

УДК 532.593

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КОНЦА СТРУИ ПРИ ЕЕ УДАРЕ ПО ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

А.А. Аганин, Т.С. Гусева

Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, 420111, Россия

Аннотация

Проведено численное исследование динамики жидкости в окрестности конца струи при ее ударе по поверхности неподвижной жидкости в зависимости от формы конца струи. Рассматривались концы в виде полусферы, а также более заостренные и затупленные. Показано, что заострение конца струи по сравнению с полусферическим слабо влияет на качественные особенности динамики жидкости: форму ударных волн, расходящихся от места соударения, форму, размеры и характер эволюции областей с максимальным давлением и метастабильных зон, где давление отрицательно. Повышение затупленности конца струи по сравнению с полусферическим приводит к более значительным изменениям, которые в процессе удара проявляются тем раньше, чем выше степень затупленности. Ударные волны становятся все более плоскими, существенно изменяется характер эволюции и расположение областей с максимальным давлением и метастабильных зон.

Ключевые слова: удар струи по поверхности жидкости, форма конца струи, ударные волны в жидкости, выплеск жидкости, радиальное схождение волн разрежения

Введение

Удар струи (капли) жидкости по жидкости представляет значительный интерес для приложений, характеризующих разрушительным воздействием жидкой массы на смоченные поверхности твердых тел. Такая ситуация возникает, в частности, при полете летательных аппаратов в условиях дождя, при работе паровых турбин и др. [1]. Ударное воздействие микроструй, образующихся на поверхности кавитационных пузырьков при их схлопывании вблизи поверхности тел, считается одним из основных механизмов такого широко распространенного явления, как кавитационное разрушение [2]. Если пузырек несколько удален от тела, то удар направленной к стенке микроструи приходится по поверхности жидкого слоя на стенке (ближней к стенке части поверхности пузырька).

Форма струи в момент ее удара по жидкости может быть различной. Так, например, для пузырька, имеющего в начале схлопывания форму слегка вытянутого сфероида, ее конец по сравнению с полусферическим более затуплен (рис. 1, *а*), а для пузырька, близкого к сферическому, более заострен (рис. 1, *б*) [3].

В настоящей работе изучается влияние формы конца струи на ее ударное воздействие по поверхности неподвижной жидкости. Для этого явления характерны появление ударных волн в струе и жидкости-мишени, их взаимодействие с межфазной поверхностью, большие деформации поверхности жидкости вплоть до изменения связности. С учетом сказанного исследование ведется с применением метода SIP-SIP [4] в сочетании с динамически-адаптивными *sofaban*-сетками [5], что позволяет эффективно учитывать все перечисленные особенности рассматриваемого процесса. Методика расчета подробно изложена также в [6].

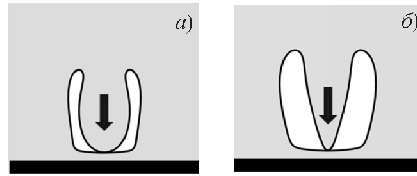


Рис. 1. Форма струй в момент их удара по ближней к стенке части поверхности пузырька, имеющего в начале схлопывания форму слегка вытянутого сфероида (а) и форму, близкую к сферической (б)

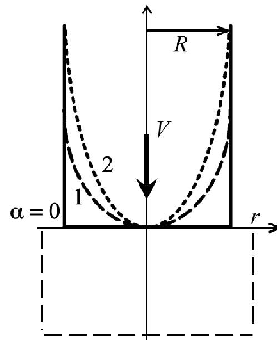


Рис. 2. Схема удара струи жидкости по жидкости

1. Постановка задачи

Рассматривается удар высокоскоростной осесимметричной струи жидкости (воды) по нормали к плоской поверхности неподвижной жидкости (также воды). Пространство над поверхностью неподвижной жидкости занято воздухом, окружающим струю. Скорость струи $V = 250$ м/с. Изучается влияние формы конца струи на динамику жидкости в окрестности места соударения. Форма конца струи определяется выражением

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

Здесь r , z – радиальная и осевая координаты цилиндрической системы отсчета соответственно, R – радиус струи. Значение параметра $\alpha = 1$ соответствует струе с полусферическим концом (рис. 2). 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 $\alpha = 0$.

Отметим также, что в начальный момент удара в случае $\alpha = 0$ область контакта равна сечению струи, а при $\alpha > 0$ она представляет собой точку. В процессе удара область контакта при всех α увеличивается. Ее рост при $\alpha = 0$ обусловлен растеканием струи, а при $\alpha > 0$ – сначала натеканием и лишь по достижении критического угла (определяемого скоростью струи и типом жидкостей) между поверхностью струи и жидкости растеканием [7]. В случае $\alpha > 0$ угол между поверхностью струи и жидкости будет достигать некоторого заданного значения тем быстрее и тем на большем расстоянии от оси симметрии, чем меньше α .

На начальной стадии высокоскоростного удара жидкости по поверхности другой жидкости или твердого тела жидкость ведет себя как сжимаемая среда. Уровень давлений, достигаемых при этом в жидкости, характеризует так называемое давление жидкого молотка (“water-hammer” pressure), которое можно приближенно

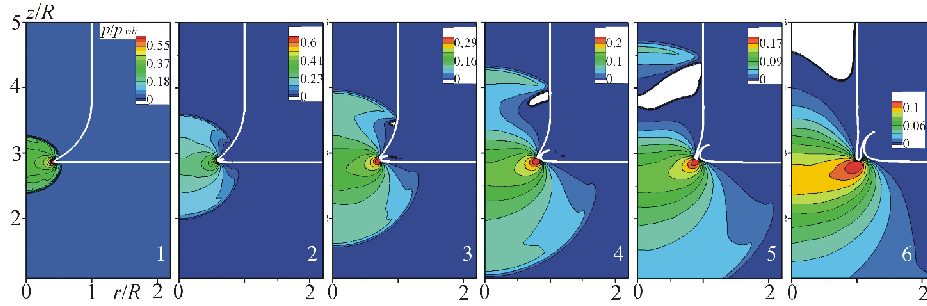


Рис. 3. Удар по жидкости струи с полусферическим концом ($\alpha = 1$). Поля давления показаны для шести моментов времени (t_1-t_6): $Vt/R = 0.07, 0.14, 0.21, 0.28, 0.36, 0.44$. Белым показаны области отрицательного давления

оценить как $p_{wh} = V\rho_1 D_1 \rho_2 D_2 / (\rho_1 D_1 + \rho_2 D_2)$, где V – скорость соударения, ρ_1, ρ_2 и D_1, D_2 – невозмущенные плотности и скорости ударных волн в соударяющихся средах соответственно [8]. При ударе жидкой струи по поверхности идентичной жидкости $p_{wh} = \rho DV/2$, и скорость ударной волны может быть приближенно оценена как $D = C + kV/2$, где C – скорость звука, k – константа, зависящая от типа жидкости (для воды $k \approx 2$).

2. Удар по жидкости струи с полусферическим концом

На рис. 3 приведены результаты расчетов удара по жидкости струи с полусферическим концом ($\alpha = 1$).

В самом начале удара струи с полусферическим концом в точке контакта струи и неподвижной жидкости возникают две куполообразные ударные волны, одна из которых распространяется в область струи, а другая – в область жидкости-мишени (момент t_1). При этом на очень короткой начальной стадии удара края этих ударных волн совпадают между собой и присоединены к границе быстро расширяющейся области контакта струи и мишени, где и локализуется максимум давления. Это обусловлено тем, что для малых значений угла между поверхностями струи и мишени скорость расхождения области контакта превышает скорость распространения этих ударных волн. По мере увеличения угла между поверхностями струи и жидкости-мишени, скорость расширения области контакта уменьшается, и края указанных ударных волн в струе и жидкости-мишени отрываются от границы контакта и выходят на межфазную границу (момент t_1). Край первой ударной волны удаляется от границы контакта вдоль поверхности струи, а край второй ударной волны перемещается вдоль поверхности жидкости-мишени. Это приводит к образованию на поверхностях струи и мишени волн разрежения, уходящих в сжатую жидкость, и к формированию на границе контакта струи и мишени тонкого выплеска жидкости между их поверхностями. Ко времени t_2 этот выплеск становится заметным. До времени t_4 возмущенная область жидкости увеличивается при сохранении качественных особенностей поля давления. Исключение состоит в том, что в момент t_3 в струе вблизи ее границы на удалении примерно $R/2$ от поверхности мишени возникает небольшая область с отрицательным давлением (закрашенная на рисунке белым), которая в последующем увеличивается. Процесс кавитации жидкости в настоящей работе не учитывается, поэтому считается, что области отрицательного давления заполнены метастабильной жидкостью. Образование этой области обусловлено геометрией конца струи. Ко времени t_5 область с отрицательным давлением жидкости уже простирается вдоль всего сечения струи. Далее она перемещается вверх по струе (момент t_6).

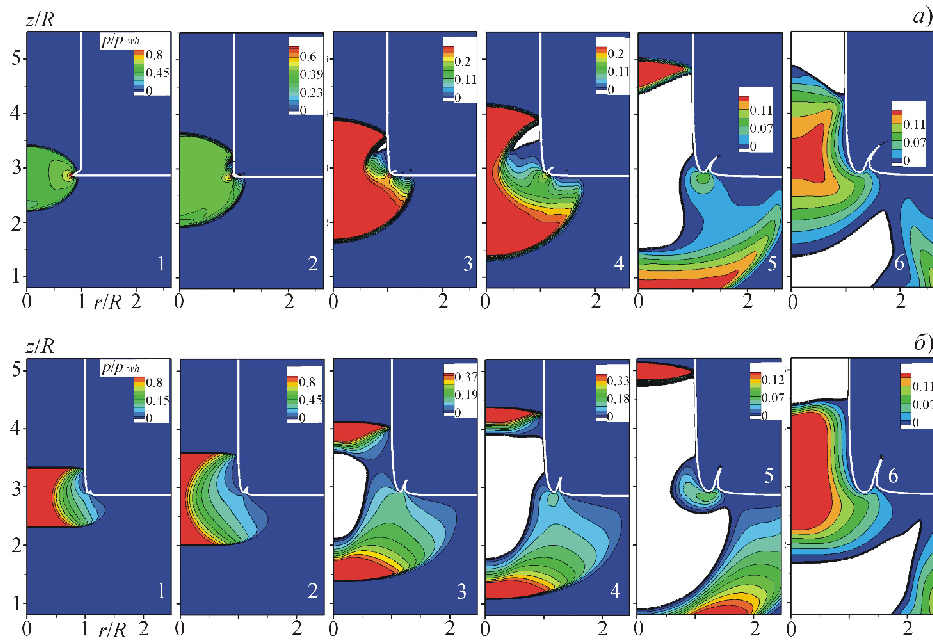


Рис. 4. Удар струи с более тупым, чем полусферический, концом ($\alpha = 0.25$ (а) и $\alpha = 0$ (б)) по жидкости. Поля давления показаны для шести моментов времени (t_1-t_6): а) $Vt/R = 0.09, 0.14, 0.23, 0.28, 0.39, 0.57$, б) $Vt/R = 0.08, 0.12, 0.21, 0.25, 0.39, 0.5$

3. Влияние затупления конца струи на процесс удара

На рис. 4 приведены результаты расчетов удара по жидкости струи с затупленностью конца, соответствующей $\alpha = 0.25$ (а) и $\alpha = 0$ (б).

На рис. 4, а видно, что с увеличением степени затупленности конца струи от $\alpha = 1$ (полусферический конец) до $\alpha = 0.25$ качественные особенности динамики жидкости в начальной стадии удара (до времени t_2) изменяются незначительно. Вместе с тем за счет более сильного затупления конца струи область ее контакта с жидкостью-мишенью расширяется заметно быстрее. Выплеск жидкости сначала менее выражен по сравнению со случаем полусферического конца из-за значительно более узкого зазора между поверхностями струи и жидкости-мишени. После момента времени t_2 поля давления становятся качественно отличными от случая струи с полусферическим концом. В частности, здесь в результате других характеристик волн разрежения к моменту времени t_3 высокие давления сохраняются в довольно большой области сжатой жидкости. Сверху и снизу эта область ограничена ударными волнами, а сбоку – сходящимися к оси симметрии волнами разрежения. При $t \approx t_4$ передний фронт радиально сходящихся волн разрежения достигает оси симметрии. К моменту t_3 , как и в случае с полусферическим концом, в окрестности поверхности струи на удалении от поверхности неподвижной жидкости порядка $R/2$ образуется сравнительно небольшая область с метастабильной жидкостью. Со временем эта область возрастает, охватывая значительную часть струи и жидкости-мишени в окрестности зоны их контакта. Взаимодействие отраженных от оси симметрии волн разрежения со свободными поверхностями струи и жидкости-мишени приводит к моменту времени t_6 к разделению области с метастабильной жидкостью на две: одну в струе, другую в жидкости-мишени. Влияние еще большего затупления конца струи иллюстрирует рис. 4, б. Видно, что уменьшение α от 0.25 до нуля отражается главным образом в начальной стадии удара.

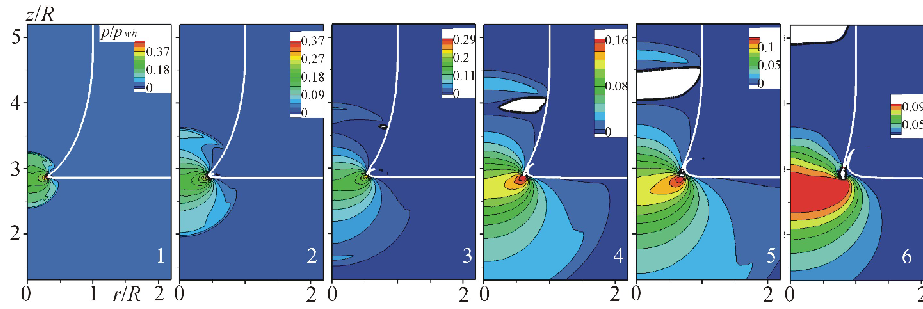


Рис. 5. Удар струи с более острым, чем полусферический, концом ($\alpha = 2$) по жидкости. Поля давления показаны для шести моментов времени ($t_1 - t_6$): $Vt/R = 0.07, 0.14, 0.22, 0.3, 0.39, 0.56$

В частности, при $\alpha = 0$ возникающие ударные волны в струе и жидкости-мишени являются плоскими (момент t_1), а область с метастабильной жидкостью возникает на оси симметрии в месте схождения волн разрежения. Далее диаметр и длина этой области увеличиваются, она достигает границы струи (момент t_4). В дальнейшем области с метастабильной жидкостью, а также выплеск жидкости изменяются качественно подобно случаю $\alpha = 0.25$ (моменты t_5, t_6).

4. Влияние заострения конца струи на процесс удара

Влияние заострения конца струи на процесс удара по сравнению с полусферическим иллюстрирует рис. 5, где представлены результаты расчетов удара струи для $\alpha = 2$.

Видно, что увеличение заострения конца струи от $\alpha = 1$ до $\alpha = 2$ слабо влияет на качественные особенности распределения давления в жидкости. Динамика ударных волн, волн разрежения, областей отрицательного давления по существу одинакова. Имеющиеся различия обусловлены заметным снижением скорости расширения области контакта, в частности, изменяется процесс формирования выплеска в моменты t_5, t_6 .

Заключение

Проведено численное исследование влияния формы конца струи (воды) на ее ударное воздействие по поверхности неподвижной жидкости (воды). Скорость струи составляла 250 м/с.

Показано, что заострение конца струи по сравнению с полусферическим слабо влияет на качественные особенности динамики жидкости при ударе. В частности, в случае заостренного конца, как и в случае полусферического, в струе и в жидкости-мишени возникают куполообразные ударные волны, уходящие вверх по струе и вниз по мишени соответственно. Максимум давления локализуется на границе расширяющейся области контакта струи и мишени. На поверхностях струи и жидкости-мишени образуются волны разрежения, уходящие в сжатую ударными волнами жидкость. Вблизи границы области контакта струи и жидкости-мишени возникает тонкий радиальный выплеск жидкости. В струе около внешней границы на удалении от поверхности мишени порядка радиуса струи образуется область с метастабильной жидкостью с отрицательным давлением. Со временем она возрастает, охватывая практически все сечение струи.

Повышение затупленности конца струи приводит к более значительным изменениям. Эти изменения проявляются тем раньше, чем выше степень затупленности.

В частности, с приближением конца струи к плоскому наиболее высокие давления сохраняются в довольно большой области, ограниченной сверху и снизу ударными волнами, а сбоку сходящимися к оси симметрии волнами разрежения. Формируется довольно большая область метастабильной жидкости, охватывающая значительную часть струи и мишени в окрестности зоны их контакта. Затем эта область разделяется, одна ее часть остается в струе, другая – в жидкости-мишени. Влияние еще большего затупления конца до плоского отражается главным образом в начальной стадии удара: ударные волны в струе и мишени возникают плоскими, а область с метастабильной жидкостью первоначально возникает на оси симметрии в месте схождения волн разрежения.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-11-01135).

Литература

1. Bourne N.K. On impacting liquid jets and drops onto polymethylmethacrylate targets // Proc. R. Soc. London, Ser. A. – 2005. – V. 461. – 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. 315. – P. 495–506. – doi: 10.1063/1.1707461.
3. 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.: Materials Science and Engineering. – 2016. – V. 158, No 1. – Art. 012003, P. 1–6. – doi: 10.1088/1757-899X/158/1/012003.
4. Yabe T., Wang P.Y. Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid // J. Phys. Soc. Jpn. – 1991. – V. 60, No 7. – P. 2105–2108. – doi: 10.1143/JPSJ.60.2105.
5. 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.
6. Аганин А.А., Гусева Т.С. Численное моделирование удара струи по стенке // Матем. моделирование. – 2017. – Т. 29, № 3. – С. 123–138.
7. Heumann 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.
8. Field J.E., Camus J.-J., Tinguely M., Obreschkow D., Farhat M. Cavitation in impacted drops and jets and the effect on erosion damage thresholds // Wear. – 2012. – V. 290–291. – P. 154–160. – doi: 10.1016/j.wear.2012.03.006.

Поступила в редакцию
12.04.17

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

Институт механики и машиностроения КазНЦ 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 КазНЦ 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)

2017, vol. 159, no. 2, pp. 135–142

Influence of the Jet End Shape at the Jet Impact on the Liquid Surface

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

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

Received April 12, 2017

Abstract

The paper presents the results of a numerical simulation of water jet (250 m/s) impact onto the surface of motionless liquid (water). The main attention has been paid to the influence of the jet end shape on the liquid dynamics in the vicinity of the impact site. This is of interest for the applications characterized by the destructive action of a liquid mass on the wetted surfaces of solids. The Constrained Interpolation Profile-Combined Unified Procedure (CIP-CUP) method and the dynamically adaptive Soroban grids have been applied. It has been shown that the impact features do not qualitatively change with sharpening the jet end in comparison with the hemispherical one. Two dome-like shock waves occur, propagating up the jet and down the target liquid. The maximum pressure is localized at the boundary of the expanding jet-target contact region where a thin radially directed liquid splash develops with time. In the jet near its lateral boundary at a distance from the target surface on the order of the jet radius, a region of metastable liquid (with negative pressures) is formed, which increases with time to cover the entire cross section of the jet. In reality, cavitation can arise in that region, but this has not been taken into account in the model of the present work. With increasing the jet end bluntness, the maximum pressures are realized in a large region bounded by the shock waves from below and above and by the rarefaction waves converging to the symmetry axis, from the lateral side. In the vicinity of the jet-target contact zone, a large region of metastable liquid is formed. Finally, it divides into two parts: one in the jet, the other in the target. Even greater blunting of the jet end to the plane one manifests itself in the initial stage of the impact: the shock waves in the jet and the target become initially flat, and the metastable liquid region arises at a point of the symmetry axis to which the rarefaction waves converge. Thus, it has been found that the jet end sharpening relative to the hemispherical one does not affect the qualitative characteristics of the impact, whereas its blunting leads to their significant changes. The higher the degree of bluntness becomes, the earlier the changes in the features of impact manifest themselves with the increasing end bluntness.

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

Acknowledgments. This study was supported by the Russian Science Foundation (project no. 17-11-01135).

Figure Captions

Fig. 1. The shape of water jets at the moment of their impact onto a part of the bubble surface having a shape of a slightly elongated spheroid (*a*) and a shape close to spherical (*b*).

Fig. 2. A scheme of the liquid jet impact onto liquid.

Fig. 3. The liquid jet impact onto a liquid jet with a semispherical end ($\alpha = 1$). The pressure fields are shown for six points of time (t_1-t_6): $Vt/R = 0.07, 0.14, 0.21, 0.28, 0.36, 0.44$. The regions of negative pressure are shown with white color.

Fig. 4. The impact of a jet with a more blunt end compared to the semispherical one ($\alpha = 0.25$ (*a*) and $\alpha = 0$ (*b*)) onto the liquid. Pressure fields are shown for six points of time (t_1-t_6): *a*) $Vt/R = 0.09, 0.14, 0.23, 0.28, 0.39, 0.57$, *b*) $Vt/R = 0.08, 0.12, 0.21, 0.25, 0.39, 0.5$.

Fig. 5. The impact of the jet with a sharper end compared to the semispherical one ($\alpha = 2$) onto the liquid. Pressure fields are shown for six points of time (t_1-t_6): $Vt/R = 0.07, 0.14, 0.22, 0.3, 0.39, 0.56$.

References

1. Bourne N.K. On impacting liquid jets and drops onto polymethylmethacrylate targets. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 2005, vol. 461, 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. 315, pp. 495–506. doi: 10.1063/1.1707461.
3. 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.: Materials Science and Engineering*, 2016, vol. 158, no. 1, art. 012003, pp. 1–6. doi: 10.1088/1757-899X/158/1/012003.
4. Yabe T., Wang P.Y. Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1991, vol. 60, no. 7, pp. 2105–2108. doi: 10.1143/JPSJ.60.2105.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. Field J.E., Camus J.-J., Tinguely M., Obreschkow D., Farhat M. Cavitation in impacted drops and jets and the effect on erosion damage thresholds. *Wear*, 2012, vols. 290–291, pp. 154–160. doi: 10.1016/j.wear.2012.03.006.

⟨ *Для цитирования:* 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. ⟩

⟨ *For citation:* 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) ⟩