки постоянной толщины ($R_{10} = 1,43$ см, $R_0 = 1,3$ см) длиной 60 мм, облицованной коническим слоем ТГ 50/50 с углом раствора конуса 30° . На рис. 2 видно, что верхняя часть цилиндрической облицовки взорвалась, не образовав кумулятивную струю, так как угол соударения оказался меньше угла α_2^* . Детонация по слою ВВ распространяется от основания конуса к его вершине. Здесь толщина слоя ВВ меняется от 19 мм у начала медной трубки до 2,7 мм у нижнего края медной трубки-облицовки.

На рис. 3 представлена рентгенограмма процесса захлопывания цилиндрической трубки высотой 60 мм (толщина верхней части трубки увеличивается к середине от 0 до 1,3 мм). Наблюдается существенное увеличение угла захлопывания в верхней части трубки под действием такого же конического слоя ВВ по сравнению с трубкой постоянной толщины. При этом скорости кумулятивной струи из верхней и нижней частей трубки различаются. Как показано на рис. 3, б, происходит пробитие струи из верхней части трубки струей из нижней ее части, движущейся с большей скоростью. Поэтому при создании

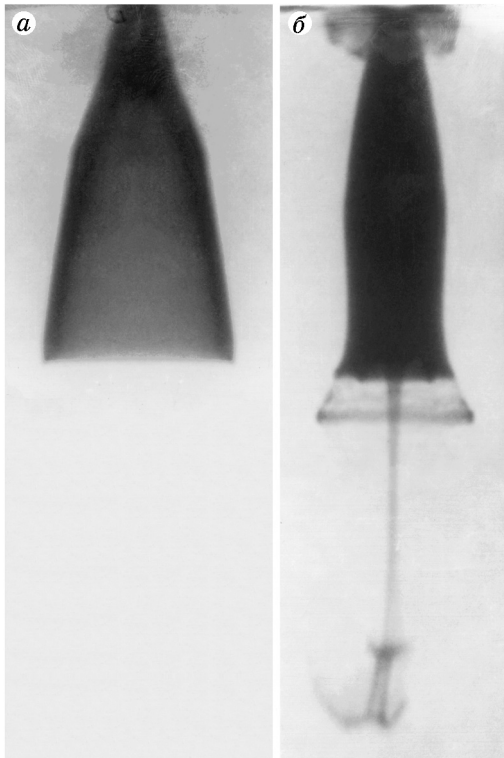


Рис. 3. Рентгенограммы обжатия цилиндрической облицовки с переменной толщиной стенки в верхней половине облицовки скользящей детонационной волной, распространяющейся по коническому заряду ВВ от основания конуса к его вершине (сверху вниз):

a — $t = 15,2$ мкс, b — $t = 25,1$ мкс

кумулятивного заряда необходимо, чтобы скорость образовавшейся кумулятивной струи непрерывно уменьшалась по длине трубки.

Рассмотрим кумулятивный заряд, схема которого изображена на рис. 4 (R_1 — внутренний радиус облицовки, R_0 — расстояние по нормали от внутренней поверхности облицовки до ее пересечения с осью симметрии x , $\delta_1(x)$ — толщина стенки облицовки, $\delta_2(x)$ — толщина слоя ВВ, l — длина трубки, D — скорость детонационной волны).

Предположим, что элементы облицовки схлопываются независимо от соседних сечений в направлении, перпендикулярном внутренней поверхности облицовки. Результаты экспериментов подтверждают это предположение для цилиндрических и слабokonических облицовок.

Таким образом, кумулятивный заряд поперечными сечениями разбивается на элементарные несжимаемые цилиндрические кольца. Из решения задачи о схлопывании цилиндрического поршня [3–5] используются две характеристики процесса — время схлопывания t_* и скорость метания цилиндрического поршня U .

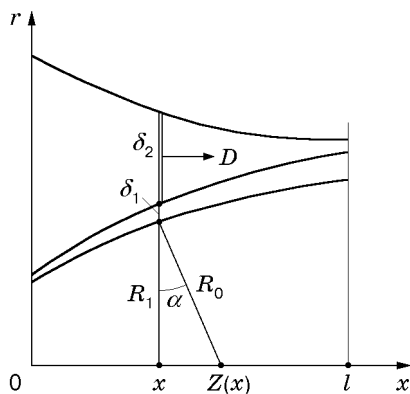


Рис. 4. Схема кумулятивного заряда ВВ с осесимметричной медной облицовкой переменной толщины, окруженной слоем ВВ переменной толщины

Обозначим через $Z(x)$ координату точки контакта, где схлопываются элементы облицовки, принадлежащие данному сечению: $Z(x) = x + R_1(x) \operatorname{tg} \alpha(x)$, а через $t(Z)$ — время схлопывания этих элементов, отсчитываемое с момента выхода детонационной волны на вершину облицовки ($x = 0$). Тогда

$$t = t_D + t_* = x/D + R_0\tau_*/D,$$

где t_D — время прихода детонационной волны из сечения $x = 0$ в сечение x ; t_* — время схлопывания цилиндрического кольца в сечении x ; τ_* — безразмерное время схлопывания цилиндрического кольца. Из этих формул нетрудно получить скорость точки контакта v_k стенок схлопывающейся облицовки

$$\frac{v_k}{D} = \frac{1}{D} \frac{dZ}{dt} = \frac{1}{D} \left(1 + \frac{d(R_1 \operatorname{tg} \alpha)}{dx} \right) / \left(1 + \frac{d(R_0\tau_*)}{dx} \right).$$

Для облицовки со строго конической внутренней поверхностью

$$v_k(x) = D \left[\left(\tau_* \frac{dR_1}{dx} + R_1 \frac{\partial \tau_*}{\partial \delta_1} \frac{d\delta_1}{dx} + R_1 \frac{\partial \tau_*}{\partial \delta_2} \frac{d\delta_2}{dx} + \cos \alpha_0 \right) \cos \alpha_0 \right]^{-1}, \quad (1.3)$$

где $R_1 = r_0 + x \operatorname{tg} \alpha_0$; $\alpha(x) = \alpha_0 = \operatorname{const}$. Как указано выше, для описания процесса струеобразования в квазистационарном приближении необходимо связать характеристики схлопывания облицовки в каждом сечении с соответствующими характеристиками в задачах о соударении струй в системе координат, в которой течение установившееся. Можно определить угол схлопывания $\theta(Z)$ из условия, что скорость точки контакта $v_k(Z)$ есть скорость системы координат, с помощью которой осуществляется переход от стационарной струйной задачи о течении пелены к задаче о метании этой пелены по нормали к ее поверхности. Тогда, считая U скоростью нормального метания облицовки (пелены), имеем $v_k = U / \sin \theta(Z)$. При выполнении условия струеобразования $v_k < c_0$ скорость кумулятивной струи определяется по гидродинамической теории кумуляции:

$$V_c = \frac{U}{\sin \theta} + \frac{U}{\operatorname{tg} \theta} = v_k(z)[1 + \cos \theta(Z)], \quad (1.4)$$

а ее радиус

$$r_c(Z) = \sqrt{\frac{\delta_1^2 + 2\delta_1 R_0}{2}} (1 - \cos \theta). \quad (1.5)$$

Таким образом, соотношения (1.2), (1.3) определяют условие струеобразования с конической внутренней поверхностью облицовки или при $\alpha_0 = 0$ — с цилиндрической внутренней поверхностью. Соотношения (1.4), (1.5) есть результат расчета получающейся кумулятивной струи.

Из результатов расчета цилиндрического заряда ВВ с цилиндрической облицовкой с постоянной толщиной стенки согласно соотношению (1.3) следует $v_k = D$, но если при этом выполняется еще и необходимое условие струеобразования $v_k \leq c_0$, т. е. $v_k = D \leq c_0$, то кумулятивная струя образуется и из коаксиального устройства. На рис. 5 представлена рентгеноимпульсная фотография обжатия цилиндрической алюминиевой трубки ($c_0 = 5,5$ км/с) цилиндрической пашкой ВВ (аммонит 6ЖВ, $D = 3,5$ км/с). На рентгенограмме отчетливо видна образовавшаяся кумулятивная струя. Эти исследования позволили создать, например, кумулятивные заряды с цилиндрической внутренней медной облицовкой диаметром 39 мм и длиной трубки $h = 60$ мм, окруженные слоем ТГ 50/50 диаметром 60 мм, которые пробивают сталь на глубину 255 мм (4,25 калибра заряда ВВ). Аналогичные заряды ВВ диаметром 60 мм, но с чисто конической внутренней поверхностью $2\alpha = 12^\circ$ пробивают сталь на глубину до 420 мм (7 калибров заряда ВВ).

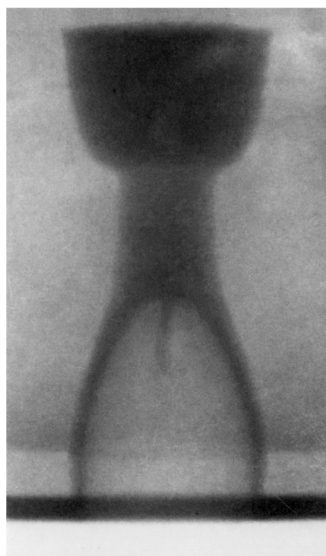


Рис. 5

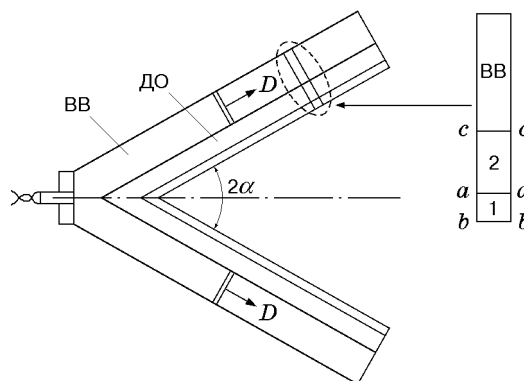


Рис. 6

Рис. 5. Рентгенограмма обжатия алюминиевой цилиндрической облицовки постоянной толщины детонационной волной, распространяющейся по коаксиальному заряду ВВ (сверху вниз) в случае, когда скорость детонации (в аммоните 6ЖВ) меньше скорости звука в материале облицовки (в алюминии) ($t = 26,1$ мкс)

Рис. 6. Схема плоского кумулятивного заряда с двухслойной облицовкой и участка заряда ВВ с двухслойной облицовкой (ДО) между двумя близкими сечениями, перпендикулярными слою ВВ и двухслойной облицовке:

1 — внутренний слой облицовки, 2 — наружный слой

2. Модель идеальной сжимаемой жидкости. Как известно, кумулятивная струя образуется из внутреннего слоя кумулятивной облицовки, а наружный слой образует пест. Поэтому можно создать кумулятивный заряд со слоистой облицовкой, у которой внутренний медный слой образует кумулятивную струю, а наружный слой выполнен из любого другого металла.

Рассмотрим картину течения, получающуюся при работе кумулятивного заряда с двухслойной облицовкой. На рис. 6 изображена схема кумулятивного заряда с двухслойной облицовкой. Двумя близкими сечениями, нормальными к поверхности пластин, выделен участок, содержащий облицовку и заряд ВВ. Считаем, что толщина внутреннего слоя 1 облицовки значительно меньше наружного 2, который в свою очередь меньше слоя ВВ.

Проанализируем движение выделенного сечения двухслойной облицовки после прихода в него детонационной волны. Для материала облицовки рассмотрим задачу в акустическом приближении. Тогда (p, u) -диаграмма с центром (u_0, p_0) в общем случае имеет вид [6] $p - p_0 = \pm \rho c(u - u_0)$. При распаде разрыва на границе cc (ВВ — внешний слой облицовки 2) в слое 2 облицовки распространяется ударная волна в направлении к слою 1 с параметрами p_* и скоростью распространения c_2 , где $p_* = \rho_2 c_2 u_*$ (рис. 6). При достижении ударной волной границы раздела aa по наружному слою 2 пойдет отраженная волна, а по внутреннему 1 — преломленная, которая, достигнув свободной поверхности bb , отразится от нее, затем вновь будет взаимодействовать с контактной границей раздела aa и т. д.

Рассмотрим случай $R_1 < R_2$, где $R_i = \rho_i c_i$. На (p, u) -диаграмме (рис. 7) возможные состояния материалов слоев 1 и 2 облицовки есть прямые p_1 и p_2 , выходящие из точки O .

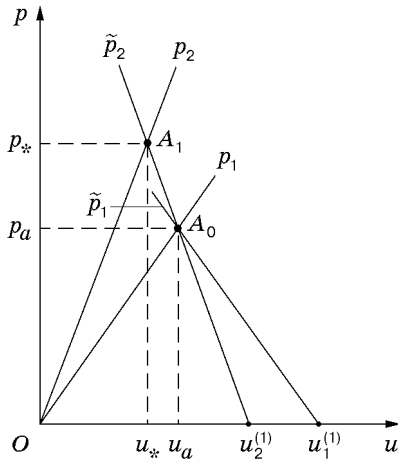


Рис. 7

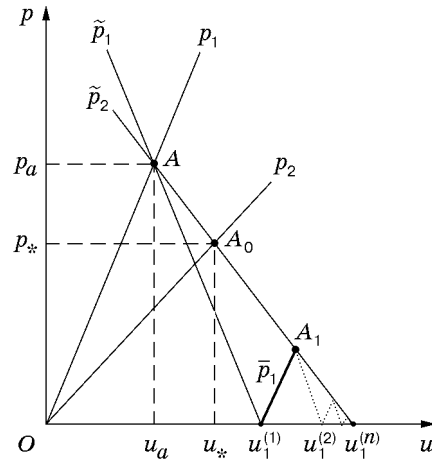


Рис. 8

Рис. 7. (p, u) -диаграмма процесса циркуляции волн в выделенном участке (рис. 6) в случае $R_1 < R_2$

Рис. 8. (p, u) -диаграмма процесса циркуляции волн в выделенном участке (рис. 6) в случае $R_1 > R_2$

При выходе ударной волны (p_*, u_*) на поверхность раздела aa в обе стороны от aa пойдет волна с параметрами p_a, u_a $((u_a, p_a)$ — точка A_0 пересечения прямой \tilde{p}_2 , которая симметрична прямой p_2 относительно $u = u_*$, с прямой p_1): $\tilde{p}_2 - p_* = R_2(u_* - u)$, $p_1 = R_1 u$. Отсюда при $p_* = p_1 = \tilde{p}_2$ и $u = u_*$ получим

$$u_a = \frac{2R_2}{R_1 + R_2} u_*, \quad p_a = \frac{2R_1 R_2}{R_1 + R_2} u_*. \tag{2.1}$$

Далее волна с параметрами p_a, u_a достигает свободной поверхности облицовки bb , и от нее идет волна разрежения, которая является точкой пересечения прямой \tilde{p}_1 , симметричной прямой p_1 относительно прямой $u = u_a$, с прямой p_1 . Таким образом, из соотношения $\tilde{p}_1 - p_a = -R_1(u - u_a)$ с учетом соотношений (2.1) получаем величину массовой скорости во внутреннем слое облицовки за фронтом волны разрежения

$$u_1^{(1)} = 2u_a = \frac{4R_2}{R_1 + R_2} u_*. \tag{2.2}$$

Волна разрежения, достигнув поверхности раздела aa , вызовет в материале слоя 2 состояние с параметрами $u_2^{(1)}, 0$ $((u_2^{(1)}, 0)$ — точка пересечения прямых $p = 0$ и $\tilde{p}_2 = p_* + R_2(u_* - u)$). Тогда для $\tilde{p}_2 = 0$ и $u = u_2^{(1)}$ получим

$$u_2^{(1)} = p_*/R_2 + u_* = 2u_*. \tag{2.3}$$

Сравнивая (2.2) и (2.3) и учитывая, что $R_1 < R_2$, получаем $u_2^{(1)} < u_1^{(1)}$. Это означает, что в процессе схлопывания биметаллической облицовки происходит расслоение последней. Скорость и энергия внутреннего слоя облицовки определяются захваченным импульсом.

Рассмотрим случай $R_1 > R_2$, когда акустическое сопротивление внутреннего слоя больше, чем наружного (рис. 8). Так же как в предыдущем случае, из состояния A_0 при взаимодействии ударной волны с поверхностью aa получаем состояние A , определяемое соотношениями (2.1). Далее ударная волна достигает свободной поверхности облицовки bb , и материал слоя 1 переходит в состояние $p = 0, u = u_1^{(1)}$:

$$u_1^{(1)} = p_a/R_1 + u_a = 2u_a. \tag{2.4}$$

При достижении волной разрежения (2.4) поверхности aa возникает состояние A_1 — точка пересечения \bar{p}_1 и \tilde{p}_2 . Введены следующие обозначения: \bar{p}_i — прямые, параллельные p_i , \tilde{p}_i — прямые, симметричные p_i относительно вертикальных прямых $u = u_i$. Координаты точки A_1 на (p, u) -диаграмме есть

$$u_{A1} = u_A + \frac{2R_1}{R_1 + R_2} u_A, \quad p_{A1} = p_A - \frac{2R_1 R_2}{R_1 + R_2} u_A, \quad (2.5)$$

u_A и p_A определены, как и выше, соотношениями (2.1). Далее волна с параметрами (2.5) достигает свободной поверхности bb и отражается, за фронтом волны разрежения вырабатывается новое состояние $u_1^{(2)}, p_1^{(2)} = 0$:

$$u_1^{(2)} = u_1^{(1)} + \frac{2(R_1 - R_2)}{R_1 + R_2} u_A, \quad (2.6)$$

где $u_1^{(1)}$ выражается соотношением (2.4). Из (2.6) следует, что $u_1^{(2)} > u_1^{(1)}$ для $R_1 > R_2$, т. е. происходит непрерывное ускорение материала внутреннего слоя облицовки и подкачка в него кинетической энергии из внешнего слоя облицовки.

Дальнейший ход (p, u) -диаграмм показан на рис. 8 пунктирными линиями. Видно, что максимальная скорость внутреннего слоя в пределе достигает максимально возможной скорости $u_1^{(n)}$ в материале слоя 2 (точка пересечения прямых \tilde{p}_2 и $p = 0$): $\tilde{p}_2 - p_* = R_2(u_* - u)$, откуда при $\tilde{p}_2 = 0$, $u = u_1^{(n)}$ для $u_1^{(n)}$ получаем формулу $u_1^{(n)} = p_*/R_2 + u_* = 2u_*$, где скорость u_* другая, отличная от случая $R_1 < R_2$.

Таким образом, внутренние и внешние слои облицовки будут схлопываться в контакте друг с другом как единое целое, что должно оказывать влияние на параметры кумулятивной струи: в процессе схождения биметаллической облицовки происходит дополнительная кумуляция энергии во внутреннем слое облицовки.

Рассмотрим распад разрыва между взрывчатым веществом и наружным слоем облицовки. Для (p, u) -диаграммы взрывчатого вещества ТГ 50/50 имеем

$$p = p_H \frac{64}{27} \left(1 - \frac{u}{D}\right)^3 = \frac{16}{27} \rho D^2 \left(1 - \frac{u}{D}\right)^3. \quad (2.7)$$

Для литого ТГ 50/50 $p_H = 252$ кбар, $D = 7,65$ км/с, $u_H = 1,9$ км/с, $\rho = 1,68$ г/см³. Тогда, разлагая в ряд соотношение (2.7), с точностью $O(u/D)^2$ имеем

$$p = \frac{16}{27} \rho D^2 \left(1 - \frac{3u}{D}\right). \quad (2.8)$$

Поэтому для точки пересечения (p, u) -диаграмм для ВВ (2.8) и материала наружного слоя облицовки с параметрами ρ_2, c_2 получим следующие выражения:

$$u_* = \frac{16}{27} D \left(\frac{16}{9} + \frac{\rho_2 c_2}{\rho D}\right)^{-1}, \quad p_* = \rho_2 c_2 u_*. \quad (2.9)$$

Для сплошной медной облицовки ($\rho_2 = 8,9$ г/см³, $c_2 = 4$ км/с), контактирующей со сплавом ВВ ТГ 50/50, из соотношения (2.9) получаем $u_* = 0,95$ км/с, $p_* = 340$ кбар. Поэтому окончательно скорость метания медной облицовки получается равной $u_1^{(1)} = 2u_* = 1,92$ км/с. Для двухслойной облицовки, у которой наружный слой алюминиевый ($\rho_2 = 2,7$ г/см³, $c_2 = 5,5$ км/с), а внутренний слой медный ($\rho_1 = 8,9$ г/см³, $c_1 = 4$ км/с), внутренний слой приобретает скорость, вдвое большую, чем начальная скорость алюминиевого слоя $u_* = 1,49$ км/с, т. е. скорость, равную $u_n^{(1)} = 2u_* = 2,98$ км/с.

На рис. 9, 10 представлены импульсные рентгенограммы схлопывания и струеобразования двухслойной (Al–Cu) облицовки и трехслойной (плексиглас — Al–Cu) облицовки.

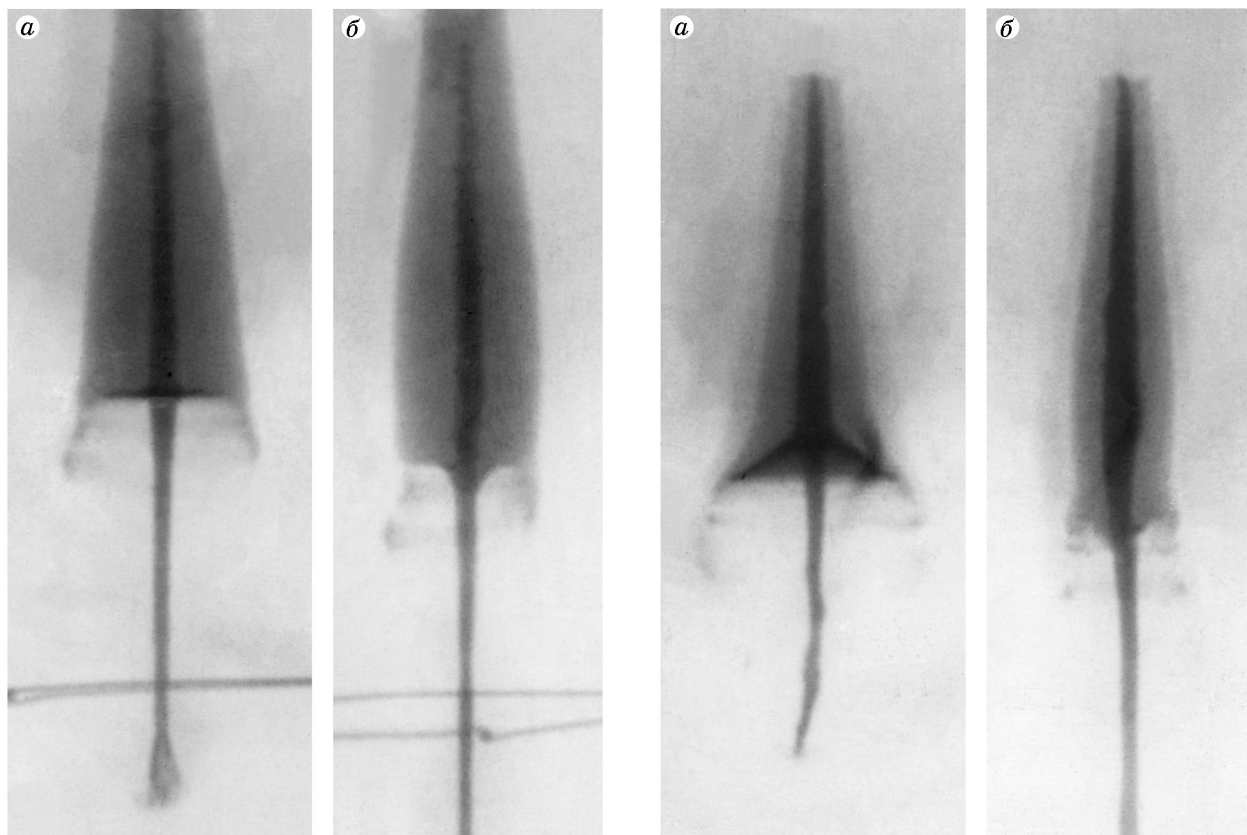


Рис. 9

Рис. 10

Рис. 9. Рентгенограммы схлопывания и струеобразования конической двухслойной облицовки (внешний слой облицовки алюминиевый, внутренний — медный):

$a — t = 28$ мкс, $б — t = 33$ мкс

Рис. 10. Рентгенограммы схлопывания и струеобразования конической трехслойной облицовки (внешний слой облицовки плексигласовый, средний — алюминиевый, внутренний — медный):

$a — t = 27$ мкс, $б — t = 37$ мкс

Видно нормальное течение образующейся медной струи. Глубина пробития кумулятивной струей одна и та же для двухслойной (Al-Cu) облицовки и сплошной медной облицовки одинакового веса. Для двухслойной облицовки параметры кумулятивной струи намного стабильнее, чем для однородной медной облицовки. Экспериментально показано, что если радиус медной струи и медного песта, оказывающегося внутри алюминиевого песта, одинаковы, то течение кумулятивной струи устойчиво. Если же толщина медного песта меньше толщины струи, то течение кумулятивной струи становится неустойчивым и глубина пробития стальной преграды резко уменьшается.

3. Реальная модель ньютоновской вязкой жидкости. Основное различие в действии плоских кумулятивных зарядов и зарядов с осесимметричными облицовками состоит в том, что в процессе метания взрывом клиновидная облицовка не подвергается существенным деформациям. Осесимметричная облицовка, обжимаемая продуктами детонации ВВ, испытывает значительные деформации, под действием которых слои оболочки скользят друг относительно друга. При этом существенное влияние на процесс схождения оболочки

к оси симметрии оказывают механизмы диссипации энергии. Для зарядов с плоскими облицовками, ускоряемых взрывом, диссипация энергии практически отсутствует даже при метании скользящей детонационной волной, так как отсутствует проскальзывание слоев пластины. Об этом свидетельствует форма запрессованных в пластину индикаторных проволочек [7]. После косоугольного соударения пластин форма проволочек значительно искажается, особенно вблизи поверхности соударения. Следовательно, только на стадии соударения и струеобразования в плоских зарядах возможна диссипация механической энергии.

В работе [8] на примере обжатия взрывом цилиндрических оболочек экспериментально и теоретически показано, что процесс схождения оболочки к оси симметрии наиболее точно описывается моделью ньютоновской жидкости. Следовательно, из-за действия вязких сил при схлопывании осесимметричных оболочек процесс диссипации энергии должен изменять характеристики образующихся кумулятивных струй в зависимости от вида материала оболочки. Кроме того, можно подобрать такие параметры заряда и цилиндрической оболочки, чтобы начальная кинетическая энергия оболочки полностью трансформировалась в тепловую энергию и оболочка остановилась при достижении некоторого радиуса R^* [8].

Разогрев, обусловленный вязкостью, неравномерен по толщине материала оболочки и увеличивается по мере схождения оболочки к центру. Максимальный рост температуры достигается на ее внутренней поверхности. Рост температуры изменяет свойства материала оболочки и, в частности, коэффициент динамической вязкости [9].

Согласно теории Френкеля — Эйринга [10], разработанной для жидкости и примененной в [11] для описания экспериментов по ударно-волновому нагружению металлов вплоть до температуры плавления, коэффициент динамической вязкости η жидкости зависит от температуры T и степени сжатия σ следующим образом:

$$\eta(\sigma, T) = \eta_0 \sigma \exp [E_a(\sigma)/T].$$

Из физических соображений следует, что для работы, связанной с вязким движением при образовании вакансий, энергия активации E_a имеет вид $E_a = A + B\sigma^3$. Константы A , B определялись из ударно-волновых экспериментов для металлов.

Для алюминия и свинца экспериментально установлено [11], что с ростом интенсивности ударной волны вязкость вначале увеличивается, а затем, пройдя через максимум при $\sigma \approx 1,4$, уменьшается. Нетривиальная зависимость коэффициента вязкости от интенсивности ударной волны, по-видимому, может быть качественно интерпретирована конкуренцией процессов, связанных со сжатием материала, и тепловых процессов.

Аналогичная ситуация наблюдается при схождении к оси цилиндрической оболочки. Уменьшение вязкости внутренних слоев из-за их более сильного нагрева компенсируется более высокой степенью сжатия, так как на внутренней поверхности цилиндра и в прилегающих слоях давление растет с уменьшением радиуса схождения оболочки.

В работе [12] показано, что при временах нагрева 0,1–10,0 мкс возможен перегрев металлической жидкости вплоть до предельно устойчивых состояний, определяемых спинодалю. В реальных условиях перегрев жидкости затруднен тем, что жидкость содержит готовые центры (например, газовые включения). Однако при большой мощности подвода энергии доля вещества, испарившегося через свободную поверхность и поверхность зародышей, невелика. В этом случае возможен перегрев жидкости и близкий подход к спинодали, являющейся границей термодинамической устойчивости существования метастабильной жидкости, соответствующей переходу жидкости в пар. Оценки показывают, что перегрев метастабильной жидкости, близкий к предельному, возможен при $\dot{T} \geq 10^8$ К/с [12].

При приближении к спинодали со стороны метастабильной жидкости флуктуации резко увеличиваются. При пересечении спинодали происходит потеря термодинамической устойчивости жидкой фазы, и в результате взрыва она переходит в двухфазное состояние.

Таким образом, для цилиндрического или слабоконического схождения материала облицовки к оси возможен и фазовый взрыв. На рентгенограмме, представленной в работе [9, рис. 2], приведена медная трубка ($R_{10} = 1$ см, $R_0 = 0,9$ см, $\dot{R}_0 \approx 1$ км/с), обжимаемая слоем ТГ 50/50 в режиме скользящей детонации. Внутри трубки отчетливо видны отдельные жидкие фрагменты внутренних слоев оболочки, образованные после взрыва этих слоев.

Для выяснения влияния физико-механических свойств материала облицовок на характер образующихся струй проведена серия экспериментов с использованием рентгеноимпульсной съемки. В экспериментах использовался заряд взрывчатого вещества ТГ 50/50, в нижней части которого помещалась кумулятивная облицовка из различных металлов [9]. В экспериментах изменялся угол раствора конуса ($2\alpha = 30; 45; 60^\circ$). В качестве материала облицовки использовались различные сорта стали (Ст3, Ст20, 30ХГСА) и медь марки М1. Плотность этих металлов приблизительно одинакова, что обеспечивает неизменность кинематических характеристик кумулятивных зарядов с разными материалами облицовок.

Эксперименты показали, что стальные струи распадаются на отдельные части, а медные в эти моменты продолжают растягиваться без видимых разрывов. Удлинение и распад стальной струи сопровождается ее разуплотнением, а не “строчкообразованием”, характерным для медной струи при большом удлинении. Поэтому глубина внедрения стальных струй в преграды всегда меньше, чем медных. На расстоянии 150 мм от стальной плиты глубина проникания равна 195 мм для медной струи и 110 мм для стальной. Следует отметить, что распад стальной струи начинается через 20–25 мкс после выхода детонационной волны на вершину конической облицовки и не зависит от угла раствора конуса в исследованном диапазоне углов $2\alpha = 30 \div 60^\circ$.

Таким образом, при работе кумулятивного заряда с осесимметричными облицовками возможен перегрев материала облицовки, который может вызвать сильный фазовый взрыв внутренних слоев еще на стадии ее обжатия продуктами детонации ВВ либо слабый фазовый “взрыв”, приводящий к разуплотнению вещества на стадии образования и движения кумулятивной струи.

4. Модель пористой среды. Проведенные ранее исследования показали, что изменением начальной пористости можно управлять физико-механическими свойствами вещества кумулятивной облицовки в процессе ее разгона зарядом ВВ. Обнаружено, что в зависимости от начальной пористости могут возникать два существенно различных струйных кумулятивных потока — струйные течения, заполняющие всю полость кумулятивного заряда, и нормальные кумулятивные струи, обладающие способностью проникать в металлические преграды [13, 14]. Первый тип струйных течений может быть использован для нанесения покрытий из вещества кумулятивной облицовки (кумулятивное напыление) [15] и создания новых материалов за счет фазовых переходов и физико-химических превращений [16]. Второй тип течений с монолитной струей позволяет расширить спектр материалов, применяемых в практической кумуляции, использовав в кумулятивных зарядах вольфрамовые облицовки, и увеличить глубину проникания в преграду для зарядов с пористыми облицовками по сравнению с кумулятивными зарядами с монолитными облицовками для одинаковых по геометрии зарядов.

Идея, положенная в основу создания кумулятивного заряда с пористой металлической облицовкой, состоит в том, что при обжатии пористой облицовки продуктами детонации ВВ материал пористой облицовки нагреется сильнее, чем при обжатии такой же облицовки из монолитного материала. Степень нагрева определяется величиной пористости $m = \rho_0/\rho_{00}$ облицовки (ρ_0 и ρ_{00} — плотности сплошного и пористого веществ). С ростом температуры при разгоне облицовки зарядом ВВ ее вязкость сильно уменьшается, что позволяет описать процесс схлопывания без потери энергии на диссипативные процес-

сы аналогично тому, как это делается в модели идеальной жидкости. Выбирая начальную пористость m облицовки таким образом, что она нагревается до температуры, при которой значительно уменьшается вязкость, получим облицовку с той же плотностью, что и сплошная, но со значительно меньшей вязкостью [14].

В то же время материал кумулятивной облицовки можно предварительно нагреть посторонним источником, например джоулевым теплом. Как показали эксперименты [14], скорость кумулятивной струи при этом становится равной скорости струи, вычисляемой по гидродинамической теории кумуляции [1], в основе которой лежит модель идеальной несжимаемой жидкости. Следовательно, предварительный нагрев материала облицовки превращает его в идеальную среду, что существенно снижает диссипативные потери в процессе взрывного обжатия кумулятивной облицовки и формирования кумулятивной струи.

Для описания поведения пористой облицовки в ударной волне используем ударную адиабату в форме Забабахина — Зельдовича [17]

$$p_H = \frac{(h-1)p_x - 2E_x/V}{h - V_0/V} = \frac{(h-1)p_x - 2E_x/V}{h - mV_0/V}, \quad h = \frac{2}{\Gamma} + 1,$$

где упругая составляющая давления p_x взята в форме уравнения Тэта $p_x = B[(V_0/V)^n - 1]$ (n , B — параметры, характеризующие материал). Полагая $V_0/V = 1 + \varepsilon$, где $\varepsilon \ll 1$, получаем $p_x = nB\varepsilon$, а для ударной адиабаты

$$p_H = \frac{2nB}{2 - (m-1)\Gamma} \varepsilon = \alpha_0 \varepsilon, \quad (4.1)$$

где Γ — коэффициент Грюнайзена.

После выхода ударной волны на свободную поверхность облицовки материал изэнтропически расширяется в волне разрежения. Такие изэнтропы $p_S(V)$, $E_S(V)$ можно вычислить из уравнения состояния Ми — Грюнайзена

$$E_S - E_H = V(p_S - p_H)/\Gamma, \quad (4.2)$$

где E_H , p_H — удельная внутренняя энергия и давление на адиабате Гюгонио. Из соотношений (4.1), (4.2) и $E_H = p_H(V_0 - V)/2$, $p_S(V) = -dE_S(V)/dV$ получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{dp_S}{dV} + \frac{\Gamma+1}{V} p_S = \frac{\Gamma+2}{2V} p_H + \left(\frac{\Gamma+2}{2} - \frac{m\Gamma}{2} \frac{V_0}{V} \right) \frac{dp_H}{dV},$$

которое с учетом малости $\varepsilon = V_0/V - 1$ преобразуется в уравнение

$$\frac{dp_S}{d\varepsilon} - (\Gamma+1)(1-\varepsilon)p_S = \beta\{2 - (m-1)\Gamma - [2 + (m+1)\Gamma]\varepsilon\}, \quad (4.3)$$

где $\beta = nB/(2 - (m-1)\Gamma)$. Его решение при $\Gamma = \text{const}$ есть

$$\pi_S = \frac{p_S}{\rho_0 c_0^2} = \frac{\pi_* - \varepsilon_*}{1 + (1+\Gamma)\varepsilon_*} + \frac{1 + (1+\Gamma)\pi_*}{1 + (1+\Gamma)\varepsilon_*} \varepsilon. \quad (4.4)$$

Здесь константа интегрирования определяется из условия $p_S = p_H = p_*$ при $V = V_*$ ($\varepsilon = \varepsilon_*$).

Степень расширения материала облицовки в волне разрежения получим из (4.4), полагая $\pi_S = 0$:

$$\varepsilon_{0k} = -\frac{\pi_* - \varepsilon_*}{1 + (\Gamma+1)\pi_*}. \quad (4.5)$$

Таблица 1

ε	$m = 1,2, c_H/c_0 = 1,12$			$m = 1,5, c_H/c_0 = 1,41$			$m = 2,1, c_H/c_0 = 3,16$			$m = 2,5, c_H/c_0 = 1,41$		
	π	$ \varepsilon_{0k} $	c_S/c_0	π	$ \varepsilon_{0k} $	c_S/c_0	π	$ \varepsilon_{0k} $	c_S/c_0	π	$ \varepsilon_{0k} $	c_S/c_0
0,01	0,013	0,020	1,004	0,02	0,009	1,02	0,01	0,085	1,158	0,02	0,028	1,05
0,05	0,063	0,011	1,015	0,10	0,038	1,06	0,50	0,220	1,715	0,10	0,115	1,24
0,07	0,088	0,014	1,020	0,14	0,049	1,08	0,70	0,248	1,980	0,14	0,148	1,34
0,10	0,125	0,018	1,030	0,20	0,063	1,11	1,10	0,275	2,390	0,20	0,186	1,51
0,15	0,188	0,024	1,040	0,30	0,079	1,15	1,50	0,300	3,162	0,30	0,237	1,86
0,20	0,250	0,029	1,050	0,40	0,091	1,17	2,00	0,314	4,183	0,40	0,273	2,345

Таблица 2

ε	$m = 1,2$			$m = 1,5$			$m = 2,1$			$m = 2,5$		
	π	ΔT_H	ΔT_S	π	ΔT_H	ΔT_S	π	ΔT_H	ΔT_S	π	ΔT_H	ΔT_S
0,01	0,013	51	50	0,02	200	197	0,1	2185	2030	0,02	600	597
0,05	0,063	260	240	0,10	1050	930	0,5	10 550	8840	0,10	2900	2770
0,07	0,088	375	330	0,14	1500	1270	0,7	14 500	12 005	0,14	4020	3800
0,10	0,125	550	460	0,20	2210	1755	1,0	20 070	16 560	0,20	5640	5300
0,15	0,188	865	660	0,30	3460	2530	1,5	28 600	24 080	0,30	8090	7570
0,20	0,250	1200	860	0,40	4820	3280	2,0	36 130	31 570	0,40	10 440	9850

Скорость звука за фронтом ударной волны $c_H^2 = dp_H/d\rho$ определяется из (4.1):

$$c_H = c_0 \sqrt{\frac{2}{2 - (m - 1)\Gamma}}. \quad (4.6)$$

После разгрузки материала в волне разрежения до $p_S = 0$ из (4.4) следует, что скорость звука $c_S^2 = dp_S/d\rho$ становится равной

$$c_S = c_0 \sqrt{\frac{1 + (1 + \Gamma)\pi_*}{1 + (1 + \Gamma)\varepsilon_*}}. \quad (4.7)$$

Результаты расчетов для пористой меди при нормальном ходе ударных адиабат p_H ($m < 2/\Gamma + 1$) и аномальном ходе ($m > 2/\Gamma + 1$) приведены в табл. 1. Графы $m = 1,2$ и $m = 1,5$ соответствуют нормальному ходу ударных адиабат, графы $m = 2,1$ и $m = 2,5$ — аномальному.

В табл. 2 приведены температуры нагрева пористых облицовок из меди в ударной волне $\Delta T_H = (E_H - E_x)/c$, где c — удельная теплоемкость меди. Адиабата Гюгонио для пористого вещества имеет вид

$$E_H = \frac{p_H}{2} (V_{00} - V) = \frac{p_H V}{2} \left(m \frac{V_0}{V} - 1 \right) = \frac{p_H V_0}{2} (m - 1 + \varepsilon).$$

Подставляя в это равенство значение p_H из соотношения (4.1), получаем

$$E_H = \frac{nBV_0}{2 - (m - 1)\Gamma} (m - 1 + \varepsilon)\varepsilon = \frac{c_0^2}{2 - (m - 1)\Gamma} (m - 1 + \varepsilon)\varepsilon. \quad (4.8)$$

При $m = 1$ из (4.8) получаем выражение для внутренней удельной энергии сплошного вещества E_H^c , которое с точностью до ε^3 совпадает с выражением для энергии холодного

сжатия $E_H^c = E_x = c_0^2 \varepsilon^2 / 2$. В табл. 2 приведены также остаточные температуры ΔT_S после разгрузки в волне разрежения по изэнтропе до нулевого давления:

$$\Delta T_S = \left(E_H - \int_{V_*}^{V_{0k}} p_S dV \right) / c.$$

Из табл. 1, 2 следует, что с увеличением пористости m растут температуры T_H , T_S , а также $|\varepsilon_{0k}|$ (см. (4.5)) и скорость звука за фронтом волны разрежения c_S (см. (4.7)), если давление в ударной волне π_* одно и то же при различной величине пористости. Для нормального хода ударных адиабат в формуле (4.1) $\alpha_0 > 0$, $\varepsilon > 0$, а для аномального хода $\alpha_0 < 0$, $\varepsilon < 0$, и, следовательно, $p_H > 0$.

Отметим, что при аномальном ходе ударных адиабат скорость звука c_S в волне разрежения обращается в бесконечность ($c_S \rightarrow \infty$) (4.7) при $\varepsilon_* = -1/(\Gamma + 1)$ (для медной облицовки ($\Gamma = 2$) $\varepsilon_* = -0,333$). При этом необходимо, чтобы давление в меди в ударной волне было равно

$$\pi_* = |\alpha| |\varepsilon_*| = 2 / \{(\Gamma + 1)[(m - 1)\Gamma - 1]\}$$

($\pi_* = 2/3$ ($p_H \simeq 950$ кбар) при пористости $m = 2,5$, $p_H \simeq 474$ кбар при $m = 3$).

При изучении распада разрыва на границе пористая облицовка — взрывчатое вещество рассмотрим поведение (p, u) -диаграмм. Известно, что внутренняя удельная энергия конденсированного вещества в ударной волне равна удельной кинетической энергии $E_H = u^2/2$. Отсюда получаем уравнение (p, u) -диаграммы ударной волны $p_H V_0(m - 1 + \varepsilon) = u^2$. Подставляя в это уравнение значения p_H из (4.4), получаем $p^2 + \alpha_0(m - 1)p - \alpha_0 \rho_0 u^2 = 0$. При аномальном ходе ударной адиабаты (p, u) -диаграммы при $V_0/V = 1 - \varepsilon$ имеют вид $pV_0(m - 1 - \varepsilon) = u^2$, что приводит к квадратному уравнению $p^2 - |\alpha_0|(m - 1)p + |\alpha_0|\rho_0 u^2 = 0$. При выходе ударной волны на свободную поверхность облицовки в глубь облицовки пойдет волна разрежения, а сама облицовка получит дополнительную скорость

$$u_{\max} = \int_{V_*}^{V_{0k}} \sqrt{-dV/dp_S}.$$

Подставив сюда значение дифференциала dp_S из соотношения (4.4), получим

$$u = \int_{V_*}^V \sqrt{\frac{1 + (\Gamma + 1)\pi_*}{1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*} \frac{c_0^2}{V^2} (dV)^2} = c_0 \sqrt{\frac{1 + (\Gamma + 1)\pi_*}{1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*}} \int_{V_*}^V \frac{dV}{V},$$

или

$$u = c_S \ln \frac{V}{V_*} = c_S \ln \left(\frac{V}{V_0} \frac{V_0}{V_*} \right) = c_S \left(\ln \frac{V_0}{V_*} - \ln \frac{V_0}{V} \right).$$

Подставляя в последнее выражение значения $V_0/V_* = 1 + \varepsilon_*$ и $V_0/V = 1 + \varepsilon$, имеем $u = c_S(\varepsilon_* - \varepsilon)$. Заменяя ε его значением из соотношения (4.4), получим

$$u = c_S \varepsilon_* - c_S \frac{\pi_S - \{(\pi_* - \varepsilon_*)/[1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*]\}}{c_S^2/c_0^2}.$$

Отсюда получаем (p, u) -диаграмму волны разгрузки

$$\pi_S = \pi_* - \sqrt{\frac{1 + (\Gamma + 1)\pi_*}{1 + (\Gamma + 1)\varepsilon_*}} \frac{u}{c_0} = \pi_* - \frac{c_S}{c_0} v. \quad (4.9)$$

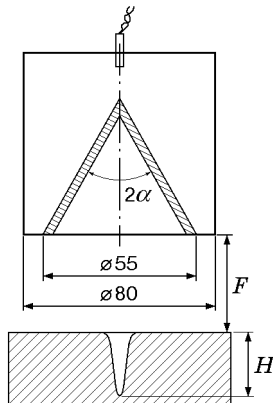


Рис. 11. Схема кумулятивного заряда с пористой конической облицовкой

Максимальная дополнительная скорость среды в волне разрежения достигается при разгрузке до $\pi_S = 0$ ($V = V_{0k}$): $v_{\max} = c_0 \pi_* / c_S$, где $\pi_* = \alpha \varepsilon_* = 2\varepsilon_* / (2 - (m - 1)\Gamma)$.

В волне разрежения с аномальным ходом ударных адиабат ($m > 2/\Gamma + 1$) ε_* отрицательна в формуле (4.9), а π_* положительно. Из табл. 1 следует, что с ростом пористости скорость звука c_S также возрастает. Последнее обстоятельство использовано в эксперименте для получения монолитной кумулятивной струи из цилиндрической облицовки, окруженной цилиндрическим слоем ВВ. Согласно критерию струеобразования (1.2) кумулятивная струя образуется при дозвуковой скорости точки контакта. В телескопическом заряде скорость точки контакта равна скорости детонации заряда ВВ, поэтому для заряда из насыпного гексогена ($D = 6,2$ км/с) с монолитной цилиндрической оболочкой из никеля ($c_0 = 4,6$ км/с) струя не образуется. При использовании пористой никелевой оболочки ($m = 2,2$) струя образуется, так как скорость звука c_S возрастает с ростом пористости, что и наблюдалось в экспериментах.

Для кумулятивных зарядов с пористыми коническими облицовками (рис. 11) использовались порошки никеля, меди и железа, а для заряда ВВ — гексоген насыпной плотности ($\rho = 1$ г/см³, $D = 6,2$ км/с). Для получения конических облицовок с заданной пористостью заготовки прессовались на статическом прессе.

Проведенная серия экспериментов с зарядами, имеющими пористые облицовки, показала, что в основном характер струйного течения сохраняется, однако имеются отличия. Для порошка никеля насыпной плотности ($\rho_{00} = 3,2$ г/см³) образуется стандартное струйное течение — кумулятивная струя и пест, но распад струи связан с разуплотнением материала струи. Для облицовок с большей степенью пористости, например медной с насыпной плотностью ($\rho_{00} = 1,8$ г/см³, $m = 4,9$), струи не образуется. Сразу после начала схлопывания облицовки наблюдается облако частиц, летящее в направлении оси симметрии и заполняющее всю полость кумулятивного заряда. Из этих экспериментов следует существование оптимального фокусного расстояния, как и для кумулятивных зарядов с облицовками из монолитного материала. Кроме того, имеется большое различие в глубинах пробития для насыпных и подпрессованных облицовок. Глубина пробития в стальной мишени увеличивается с уменьшением пористости, достигая при некотором ее значении максимального значения.

Экспериментальная зависимость глубины пробития стальной мишени от фокусного расстояния для кумулятивного заряда высотой 80 мм с медной монолитной облицовкой ($2\alpha = 60^\circ$) такой же конструкции (рис. 11) представлена на рис. 12. Здесь же приведены результаты экспериментов для пористых облицовок из никеля и меди (сплошные кривые). Точками показаны глубины внедрения в стальную мишень кумулятивных зарядов с насыпным гексогеном с расстояния $F = 50$ мм: для меди (Cu) при $m = 2$ глубина

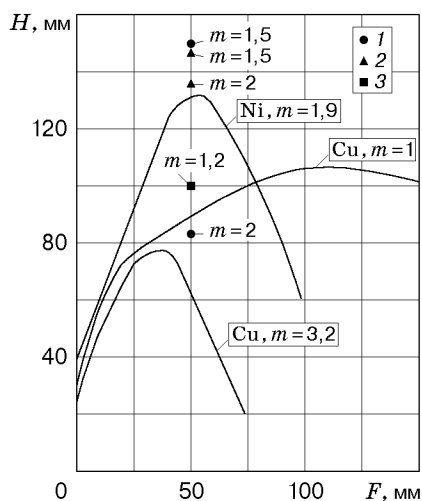


Рис. 12. Экспериментальная зависимость глубины пробития стальной преграды от расстояния от нижнего торца кумулятивного заряда до преграды для различных материалов конической облицовки и различных величин ее пористости: 1 — медь (Cu), 2 — никель (Ni), 3 — железо (Fe)

пробития $H = 84$ мм, при $m = 1,5$ $H = 150$ мм; для никеля (Ni) при $m = 2$ $H = 135$ мм, при $m = 1,5$ $H = 150$ мм; для железа (Fe) при $m = 1,2$ $H = 100$. Каждое из указанных значений H является осредненной по 3–4 опытам величиной, а разброс не превышает 10 мм. Следует отметить, что заряд с облицовкой из сплошной меди ($m = 1$) и той же массой, что у заряда с пористой облицовкой, пробивает стальную преграду на глубину, не превышающую $H = 115$ мм (рис. 12).

Для аналогичных зарядов с пористыми облицовками из вольфрама насыпной плотности ($m = 1,8$) получены компактные кумулятивные струи.

5. Кумулятивное физико-химическое превращение при нанесении покрытий на подложки. Для зарядов с облицовками с большой пористостью, когда температура нагрева облицовки в ударной волне превышает температуру спинодали, происходит фазовый взрыв вещества облицовки. В результате образуется парожидкостное облако, заполняющее все внутреннее пространство кумулятивной облицовки и распространяющееся вдоль оси симметрии облицовки.

При температуре нагрева облицовки меньше температуры спинодали возможен слабый фазовый “взрыв” метастабильной жидкости, когда испарение вещества возможно как через свободную поверхность, так и через поверхность гетерогенных зародышей. Когда в веществе струи происходит слабый фазовый “взрыв”, необходимо время для образования парожидкостного облака из вещества кумулятивной облицовки. Поэтому нанесение покрытий с помощью кумулятивных зарядов с пористыми облицовками [15, 16, 18] производится с достаточно большого расстояния от подложки. При подрыве заряды располагались на расстоянии 400–500 мм от преграды-подложки, на которую наносилось покрытие.

В экспериментах с нанесением покрытий использовались осесимметричные кумулятивные заряды с постоянной толщиной стенки конической облицовки. Облицовка изготавливалась из механической смеси порошков вольфрама или титана с углеродом (чешуйчатым графитом или сажей) или азотом (гранулированной мочевиной), которая засыпалась в конический зазор между стенками из тонкого картона; толщина стенки облицовки (ширина зазора) примерно 3 мм. Заряд ВВ цилиндрической формы изготавливался из гексогена насыпной плотности, диаметр и высота заряда составляли 80 мм (см. рис. 11).

Рентгенодифрактометрические исследования материала нанесенных покрытий проведены на аппарате ДРОН-3М ($R = 192$ мм с CuK -излучением, никелевым фильтром, сцинтилляционным детектором с амплитудной дискриминацией) в диапазоне углов $2\Theta = 5 \div 70^\circ$ со скоростью изменения угла 1 град/мин. Образцы представляли собой шайбы диаметром 26 мм, закреплявшиеся в стандартном латунном кольце.

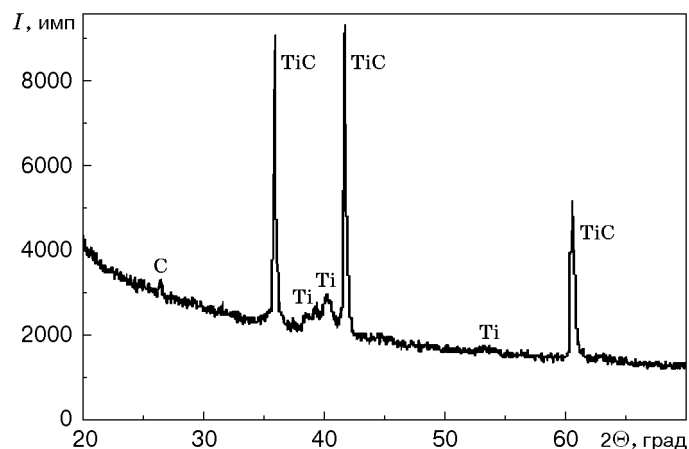


Рис. 13. Дифрактограмма слоя, полученного нанесением механической смеси Ti и C в кумулятивной облицовке на титановую подложку

В результате проведенных исследований установлено, что при нанесении механической смеси Ti и C на различные металлические подложки (титан, сталь) практически весь титан переходит в карбид титана TiC, причем слой покрытия достаточно толстый и сплошной, поскольку дифракционных линий от подложки на дифрактограмме практически не видно (рис. 13). Аналогичные результаты получаются и при нанесении покрытия из механической смеси Ti с гранулированной мочевиной (смесь готовилась в пропорции 1 : 1 по объему): практически весь титан реагирует с азотом, образуя пленку из кристаллической фазы нитрида титана TiN.

Более сложный случай представляют слои, образованные в результате нанесения механической смеси W и C. Сопоставление результатов экспериментов с результатами анализа фазовой диаграммы системы W–C позволило получить оценку температурной области, эквивалентной статическим условиям. На основании этой оценки установлено, что уменьшение угла раствора кумулятивной облицовки сопровождается ростом давления и, возможно, температуры кумулятивной струи. В частности, анализ дифрактограмм слоев, полученных при $2\alpha = 90^\circ$, показал отсутствие в покрытиях карбидов вольфрама. При переходе на облицовки с углом $2\alpha = 75^\circ$ в покрытии наряду с металлическим вольфрамом появляется β -фаза W_2C , а при уменьшении этого угла до 60° ее количество возрастает. При этом на дифрактограмме заметны линии α -фазы WC. При угле 45° и температуре выше 2875° образуется β -фаза WC, линии которой отчетливо видны на дифрактограмме. Диапазон температуры существования этой фазы лежит между диапазонами существования W_2C и α -фазы WC.

Из полученных результатов следует, что целенаправленное изменение характеристик кумулятивного устройства позволяет получать новые фазы с уникальными свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, № 4. С. 41–52.
2. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. Физические аспекты кумуляции // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 26–40.
3. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Схождение несжимаемого кольца к центру под действием продуктов взрыва // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд.-ние. Ин-т гидродинамики. 1970. Вып. 5. С. 23–32.

4. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. О движении цилиндрического поршня к центру // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1971. Вып. 7. С. 105–114.
5. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Движение цилиндрического поршня, окруженного слоем расширяющегося газа // Там же. С. 115–124.
6. Лаптев В. И., Тришин Ю. А. Увеличение начальной скорости и давления при ударе по неоднородной преграде // ПМТФ. 1974. № 6. С. 128–132.
7. Лаптев В. И., Рубцов М. В., Тришин Ю. А. Об использовании модели вязкой жидкости для описания высокоскоростных струйных течений металлов // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 1. С. 80–86.
8. Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. О некоторых эффектах, возникающих при взрывном обжати вязкой цилиндрической оболочки // ПМТФ. 1978. № 3. С. 99–112.
9. Тришин Ю. А. Влияние процесса диссипации энергии на характер кумулятивного течения // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 4. С. 3–11.
10. Френкель Я. И. Введение в теорию металлов. М.: Физматгиз, 1958.
11. Минеев В. Н., Савинов Е. В. Вязкость и температура плавления алюминия, свинца и хлористого натрия при ударном сжатии // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1967. Т. 52, вып. 3. С. 629–636.
12. Мартынюк М. М. Фазовый взрыв метастабильной жидкости // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 2. С. 213–229.
13. Кабулашвили В. Г., Тришин Ю. А. Струйные течения при взрывном обжати пористых оболочек и их применение // Информ. бюл. Ин-та гидродинамики СО АН СССР. 1988. Вып. 18. С. 149–157.
14. Тришин Ю. А. Влияние процесса диссипации энергии на характер кумулятивного течения // Докл. IV Междунар. конф. “Забабахинские научные чтения”, Снежинск, окт. 1995 г. Снежинск: Всерос. науч.-исслед. ин-т техн. физики, 1996. С. 23–30.
15. А. с. 1729035 СССР, SU 1729035 А 1. Устройство для нанесения покрытий / В. Г. Кабулашвили, С. А. Кинеловский, Ю. Н. Попов, Ю. А. Тришин. Заявл. 22.12.91; Оpubл. 1992. Бюл. № 15.
16. Громилов С. А., Кинеловский С. А., Попов Ю. Н., Тришин Ю. А. О возможности физико-химических превращений при кумулятивном нанесении покрытий // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 6. С. 127–130.
17. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
18. Пат. 2137709 RU, 6 С 01 В 31/30, 21/06. Способ получения соединений металл — легкий неметалл / С. А. Громилов, С. А. Кинеловский, Ю. Н. Попов, Ю. А. Тришин (РФ) // Открытия. Изобрет. 1999. № 26. С.

Поступила в редакцию 29/III 2000 г.
