

03.1

Взаимосвязь аномальной интенсификации отрывного течения и экстраординарных перепадов давления в канавке на пластине при изменении угла наклона от 0 до 90°

© С.А. Исаев^{1,2}, С.В. Гувернюк³, Д.В. Никущенко¹, А.Г. Судаков², А.А. Синявин³, Е.Б. Дубко²

¹ Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, Санкт-Петербург, Россия

³ Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: isaev3612@yandex.ru

Поступило в Редакцию 17 марта 2023 г.

В окончательной редакции 10 мая 2023 г.

Принято к публикации 5 июня 2023 г.

Выполнено численное и физическое исследование турбулентного обтекания воздухом пластины с длинной наклонной канавкой умеренной глубины с полусферическими окончаниями при числе Рейнольдса $6.7 \cdot 10^4$, которое определяется по ширине канавки. Угол наклона канавки по отношению к набегающему потоку варьируется от 0 до 90°. Стационарное пристеночное течение несжимаемой вязкой среды рассчитывается на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье—Стокса, замыкаемых с помощью модели переноса сдвиговых напряжений. Распределения статического давления в единичных канавках измеряются в аэродинамической трубе Института механики МГУ. Определен угол наклона канавок, при котором наблюдается аномальная интенсификация отрывного течения. Возникающие экстраординарные перепады давления в канавках сочетаются с ультравысокими абсолютными величинами отрицательного относительного трения. Скорости возвратного и вторичного закрученного течения оказываются сопоставимыми со скоростью набегающего потока.

Ключевые слова: отрывное течение, наклонные канавки, пластина, аномальная интенсификация, численное моделирование, трубный эксперимент.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.15.55863.19560

Явление аномальной интенсификации турбулентного отрывного течения и теплообмена в наклоненных под углом 45° канавках умеренной глубины открыто недавно методами численного моделирования и впервые представлено в [1] для однорядных разреженных пакетов канавок в узком канале на стабилизированном гидродинамическом участке. Абсолютные максимальные величины отрицательного трения и теплового потока в срединном продольном сечении на дне канавки в зоне возвратного течения многократно (до 4–6 раз) превосходят величины соответствующих характеристик на стенке плоскопараллельного канала. Максимальные величины декартовых составляющих скорости возвратного течения приближаются, а вторичного (закрученного) потока в канавке превосходят (в 1.23 раза) среднemasсовую скорость потока в канале. При этом относительная (в сравнении с плоскопараллельным каналом) теплоотдача участка с канавкой превышает относительные гидравлические потери (1.7 против 1.45). В [2] численно показано кардинальное влияние угла наклона канавки в разреженном пакете на стенке узкого канала на стабилизированном гидродинамическом участке на аномальную интенсификацию отрывного и закрученного течения в канавке. В диапазоне изменения углов от 40 до 60° наблюдается

трих-четырёхкратное снижение относительного отрицательного трения. В обзоре [3] акцентируется внимание на расшифровке механизма аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена во входных частях единичных и однорядных наклонных канавок. Он связывается с образованием экстраординарных перепадов давления между зонами торможения на наветренных склонах канавки и областями отрицательного давления в ядре самоорганизующихся торнадоподобных вихрей. Эти перепады обуславливают ультравысокие скорости возвратных, вторичных, восходящих и нисходящих течений, а также многократное (от 1.5–2 до 5–7) возрастание относительного трения и тепловых потоков на дне канавки по сравнению с таковыми при обтекании плоской стенки. Экспериментальные исследования единичных и пакетных канавок представлены в работах [4–6]. Подтверждение установленных численно явлений получено на стендах Института механики МГУ и КазНЦ РАН, где измерялись перепады статического давления в единичных канавках на пластине при варьировании угла наклона от 0 до 90° для высоких чисел Рейнольдса, а также поля скорости ламинарного и турбулентного течений воздуха в узких каналах с двухрядными наклонными канавками [4]. В настоящей работе акцент сделан на

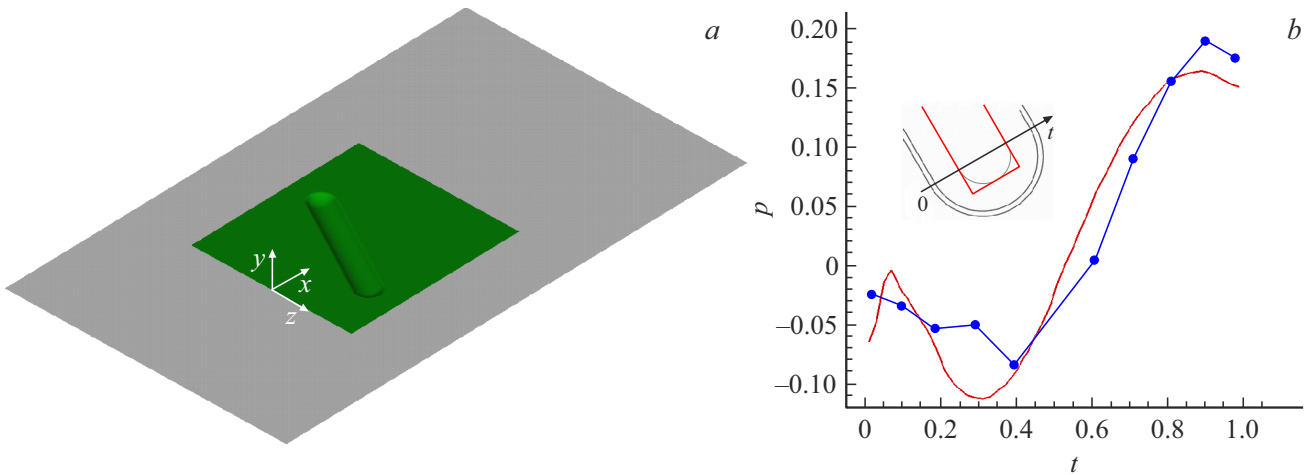


Рис. 1. Схема канавки на пластине в примере с наклоном 60° (a) и сравнение результатов расчетов и экспериментов в случае $\theta = 40^\circ$ (b).

установлении взаимосвязи аномальной интенсификации отрывного течения в единичных канавках умеренной глубины на пластине и экстраординарных перепадов статического давления в диапазоне изменения углов наклона θ от 0 до 90° .

Пристеночное турбулентное низкоскоростное обтекание воздухом плоской пластины с размещенной на ней наклонной канавкой (рис. 1, a) рассчитывается на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS), замкнутых с помощью модели переноса сдвиговых напряжений в версии Ментера (MSST) [7]. Система исходных стационарных уравнений в линеаризованной форме решается с использованием многоблочных вычислительных технологий и разномасштабных структурированных сеток с их частичным пересечением [1–4]. Алгебраические уравнения решаются предобусловленным методом BiCGSTAB [8] с использованием алгебраического многосеточного ускорителя из библиотеки Демидова (AMGCL) [9] для поправки давления и PU0 для остальных переменных. Число Рейнольдса определяется по характерным величинам скорости равномерного потока U и ширины канавки D : $Re = UD/\nu = 6.7 \cdot 10^4$, где ν — кинематическая вязкость воздуха.

Обтекаемая пластина с канавкой представляет собой прямоугольный участок плоской стенки длиной 22 и шириной 12.3. Центр канавки длиной 6 и глубиной 0.25 располагается на расстоянии 9.5 от входного сечения, в котором формируется равномерный поток, переходящий вблизи стенки в развивающийся пограничный слой с заданной толщиной 0.17. Расчетная область строится на прямоугольном участке пластины и имеет вертикальный размер 7.3. Радиус скругления кромки канавки принят равным 0.02. Декартова система координат x, y, z вводится в начале участка с канавкой, как показано на рис. 1, a. U, V, W — декартовы составляющие скорости. Распределения относительного трения f/f_{pl}

(где f_{pl} определяется на плоской стенке) и статического давления p , отнесенного к удвоенному скоростному напору, рассматриваются в системе координат s, y, t , связанной с наклонной канавкой. Профили продольной составляющей скорости в связанной системе координат $Q = U \cos \theta + W \sin \theta$ рассчитываются в центре характерного сечения в месте соединения сферического сегмента канавки и цилиндрической траншеи.

Многоблочная сетка, состоящая из четырех фрагментарных сеток, содержит порядка 5.85 млн ячеек. Граничные условия при проведении расчетов ставятся так же, как в работах [1–4]. На боковых и верхней границах расчетной области задаются условия скольжения, на выходной границе — мягкие граничные условия, на стенке — условия прилипания. На входной границе степень турбулентности в равномерном потоке выбирается, как в эксперименте [4], равной 0.5%, а масштаб турбулентности принимается равным характерному размеру D .

На рис. 1, b сопоставлены распределения измеренного статического давления p , отнесенного к удвоенному скоростному напору, и численных прогнозов, полученных в рамках RANS-подхода с использованием MSST, в характерном поперечном сечении канавки с углом наклона $\theta = 40^\circ$. Вполне удовлетворительное согласие данных обосновывает приемлемость развитой расчетной методологии. Также следует отметить экстраординарные перепады статического давления между пиком давления на наветренном склоне и минимумом отрицательного давления на дне канавки в зоне развития закрученного смерчеобразного потока.

Влияние угла наклона канавки на интенсификацию процессов переноса внутри канавки продемонстрировано на рис. 2. Рассматривается эволюция с изменением θ от 0 до 90° с шагом 10° распределений относительного трения $f/f_{pl}(s)$ в продольном срединном сечении и профилей статического давления $p(t)$ в попереч-

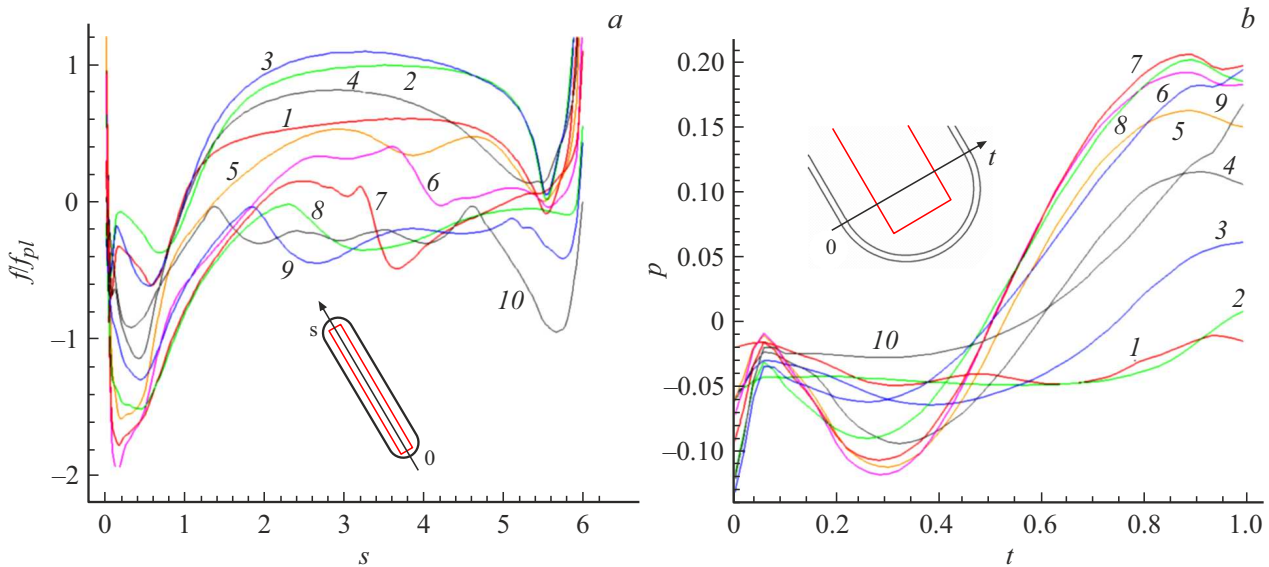


Рис. 2. Влияние угла наклона θ на распределения относительного трения $f/f_{pl}(s)$ в продольном сечении канавки (а) и статического давления $p(t)$ в сечении перехода от входного сферического сегмента к цилиндрической траншее (b). $\theta = 0$ (1), 10 (2), 20 (3), 30 (4), 40 (5), 50 (6), 60 (7), 70 (8), 80 (9) и 90° (10).

ном характерном сечении. Диапазон углов наклона θ , в котором наблюдается значительное (в 1.5–2 раза) снижение минимальной величины f/f_{pl} , простирается от 40 до 70° (рис. 2, а). При изменении θ от 0 до 30° происходит трансформация безотрывного проточного течения в длинной канавке умеренной глубины в закрученный поток. При $\theta = 30^\circ$ $(f/f_{pl})_{\min} = -1.15$ и почти вдвое ниже, чем при $\theta = 0^\circ$. Дальнейшее увеличение θ характеризуется преобразованием колоколообразного распределения $f/f_{pl}(s)$ к распределению с двумя монотонно уменьшающимися горбами, причем с ростом θ второй горб смещается к входной части канавки. Величина $(f/f_{pl})_{\min}$ достигается при $\theta = 50^\circ$ и оказывается близкой к -2 . Свыше 70° интенсивность возвратного течения в отрывной зоне снижается, хотя величина $(f/f_{pl})_{\min}$ остается значительной и близкой к -1 при $\theta = 90^\circ$.

Изменение профилей статического давления в характерном поперечном сечении входной части канавки на рис. 2, b при варьировании угла наклона от 0 до 90° демонстрирует взаимосвязь перепада давления и перестройки структуры вихревого течения в единичной канавке на пластине. При малых θ перепады давления поперек канавки незначительны, хотя при 10° возникает пик давления на наветренной кромке, который при дальнейшем возрастании θ свыше 40° достигает величин 0.15 – 0.2 . При переходе θ от 20 к 30° в подветренной части формируется зона отрицательного давления (порядка -0.09). При θ свыше 40° ее размеры практически не меняются, p_{\min} достигает значения -0.12 при $\theta = 50^\circ$. Максимальный перепад давления между зонами торможения на наветренном склоне и разрежения в подветренной части канавки при аномаль-

ной интенсификации отрывного течения оказывается порядка 0.33 .

Разворот канавки от направления по потоку к поперечному положению относительно внешнего потока кардинально изменяет вихревую структуру и интенсивность течения во входной части канавки (рис. 3). Профили отрывного течения $Q(y)$ на рис. 3, a в диапазоне от 0 до 20° резко изменяются, причем точка с нулевой скоростью приближается ко дну канавки. Указанная трансформация профиля скорости связана с самоорганизацией смерчеобразной вихревой структуры, которая приводит к развитию закрученного потока и формированию возвратного придонного течения в канавке, которое усиливается с ростом θ . Q_{\min} достигает величины порядка -0.5 при $\theta = 50$ – 60° .

Численные прогнозы для U_{\min} и W_{\min} позволили дать оценку экстремальных величин возвратного потока $Q_{\min} = U_{\min} \cos \theta + W_{\min} \sin \theta$ (рис. 3, b). Максимальная абсолютная величина скорости оказывается близкой к характерной скорости внешнего потока. Для диапазона θ от 35 до 70° Q_{\min} оказывается ниже -0.7 .

Таким образом, установленные экспериментально и численно экстраординарные перепады статического давления в единичной наклонной канавке на пластине при ее турбулентном обтекании воздухом связаны с ультравысокими абсолютными величинами относительного трения порядка 1.5 – 2 в срединном сечении на дне канавки при углах наклона от 35 до 70° . При этом экстремальные величины скоростей возвратного и вторичного закрученного течения в канавке оказываются сопоставимыми со скоростью набегающего потока.

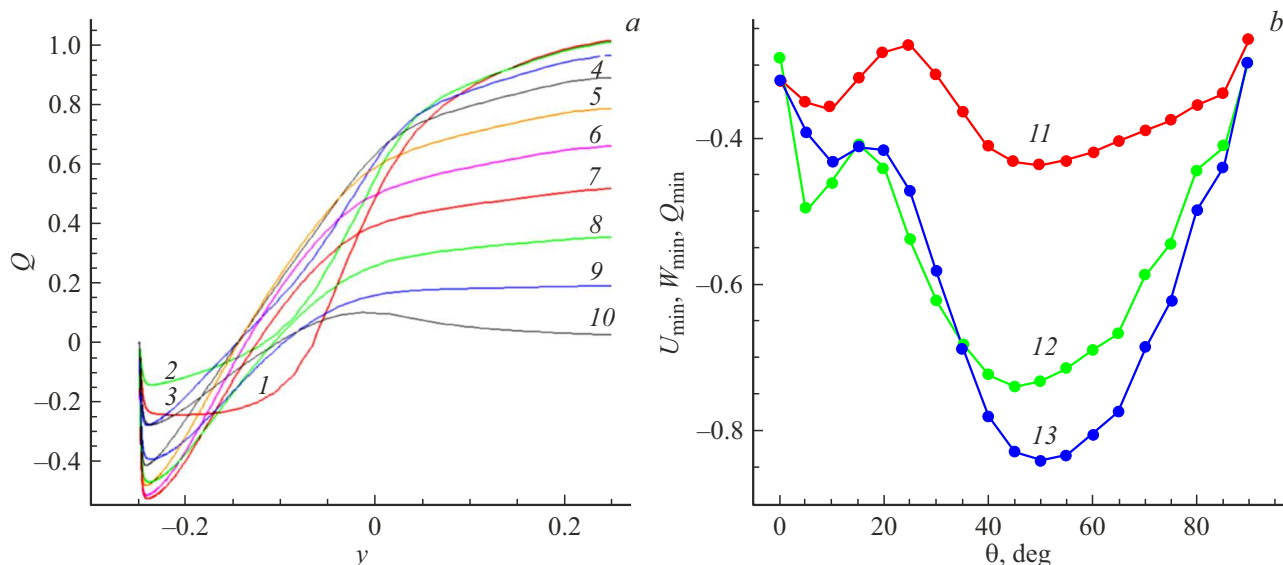


Рис. 3. *a* — влияние угла наклона θ на эволюцию профилей составляющей скорости $Q(y)$ вдоль s в связанной системе координат: $\theta = 0$ (1), 10 (2), 20 (3), 30 (4), 40 (5), 50 (6), 60 (7), 70 (8), 80 (9) и 90° (10). *b* — влияние угла наклона θ на экстремальные характеристики U_{\min} (11), W_{\min} (12) и Q_{\min} (13).

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ (грант 22-19-00056).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Isaev, M. Gritckevich, A. Leontiev, I. Popov, *Acta Astronaut.*, **163**, 202 (2019). DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.01.033
- [2] С.А. Исаев, А.Б. Мазо, Д.В. Никущенко, И.А. Попов, А.Г. Судаков, *Письма в ЖТФ*, **46** (21), 18 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.21.50190.18454 [S.A. Isaev, A.B. Mazo, D.V. Nikushchenko, I.A. Popov, A.G. Sudakov, *Tech. Phys. Lett.*, **46** (11), 1064 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020110073].
- [3] С.А. Исаев, *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*, **57** (5), 13 (2022). DOI: 10.31857/S0568528122050085 [S.A. Isaev, *Fluid Dyn.*, **57** (5), 558 (2022). DOI: 10.1134/S0015462822050081].
- [4] S.A. Isaev, A.I. Leontiev, E.E. Son, S.V. Guvernyuk, M.A. Zubin, N.I. Mikheev, I.A. Popov, D.V. Nikushchenko, A.G. Sudakov, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2088**, 012018 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/2088/1/012018
- [5] М.А. Зубин, А.Ф. Зубков, *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*, **57** (1), 81 (2022). DOI: 10.31857/S0568528122010121 [M.A. Zubin, A.F. Zubkov, *Fluid Dyn.*, **57** (1), 77 (2022). DOI: 10.1134/S0015462822010128].
- [6] В.И. Терехов, В.В. Терехов, И.А. Чохар, Н. Ян Лун, *Теплофизика и аэромеханика*, **29** (6), 935 (2022).
- [7] F.R. Menter, in *23rd Fluid Dynamics, Plasmadynamics, and Lasers Conf.* (Orlando, USA, 1993), paper AIAA-93-2906. DOI: 10.2514/6.1993-2906

- [8] Y. Saad, *Iterative methods for sparse linear systems*, 2nd ed. (Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 2003).
- [9] D. Demidov, *AMGCL: C++ library for solving large sparse linear systems with algebraic multigrid method* [Электронный ресурс]. URL: <http://amgcl.readthedocs.org/>