

03.1

Конкуренция механизмов неустойчивости сверхзвуковой перерасширенной струи воздуха при ее истечении в воду

© К.Н. Волков, В.Н. Емельянов, М.С. Яковчук

Балтийский государственный технический университет, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: dsci@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 августа 2023 г.

В окончательной редакции 18 сентября 2023 г.

Принято к публикации 18 сентября 2023 г.

Рассмотрено моделирование истечения сверхзвуковой струи воздуха в воду. Расчеты проводятся в нестационарной трехмерной постановке с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (течение в сопле) и вихреразрешающего подхода к моделированию турбулентности (течение в струе). Расчет взаимодействия газовой среды с жидкостью осуществляется с помощью многофазной модели объема жидкости, учитывающей силы поверхностного натяжения и сжимаемость среды. Результаты расчетов используются для анализа механизмов неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и Рэлея–Тейлора и выявления доминирующего механизма на различных участках распространения струи.

Ключевые слова: подводное истечение, сверхзвуковая струя, моделирование крупных вихрей, неустойчивость.

DOI: 10.61011/PJTF.2023.21.56461.19706

Взаимодействие газа с жидкостью существенно усложняет процессы, протекающие в сверхзвуковых струях при их подводном истечении [1,2]. Формирование ударных волн и их взаимодействие с границей раздела приводят к изменению формы свободной поверхности и ее неустойчивости. Увеличение наружного давления (увеличение глубины, на которой происходит истечение струи) обуславливает усиление взаимодействия между газом и жидкостью и неустойчивость границы раздела между фазами [3,4]. Экспериментальные исследования указывают на неустойчивость удельного импульса при подводном истечении сверхзвуковой струи и существенном влиянии сил плавучести [5]. На формирование межфазной границы существенное влияние оказывают неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и Рэлея–Тейлора [6–8].

Использование осесимметричной постановки задачи приводит к некорректной структуре течения. Применение RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes) не позволяет учесть пульсации давления вблизи среза сопла при подводном истечении воздушной струи. Неустойчивость слоя смешения связывается с возникновением азимутальной неоднородности крупномасштабных вихрей, которая в конце начального участка приводит к распаду кольцевых вихрей [9].

Расчетная область воспроизводит размеры экспериментальной установки [7] и представляет собой цилиндр высотой 1 м и диаметром 0.5 м, установленный вертикально. В нижнем основании имеется цилиндрическая полость радиусом 26 мм с утопленным сверхзвуковым соплом. Диаметр критического сечения сопла $d_c = 2$ мм, диаметр среза сопла $d_e = 2.5$ мм, диаметр входного сечения сопла $d_i = 16$ мм. Сопло состоит из цилиндрического и двух конических участков. Входной

участок сопла образован цилиндром высотой 20 мм и усеченным конусом. Выходной (расширяющийся) участок сопла представляет собой усеченный конус высотой 12 мм. Подробные данные о расчетной области и входных параметрах задачи приводятся в работе [9].

Геометрическое число Маха сопла составляет 1.9 (степень расширения сопла равняется 1.5625). Полностью расширенное течение из сопла формируется при NPR (nozzle pressure ratio) = 1.7613 ($n = 0.1479$). Полностью дозвуковое истечение из сопла (режим течения с перерасширением) имеет место при NPR = 1.1221 ($n = 0.02978$). Запирающий скачок уплотнения в выходном сечении сопла образуется при NPR = 1.6756 ($n = 0.5983$).

В расчетах воспроизводится пушечный запуск сопла с заданием в начальный момент времени области повышенного давления в цилиндрическом входном участке. Во входном сечении сопла задается полное давление, равное 6.7 МПа (при таких условиях воздушная струя истекает в воздух на расчетном режиме, а подводная струя воздуха является перерасширенной). На внешних границах расчетной области фиксируются статическое давление, соответствующее заданной глубине, и температура. В качестве начальных условий задается давление, соответствующее заданной глубине.

Для описания формы межфазной границы применяется метод VOF (volume of fluid). Для воздуха используется уравнение состояния совершенного газа. Учет сжимаемости жидкости производится в соответствии с уравнением состояния Тейта. Для моделирования турбулентности используется метод SBES (stress-blended eddy simulation), представляющий собой гибридный RANS/LES-подход (LES — large eddy simulation) [10]. Подход SBES не имеет явной зависимости от разреже-

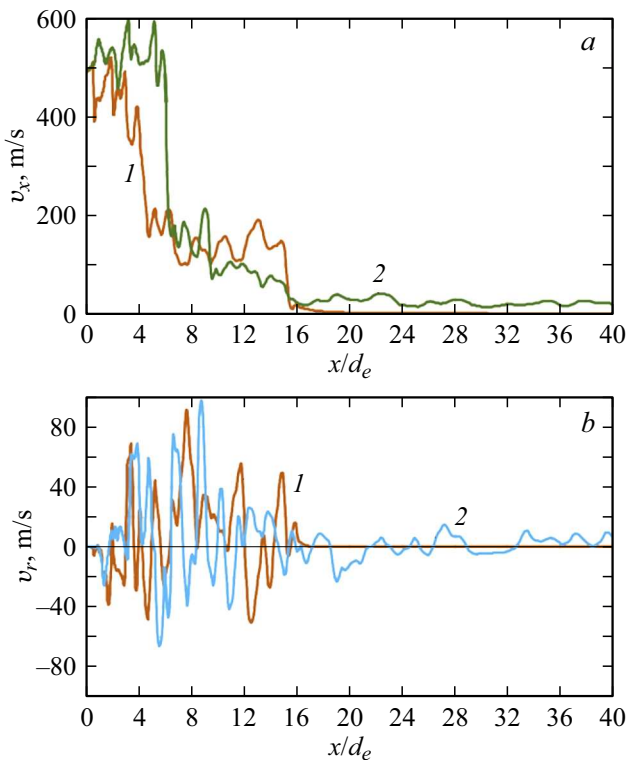


Рис. 1. Распределения осевой (а) и радиальной (б) компонент скорости на оси струи в моменты времени 1 (1) и 10 ms (2).

ния сетки, обеспечивая быстрое переключение между RANS и LES в области отрыва потока. В расчетах в RANS применяется SST-модель турбулентности, а в методе LES — подсеточная модель WALE (wall-adapting local eddy-viscosity). Расчеты проводятся на блочно-структурированной сетке, содержащей приблизительно 10 млн ячеек. Расчеты производятся в нестационарной постановке с шагом по времени, равным $2\mu\text{s}$. Интегрирование основных уравнений проводится до момента времени 10 ms.

Механизм неустойчивости Кельвина–Гельмгольца связан с градиентом скорости на поверхности раздела. Механизм неустойчивости Рэлея–Тейлора связан с влиянием сил гравитации и плавучести. Для анализа механизма неустойчивости межфазной границы струи используется модель, предложенная в работе [11]. Вклад неустойчивости Рэлея–Тейлора описывается коэффициентом

$$C_{RT} = 2\pi \frac{d_e}{m_e} r(x) \left\{ \frac{2}{3} \rho_g [3\sigma \rho_w a(x)]^{1/2} \right\}^{1/2}.$$

Вклад неустойчивости Кельвина–Гельмгольца описывается коэффициентом

$$C_{KG} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \frac{d_e}{m_e} \rho_g u(x) r(x).$$

Здесь d_e — диаметр выходного сечения сопла, m_e — массовый расход газа через сопло, $r(x)$ — радиальное расстояние от оси симметрии струи до свободной

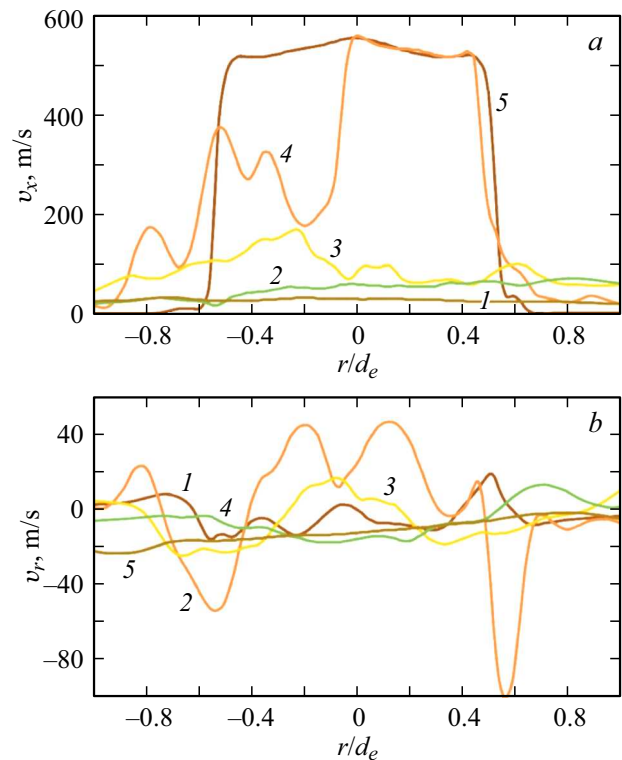


Рис. 2. Распределения осевой (а) и радиальной (б) компонент скорости на оси струи в поперечных сечениях $x/d_e = 1$ (1), 5 (2), 10 (3), 15 (4), 20 (5) в момент времени 10 ms.

поверхности на расстоянии x от среза сопла, ρ_g — плотность газа, ρ_w — плотность жидкости, σ — коэффициент поверхностного натяжения, $u(x)$ — осевая скорость газа на расстоянии x от среза сопла, $a(x)$ — ускорение межфазной границы на расстоянии x от среза сопла.

Относительный вклад каждого механизма в неустойчивость струи описывается коэффициентом неустойчивости

$$\psi = \left(\frac{C_{RT}}{C_{KG}} \right)^4 = \frac{\sigma \rho_w a_{r=R}}{\rho_g^2 u_{r=R}^4}$$

где R — радиус струи. При $\psi \ll 1$ доминирующим является механизм неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, а при $\psi \gg 1$ — механизм неустойчивости Рэлея–Тейлора. Расчет коэффициента неустойчивости требует нахождения нестационарных характеристик струи, таких как скорость и ускорение межфазной границы.

Эмпирические модели предполагают экспоненциальный характер затухания осевой скорости струи и не учитывают влияния изменения положения межфазной границы на скорость струи [8]. Для того чтобы сделать вывод о конкуренции между двумя механизмами неустойчивости, используются результаты численного моделирования. Для простоты оценок полагается, что в установившемся режиме истечения граница струи имеет вид усеченного конуса с углом, равным 24.62° .

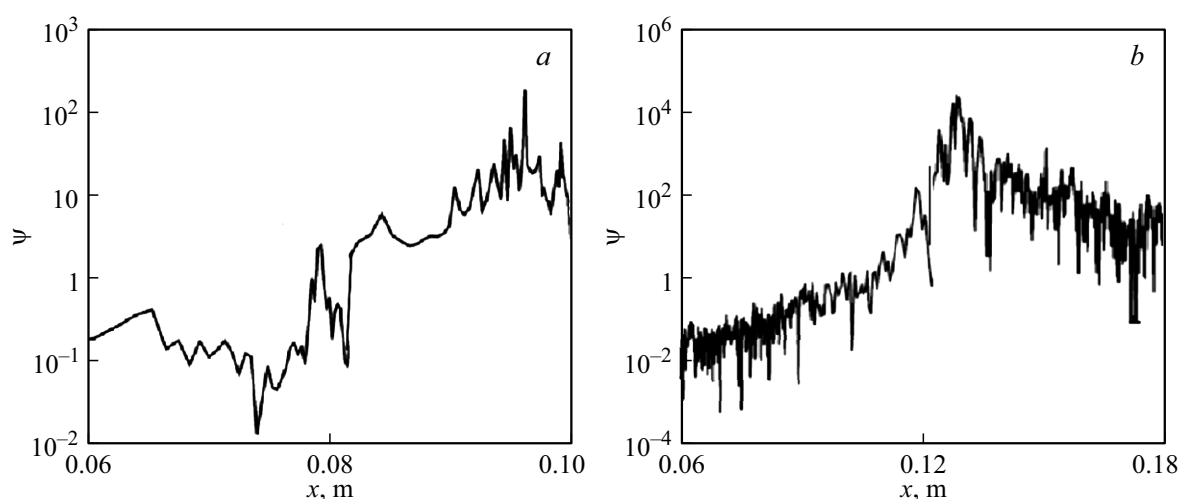


Рис. 3. Распределения коэффициента неустойчивости вдоль оси струи в моменты времени 1 (a) и 10 ms (b).

Граница струи достаточно хорошо аппроксимируется линией $r = 4.582x - 11.66$ (радиальная координата r в mm), что согласуется с данными работы [7].

Коэффициент неустойчивости находится после расчета поля течения и в существенной степени зависит от того, с какой точностью получены распределения компонент скорости. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными обсуждается в работе [9]. Распределения осевой и радиальной компонент скорости берутся из расчетов, приведенных на рис. 1 и 2. Из-за разницы давлений в начальный момент времени воздух приобретает импульс в вертикальном направлении и начинает истекать из сопла, вытесняя воду. Образуется типичное струйное течение, взаимодействующее с окружающей водой. В результате этого взаимодействия давление в воде возрастает, что приводит к уменьшению скорости струи. По мере истечения газа из сопла зону вблизи от границы разрыва занимает вытекший воздух, и разница давлений уменьшается. Это приводит к уменьшению скорости вытекания воздуха из сопла. Вертикальная скорость струи увеличивается по мере продвижения вверх. Давление в окружающей воде становится меньше, и область, занимаемая воздухом, расширяется. Это является причиной увеличения скорости струи. Кроме того, вблизи оси симметрии скорость струи больше, чем на ее периферии. На начальной стадии расширения струи скорость на ее оси остается достаточно высокой, а затем быстро уменьшается. При этом скорость на границе раздела на порядок меньше, чем скорость на оси струи. На расстоянии порядка $14d_e$ от среза сопла (порядка 0.1 m) скорость на оси струи уменьшается до 100 m/s.

Ускорение на границе раздела находится при помощи обработки результатов численного моделирования на заданном интервале времени (равен 10 ms). На начальной стадии расширения струи ускорение границы раздела является достаточно большим и постепенно увеличивается вниз по потоку от среза сопла, ко-

гда свободная поверхность начинает деформироваться. Коэффициент неустойчивости изменяется в довольно широких пределах, что указывает на изменение механизма неустойчивости во времени и пространстве (рис. 3). Коэффициент неустойчивости вблизи среза сопла (область высоких скоростей газа) меньше единицы. В этой области на струю оказывает влияние в основном неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. По мере уменьшения осевой скорости струи (промежуточный интервал изменения определяющего коэффициента) механизмы неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и Рэля–Тейлора имеют примерно одинаковый порядок. Коэффициент неустойчивости становится больше единицы вниз по потоку (область низких осевых скоростей газа), что свидетельствует о преобладающем влиянии механизма Рэля–Тейлора.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-19-00657, <https://rscf.ru/project/21-19-00657/>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.S. Gulawani, S.S. Deshpande, J.B. Joshi, Ind. Eng. Chem. Res., **46**, 3188 (2007). DOI: 10.1021/ie0608511
- [2] S. Cloette, J.E. Olsen, Appl. Ocean Res., **31**, 220 (2009). DOI: 10.1016/j.apor.2009.09.005
- [3] L. Zhou, Y. Yu, Ocean Eng., **109**, 410 (2015). DOI: 10.1016/j.oceaneng.2015.09.025
- [4] B.J. Olson, S.K. Lele, Phys. Fluids, **25**, 110809 (2013). DOI: 10.1063/1.4819349

- [5] S. Han, K.H. Moon, S. Ko, J.K. Kim, H.J. Moon, Y.J. You, M.C. Kwan, in *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf.* (Atlanta, 2017), AIAA paper 2017-5046.
DOI: 10.2514/6.2017-5046
- [6] C. Weiland, P.P. Vlachos, *Int. J. Multiphase Flow*, **48**, 46 (2013). DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2012.08.002
- [7] X. Zhang, S. Li, B. Yang, N. Wang, *Ocean Eng.*, **213**, 107611 (2020). DOI: 10.1016/j.oceaneng.2020.107611
- [8] X. Zhang, S. Li, S. Yu, B. Yang, N. Wang, *Water*, **12**, 488 (2020). DOI: 10.3390/w12020488
- [9] M.S. Yakovchuk, K.N. Volkov, V.N. Emelyanov, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2388**, 012111 (2022).
DOI: 10.1088/1742-6596/2388/1/012111
- [10] F. Menter, A. Huppe, A. Matyushenko, D. Kolmogorov, *Appl. Sci.*, **11**, 2459 (2021). DOI: 10.3390/app11062459
- [11] M. Epstein, H.K. Fauske, S. Kubo, T. Nakamura, K. Koyama, *Nucl. Eng. Des.*, **210**, 53 (2001).
DOI: 10.1016/S0029-5493(01)00436-8