

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КОНЦА СТРУИ ЖИДКОСТИ НА ЕЕ УДАР ПО СУХОЙ СТЕНКЕ

А.А. Аганин, Т.С. Гусева

*Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН,
г. Казань, 420111, Россия*

Аннотация

Выполнено исследование влияния формы конца струи, ударяющей ортогонально по твердой стенке, на характеристики ударной волны в жидкости и импульсов давления на стенке. Струя воды осесимметричная, ее конец принимается в виде полусфероида с полуосями R и αR , где R – радиус струи, α варьируется в диапазоне от 0 до 2. Скорость струи 250 м/с. Движение жидкости в струе и окружающего газа описывается уравнениями газовой динамики относительно плотности, скорости и давления. Решение находится численно методом SIP-CUP на динамически адаптивной sobolan-сетке. Межфазная граница жидкость–газ явно не выделяется. Установлено, что при $\alpha > 0.38$ воздействие на стенку до отрыва от нее ударной волны аналогично воздействию струи с полусферическим концом с радиусом R/α . Качественные различия со случаем полусферического конца после отрыва ударной волны определяются несферичностью конца струи на удалении от ее оси. При всех рассматриваемых значениях α средний уровень давлений на стенке оставался близким к тому, что имеет место в случае струи с полусферическим концом ($\alpha = 1$). С уменьшением α характерный размер области нагрузки с максимальными давлениями и радиус ее центральной части с квазиоднородной нагрузкой увеличивались.

Ключевые слова: удар струи жидкости по стенке, форма конца струи, ударные волны в жидкости, радиальное схождение и фокусировка волн разрежения

Введение

Удар струи (капли) жидкости по стенке представляет значительный интерес для приложений: полет летательных аппаратов в условиях дождя, эксплуатация паровых турбин и др. [1]. Воздействие микроструй, образующихся на поверхности кавитационных пузырьков при их схлопывании вблизи поверхности тел, считается одним из основных механизмов широко распространенного явления кавитационного разрушения [2]. Согласно экспериментам [3, 4] и численному моделированию [5, 6], закругленная форма конца струи в момент ее удара может быть различной: по сравнению с полусферической как более затупленной, так и более заостренной. Исследования особенностей удара жидкой массы проводились в основном в тех случаях, когда ее бьющая часть является плоской, полусферической или клиновидной (конусообразной) (см., например, [7–9]). В работе [10] показано, что при ударе струи по поверхности жидкости заострение ее конца по сравнению с полусферическим, в отличие от затупления, слабо влияет на качественные особенности удара.

В настоящей работе изучается эффект несферичности конца струи при ударе по поверхности сухой твердой стенки. Для явления удара струи по стенке характерны ударные волны в струе, их взаимодействие с поверхностью струи, большие деформации поверхности жидкости. Исследование проводилось с применением метода SIP-CUP [11] в сочетании с динамически-адаптивными sobolan-сетками [12].

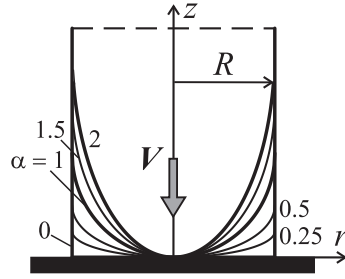


Рис. 1. Форма конца струи, определяемая уравнением (1) при $\alpha = 0 - 2$

Такой подход позволяет эффективно учитывать все перечисленные особенности рассматриваемого процесса [13–15].

1. Постановка задачи

Рассматривается удар высокоскоростной струи жидкости (воды) по неподвижной плоской жесткой стенке. Струя осесимметричная, бьет по нормали к стенке со скоростью $V = 250$ м/с. Подобные скорости могут реализовываться при коллапсе кавитационных пузырьков у стенки [16].

Изучается влияние формы конца струи на параметры ее воздействия на стенку. Форма конца задается выражением

$$z = \alpha \left(R - \sqrt{R^2 - r^2} \right), \quad (1)$$

где r , z – радиальная и осевая координаты цилиндрической системы отсчета, α – параметр, R – радиус струи. Согласно (1) конец струи представляет собой полусфероид с полуосями R и αR , параллельными осям r и z соответственно (рис. 1). Значение $\alpha = 1$ соответствует струе с полусферическим концом. При $\alpha > 1$ конец струи с увеличением α становится все более заостренным, а в диапазоне $0 \leq \alpha < 1$ с уменьшением α он становится все более затупленным, вплоть до плоского (при $\alpha = 0$).

Как известно [17], в начале удара струи давление на поверхности стенки достигает уровня давления гидроудара $p_{wh} = \rho V D$, возникающего при аналогичном одномерном ударе (здесь $D = C + \lambda V$ – скорость ударной волны в жидкости, ρ – плотность, C , λ – экспериментальные константы, $C \approx C_0$, C_0 – невозмущенная скорость звука, для воды $\lambda \approx 2$). В принятых условиях $D = 2000$ м/с, $p_{wh} \approx 0.5$ ГПа. Для сравнения отметим, что максимум давления при стационарном растекании по стенке струи несжимаемости жидкости, определяемый скоростным напором $\rho V^2/2$, при $V = 250$ м/с составляет примерно 0.03 ГПа. В настоящей работе основное внимание уделяется наиболее интенсивной начальной стадии воздействия, когда давление на стенке принимает максимальные значения (порядка давления гидроудара), поэтому данная стадия представляет наибольший интерес для приложений.

2. Предварительный анализ

Известно [17–22], что в начале удара высокоскоростной струи по стенке в жидкости возникает ударная волна. В случае струи с вышуклым концом ($\alpha > 0$) форма волны куполообразная (рис. 2, а), на начальной стадии удара край этой волны

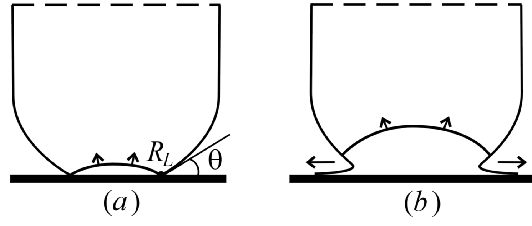


Рис. 2. Схема удара струи по стенке при $\alpha > 0$. Маленькие стрелки указывают направление распространения ударной волны

совпадает с границей $r = R_L$ быстро расширяющейся области контакта струи и стенки.

Данная конфигурация сохраняется, пока скорость расширения области контакта превышает скорость распространения ударной волны. Жидкость в струе возмущена лишь между фронтом ударной волны и стенкой, вне этой области жидкость движется как твердое тело. С учетом этого для оценки радиуса области контакта струи и стенки, а также скорости ее расширения можно воспользоваться простыми геометрическими соображениями. Из этих соображений для струи с формой конца, определяемой выражением (1), имеем

$$R_L = \sqrt{R^2 - (R - V^*t)^2}, \quad \dot{R}_L = \frac{V^*(R - V^*t)}{\sqrt{R^2 - (R - V^*t)^2}}, \quad (2)$$

где $V^* = V/\alpha$.

При $\alpha > 0$ вследствие увеличения в процессе удара угла θ наклона поверхности струи к поверхности стенки (рис. 2, а) скорость расширения области контакта быстро падает (от бесконечности в самом начале удара). После достижения некоторого критического угла θ_{cr} она становится меньше скорости ударной волны. В результате край ударной волны отрывается от стенки и выходит на поверхность струи с образованием волн разрежения. Возникает радиальное растекание жидкости по стенке (рис. 2, б).

По аналогии с тем, как поступают при анализе удара капли, для упрощенных оценок угла отрыва ударной волны от стенки можно принять $\sin \theta_{cr} \approx M$, где $M = V/D$. При $M^2 \ll 1$, что приближенно соответствует рассматриваемой скорости $V = 250$ м/с, имеем $\sin \theta_{cr} \approx \text{tg } \theta_{cr}$. Из (1) следует $\text{tg } \theta = dz/dr|_{r=R_L} = \alpha R_L (R^2 - R_L^2)^{-1/2}$. С учетом этого из соотношений $\text{tg } \theta_{cr} \approx M$ и (2) находим радиус области контакта и время, соответствующие отрыву ударной волны:

$$R_{L,cr} = \frac{RM}{\sqrt{\alpha^2 + M^2}}, \quad t_{cr} = \alpha \frac{R}{V} \left(1 - \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + M^2}} \right). \quad (3)$$

В случае полусферического конца

$$R_{L,cr} = \frac{RM}{\sqrt{1 + M^2}}, \quad t_{cr} = \frac{R}{V} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + M^2}} \right)$$

и при $M^4 \ll 1$ следует $t_{cr} \approx RM/(2D)$.

При $(r/R)^4 \ll 1$ равенство (1) сводится к соотношению $z \approx \alpha r^2/(2R)$. Отсюда следует, что в окрестности конца струи $(r/R)^4 < \delta$, где $\delta \ll 1$ – малая величина, конец струи допускается рассматривать как полусферический с радиусом $R^* = R/\alpha$. С учетом этого можно ожидать, что до тех пор, пока $(R_L/R)^4 < \delta$, воздействие струи на жидкость с формой конца, определяемой (1), будет аналогичным

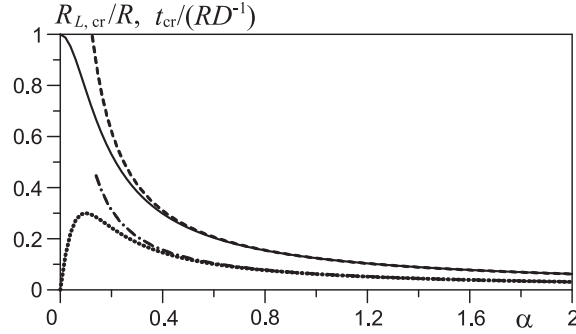


Рис. 3. Зависимости от α безразмерных критических значений радиуса области контакта струи и стенки (сплошная кривая – (3), штриховая кривая – (4)) и времени (пунктирная кривая – (3), штрих-пунктирная кривая – (4)), $M = 1/8$

воздействию струи с полусферическим концом с радиусом R^* . Это означает, что воздействие на жидкость струи с формой конца (1) будет подобно воздействию струи с полусферическим концом с радиусом R^* вплоть до достижения критического угла, если $M/\sqrt{\alpha^2 + M^2} < \delta^{1/4}$, то есть при $\alpha > M\sqrt{\delta^{-1/2} - 1}$. Если принять $\delta = 10^{-2}$, то получим $\alpha > 3M$. Это дает основание полагать, что при $\alpha > 3M$ выражение (3) можно аппроксимировать следующими равенствами, справедливыми для струи с полусферическим концом с радиусом $R^* = R/\alpha$:

$$R_{L,cr} = \frac{R^*M}{\sqrt{1 + M^2}}, \quad t_{cr} = \frac{R^*M}{2D}. \quad (4)$$

Как видно на рис. 3, при $\alpha > 3M$ (≈ 0.38 при $V = 250$ м/с, $M = 1/8$) кривые, соответствующие (4), близки к кривым, определяемым равенствами (3), что подтверждает высказанное выше предположение. С уменьшением α величина $R_{L,cr}$ монотонно возрастает до R , время отрыва t_{cr} имеет максимум в окрестности $\alpha \approx 0.8M$. При очень малых α стадия с присоединенной к стенке ударной волной реализуется до $R_{L,cr} \approx R$, но ее длительность очень мала. В случае $\alpha = 0$ эта стадия отсутствует ($R_{L,cr} = R$, $t_{cr} = 0$).

Таким образом, при $\alpha > 3M$ удар струи с формой конца в виде (1) до момента отрыва ударной волны от стенки можно интерпретировать как удар струи с полусферическим концом с радиусом $R^* = R/\alpha$. С учетом этого рассматриваемый диапазон изменения α можно разбить относительно $3M$ на два поддиапазона. В случае $M = 1/8$ это поддиапазоны $0.38 \leq \alpha \leq 2$ и $0 \leq \alpha < 0.38$. В первом из них влияние несферичности конца струи будет проявляться лишь при $t > t_{cr}$, тогда как во втором он будет сказываться и до достижения t_{cr} , и тем раньше, чем меньше α .

3. Удар струи с полусферическим концом

Особенности удара струи с полусферическим концом ($\alpha = 1$) по стенке иллюстрируются на рис. 4. В самом начале удара в окрестности контакта струи со стенкой в жидкости возникает ударная волна, уходящая вверх по струе. Первоначально (моменты t_1 , t_2) край этой волны совпадает с границей $r = R_L$ быстро расширяющейся области контакта струи и стенки, где и локализуется максимум давления. Затем край ударной волны отрывается от стенки (при $\alpha = 1$ имеем $t_{cr}/(RD^{-1}) \approx 0.063$) и уходит вверх по свободной поверхности струи (момент t_3 и последующие). Взаимодействие ударной волны с поверхностью струи приводит

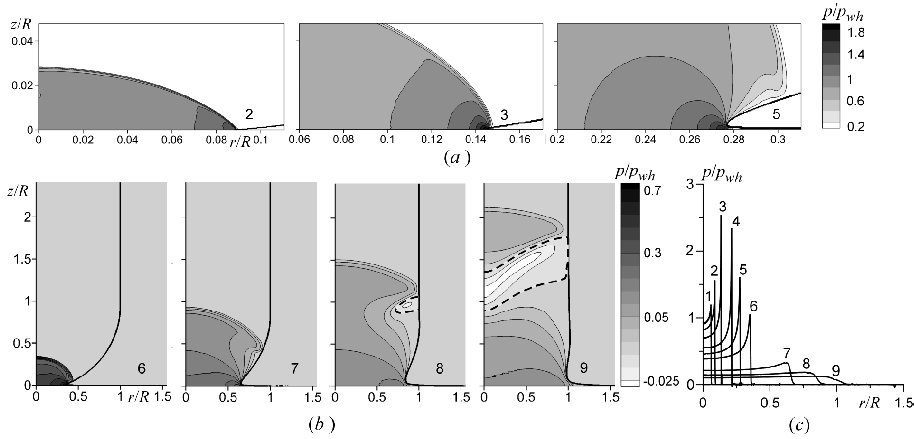


Рис. 4. Удар струи при $\alpha = 1$: изменение поля давления и поверхности струи (a , b) и давления на стенке (c) в процессе удара. Приведены моменты времени $t(1-9)/(R/D) = 0.01, 0.03, 0.07, 0.2, 0.3, 0.4, 1.3, 2.2, 3.2$. Штриховой линией на (a , b) показан уровень $p = 0$

к образованию волн разрежения, распространяющихся по сжатой жидкости от межфазной поверхности. Фокусировка волн разрежения в струе при прохождении ударной волны по выпуклой части ее границы, вызывает появление зоны с отрицательными давлениями в небольшой окрестности поверхности струи на расстоянии от стенки, примерно равном R . В дальнейшем эта зона увеличивается (момент $t8$) и охватывает все поперечное сечение струи (момент $t9$), когда фронт ударной волны перемещается по прямолинейному участку поверхности струи. Верхняя граница этой зоны удаляется от стенки вслед за ударной волной, а нижняя граница до момента $t9$ сохраняется на расстоянии примерно R от стенки. К моменту $t9$ давление в этой зоне принимает большие отрицательные значения вследствие фокусировки волн разрежения на оси симметрии. В реальности это, по-видимому, привело бы к возникновению кавитации, учет которой в модели настоящей работы не предусмотрен. Можно предположить, что наличие кавитационной области будет существенно влиять на динамику жидкости в окрестности стенки. Поэтому рассмотрение динамических процессов здесь и далее ограничивается начальной стадией удара струи, до момента фокусировки волн разрежения на оси симметрии струи. Для оценки уровней максимальных давлений на стенке, представляющих наибольший практический интерес, этого достаточно, поскольку, как следует из рис. 4 и будет показано далее для других $\alpha > 0$, фокусировка происходит, когда уровень давления на стенке уже существенно снижен (между моментами $t8$ и $t9$). Можно предположить, что последующая динамика жидкости не приведет к существенному увеличению нагрузки на стенке.

На рис. 4, c показано соответствующее изменение нагрузки на стенке на начальной стадии ударного воздействия струи. В центре области воздействия ($r = 0$) давление монотонно понижается от давления гидроудара, тогда как на периферии этой области оно сначала (до момента $t3$, близкого к моменту t_{cr} отрыва ударной волны от стенки) интенсивно растет (до значений, превышающих $2p_{wh}$), а затем падает. Таким образом, параметры $R_{L,cr}$ и t_{cr} можно рассматривать как характерный радиус области с максимальными давлениями и характерное время их сохранения. Радиальное распределение давления на стенке до момента $t7$ является неоднородным с увеличением неоднородности до момента $t3$ и дальнейшим ее снижением.

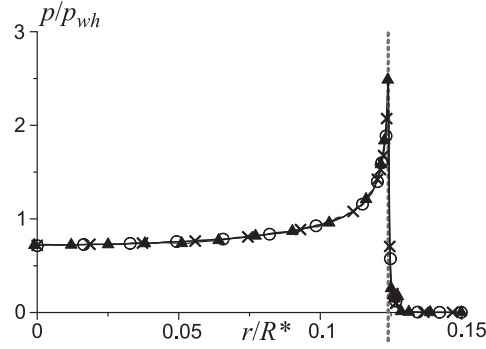


Рис. 5. Профили давления в момент t_{cr} при $\alpha = 0.5$ (\blacktriangle), 1 (\times) и 2 (\circ). Штриховой линией показано значение $R_{L,cr}/R^* = 0.124$ согласно (4)

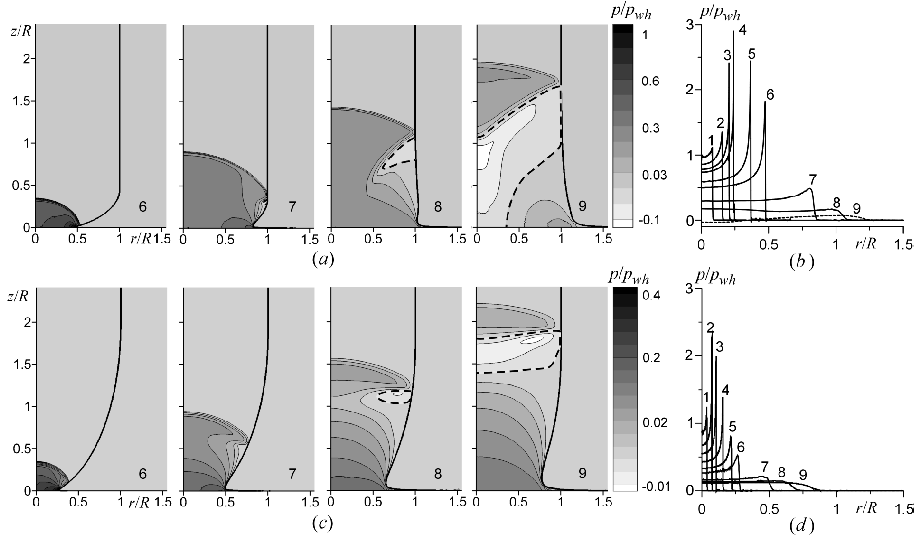


Рис. 6. Удар струи при $\alpha = 0.5$ (a, b) и $\alpha = 2$ (c, d): изменение поля давления и поверхности струи (a, c) и давления на стенке (b, d) в процессе удара. Для $\alpha = 0.5$ приведены моменты времени $t(1-9)/(RD^{-1}) = 0.01, 0.05, 0.09, 0.11, 0.3, 0.4, 1.2, 2, 2.8$, для $\alpha = 2$ – моменты $t(1-9)/(RD^{-1}) = 0.01, 0.04, 0.08, 0.16, 0.3, 0.4, 1.3, 2.4, 3.4$

4. Особенности удара при $0.38 \leq \alpha \leq 2$ ($\alpha > 3M$)

Согласно проведенному выше анализу удар струи с формой конца (1) при $\alpha \geq 0.38$ до момента t_{cr} отрыва ударной волны от стенки реализуется как удар струи с полусферическим концом с радиусом $R^* = R/\alpha$. Соответствующие профили давления на стенке на этой стадии получаются из случая $\alpha = 1$ преобразованием подобия. При $\alpha > 1$ это означает сжатие в α раз с соответствующей локализацией периферийных максимумов, а также с уменьшением характерного радиуса области воздействия с максимальными давлениями и радиуса ее центральной части с квазиоднородной нагрузкой. На рис. 5 приведено сравнение профилей давления на стенке при $\alpha = 0.5, 1$ и 2 в координатах r/R^* . Их хорошее согласование подтверждает проведенный анализ.

Изменения динамики жидкости в струе после отрыва ударной волны от стенки при уменьшении и увеличении α в диапазоне $\alpha \geq 0.38$ иллюстрирует рис. 6,

на котором представлены результаты расчетов для $\alpha = 0.5$ и $\alpha = 2$. С ростом α уменьшается радиус центральной части фронта ударной волны с небольшой кривизной (момент $t6$ на рис. 6, *a, c*), что обуславливает ее более быстрое ослабление: фронт ударной волны перемещается примерно на одну высоту к моменту $t8$, который при $\alpha = 0.5, 1, 2$ равен $t8/(RD^{-1}) = 2, 2.2, 2.4$ соответственно, давление за фронтом p/p_{wh} в этот момент $\sim 0.1, 0.05, 0.02$ соответственно. В случае $\alpha = 0.5$ к моменту $t7$ ударная волна полностью проходит выпуклый участок струи и вблизи ее границы возникает небольшая зона с отрицательными давлениями на расстоянии примерно $0.3R$ от стенки. В случаях $\alpha = 1, 2$ в момент $t7$, соответствующий в обоих случаях перемещению ударной волны по выпуклому участку границы струи, зона отрицательных давлений в струе отсутствует. К моменту $t8$ такая зона уже есть во всех трех случаях, при $\alpha = 0.5$ фронт ударной волны уже некоторое время перемещается по прямолинейному участку поверхности струи. При $\alpha = 2$ момент $t8$ близок к моменту перехода фронта ударной волны с выпуклого участка поверхности струи на прямолинейный. При $\alpha = 2, 0.5$, как и при $\alpha = 1$, верхняя граница зоны удаляется от стенки вслед за ударной волной. Нижняя граница зоны при $\alpha = 2$ также удаляется от стенки, а при $\alpha = 0.5$ она, наоборот, приближается к стенке. Во всех трех случаях зона отрицательных давлений целиком охватывает поперечное сечение струи при перемещении фронта ударной волны по прямолинейному участку границы струи. Волны разрежения фокусируются на оси симметрии к моменту $t9$, который увеличивается с ростом α : $t9/(RD^{-1}) = 2.8, 3.2, 3.4$ при $\alpha = 0.5, 1, 2$ соответственно. Максимальный уровень отрицательных давлений, достигаемый к этому моменту, с ростом α уменьшается: $\sim 0.1, 0.025, 0.01 \times p_{wh}$ при $\alpha = 0.5, 1, 2$ соответственно. Характер изменения нагрузки на стенке после отрыва ударной волны при $\alpha = 0.5, 2$ до момента $t9$ такой же, как в случае $\alpha = 1$. Можно отметить более быстрое снижение давления в центре области воздействия при увеличении α : в одинаковый момент $t5/(RD^{-1}) = 0.3$ давление в центре $\sim 0.6, 0.48, 0.32p_{wh}$ при $\alpha = 0.5, 1, 2$ соответственно. К моменту $t9$ при $\alpha = 0.5$ зона отрицательных давлений уже взаимодействует со стенкой, а при $\alpha = 2$, как и при $\alpha = 1$, эта зона находится на удалении от стенки. Поэтому можно ожидать, что с увеличением заострения конца струи влияние потенциально возможной области кавитации в струе на нагрузку на стенке будет понижаться.

5. Особенности удара при $0 \leq \alpha < 0.38$ ($\alpha < 3M$)

Согласно предварительному анализу влияние несферичности конца струи с формой (1) при $0 \leq \alpha < 0.38$ проявляется уже до момента t_{cr} отрыва ударной волны от стенки. Изменение поля давления, поверхности струи и нагрузки на стенке при уменьшении α в этом диапазоне иллюстрирует рис. 7.

По мере уменьшения α в диапазоне $0 \leq \alpha < 0.38$ (увеличения затупления конца струи) увеличивается центральный участок фронта ударной волны с малой кривизной, при $\alpha = 0$ (полном затуплении струи) ударная волна в струе при ее возникновении является плоской (левая колонка рис. 7). Фокусировка волн разрежения на оси струи при уменьшении α происходит раньше: $t9/(RD^{-1}) = 2.4, 1.56$ при $\alpha = 0.25, 0.05$, соответственно, и $t5/(RD^{-1}) = 1.3$ при $\alpha = 0$. При этом здесь уровень отрицательных давлений в момент фокусировки с уменьшением α падает: $\sim 0.2, 0.1, 0.05p_{wh}$ при $\alpha = 0.25, 0.05, 0$ соответственно. В случае $\alpha = 0.25$ зона с отрицательным давлением, возникающая в окрестности поверхности струи, начинает взаимодействовать со стенкой еще до момента фокусировки волн разрежения на оси струи (момент $t8$, рис. 7, *a*), а при $\alpha = 0.05$ взаимодействие этой области со стенкой начинается примерно в момент фокусировки. При $\alpha = 0$ зона отрицательных давлений возникает в центре контакта струи со стенкой

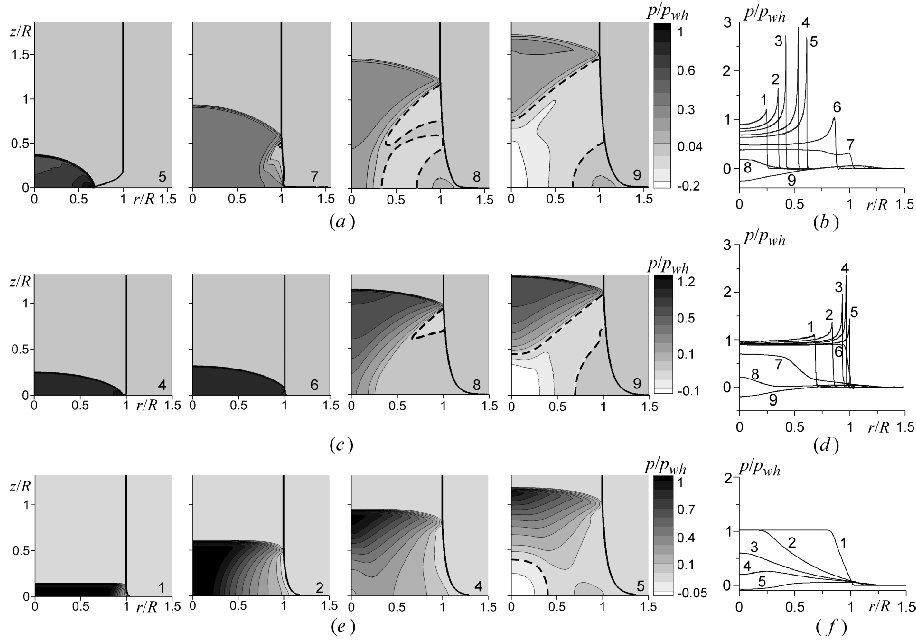


Рис. 7. Удар струи при $\alpha = 0.25$ (a, b), $\alpha = 0.05$ (c, d) и $\alpha = 0$ (e, f): изменение поля давления и поверхности струи (a, c, e) и давления на стенке (b, d, f) в процессе удара. Для $\alpha = 0.25$ приведены моменты времени $t(1-9)/(RD^{-1}) = 0.06, 0.13, 0.19, 0.3, 0.4, 0.8, 1.2, 2, 2.4$, для $\alpha = 0.05$ – моменты $t(1-9)/(RD^{-1}) = 0.11, 0.19, 0.26, 0.3, 0.34, 0.36, 0.9, 1.36, 1.56$, для $\alpha = 0$ – моменты $t(1-5)/(RD^{-1}) = 0.14, 0.07, 0.09, 0.1, 1.3$

только в момент фокусировки волн разрежения на оси струи. Уровень давления на стенке при уменьшении α в диапазоне $0 < \alpha < 0.38$ остается на уровне давления гидроудара p_{wh} с периферийными пиками, превышающими $2p_{wh}$ (правая колонка рис. 7). Уменьшение α сопровождается уменьшением ширины периферийной области с пиком давления и ростом характерного радиуса области воздействия с максимальной нагрузкой и радиуса ее центральной части с квазиоднородным нагружением (рис. 7, b и d). При этом стадия снижения периферийных пиков давления сильно сокращается, при $\alpha = 0.05$ (рис. 7, d) она почти отсутствует. При полном затуплении струи ($\alpha = 0$, рис. 7, f) в профилях давления на стенке периферийные максимумы отсутствуют. При $\alpha = 0.05$ давление в центре области воздействия на начальной стадии практически не меняется и начинает снижаться, как и в случае $\alpha = 0$, только по достижении передним фронтом волны разрежения оси симметрии струи.

6. Влияние формы конца струи на интегральное воздействие на стенку

Силу интегрального воздействия струи на стенку можно определить выражением

$$F_w = \frac{2}{(p_{wh} - p_0)R^2} \int_0^{\infty} [\max(p, 0) - p_0] r dr,$$

в котором отрицательные давления заменяются нулевыми. На рис. 8 показано ее изменение в процессе удара струи с разной формой конца.

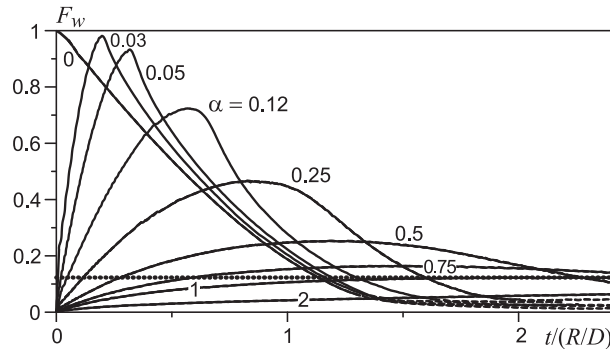


Рис. 8. Изменение силы интегрального воздействия на стенку F_w в процессе начальной, наиболее интенсивной, стадии удара струи в зависимости от формы ее конца ($\alpha = 0-2$). После момента фокусировки волн разрежения на оси струи кривые показаны штриховыми линиями. Пунктирная прямая – уровень 0.123, соответствующий установившемуся растеканию струи

При $\alpha \geq 1$ сила воздействия струи на стенку в ходе начальной наиболее интенсивной стадии удара монотонно растет до уровня, соответствующего стационарному растеканию струи в рамках несжимаемой жидкости. Скорость роста уменьшается по мере увеличения α . При $0 < \alpha < 1$ величина F_w изменяется немонотонно: появляется максимум, который с уменьшением α возрастает и становится все более выраженным. Этот рост обусловлен увеличением характерного радиуса области с максимальными давлениями $R_{L,cr}$. При $\alpha > 0$ периферийные максимумы давления на стенке превышают давление гидроудара (максимальное давление при $\alpha = 0$), но максимум интегральной нагрузки при $\alpha > 0$ остается ниже, чем при $\alpha = 0$. Фаза роста силы F_w обусловлена главным образом расширением области воздействия струи на стенку, тогда как фаза ее последующего уменьшения объясняется влиянием на стенку волн разрежения, возникающих на межфазной границе в результате взаимодействия с ударной волной. Волны разрежения сначала радиально сходятся к оси симметрии, а затем после отражения от нее превращаются в радиально расходящиеся. В результате взаимодействия расходящихся волн разрежения с межфазной границей на ней вновь образуются радиально сходящиеся волны сжатия, и фаза уменьшения F_w предположительно сменится фазой роста. Однако из-за возникновения в струе областей с большим отрицательным давлением детальное исследование дальнейшей динамики рассматриваемой системы следует проводить с применением модели, учитывающей эффекты кавитации.

Заключение

Выполнено исследование влияния формы конца струи, ударяющей ортогонально по твердой стенке, на пространственно-временные характеристики ударной волны в жидкости и импульсов давления на стенке. Рассмотрен случай осесимметричной струи воды с концом в виде полусфероида с полуосями R и αR , где R – радиус струи. Параметр α варьировался в диапазоне от 0 до 2 ($\alpha = 0$ соответствует плоскому концу, $\alpha = 2$ – сфероиду, вытянутому вдоль оси). Скорость струи 250 м/с. Исследование проводилось методом SIP-CUP на динамически адаптивных soroban-сетках. При ударе струи с выпуклым концом на стенке возникает ударная волна, распространяющаяся вверх по струе. При $\alpha > 0$ край ударной волны сначала остается присоединенным к стенке, затем отрывается от нее и уходит вверх по свободной поверхности струи. При $\alpha = 0$ стадия с присоединенной к стенке

ударной волной отсутствует. Показано, что на всем рассмотренном диапазоне $0 \leq \alpha \leq 2$ взаимодействие ударной волны с поверхностью струи приводит к образованию волн разрежения и появлению в струе зоны с отрицательными давлениями (кавитация в настоящей работе не учитывается). При $\alpha > 0$ эта зона возникает вблизи поверхности струи и увеличивается по направлению к оси, охватывая все поперечное сечение струи. Влияние этой зоны на стенку реализуется при $\alpha < 1$ после завершения начальной, наиболее интенсивной, стадии воздействия.

Установлено, что при $\alpha \geq 0.38$ воздействие на стенку до отрыва от нее ударной волны аналогично воздействию струи с полусферическим концом с радиусом, в α раз меньшим радиуса струи. Качественные различия со случаем полусферического конца в этом диапазоне проявляются лишь после отрыва ударной волны и определяются несферичностью конца струи на удалении от ее оси. Они касаются главным образом эволюции зоны отрицательных давлений в струе, которая с ростом α возникает позже и ее влияние на стенку уменьшается.

Кроме того, установлено, что уровень давлений на стенке при $0 \leq \alpha \leq 2$ изменяется незначительно. Изначально он примерно соответствует давлению гидроудара и далее в центре области воздействия снижается (тем медленнее, чем меньше α), а на периферии при $\alpha > 0$ растет до значений, превышающих давление гидроудара более чем в 2 раза, и затем снижается. При уменьшении $\alpha > 0$ характерный размер области нагрузки с максимальными давлениями и радиус ее центральной части с квазиоднородной нагрузкой увеличиваются, становясь равными радиусу струи при $\alpha = 0$. В рассмотренном интервале $0 \leq \alpha \leq 2$ до момента фокусировки волн разрежения на оси симметрии интегральная нагрузка на стенку при $\alpha \geq 1$ асимптотически растет до уровня, соответствующего стационарному растеканию струи в рамках предположения о несжимаемости жидкости. При $0 < \alpha < 1$ этот уровень превышает, за фазой роста возникает фаза снижения, обусловленная влиянием волн разрежения, с уменьшением α максимум интегральной нагрузки увеличивается.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-11-011135).

Литература

1. Bourne N.K. On impacting liquid jets and drops onto polymethylmethacrylate targets // Proc. R. Soc. A. – 2005. – V. 46, No 2056. – P. 1129–1145. – doi: 10.1098/rspa.2004.1440.
2. Kornfeld M., Suvorov L. On the destructive action of cavitation // J. Appl. Phys. – 1944. – V. 15, No 6. – P. 495–506. – doi: 10.1063/1.1707461.
3. Philipp A., Lauterborn W. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles // J. Fluid Mech. – 1998. – V. 361. – P. 75–116. – doi: 10.1017/S0022112098008738.
4. Crum L.A. Surface oscillations and jet development in pulsating bubbles // J. Phys. Colloq. – 1979. – V. 40, No C8. – P. C8-285–C8-288. – doi: 10.1051/jphyscol:1979849.
5. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Косолапова Л.А., Малахов В.Г. Динамика кавитационного пузырька вблизи твердой стенки // Теплофизика и аэромеханика. – 2016. – Т. 23, № 2. – С. 219–228.
6. Aganin A.A., Guseva T.S., Kosolapova L.A., Khismatullina N.A. The calculation of weakly nonspherical cavitation bubble impact on a solid // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2016. – V. 158. – Art. 012003, P. 1–6. – doi: 10.1088/1757-899X/158/1/012003.

7. Lesser M. The impact of a compressible liquid // Rein M. (ed.) Drop-Surface Interactions. CISM International Centre for Mechanical Sciences (Courses and Lectures). V. 456. – Vienna: Springer, 2002. – P. 39–102.
8. Hwang J.-B.G., Hammitt F.G. High-speed impact between curved lipid surface and rigid flat surface // J. Fluids Eng. – 1977. – V. 99, No 2. – P. 396–404. – doi: 10.1115/1.3448774.
9. Аганин А.А., Гусева Т.С. Удар жидкого конуса по плоской твердой стенке // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-матем. науки. – 2016. – Т. 158, кн. 1. – С. 117–128.
10. Аганин А.А., Гусева Т.С. Влияние формы конца струи при ее ударе по поверхности жидкости // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-матем. науки. – 2017. – Т. 159, кн. 2. – С. 135–142.
11. Yabe T., Wang P.Y. Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid // J. Phys. Soc. Japan. – 1991. – V. 60, No 7. – P. 2105–2108. – doi: 10.1143/JPSJ.60.2105.
12. Takizawa K., Yabe T., Tsugawa Y., Tezduyar T.E., Mizoe H. Computation of free-surface flows and fluid-object interactions with the CIP method based on adaptive meshless Soroban grids // Comput. Mech. – 2007. – V. 40, No 1. – P. 167–183. – doi: 10.1007/s00466-006-0093-2.
13. Аганин А.А., Гусева Т.С. Численное моделирование контактного взаимодействия сжимаемых сред на эйлеровых сетках // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-матем. науки. – 2012. – Т. 154, кн. 4. – С. 74–99.
14. Аганин А.А., Гусева Т.С. Численное моделирование динамики неоднородных сжимаемых сред на основе метода CIP-CUP на адаптивных soroban-сетках // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-матем. науки. – 2014. – Т. 156, кн. 2. – С. 55–71.
15. Аганин А.А., Гусева Т.С. Численное моделирование удара струи по стенке // Матем. моделирование. – 2017. – Т. 29, № 3. – С. 123–138.
16. Воинов О.В., Воинов В.В. О схеме захлопывания кавитационного пузырька у стенки и образовании кумулятивной струйки // Докл. АН СССР. – 1976. – Т. 227, № 1. – С. 63–66.
17. Neumann F.J. High-speed impact between a liquid drop and a solid surface // J. Appl. Phys. – 1969. – V. 40, No 13. – P. 5113–5122. – doi: 10.1063/1.1657361.
18. Bowden F.P., Field J.E. The brittle fracture of solids by liquid impact, by solid impact and by shock // Proc. R. Soc. Lond. A. – 1964. – V. 282, No 1390. – P. 331–352. – doi: 10.1098/rspa.1964.0236.
19. Lesser M.B., Field J.E. The impact of compressible liquids // Ann. Rev. Fluid Mech. – 1983. – V. 15. – P. 97–122. – doi: 10.1146/annurev.fl.15.010183.000525.
20. Rein M. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces // Fluid Dyn. Res. – 1993. – V. 12, No 2. – P. 61–93. – doi: 10.1016/0169-5983(93)90106-k.
21. Lesser M.B. Thirty years of liquid impact research: A tutorial review // Wear. – 1995. – V. 186–187. – P. 28–34.
22. Field J.E. ELSI conference: Invited lecture: Liquid impact: Theory, experiment, applications // Wear. – 1999. – V. 233–235. – P. 1–12. – doi: 10.1016/S0043-1648(99)00189-1.

Поступила в редакцию
30.03.18

Аганин Александр Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: aganin@kfti.knc.ru

Гусева Татьяна Сергеевна, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: ts.guseva@mail.ru

ISSN 2541-7746 (Print)

ISSN 2500-2198 (Online)

UCHENYE ZAPISKI KAZANSKOGO UNIVERSITETA.
SERIYA FIZIKO-MATEMATICHESKIE NAUKI
(Proceedings of Kazan University. Physics and Mathematics Series)

2019, vol. 161, no. 1, pp. 39–52

doi: 10.26907/2541-7746.2019.1.39-52

The Influence of the End Shape of the Liquid Jet on Its Impact onto a Dry Wall

*A.A. Aganin**, *T.S. Guseva***

*Institute of Mechanics and Engineering, FRC Kazan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences, Kazan, 420111 Russia
E-mail: *aganin@kfti.knc.ru, **ts.guseva@mail.ru*

Received March 30, 2018

Abstract

The influence of the end shape of a jet normally impacting onto a rigid wall on the characteristics of a shock wave in liquid and the pressure pulses on a wall has been studied. The water jet is axisymmetric, its end is hemispheroidal, with semi-axes R and αR where R is the jet radius, α varies from 0 through 2. The jet speed is 250 m/s. The dynamics of the liquid in the jet and the surrounding gas is governed by the Euler equations in the density, velocity, and pressure. Their solution has been derived numerically by the CIP-CUP method on an adaptive Soroban-grid without explicit separation of the liquid-gas interface. It has been found that for $\alpha > 0.38$ the jet action on the wall before the shock wave detachment is similar to that of a hemispherically-ended jet with a radius of R/α . Qualitative differences from the hemispherically-ended jet case after the shock wave detachment are caused by the jet end non-sphericity at a distance from the jet axis. For all the considered values of α , the mean level of the wall pressure remains close to that in the hemispherically-ended jet case ($\alpha = 1$). With decreasing α , the characteristic size of the maximum pressure load area and the radius of its central part with the quasi-uniform load increase.

Keywords: jet impact on wall, jet end shape, shock waves in liquid, radial convergence of rarefaction waves

Acknowledgments. The study was supported by the Russian Science Foundation, project no. 17-11-01135.

Figure Captions

Fig. 1. The shape of the jet end defined by equation (1) for $\alpha = 0 - 2$.

Fig. 2. The scheme of the jet impact onto a wall for $\alpha > 0$. Small arrows show the direction of the shock wave propagation.

Fig. 3. The α -dependencies of the dimensionless critical values of the jet-wall contact radius (solid and dashed curves correspond to (3) and (4), respectively) and time (dotted and dash-dotted curves correspond to (3) and (4), respectively), $M = 1/8$.

Fig. 4. Jet impact for $\alpha = 1$: variation of the pressure field and the jet surface (*a, b*) and the wall pressure (*c*) during the impact. The following time moments are given: $t(1 - 9)/(RD) = 0.01, 0.03, 0.07, 0.2, 0.3, 0.4, 1.3, 2.2, 3.2$. Dashed line in (*a, b*) is level $p = 0$.

Fig. 5. The pressure profiles at moment t_{cr} for $\alpha = 0.5$ (\blacktriangle), 1 (\times), and 2 (\circ). Dashed line is value $R_{L,cr}/R^* = 0.124$ by (4).

Fig. 6. Jet impact for $\alpha = 0.5$ (*a, b*) and $\alpha = 2$ (*c, d*): variation of the pressure field and the jet surface (*a, c*) and the wall pressure (*b, d*) during the impact. The following time moments are given: $t(1 - 9)/(RD^{-1}) = 0.01, 0.05, 0.09, 0.11, 0.3, 0.4, 1.2, 2, 2.8$ for $\alpha = 0.5$ and $t(1 - 9)/(RD^{-1}) = 0.01, 0.04, 0.08, 0.16, 0.3, 0.4, 1.3, 2.4, 3.4$ for $\alpha = 2$.

Fig. 7. Jet impact for $\alpha = 0.25$ (*a, b*), $\alpha = 0.05$ (*c, d*), and $\alpha = 0$ (*e, f*): variation of the pressure field and the jet surface (*a, c, e*) and the wall pressure (*b, d, f*) during the impact. The following time moments are given: $t(1 - 9)/(RD^{-1}) = 0.06, 0.13, 0.19, 0.3, 0.4, 0.8, 1.2, 2, 2.4$ for $\alpha = 0.25$, $t(1 - 9)/(RD^{-1}) = 0.11, 0.19, 0.26, 0.3, 0.34, 0.36, 0.9, 1.36, 1.56$ for $\alpha = 0.05$, and $t(1 - 5)/(RD^{-1}) = 0.14, 0.07, 0.09, 0.1, 1.3$ for $\alpha = 0$.

Fig. 8. Variation of F_w , the integral load on the wall, during the initial most intensive stage of the jet impact depending on the jet end shape ($\alpha = 0-2$). The dashed portions of the curves correspond to the time after the moment of the rarefaction wave focusing on the jet axis. Dotted line is level 0.123 corresponding to the steady spreading of the jet.

References

1. Bourne N.K. On impacting liquid jets and drops onto polymethylmethacrylate targets. *Proc. R. Soc. A.*, 2005, vol. 46, no. 2056, pp. 1129–1145. doi: 10.1098/rspa.2004.1440.
2. Kornfeld M., Suvorov L. On the destructive action of cavitation. *J. Appl. Phys.*, 1944, vol. 15, no. 6, pp. 495–506. doi: 10.1063/1.1707461.
3. Philipp A., Lauterborn W. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles. *J. Fluid Mech.*, 1998, vol. 361, pp. 75–116. doi: 10.1017/S0022112098008738.
4. Crum L.A. Surface oscillations and jet development in pulsating bubbles. *J. Phys. Colloq.*, 1979, vol. 40, no. C8, pp. C8-285–C8-288. doi: 10.1051/jphyscol:1979849.
5. Aganin A.A., Ilgamov M.A., Kosolapova L.A., Malakhov V.G. Dynamics of a cavitation bubble near a solid wall. *Thermophys. Aeromech.*, 2016, vol. 23, no. 2, pp. 211–220. doi: 10.1134/S0869864316020074.
6. Aganin A.A., Guseva T.S., Kosolapova L.A., Khismatullina N.A. The calculation of weakly nonspherical cavitation bubble impact on a solid. *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.*, 2016, vol. 158, art. 012003, pp. 1–6. doi: 10.1088/1757-899X/158/1/012003.
7. Lesser M. The impact of a compressible liquid. In: Rein M. (Ed.) *Drop-Surface Interactions. CISM International Centre for Mechanical Sciences (Courses and Lectures)*. Vol. 456. Vienna, Springer, 2002, pp. 39–102.
8. Hwang J.-B.G., Hammitt F.G. High-speed impact between curved lipid surface and rigid flat surface. *J. Fluids Eng.*, 1977, vol. 99, no. 2, pp. 396–404. doi: 10.1115/1.3448774.

9. Aganin A.A., Guseva T.S. Impact of a liquid cone on a plain rigid wall. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2016, vol. 158, no. 1, pp. 117–128. (In Russian)
10. Aganin A.A., Guseva T.S. Influence of the jet end shape at the jet impact on the liquid surface. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2017, vol. 159, no. 2, pp. 135–142. (In Russian)
11. Yabe T., Wang P.Y. Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid. *J. Phys. Soc. Japan*, 1991, vol. 60, no. 7, pp. 2105–2108. doi: 10.1143/JPSJ.60.2105.
12. Takizawa K., Yabe T., Tsugawa Y., Tezduyar T.E., Mizoe H. Computation of free-surface flows and fluid-object interactions with the CIP method based on adaptive meshless Soroban grids. *Comput. Mech.*, 2007, vol. 40, no. 1, pp. 167–183. doi: 10.1007/s00466-006-0093-2.
13. Aganin A.A., Guseva T.S. Numerical simulation of contact interaction of compressible fluids on Eulerian grids. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2012, vol. 154, no. 4, pp. 74–99. (In Russian)
14. Aganin A.A., Guseva T.S. Numerical simulation of dynamics of nonuniform compressible media based on the CIP-CUP method on dynamically adaptive soroban grids. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2014, vol. 156, no. 2, pp. 55–71. (In Russian)
15. Aganin A.A., Guseva T.S. Numerical simulation of impact of a jet on a wall. *Math. Models Comput. Simul.*, 2017, vol. 9, no. 5, pp. 623–635. doi: 10.1134/S2070048217050027.
16. Voinov O.V., Voinov V.V. On the process of collapse of a cavitation bubble near a wall and the formation of a cumulative jet. *Sov. Phys. Dokl.*, 1976, vol. 21, pp. 133–136.
17. Heymann F.J. High-speed impact between a liquid drop and a solid surface. *J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, no. 13, pp. 5113–5122. doi: 10.1063/1.1657361.
18. Bowden F.P., Field J.E. The brittle fracture of solids by liquid impact, by solid impact and by shock. *Proc. R. Soc. Lond. A.*, 1964, vol. 282, no. 1390, pp. 331–352. doi: 10.1098/rspa.1964.0236.
19. Lesser M.B., Field J.E. The impact of compressible liquids. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1983, vol. 15, pp. 97–122. doi: 10.1146/annurev.fl.15.010183.000525.
20. Rein M. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dyn. Res.*, 1993, vol. 12, no. 2, pp. 61–93. doi: 10.1016/0169-5983(93)90106-k.
21. Lesser M.B. Thirty years of liquid impact research: A tutorial review. *Wear*, 1995, vol. 186–187, pp. 28–34. doi: 10.1016/0043-1648(95)07190-3.
22. Field J.E. ELSI conference: Invited lecture: Liquid impact: Theory, experiment, applications. *Wear*, 1999, vols. 233–235, pp. 1–12. doi: 10.1016/S0043-1648(99)00189-1.

⟨ *Для цитирования:* Аганин А.А., Гусева Т.С. Влияние формы конца струи жидкости на ее удар по сухой стенке // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2019. – Т. 161, кн. 1. – С. 39–52. – doi: 10.26907/2541-7746.2019.1.39-52. ⟩

⟨ *For citation:* Aganin A.A., Guseva T.S. The influence of the end shape of the liquid jet on its impact onto a dry wall. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2019, vol. 161, no. 1, pp. 39–52. doi: 10.26907/2541-7746.2019.1.39-52. (In Russian) ⟩