

03.1

## Трансформация отрывного турбулентного течения в конической лунке на стенке узкого канала и снижение гидравлических потерь с увеличением конусности

© С.А. Исаев<sup>1,2</sup>, Д.В. Никущенко<sup>1</sup>, А.Г. Судаков<sup>2</sup>, Н.В. Тряскин<sup>1</sup>, Л.П. Юнаков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Балтийский государственный технический университет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: isaev3612@yandex.ru

Поступило в Редакцию 18 января 2021 г.

В окончательной редакции 27 февраля 2021 г.

Принято к публикации 6 марта 2021 г.

На основе решения нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (URANS), замкнутых с помощью модифицированной модели переноса сдвиговых напряжений (SST), рассчитано отрывное течение в узком канале с конической лункой на стенке с углом уклона  $\theta$ . Отмечено, что наблюдается резкий переход от периодического режима с двумя попеременно изменяющимися вихрями в близких к цилиндрическим ( $\theta = 10\text{--}22.5^\circ$ ) лунках к режимам с периодическими низкочастотными колебаниями наклонных моносмерчевых структур при умеренных  $\theta$  ( $30\text{--}37.5^\circ$ ) и с установившимися вихревыми структурами при  $\theta$  свыше  $45^\circ$ . Относительные гидравлические потери на участке канала с лункой при увеличении  $\theta$  остаются на уровне 1.23–1.24 до  $\theta = 45^\circ$ , а затем быстро снижаются почти в 1.5 раза до 1.16 при  $\theta = 60^\circ$ .

**Ключевые слова:** конические лунки, узкий канал, интенсификация отрывного течения.

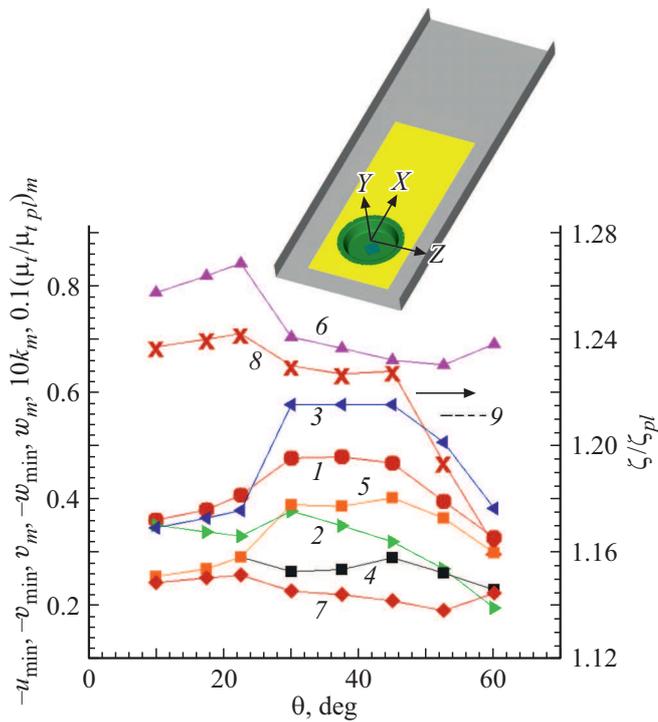
DOI: 10.21883/PJTF.2021.11.51002.18714

Энергоэффективные поверхности, структурированные упорядоченными лунками [1], активно внедряются в вихревые технологии для энергетики. На их основе можно обеспечить опережающий рост тепловой эффективности по сравнению с возрастанием гидравлических потерь. Наиболее распространены сферические лунки. Исследования цилиндрических и конических лунок не столь многочисленны и не носят систематического характера. Так, в [2] наблюдались парные вихри в цилиндрической лунке с относительной глубиной  $h/D < 0.2$  ( $D$  — диаметр пятна) и флуктуации пространственного течения в глубокой лунке с  $h/D$  порядка 0.4–0.5. При обтекании цилиндрического углубления (0.1) на стенке гидроканала в [3] обнаружено, что парные вихри изменяют направление вращения на обратное при числе Рейнольдса  $Re_D > 12\,000$ . В исследовании [4] теплообмена в узком канале с конической лункой глубиной  $h/D = 0.233$  при  $Re_D = 40\,000$  установлено, что по мере трансформации формы лунки от усеченного конуса к цилиндрической поверхности отрывное течение в ней становится более интенсивным и возрастает теплоотдача от арعала с лункой. В настоящей работе уточняется физический механизм интенсификации отрывного течения в такой конической лунке при варьировании угла уклона  $\theta$  от 10 до  $60^\circ$ . Также проводится сравнение со сферической лункой близкой глубины  $h/D = 0.26$ .

Обтеканию конических лунок с относительной глубиной 0.233 присуща бифуркация вихревых структур,

обнаруженная в сферических лунках на стенке канала при увеличении их глубины [5]. В лунках одинаковой глубины ( $h/D$  порядка 0.2) в зависимости от предыстории течения могут возникать режимы с образованием симметричных парных вихрей и моносмерчевой наклонной структуры. Для конических лунок также характерен периодический режим с двумя попеременно изменяющимися вихрями, напоминающий реализующийся в глубоких сферических [6,7] лунках переключательный режим и связанный с периодическим изменением сгенерированных на боковых склонах смерчеобразных структур.

Рассматривается конфигурация узкого плоскопараллельного канала с конической лункой на нижней стенке (рис. 1), апробированная в ряде исследований [8,9]. Она является компьютерным аналогом канала экспериментальных стендов (в частности, в [6,7]). В качестве характерных параметров выбираются диаметр пятна лунки  $D$ , среднемассовая скорость потока  $U$  и отношение  $D/U$  (единица времени). Высота канала принимается равной 0.33, а ширина канала — 2.5. Степень турбулентности задается близкой к экспериментальной (1–5%), а масштаб турбулентности принимается порядка характерного размера. Относительный радиус скругления кромки 0.025. Расчетная область охватывает ограниченное стенками пространство узкого канала протяженностью 6.7 (рис. 1). Входная проточная граница с профилями характеристик полностью развитого турбулентного потока располагается на расстоянии 1.4 от проекции



**Рис. 1.** Зависимости экстремальных параметров течения (1–5), характеристик турбулентности (6, 7) и гидравлических потерь на участке канала с конической (8) и сферической (9) лунками от угла уклона  $\theta$ :  $-u_{\min}$  (1),  $-v_{\min}$  (2),  $v_m$  (3),  $-w_{\min}$  (4),  $w_m$  (5),  $10k_m$  (6),  $(\mu_t/\mu_{t\,pl})_m$  (7),  $\xi/\xi_{pl}$  (8, 9).

центра лунки на плоскость нижней стенки, принимаемой в качестве центра декартовой системы координат  $X, Y, Z$ . В выходном сечении канала задаются „мягкие“ граничные условия — условия продолжения решения на границу [8,9], а на омываемых стенках ставятся условия прилипания.

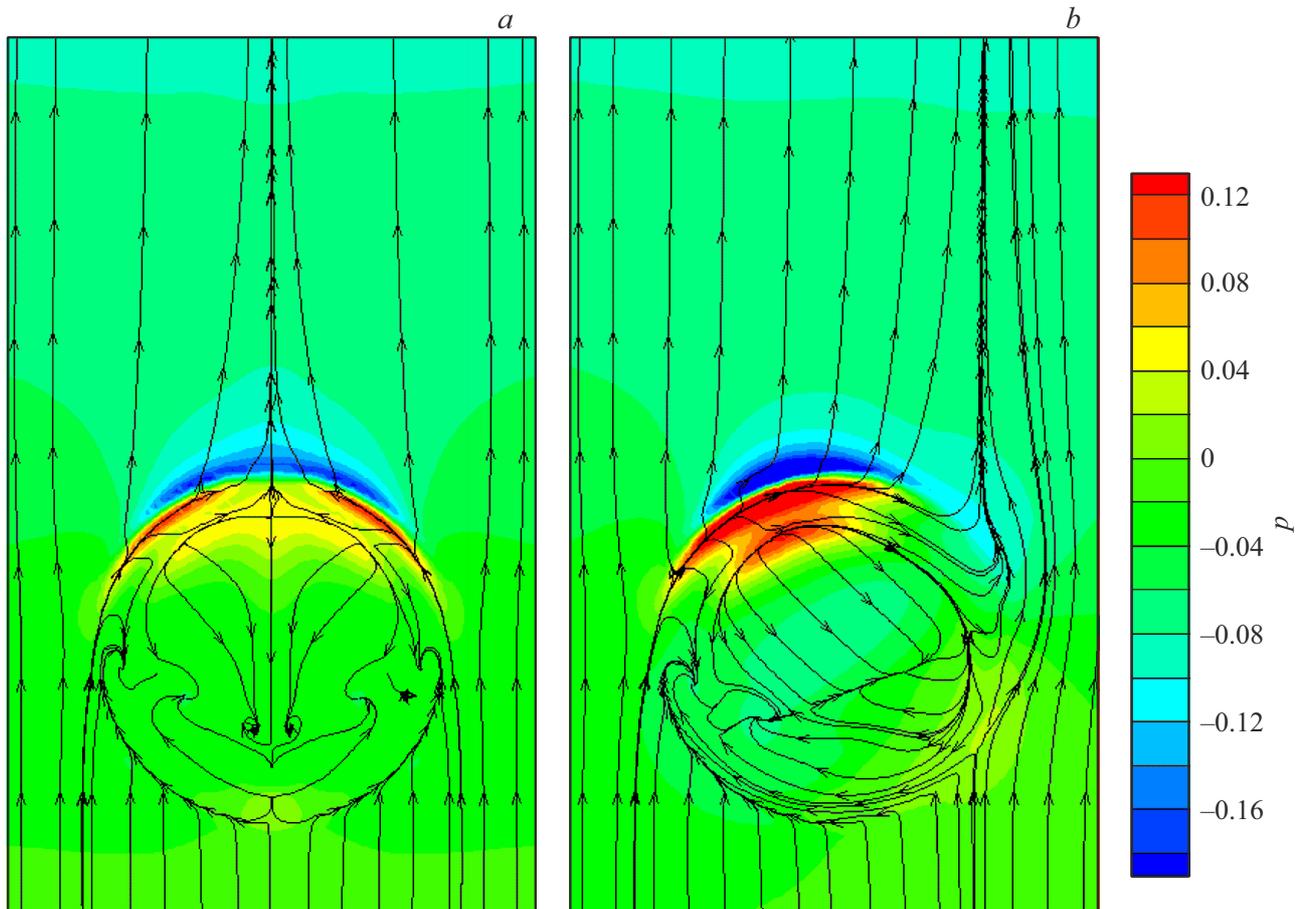
Численное решение нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (URANS), замкнутых с помощью модифицированной SST-модели турбулентности [5,8,9], базируется на концепции расщепления по физическим процессам, использует процедуру коррекции давления SIMPLEC [8,9] и многоблочные структурированные сетки с частичным перекрытием. Используется метод второго порядка аппроксимации по пространственным переменным и первого порядка по времени. Безразмерный шаг по времени 0.02. Вычислительный процесс заканчивается при выходе на периодические режимы изменения локальных и интегральных параметров, включая поперечную силу  $R_z$ , действующую на контрольный участок с лункой размером  $2.5 \times 1.5$  со смещением центра вниз по потоку на 0.5. Приемлемость URANS для расчета пространственных отрывных течений обосновывается в ряде численных исследований, в том числе в расчетах обтекания кубика в канале [10]. В настоящей работе анализируются осредненные по периоду колебаний локальные и

интегральные характеристики по методике [11]. В их число входят распределения перепада коэффициентов давления на омываемой стенке с лункой и стенке плоскопараллельного канала  $C_p - C_{p\,pl}$  и относительного трения  $C_f/C_{f\,pl}$  в срединном продольном сечении лунки. Также анализируются зависимости от угла уклона  $\theta$  экстремальных характеристик течения ( $u_{\min}$ ,  $v_{\min}$ ,  $v_m$ ,  $w_{\min}$ ,  $w_m$ ), турбулентности ( $k_m$ ,  $\mu_t/\mu_{t\,pl}$ ) и относительных коэффициентов гидравлических потерь ( $\xi/\xi_{pl}$ ). Параметры с индексом  $pl$  получены при расчете течения в аналогичном канале без лунки. Величина  $\xi$  определяется на основе расчета перепада полного давления между поперечными сечениями канала по методике [8].

На рис. 1–3 и в таблице представлены некоторые из полученных результатов.

Нестационарное обтекание лунок на стенке узкого канала наблюдается в диапазоне изменения  $\theta$  от 10 до 37.5°. До  $\theta = 22.5^\circ$  течение внутри конической лунки носит периодический характер, причем период низкочастотных колебаний поперечной силы  $R_z$  достаточно велик (число Струхалиа  $Sh$  порядка 0.01–0.02). Для конических лунок с углами уклона  $\theta = 30$  и 37.5° формируется другой тип турбулентного течения с периодом колебаний на порядок меньше ( $Sh$  имеет величину 0.25–0.33), чем для лунок с малыми углами уклона. Струйно-вихревые структуры, реализующиеся в лунках, медленно флуктуируют, оставаясь наклоненными под углами  $\pm 45^\circ$  к набегающему потоку. Осредненные по периоду колебаний картины растекания воздуха по облуненной стенке (рис. 2) резко изменяются от симметричной картины линий тока, нанесенных на поля давления ( $\theta = 22.5^\circ$ ), к несимметричной (при  $\theta = 30^\circ$ ). При углах  $\theta$  свыше 45° течение около конической лунки на стенке узкого канала оказывается стационарным и сохраняет устойчивую асимметричную вихревую структуру.

Как видно из рис. 1, наибольшая величина скорости возвратного течения в лунке ( $-u_{\min}$ ) значительно увеличивается по мере уменьшения угла  $\theta$ : от 0.33 при  $\theta = 60^\circ$  до 0.48 при  $\theta = 37.5^\circ$ . На этом уровне она остается до наступления режима с двумя вихрями, при котором резко падает до 0.4 и далее медленно снижается до 0.36 при  $\theta = 10^\circ$ . Наибольшая скорость вторичного течения  $w_m$  также возрастает от 0.3 до 0.4 по мере уменьшения  $\theta$  с 60 до 45°. Далее  $w_m$  изменяется мало (в пределах 0.01), а в режиме с двумя вихрями наблюдается резкое снижение: до 0.3 при  $\theta = 22.5^\circ$  с последующим медленным уменьшением до 0.25 при  $\theta = 10^\circ$ . Наиболее значительные изменения наблюдаются в наибольших величинах скоростей восходящих ( $v_m$ ) потоков. Медленное возрастание  $v_m$  в режиме с двумя вихрями по мере увеличения  $\theta$  сменяется скачкообразным ростом от 0.4 до 0.58 при переходе к режиму с образованием наклонного моносмерчевого вихря. Эта довольно значительная величина  $v_m$  остается неизменной в промежутке изменения углов  $\theta$  от 30 до 45°. Затем она быстро



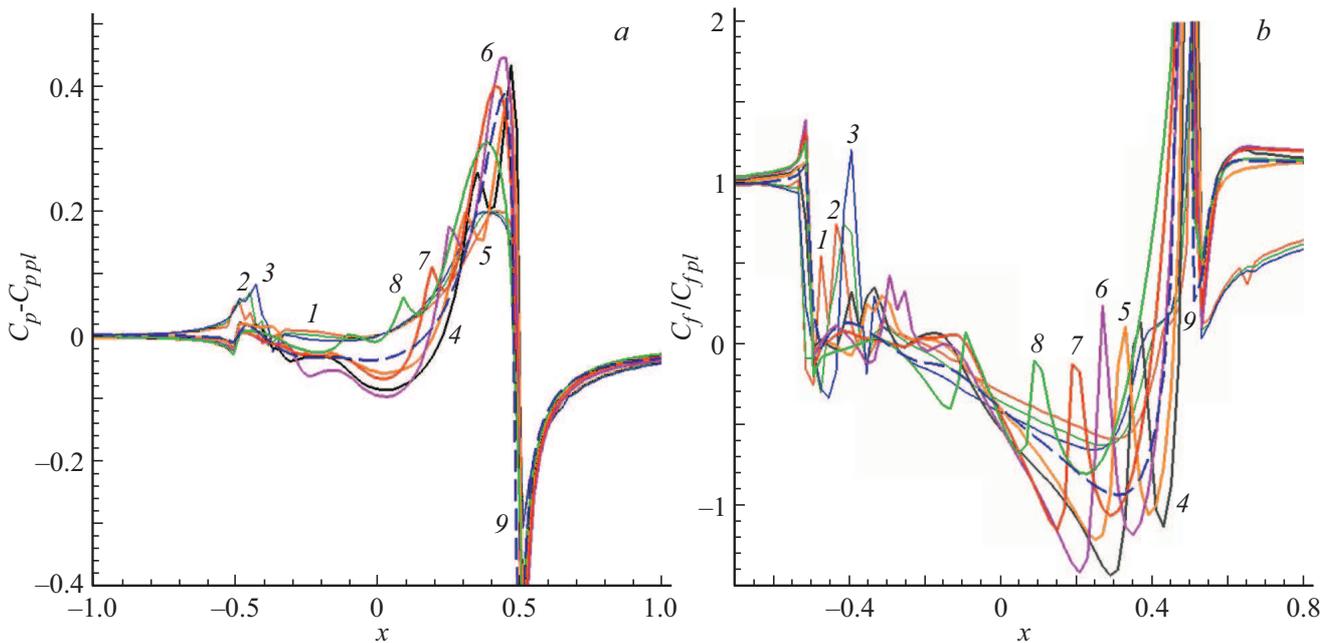
**Рис. 2.** Сравнение полей давления с нанесенными линиями растекания воздуха по облуненной стенке для лунок с  $\theta = 22.5^\circ$  (a) и  $30^\circ$  (b).

снижается до 0.38 при  $\theta = 60^\circ$ . Увеличение  $\theta$  в режиме с двумя вихрями немного повышает уровень максимальных величин турбулентной энергии (до 0.084). Далее для режима обтекания конических лунок с асимметричными вихревыми структурами  $k_m$  заметно ниже и изменяется в диапазоне от 0.065 до 0.07. Максимальная величина относительной вихревой вязкости находится в диапазоне 2–2.6, причем наибольшие значения приходятся на лунки с малыми углами уклона. Относительные гидравлические потери участка с лункой резко нарастают от 1.165 до 1.227 по мере уменьшения угла  $\theta$  от  $60^\circ$  до  $45^\circ$ . Далее они слабо меняются до наступления режима с двумя вихрями и не превышают 1.23. С ростом  $\theta$  от 10 до  $22.5^\circ$   $\xi/\xi_{pl}$  медленно нарастают от 1.237 до 1.242, т.е. заметно превосходят все остальные значения. Интересно отметить, что гидравлические потери на участке канала со сферической лункой оказываются порядка 1.21 и превосходят  $\xi/\xi_{pl}$  для конической лунки при  $\theta = 52.5^\circ$ .

Как уже отмечалось, осреднение полей скорости и давления для лунок с малыми углами уклона (рис. 2, a) продуцирует симметричную картину растекания воздуха

по облуненной стенке канала при  $\theta = 22.5^\circ$ . Переход к асимметричной картине на рис. 2, b для  $\theta = 30^\circ$  показывает, что только один центр генерации закрученного потока остается на левой стороне лунки, а другой центр пропадает. Возвратное и вторичное течение в лунке заметно интенсифицируются.

Диагностика в продольном срединном сечении лунки распределений превышения коэффициента статического давления на облуненной поверхности узкого канала над коэффициентом давления на стенке плоскопараллельного канала  $C_p - C_{ppl}$  (рис. 3, a) и относительного трения  $C_f/C_{fpl}$  (рис. 3, b) показывает резкое нарастание пиковых локальных нагрузок на дно и наветренный склон лунки, а также интенсификацию отрывного течения при переходе от режима с двумя вихрями к формированию моносмерчевого вихря в конической лунке. Максимумы статического давления увеличиваются в 1.5–2 раза, причем наибольшая величина перепада коэффициентов давления, равная 0.46, получается при  $\theta = 45^\circ$ . В угловых зонах на дне лунок наблюдаются вторичные пики локальных нагрузок, смещающиеся к центру лунки и уменьшающиеся по величине по мере



**Рис. 3.** Зависимости  $C_p - C_{ppl}$  (a) и  $C_f/C_{fpl}$  (b) в срединном продольном сечении облученной стенки от угла уклона конической лунки  $\theta$ .  $\theta = 10$  (1), 17.5 (2), 22.5 (3), 30 (4), 37.5 (5), 45 (6), 52.5 (7), 60° (8); 9 — сферическая лунка.

Периоды колебаний отрывного течения в узком канале с конической лункой при различных углах уклона

$\theta, ^\circ$	$T$
10	53
17.5	53
22.5	72
30	2.9
37.5	4

увеличения угла уклона. Относительное отрицательное трение при 30 и 45° достигает значения  $-1.4$ , которое более чем в 2 раза отличается от  $(C_f/C_{fpl})_{\min}$  для лунок с малыми углами уклона. Для рассматриваемой сферической лунки интенсификация отрывного течения получается меньше:  $(C_f/C_{fpl})_{\min}$  порядка  $-0.9$ .

Таким образом, анализируется интересный физический эффект при турбулентном обтекании глубокой конической лунки на стенке узкого канала, который характеризуется резким переходом от периодического режима с двумя вихрями к формированию монотонной структуры с наклонной закрученной струей при изменении угла уклона  $\theta$  от 22.5 до 30°. Смена режимов сопровождается интенсификацией возвратного и вторичного течения в лунке. Для  $\theta$  свыше 45° стабилизированное отрывное течение заметно ослабевает и гидравлические потери на участке канала с лункой существенно снижаются.

### Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 19-19-00259).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] S. Rashidi, F. Hormozi, B. Sundén, O. Mahian, *Appl. Energy*, **250**, 1491 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2019.04.168>
- [2] M. Hiwada, T. Kawamura, J. Mabuchi, M. Kumada, *Bull. JSME*, **26** (220), 1744 (1983).
- [3] A.A. Khalatov, A. Byerley, S.-K. Min, D. Ochoa, *ASME Paper N GT2004-53656* (2004).
- [4] A.I. Leontiev, S.A. Isaev, N.V. Kornev, Ya. Chudnovsky, E. Hassel, in *Proc. of the 14th Int. Heat Transfer Conf. (IHTC 14)* (Washington, USA, 2010), p. 419. <https://doi.org/10.1115/IHTC14-22334>
- [5] С.А. Исаев, А.И. Леонтьев, Н.А. Кудрявцев, И.А. Пышный, *Теплофизика высоких температур*, **41** (2), 268 (2003).
- [6] J. Turnow, *Flow structure and heat transfer on dimpled surfaces. PhD Thesis* (University of Rostock, 2011).
- [7] В.И. Терехов, С.В. Калинина, Ю.М. Мшвидобадзе, *Прикл. математика и техн. физика*, **34** (3), 40 (1993).
- [8] S.A. Isaev, N.V. Kornev, A.I. Leontiev, E. Hassel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **53** (1-3), 178 (2010). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.09.042

- [9] S.A. Isaev, A.V. Schelchkov, A.I. Leontiev, P.A. Baranov, M.E. Gulcova, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **94**, 426 (2016).  
[doi.org/10.1016/j.jheatmasstransfer.2015.11.002](https://doi.org/10.1016/j.jheatmasstransfer.2015.11.002)
- [10] С.А. Исаев, Д.А. Лысенко, *Инж.-физ. журн.*, **82** (3), 492 (2009).
- [11] С.А. Исаев, П.А. Баранов, Н.А. Кудрявцев, Ю.В. Жукова, *Теплофизика и аэромеханика*, **12** (2), 271 (2005).