

УДК 532.593:539.3

DOI: 10.31040/2222-8349-2018-0-3-5-12

ЗАВИСИМОСТЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ КАВИТАЦИОННОГО ПУЗЫРЬКА НА ТЕЛО ОТ ФОРМЫ ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ЕГО КОЛЛАПСЕ МИКРОСТРУИ

© А.А. Аганин, Т.С. Гусева, Н.А. Хисматуллина

Выполнено исследование влияния формы конца микроструи, возникающей при коллапсе кавитационного пузырька, на ее ударное воздействие на упругопластическое тело в том случае, когда пузырек касается поверхности тела. Конец струи аппроксимируется полусфероидом с полуосями R и αR , где R – радиус струи, α варьируется в диапазоне от 0.5 до 2. Считается, что струя направлена ортогонально поверхности тела, скорость струи 250 м/с. Поверхность тела полагается плоской. Основное внимание направлено на начальную стадию удара с максимальной интенсивностью воздействия, представляющую для приложений наибольший интерес. На этой стадии максимум давления на поверхности тела сохраняется на уровне не ниже давления, реализующегося в центре воздействия в самом начале удара. Динамика жидкости в струе и окружающего ее газа описывается уравнениями относительно плотности, скорости и давления без учета влияния вязкости. Их численное интегрирование ведется методом CIP-CUP без явного выделения границы струи с применением динамически адаптивных Soroban-сеток. Тело моделируется идеальным упруго-пластическим полупространством, деформации в котором считаются малыми, эффект пластичности реализуется по условию Мизеса. Динамика тела рассчитывается UNO-модификацией метода С.К. Годунова, имеющей второй порядок точности. Показано, что во всем рассматриваемом диапазоне варьирования параметра α на начальной стадии удара давление на поверхности тела в центре области воздействия уменьшается, а на периферии сначала сильно увеличивается, а затем снижается. При этом радиальные профили давления на поверхности тела характеризуются сначала растущей, а затем уменьшающейся неоднородностью.

Установлено, что в своей начальной, наиболее интенсивной, стадии удар струи с рассматриваемым полусфероидальным концом можно интерпретировать как удар струи с полусферическим концом радиуса R/α . При этом реакцию упруго-пластического тела на удар струи на этой стадии для любого α в диапазоне от 0.5 до 2 можно получить по результатам одного расчета, например, для конца струи с $\alpha=\alpha_1$, просто умножая временной и пространственный масштабы на α_1/α .

Ключевые слова: кавитация, коллапс пузырька вблизи тела, кумулятивная струя жидкости, удар струи жидкости по телу, динамика упругопластического тела.

Введение. Явление кавитации широко распространено в природе и технике. С одной стороны, кавитация может сопровождаться такими проблемами, как эрозия поверхностей твердых тел, вибрация, шум, понижение КПД различных технических устройств. С другой стороны, кавитация широко применяется, в частности, для очистки поверхностей от различных отложений, дробления камней в почках, желчном пузыре,

эмульсификации тканей в хирургии катаракты, манипулирования ДНК в отдельных клетках живых организмов.

Перечисленные проблемы, связанные с кавитацией, и ее полезные применения во многом обусловлены воздействием микроструй, образующихся на поверхности кавитационных пузырьков при их несимметричном коллапсе вблизи поверхностей тел [1]. Разрушительный

АГАНИН Александр Александрович – д.ф.-м.н., Институт механики и машиностроения Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр РАН», e-mail: aganin54@mail.ru

ГУСЕВА Татьяна Сергеевна – к.ф.-м.н., Институт механики и машиностроения Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр РАН», e-mail: ts.guseva@mail.ru

ХИСМАТУЛЛИНА Наиля Абдулхаевна – к.ф.-м.н., Институт механики и машиностроения Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр РАН», e-mail: nailya_hism@mail.ru

эффект кавитации сильно зависит от параметров этих микроструй (их скорости, формы), которые, в свою очередь, сильно зависят от условий динамики пузырьков (температура и давление жидкости, геометрические характеристики пузырька, его удаленность от поверхности тела, параметры воздействия на пузырек и т.д.).

В настоящей работе изучается влияние формы конца микроструи на ее ударное воздействие на поверхность упругопластического тела в одном из наиболее потенциально опасных случаев, когда кавитационный пузырек касается поверхности тела. Отметим, что к настоящему времени в основном рассматривался лишь удар жидкости с бьющей частью, имеющей плоскую, полусферическую или конусообразную форму [2].

Для рассматриваемого воздействия струи характерно наличие ударной волны в струе, ее взаимодействие с границей струи и сильные деформации самой границы. С учетом этого исследование нагружения поверхности тела ведется с применением метода SIP-CUP [3] без явного выделения границы струи по методике, изложенной в [4], что позволяет эффективно учитывать все перечисленные особенности рассматриваемого процесса. Тело моделируется идеальным упругопластическим полупространством [5]. Деформации в теле считаются малыми, эффект пластичности реализуется по условию Мизеса. Динамика тела рассчитывается UNO-модификацией метода С.К. Годунова, имеющей второй порядок точности [6].

1. Постановка задачи. Рассматривается удар струи жидкости (воды, плотность $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$), возникающей на поверхности пузырька при его схлопывании, по плоской поверхности упругопластического тела из никелевого сплава (модуль Юнга $E = 196 \text{ ГПа}$, коэффициент Пуассона $\nu = 0.3$, плотность $\rho = 8000 \text{ кг/м}^3$, предел текучести $Y_0 = 125 \text{ МПа}$).

Скорость струи V полагается равной 250 м/с , давление жидкости в струе и окружающем ее газе 1 бар . Основное внимание уделяется наиболее интенсивной начальной стадии удара.

Изучается влияние формы конца струи жидкости в случае, когда кавитационный пузырек касается поверхности тела. В литературе форма конца струи обычно считается полусферической, однако результаты расчетов с применением метода граничных элементов показывают [7, 8], что конец струи в этом случае может быть как близким к полусферическому, так и более острым или более затупленным (рис. 1).

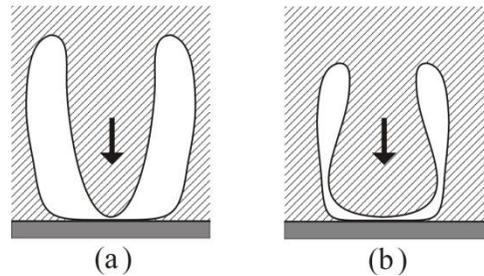


Рис. 1. Возможные формы струи при коллапсе кавитационного пузырька вблизи тела по результатам расчетов [7]

В настоящей работе форма конца струи определяется следующим выражением

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

где r и z – радиальная и осевая координаты цилиндрической системы отсчета, α – неотрицательный параметр, R – радиус струи. Согласно (1), конец струи представляет собой полусфероид с радиальной полуосью R и осевой полуосью αR . Значения $\alpha = 0$ и 1 соответствуют струям с плоским и полусферическим концами. С увеличением (уменьшением) α конец струи становится все более заостренным (затупленным).

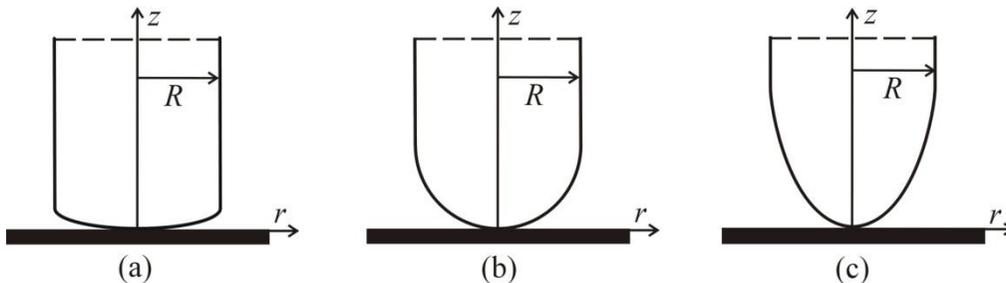


Рис. 2. Полусфероидальная форма конца струи при $\alpha = 0.5$ (a), 1 (b) и 2 (c)

Диапазон $0.5 \leq \alpha \leq 2$ позволяет аппроксимировать большинство форм конца струи, реализующихся при схлопывании пузырька вблизи плоской твердой поверхности в расчетах [7, 8].

2. Математическая модель. Динамика жидкости в струе и окружающего ее газа описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \rho_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho &= -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}, \\ \mathbf{u}_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} &= -\rho^{-1} \nabla p, \\ p_t + \mathbf{u} \cdot \nabla p &= -\rho C_S^2 \nabla \cdot \mathbf{u}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – плотность, \mathbf{u} – вектор скорости, p – давление, $C_S = \varphi C_{S1} + (1 - \varphi) C_{S2}$, $C_{S1} = [\Gamma(p+B)/\rho]^{1/2}$ – скорость звука в жидкости, $C_{S2} = (\gamma p/\rho)^{1/2}$ – скорость звука в газе, в настоящей работе $\Gamma = 7.15$, $B = 3072$ бар, $\gamma = 1.4$. Функция $\varphi = \varphi(r, z, t)$ представляет собой идентификатор среды [9]. В области жидкости $\varphi = 1$, в области газа $\varphi = 0$, а в малой окрестности их контактной границы φ непрерывно и монотонно меняется от 0 до 1. Контактная граница при этом рассматривается как переходная область, занятая смешанной средой. Изменение идентификатора φ описывается уравнением переноса

$$\varphi_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \varphi = 0. \quad (2)$$

Для описания динамики тела используются следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \rho_b \frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{\partial(S_{rr} - P)}{\partial r} + \frac{\partial S_{rz}}{\partial z} + \frac{S_{rr} - S_{\varphi\varphi}}{r}, \\ \rho_b \frac{\partial v}{\partial t} &= \frac{\partial S_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial(S_{zz} - P)}{\partial z} + \frac{S_{rz}}{r}, \\ \frac{\partial S_{rr}}{\partial t} &= \frac{2}{3} \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{u}{r} \right), \\ \frac{\partial S_{zz}}{\partial t} &= -\frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} - 2 \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u}{r} \right), \\ \frac{\partial S_{rz}}{\partial t} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right), \\ \frac{\partial S_{\varphi\varphi}}{\partial t} &= -\frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} - 2 \frac{u}{r} \right), \\ \frac{\partial P}{\partial t} &= -K \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u}{r} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где ρ_b – плотность материала тела, u, v – компоненты вектора скорости вдоль осей r и z соответственно, $S_{rr}, S_{zz}, S_{\varphi\varphi}, S_{rz}$ – компоненты дивергента S тензора напряжений σ , P – всестороннее (гидростатическое) давление; $\sigma = S - PE$, E – тензорная единица, $K = \lambda + 2/3 \mu$ – коэффициент объемного расширения; $\lambda = \rho(c_1^2 - 2c_2^2)$,

$\mu = \rho c_2^2$ – параметры Ламе, c_1 и c_2 – продольная и сдвиговая скорости звука в теле.

В пластических зонах предполагается выполнение условия текучести Мизеса

$$\sigma_i = Y_0,$$

где Y_0 – предел текучести материала тела, σ_i – интенсивность напряжений,

$$\sigma_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(S_{zz} - S_{rr})^2 + (S_{zz} - S_{\varphi\varphi})^2 + (S_{rr} - S_{\varphi\varphi})^2 + 6S_{rz}^2}.$$

3. Методика расчета. В рамках принятой модели (3) деформации упругопластического тела считаются малыми, так что влияние перемещения его поверхности на динамику жидкости и газа не учитывается. В результате расчет воздействия струи фактически разбивается на два этапа. На первом этапе рассчитывается динамика жидкости и газа и определяется закон изменения давления жидкости на поверхности тела, которое на этом этапе считается абсолютно жестким. На втором этапе рассчитывается динамика упругопластического тела в его приповерхностной части в окрестности области удара струи под действием определенного на первом этапе закона изменения давления жидкости.

Для решения системы (1), (2) применяется метод CIP-CUP (Constrained Interpolation Profile – Combined Unified Procedure) [3] в сочетании с искусственной вязкостью. Расчеты проводятся с использованием динамически-адаптивной Soroban-сетки [10], которая в двумерном случае представляет собой набор узлов, расположенных на ряде параллельных направляющих линий. Взаимное расположение и количество как направляющих, так и узлов на них может изменяться при адаптации сетки к решению.

Для численного решения системы (3) используется UNO-модификация метода С.К. Годунова [6], имеющая второй порядок точности как по пространству, так и по времени. При этом цилиндрическая система координат r, z вводится так, что ее начало располагается на поверхности тела в центре области воздействия, а ортогональная поверхности тела ось z направляется от тела. Расчетная область, представляющая собой квадрат $[0, d] \times [-d, 0]$, покрывается равномерной сеткой с шагом h . Левый край расчетной области интерпретируется как жесткая стенка, верхний – как свободная поверхность, а правый и нижний – как искусственные границы. На искусственных границах ставятся

неотражающие условия [11]. Шаг по времени определяется из условия Куранта $\Delta t = \delta h / 2c$, где $c = c_1$ – максимальная скорость распространения волн в теле, $\delta = 0.95$. Для учета пластичности на каждом шаге по времени напряжения в теле рассчитываются сначала как решение системы (3) без учета эффекта пластичности. Далее, если в некоторой точке условие текучести нарушается, то есть если интенсивность напряжений в этой точке оказывается больше предела текучести, то тензор S корректируется в ней по формуле $S_{corr} = (Y_0 / \sigma_i) S$.

4. Динамика жидкости и нагружение поверхности тела при ударе струи. Особенности динамики жидкости при ударе струи с заостренностью / затупленностью ее конца в диапазоне $0.5 \leq \alpha \leq 2$ по плоской твердой поверхности (стенке) и изменение давления на этой поверхности характеризует рис. 3. Здесь приведена начальная стадия удара с максимальной интенсивностью воздействия на поверхность, представляющая для приложений наибольший интерес. В ходе этой стадии максимум давления

жидкости на поверхности сначала растет, а затем снижается. Рассматриваемая фаза снижения давления примерно ограничена моментом, когда максимум давления уменьшается до уровня давления в центре области воздействия в самом начале удара.

Для всех трех представленных на рис. 3 вариантов формы конца струи ($\alpha = 0.5, 1, 2$) процесс удара развивается подобно тому, что имеет место в наиболее изученном в литературе случае удара сферической капли. В самом начале удара в жидкости в окрестности контакта струи со стенкой возникает ударная волна, уходящая вверх по струе. Первоначально (при $t < t_2$) край этой волны совпадает с границей быстро расширяющейся области контакта струи и стенки. Затем в некоторый критический момент времени t_{cr} ($t_2 = t_{cr}$) край ударной волны отрывается от стенки и удаляется от нее вверх по свободной поверхности струи. Взаимодействие ударной волны с поверхностью струи приводит к образованию волн разрежения, распространяющихся по сжатой жидкости в центральную область струи.

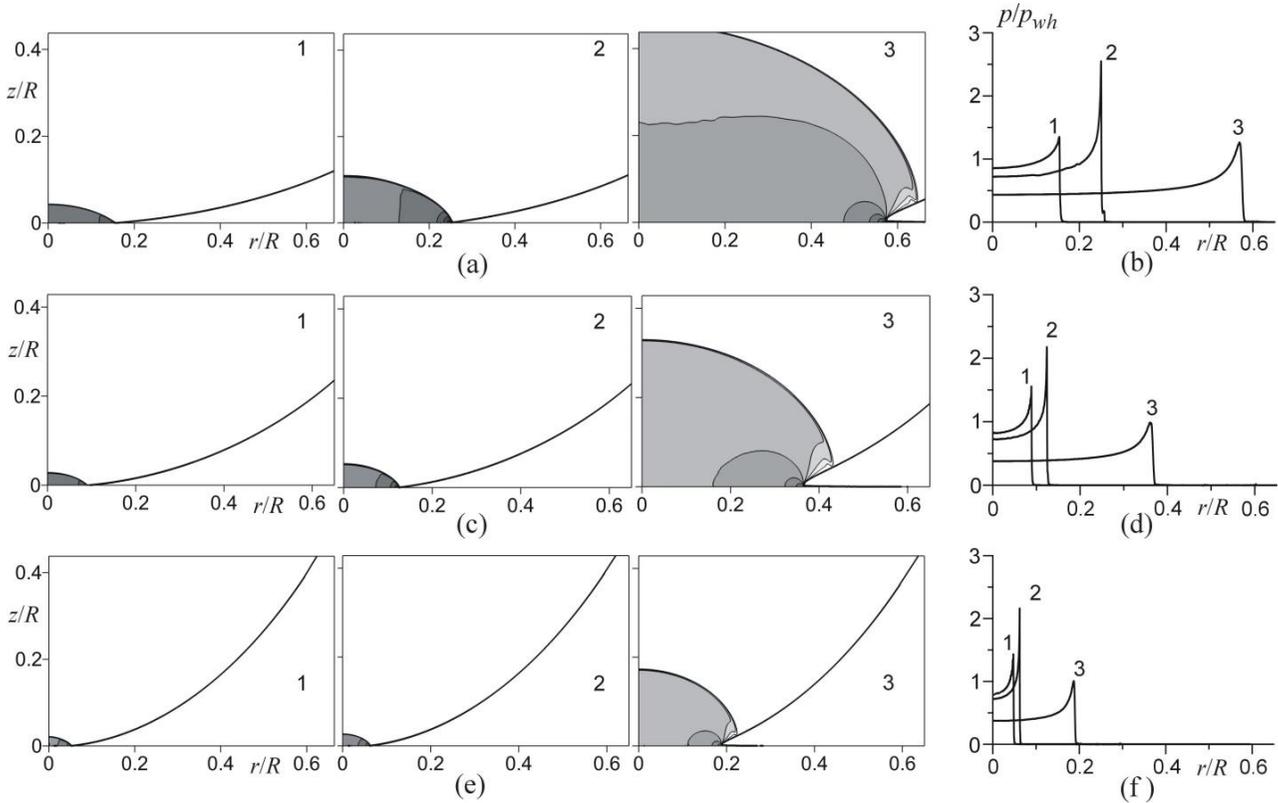


Рис. 3. Удар струи по стенке при $\alpha=0.5$ (a, b), $\alpha=1$ (c, d) и $\alpha=2$ (e, f): изменение поля давления и поверхности струи (a, c, e) и радиальные профили давления на стенке (b, d, f) в процессе удара. Приведены моменты времени $t_{1,3} / (RD^{-1})$ для $\alpha=0.5$: = 0.05, 0.12, 0.58; для $\alpha=1$: 0.03, 0.06, 0.44; для $\alpha=2$: 0.02, 0.03, 0.2; момент $t_2 = t_{cr}$

В самом начале удара струи давление на твердой поверхности во всех представленных на рис. 3 случаях достигает уровня давления гидроудара $p_{wh} = \rho VD$, возникающего при аналогичном одномерном ударе (здесь $D = C + \kappa V$ – скорость ударной волны в жидкости, ρ – плотность жидкости, C , κ – экспериментальные константы, $C \approx C_0$, C_0 – невозмущенная скорость звука в жидкости, для воды $C_0 \approx 1500$ м/с, $\kappa \approx 2$). В принятых условиях $D = 2000$ м/с, $p_{wh} \approx 0.5$ ГПа. Далее давление в центре области воздействия монотонно понижается от p_{wh} , тогда как на периферии этой области оно сначала (примерно до момента t_2) довольно сильно растет, а лишь затем падает. Радиальное распределение давления на стенке является неоднородным, причем до момента t_2 неоднородность возрастает, а затем снижается. Таким образом, момент t_2 (или t_{cr}) можно рассматривать как характерное время роста максимального давления на твердой поверхности.

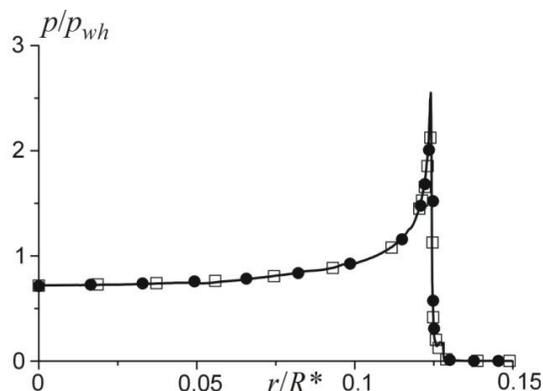


Рис. 4. Профили давления в момент $t_2 = t_{cr}$ при $\alpha = 0.5$ (сплошная кривая), $\alpha = 1$ (\square) и $\alpha = 2$ (\bullet)

Используя простые геометрические соображения, при относительно небольших скоростях удара ($M^2 \ll 1$, где $M = V/D$) можно найти, что в случае полусферического конца ($\alpha=1$) $t_{cr} = RM/2D$. Соответствующий критический радиус области воздействия струи на твердую поверхность есть $R_{L,cr} = RM$. Его можно интерпретировать как характерный радиус области с максимальной нагрузкой. В рассматриваемом диапазоне $0.5 \leq \alpha \leq 2$ в сравнительно большой окрестности оси струи полусфероидальный конец струи можно аппроксимировать полусферическим концом радиуса $R^* = R / \alpha$, где R^* – радиус кривизны полусфероидального конца в точке $r = z = 0$. Таким образом, в диапазоне

$0.5 \leq \alpha \leq 2$ на начальной наиболее интенсивной стадии удар струи радиуса R с полусфероидальным концом можно интерпретировать как удар струи с полусферическим концом радиуса R^* с соответствующим изменением в $1/\alpha$ раз характерного временного $t_{cr} = R^*M/2D$ и пространственного $R_{L,cr} = R^*M$ масштабов. Это подтверждает рис. 4, где с использованием безразмерной радиальной координаты r/R^* сравниваются профили давления на стенке в момент $t_2 = t_{cr}$ для $\alpha = 0.5, 1$ и 2 . Видно хорошее согласование. Имеющееся различие в малой окрестности максимума обусловлено неполным соответствием расчетных сеток относительно безразмерной радиальной координаты r/R^* . Увеличение затупленности конца струи по сравнению с полусферическим (уменьшение α в диапазоне $0.5 \leq \alpha < 1$) приводит, таким образом, к увеличению времени роста максимума давления на стенке и соответствующего радиуса области нагружения в $1/\alpha$ раз, тогда как увеличение заостренности (увеличение α в диапазоне $1 < \alpha \leq 2$) сопровождается их уменьшением в α раз. При этом интенсивность нагрузки на стенке в ходе рассматриваемой начальной стадии удара при изменении α не меняется.

5. Динамика упругопластического тела в окрестности места удара струи. Рис. 5 иллюстрирует основные особенности изменения интенсивности напряжений в теле и деформаций поверхности тела на начальной, наиболее интенсивной, стадии ударного воздействия струи с полусферическим концом. В окрестности центра области воздействия струи в силу высоких значений давления жидкости на поверхности тела возникает зона текучести ($\sigma_i = Y_0$), размеры которой к моменту t_3 сильно возрастают. При этом со временем из-за понижения давления жидкости в центре области воздействия струи в примыкающей к этой области части приповерхностного слоя тела текучесть прекращается (момент t_3).

В результате воздействия струи на поверхности тела возникает микровмятина с небольшим выступом на краю. Размеры этой микровмятины вдоль поверхности тела соответствуют диаметру ее нагруженной области. Со временем в рассматриваемом временном интервале радиус и глубина микровмятины, а также величина периферийного выступа постепенно увеличиваются.

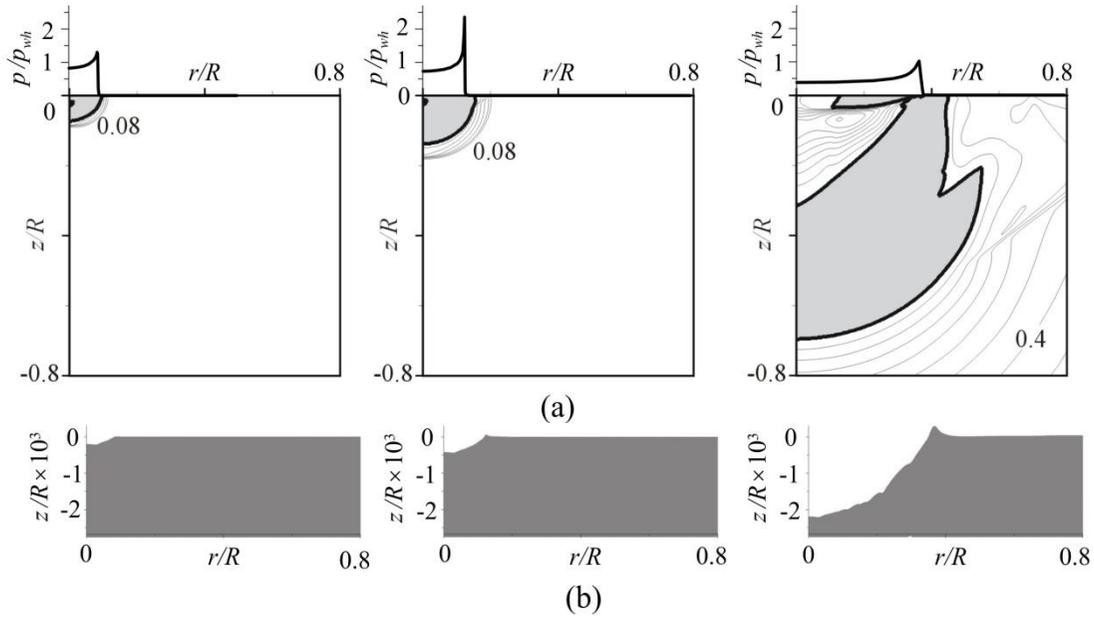


Рис. 5. Поля интенсивности напряжений σ_i / Y_0 в теле в три момента времени (в закрашенных областях $\sigma_i = Y_0$) (a) и соответствующие профили поверхности тела (b) при $\alpha=1$ в те же моменты времени, что на рис. 3 (c, d)

Анализ результатов расчетов для разных α показывает, что и для исследования динамики упругопластического тела на начальной стадии удара струи с полусфероидальным концом в диапазоне $0.5 \leq \alpha \leq 2$ достаточно проанализировать лишь удар струи при одном значении α , пусть это будет α_1 . Тогда данные для любого другого значения α можно получить умножением временного и пространственного масштабов на α_1/α . Это подтверждает рис. 6, где приводится сопоставление профилей микровмятины на поверхности тела в момент $t = 7.3 t_{cr}$ для $\alpha = 0.5, 1$ и 2 с использованием безразмерных координат r/R^* и $z/R^* \times 10^3$. Как видно, профили являются подобными.

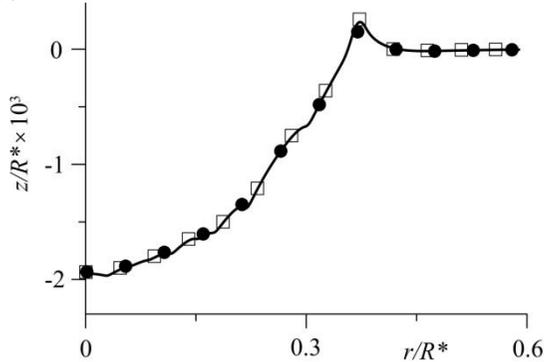


Рис. 6. Профили поверхности тела в момент времени $t = 7.3 t_{cr}$ при $\alpha = 0.5$ (\square), $\alpha = 1$ (сплошная кривая) и $\alpha = 2$ (\bullet). Для $\alpha = 1$ этот момент равен моменту t_3

Заключение. Проведено численное исследование влияния формы конца микроструи, возникающей на поверхности кавитационного пузырька при его коллапсе, на ударное воздействие этой струи на плоскую поверхность упругопластического тела. Считается, что струя бьет прямо по поверхности тела, что соответствует пузырьку, касающемуся тела. Скорость струи принимается равной 250 м/с, ее конец – полусфероидальным с радиальной и осевой полуосями R и αR , где R – радиус струи. Параметр α варьируется в диапазоне от 0.5 до 2. Изучена начальная стадия удара с максимальной интенсивностью воздействия на тело, представляющая для приложений наибольший интерес. На этой стадии максимум давления на поверхности тела сохраняется на уровне не ниже давления, реализующегося в центре воздействия в самом начале удара. Показано, что при $0.5 \leq \alpha \leq 2$ на этой стадии давление на поверхности тела в центре области воздействия уменьшается, а на периферии сначала сильно увеличивается, а затем снижается. При этом радиальные профили давления на поверхности тела характеризуются сначала растущей, а затем уменьшающейся неоднородностью.

Выявлено, что в своей начальной, наиболее интенсивной, стадии удар струи радиуса R с полусфероидальным концом в диапазоне $0.5 \leq \alpha \leq 2$ можно интерпретировать как удар

струи с полусферическим концом радиуса $R^* = R / \alpha$. Показано, что на этой стадии для анализа реакции упругопластического тела на удар струи с полусфероидальным концом достаточно рассмотреть лишь одно значение α из этого диапазона, например, α_1 . Данные для других значений α можно получить соответствующим изменением (умножением на α_1/α) пространственного и временного масштабов.

Литература

1. Kornfeld M., Suvorov L. On the destructive action of cavitation // J. Appl. Phys. 1944. V. 15. P. 495–506.
2. Аганин А.А., Гусева Т.С. Удар жидкого конуса по плоской жесткой стенке // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-матем. науки. 2016. Т. 158, № 1. С. 117–128.
3. 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.
4. Аганин А.А., Гусева Т.С. Численное моделирование удара струи по стенке // Мат. моделирование. 2017. Т. 29, № 3. С. 123–138.
5. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Хисматуллина Н.А. Зависимость динамики приповерхностного слоя тела от особенностей его нагружения при ударе струи жидкости // Известия Уфимского научного центра РАН. 2016. № 3. С. 5–14.
6. Аганин А.А., Хисматуллина Н.А. Расчет двумерных возмущений в упругом теле // Ученые записки Казанского университета. Сер. физ.-мат. науки. 2017. Т. 159. Кн. 2. С. 143–160.
7. 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.
8. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Косолапова Л.А., Малахов В.Г. Несферическое схлопывание кавитационного пузырька у стенки с переходом в тороидальную фазу // Известия Уфимского научного центра РАН. 2015. № 3. С. 5–11.
9. Yabe T., Xiao F., Utsumi T. The constrained interpolation profile method for multiphase analysis // J. Comput. Phys. 2001. V. 169. No. 2. P. 556–593.
10. 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. P. 167–183.

11. Ильгамов М.А., Гильманов А.Н. Неотражающие условия на границах расчетной области. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 240 с.

References

1. Kornfeld M., Suvorov L. On the destructive action of cavitation. J. Appl. Phys., 1944, vol. 15, pp. 495–506.
2. Aganin A.A., Guseva T.S. Impact of a liquid cone on a plain rigid wall. Uchenye zapiski Kazanskogo universiteta. Ser. Fiziko-matematicheskie nauki, 2016, vol. 158, no. 1, pp. 117–128.
3. 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.
4. Aganin A.A., Guseva T.S. Numerical simulation of a jet impact on a wall. Mathematical Models and Computer Simulations, 2017, vol. 9, no. 5, pp. 623–635.
5. Aganin A.A., Ilgamov M.A., Khismatullina N.A. Dependence between the dynamics of the near-surface layer of a solid and the features of its loading under liquid jet impact. Izvestiya Ufimskogo nauchnogo tsentra RAN, 2016, no. 3, pp. 5–14.
6. Aganin A.A., Ilgamov M.A., Khismatullina N.A. Computation of two-dimensional disturbances in an elastic body. Uchenye zapiski Kazanskogo universiteta. Ser. Fiziko-matematicheskie nauki, 2017, vol. 159, no. 2, pp. 143–160.
7. Aganin A.A., Ilgamov M.A., Kosolapova L.A., Malakhov V.G. Dynamics of a cavitation bubble near a solid wall. Teplofizika i aeromekhanika, 2016, vol. 23, no. 2, pp. 211–220.
8. Aganin A.A., Ilgamov M.A., Kosolapova L.A., Malakhov V.G.. Non-spherical collapse of a cavitation bubble near a wall with transition into the toroidal phase. Izvesiya Ufimskogo nauchnogo tsentra RAN, 2015, no. 3, pp. 5–11.
9. Yabe T., Xiao F., Utsumi T. The constrained interpolation profile method for multiphase analysis. J. Comput. Phys., 2001, vol. 169, no. 2, pp. 556–593.
10. 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, pp. 167–183.
11. Ilgamov M.A., Gilmanov A.N. Nonreflecting conditions on the boundary of computational domain. Moscow, FIZMATLIT, 2003. 240 p.



**INFLUENCE OF THE SHAPE OF A MICROJET ARISING
AT THE CAVITATION BUBBLE COLLAPSE ON THE RESPONSE OF A BODY
TO THE IMPACT OF THE JET**

© A.A. Aganin, T.S. Guseva, N.A. Khismatullina

Institute of Mechanics and Engineering – Subdivision of the Federal State Budgetary Institution
of Science «Kazan Scientific Centre of the Russian Academy of Sciences»,
2/31, ulitsa Lobachevskogo, 420111, Kazan, Russian Federation

Consideration is given to the influence of the end shape of a microjet arising during the collapse of a cavitation bubble on its impact upon an elastic-plastic body, in the case that the bubble touches the body surface. The end of the jet is approximated by a hemispheroid with semi-axes R and αR , where R is the radius of the jet and α varies from 0.5 to 2. The jet is supposed to be directed orthogonally to the body surface; the jet velocity is 250 m/s. The body surface is assumed flat. The main focus of the research is the most intensive initial stage of the impact, which is of great interest for applications. At this stage, the maximum pressure on the body surface persists at a level not lower than the pressure attained in the impact centre at the very beginning of the impact. The dynamics of the liquid in the jet and the surrounding gas is described by the equations in terms of density, velocity, and pressure, without taking into account the viscosity effect. Their numerical integration is carried out using the CIP-CUP method along with dynamically adaptive Soroban grids without explicitly separating the jet boundary. The body is simulated by an ideal elastic-plastic half-space, where deformations are assumed small; the plasticity effect is implemented by the Mises condition. The dynamics of the body is computed using the second-order accurate UNO-modification of the Godunov method. It is shown that in the range of the parameter α under study the liquid pressure on the body surface in the centre of the impact area decreases gradually during the entire initial impact stage, whereas on the periphery it increases steeply at first and then decreases. The radial pressure profiles on the body surface are therewith characterized by non-uniformity that grows at first and then decreases.

It has been found that at its most intensive initial stage the impact of a jet with the hemispheroidal end can be interpreted as that of a jet with the hemispherical end of the radius R/α . Thus, the elastic-plastic body response to the jet impact at this stage for any α in the range from 0.5 to 2 can be derived from the results of a single computation, for example, for a jet with the end corresponding to $\alpha = \alpha_1$ via simple multiplication of the time and space scales by α_1/α .

Key words: cavitation, bubble collapse near body, cumulative liquid jet, liquid jet impact on body, elastic-plastic body dynamics.