

УДК 532.517.2 + 532.526

ВЛИЯНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА СТРУКТУРУ ОТРЫВНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕН ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

В. В. Терехов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
E-mails: vt@itp.nsc.ru, terekhov@itp.nsc.ru

С использованием двумерных осредненных уравнений Навье — Стокса, уравнений энергии и (v^2-f) -модели турбулентности проведено численное моделирование структуры течения и теплообмена в турбулентном отрывном потоке в канале с внезапным расширением при наличии вдува (отсоса) через пористую стенку. Показано, что увеличение интенсивности поперечного потока вещества на стенке приводит к уменьшению размеров зоны отрыва при отсосе и увеличению ее протяженности в случае вдува до достижения режима оттеснения пограничного слоя. При этом зависимость максимального коэффициента теплоотдачи от параметра проницаемости достаточно точно описывается асимптотической теорией турбулентного пограничного слоя.

Ключевые слова: турбулентный поток, теплообмен, отрывное течение, обратный уступ, пористая стенка, вдув, отсос, теплообмен.

DOI: 10.15372/PMTF20170208

Введение. Исследованию отрывных течений, представляющих теоретический и практический интерес, посвящено большое количество экспериментальных и вычислительных работ. Некоторые выводы о закономерностях вихреобразования и теплообмена в турбулентных отрывных потоках сделаны в [1–5]. Наиболее важным и малоизученным вопросом является вопрос о возможности управления отрывом потока, а также его подавления либо интенсификации в зависимости от конкретных условий.

Как известно, существует два способа управления характеристиками отрывных течений: пассивный и активный. Преимуществом первого из них является простота технологии изготовления и эксплуатации используемого оборудования (ребер, зубцов, табов, вихрегенераторов различной формы и т. п.) [6–11]. В настоящее время это направление интенсивно развивается и находит применение в теплообменной аппаратуре. Однако использование пассивных способов ограничено вследствие невозможности непрерывного управления характеристиками течения.

При использовании активных способов возмущения в потоке регулируются с помощью механических или струйных генераторов [12–15], локального вдува (отсоса) газа [16–18], а также периодического изменения расхода основного потока [19, 20] или уровня интенсивности турбулентности [21, 22]. В указанных работах, как и в большинстве экспериментальных и численных исследований, показаны широкие возможности активных способов

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 14-19-00402).

управления отрывом потока, который может сопровождаться как значительным увеличением рециркуляционной зоны, так и ее исчезновением.

Эффективно управлять теплообменом и гидравлическим сопротивлением позволяет использование вдува (отсоса) через пористую стенку. Этот способ широко применяется в безотрывных потоках и при небольших энергетических затратах на прокачку газа через пористую поверхность приводит к значительным изменениям поверхностного трения и теплообмена. Заметим, что пограничный слой на проницаемой поверхности в отсутствие отрыва потока исследован достаточно хорошо [23, 24], а при его наличии — лишь в нескольких экспериментальных и теоретических работах.

В работах [25–28] решалась задача о течении и теплообмене в случае, когда за обратным уступом на дне канала располагалась пористая вставка. Поскольку при взаимодействии с поверхностью поток газа мог проникать в пористую среду и затем выбрасываться из нее, решалась сопряженная задача для двух областей: в основном течении за уступом и в пористом сегменте. Показано скачкообразное изменение коэффициента теплообмена в точке, в которой заканчивается пористая вставка. По мере увеличения толщины пористого сегмента и его проницаемости интенсивность теплообмена в области, где расположена пористая секция, значительно уменьшается, а на непроницаемом участке значительно увеличивается, что обусловлено сложным механизмом взаимодействия отрывного потока с проницаемой поверхностью и влиянием на теплообмен течений внутри пористого сегмента.

В работе [29], являющейся одним из первых экспериментальных исследований влияния интенсивности вдува через пористую стенку на структуру турбулентного отрывного течения за обратным уступом, с использованием термоанемометрического метода измерены скорости и их флуктуации, а также коэффициент трения на стенке. Установлено, что при увеличении скорости вдува как в зоне возвратных течений, так и при релаксации пограничного слоя трение уменьшается. Также выявлено изменение турбулентного числа Прандтля по толщине пограничного слоя, что необходимо учитывать при создании моделей расчета.

В работе [30] с использованием метода лазерной доплеровской анемометрии изучены особенности формирования возвратного течения при различных скоростях вдува через нижнюю стенку плоского канала со степенью расширения $ER = 1,3$. Показано, что равномерный вдув через пористую стенку с относительной скоростью $F = v_w/U_0 < 7,5 \cdot 10^{-3}$ оказывает слабое влияние на поле осредненных скоростей в слое смешения, однако значительно уменьшает скорость возвратного течения, вследствие чего существенно уменьшается степень разрежения в области рециркуляции, а также интенсивность турбулентности и рейнольдсовы напряжения.

При нагреве основного потока до температуры $400\text{ }^\circ\text{C}$ (параметр неизотермичности $\psi_T = T_w/T_0 \approx 0,6$) наблюдается увеличение длины отрывного пузыря и интенсивности теплообмена. Наиболее существенно влияние параметра неизотермичности проявляется в области небольших чисел Рейнольдса [31]. Как и предполагалось, при увеличении скорости вдуваемого газа максимальный и средний коэффициенты теплообмена уменьшаются, а также наблюдается меньшая наполненность профиля температуры в пристенной области в рециркуляционной зоне и в области релаксации течения.

В работе [32] экспериментально изучалась интенсивность тепловых процессов за обратным уступом при различных скоростях вдува на стенке канала в условиях значительного нагрева основного потока газа. Наиболее существенные изменения температуры наблюдаются в угловой зоне, где вдуваемый холодный газ слабо перемешивается с горячим потоком. Изменение со временем числа Нуссельта Nu позволяет оценить скорость восстановления температурного поля. Так, на всех расстояниях от уступа число Нуссельта

сначала быстро увеличивается, достигая максимального значения Nu_{\max} , затем медленно релаксирует до стационарного значения, которое во много раз меньше Nu_{\max} . Наиболее быстрый переход к режиму стационарного теплообмена достигается в окрестности точки присоединения, где интенсивность процессов перемешивания максимальна.

Следует отметить, что взаимодействие отрывных потоков с поверхностями, на которых имеет место поперечный поток вещества, реализуется также при наличии фазовых (испарение-конденсация) и химических (гомогенных и гетерогенных) превращений. Немногочисленные работы (см., например, [33–37]) свидетельствуют о том, что структура течения и интенсивность процессов тепломассопереноса не могут быть определены с использованием аддитивного подхода, основанного на раздельном учете факторов, обусловленных отрывом потока, проницаемостью стенки и физико-химическими превращениями, и, следовательно, необходимо создание новых моделей, учитывающих перечисленные выше особенности динамических и тепловых процессов.

Численному исследованию процесса взаимодействия отрывного течения с пористой поверхностью посвящена работа [38], в которой детально изучаются аэродинамика и теплообмен при ламинарном обтекании обратного уступа при наличии равномерного вдува (отсоса). Рассматривались две схемы течения: обтекание ступеньки неограниченным потоком и развитие отрыва в ограниченном канале ($ER = 2$) в широком диапазоне чисел Рейнольдса ($Re = 10 \div 1000$) и относительных поперечных скоростей на стенке ($F = -0,1 \div 0,1$). При увеличении скорости отсоса зона отрыва постепенно уменьшается, причем наиболее значительно — при больших значениях числа Рейнольдса. В случае вдува газа с относительной скоростью $v_w/U_0 < 10^{-3}$ в области умеренных значений числа Рейнольдса длина отрывной зоны не меняется. По мере увеличения относительной скорости вдува размер зоны увеличивается и при $v_w/U_0 \approx 0,1$ происходит оттеснение пограничного слоя и отрывной пузырь исчезает. При этом в неограниченной области и при течении в канале картины отрыва идентичны. Трение на стенке и коэффициент теплообмена существенно зависят от параметра проницаемости, увеличиваясь при отсосе и уменьшаясь до нуля при критических параметрах вдува.

Подобная задача изучалась в работе [39], авторы которой помимо данных о трении и теплоотдаче на пористой стенке получили аналогичные результаты для верхней непроницаемой поверхности канала и проанализировали особенности формирования на ней отрывных зон.

Турбулентный режим отрывного течения за обратным уступом при наличии вдува через пористую стенку численно исследовался только в работе [40], в которой использовались две модели турбулентности: стандартная ($k-\varepsilon$)-модель и модифицированная модель с использованием пристеночных функций. Сравнение экспериментальных данных [30] и результатов моделирования показало, что осредненные характеристики течения качественно хорошо согласуются, а значения кинетической энергии и турбулентные напряжения существенно различаются.

Задача о взаимодействии турбулентного отрывного течения с проницаемой поверхностью мало изучена как экспериментально, так и численно. Целью настоящей работы является численное исследование структуры турбулентного течения и теплообмена в канале за обратным уступом, в случае когда дно канала является пористым и через него осуществляется равномерный по длине вдув (отсос) газа. Расчеты проведены в максимально возможном диапазоне нормальных скоростей на стенке: от режима асимптотического отсоса до режима оттеснения турбулентного пограничного слоя.

Постановка задачи. Схема течения в канале за обратным уступом показана на рис. 1. Начальная высота канала h_1 резко увеличивается до высоты h_2 , при этом через нижнюю стенку канала после расширения, имеющую отличную от основного потока

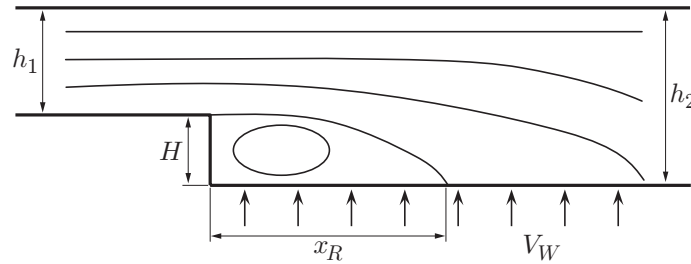


Рис. 1. Схема течения за обратным уступом

постоянную температуру, осуществляется равномерный подвод (отвод) вещества. Турбулентное течение, направленное слева направо, отрывается от угла уступа и присоединяется к нижней стенке на расстоянии x_R . Длина отрывной зоны зависит от отношения высот канала до и после расширения $ER = h_2/h_1$, числа Рейнольдса Re_H [3–5], построенного по высоте уступа H , и интенсивности вдува (отсоса) через нижнюю стенку. Течение является несжимаемым и имеет постоянные физические свойства.

Математическая модель. Несмотря на прогресс в прямом численном моделировании отрывных турбулентных течений и на проницаемых поверхностях, достигнутый в последние годы [41, 42], его применение по-прежнему ограничивается случаем малых чисел Рейнольдса. При использовании метода крупных вихрей также возникают трудности, связанные с большими вычислительными затратами и с необходимостью привлечения дополнительных гипотез для моделирования течения в окрестности стенки. В настоящей работе используется подход, основанный на решении осредненных уравнений Навье — Стокса и уравнения энергии, дополненных (v^2-f) -моделью турбулентности. Поскольку в условиях проводимого моделирования, а также в экспериментах [30, 43], результаты которых использовались для сравнения, течение является практически двумерным и стационарным, решаются следующие уравнения в двумерной плоской постановке:

— уравнение неразрывности

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0; \tag{1}$$

— уравнения движения

$$\frac{\partial U_i U_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} - \overline{u_i u_j}); \tag{2}$$

— уравнение энергии

$$\frac{\partial U_i T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} (q_i - \overline{u_i t}). \tag{3}$$

Здесь

$$\tau_{ij} = \nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad q_i = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial T}{\partial x_i}.$$

Для замыкания входящих в уравнения (1)–(3) турбулентных напряжений и тепловых потоков использовалась гипотеза Буссинеска

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k, \quad -\overline{u_i t} = \frac{\nu_T}{Pr_T} \frac{\partial T}{\partial x_j}.$$

Согласно [44] уравнения для характеристик турбулентности имеют вид

$$\frac{\partial U_i k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_K} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_K - \varepsilon,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i \varepsilon}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{C_{\varepsilon 1} G_K - C_{\varepsilon 2} \varepsilon}{T}, \\ \frac{\partial U_i \nu^2}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \nu^2}{\partial x_i} \right] + k f - 6 \nu^2 \frac{\varepsilon}{k}, \\ L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_i} - f &= \frac{1}{T} \left[(C_1 - 6) \frac{\nu^2}{k} - \frac{2}{3} (C_1 - 1) \right] + C_2 \frac{G_K}{k}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$G_K = -\overline{u_i u_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right), \quad T = \max \left\{ \frac{k}{\varepsilon}, 6 \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right\}, \quad L = C_L \max \left\{ \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, C_\eta \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right\},$$

$\nu_T = C_\mu \nu^2 T$, $C_\mu = 0,22$, $C_1 = 1,9$, $C_2 = 1,4(1 + 0,05\sqrt{k/\nu^2})$, $C_L = 0,23$, $C_\eta = 70$, $\sigma_K = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$ — константы; турбулентное число Прандтля принималось равным $\text{Pr}_T = 0,9$.

Система уравнений (1)–(4) решалась с помощью метода контрольного объема на структурированной совмещенной сетке. Аппроксимация конвективных членов осуществлялась по схеме QUICK, диффузионных — по центрально-разностной схеме, интерполяция значений переменных из центров контрольных объемов на грани — с помощью метода Рхи — Чоу [45]. Уравнения решались с использованием итерационного полунейвного алгоритма SIMPLEC. Полагалось, что решения сходятся, если значения невязок для всех переменных меньше 10^{-6} .

Граничные условия ставились следующим образом: на входе в расчетную область, находящуюся на расстоянии $4H$ от уступа, задавались профили всех переменных, за исключением температуры, которые соответствовали классическому турбулентному пограничному слою с числом Рейнольдса $\text{Re}^{**} = 667$. На верхней стенке задавалось условие скольжения, на стенках уступа — условие прилипания, на стенке канала за уступом полагалось равенство нулю продольной компоненты скорости, тогда как поперечная компонента задавалась постоянной (один из управляющих параметров). На выходе из расчетной области ставились “мягкие” граничные условия, для уравнения энергии — постоянная температура на входе, теплоизолированность всех стенок, за исключением стенки, через которую осуществляется вдув. На ней задавалась равномерная по длине температура, отличная от температуры потока. Теплофизические свойства газа полагались постоянными, молекулярное число Прандтля для воздуха при нормальных условиях равно $\text{Pr} = 0,71$.

Для верификации описанной выше математической модели и ее численной реализации проведен ряд расчетов и сравнений с результатами прямого численного моделирования и экспериментальными данными. На первом этапе выбиралась вычислительная сетка, для этого проводилась серия расчетов на все более мелких сетках, до тех пор пока решение не переставало зависеть от размера сетки, с погрешностью 0,1 %. Следует отметить, что аналогичная процедура была проведена при всех исследуемых в настоящей работе числах Рейнольдса, для которых сетка должна быть более мелкой. В последующих расчетах расстояние от стенок до первого узла не превышало единицы (в координатах закона стенки), в вязком подслое располагалось, по меньшей мере, 10 узлов. Результаты моделирования сопоставлялись с данными прямого численного моделирования при значении числа Рейнольдса $\text{Re}_H = 5100$ [41] в отсутствие вдува и теплообмена. Показано, что для средних и пульсационных характеристик течения предлагаемый подход в двумерной постановке дает удовлетворительные результаты на сетках, при использовании которых не требуется больших вычислительных затрат.

Полученные результаты сравнивались с результатами работы [30], посвященной изучению аэродинамической структуры течения при взаимодействии турбулентного отрывного потока за обратным уступом с проникаемой поверхностью, через которую с различной

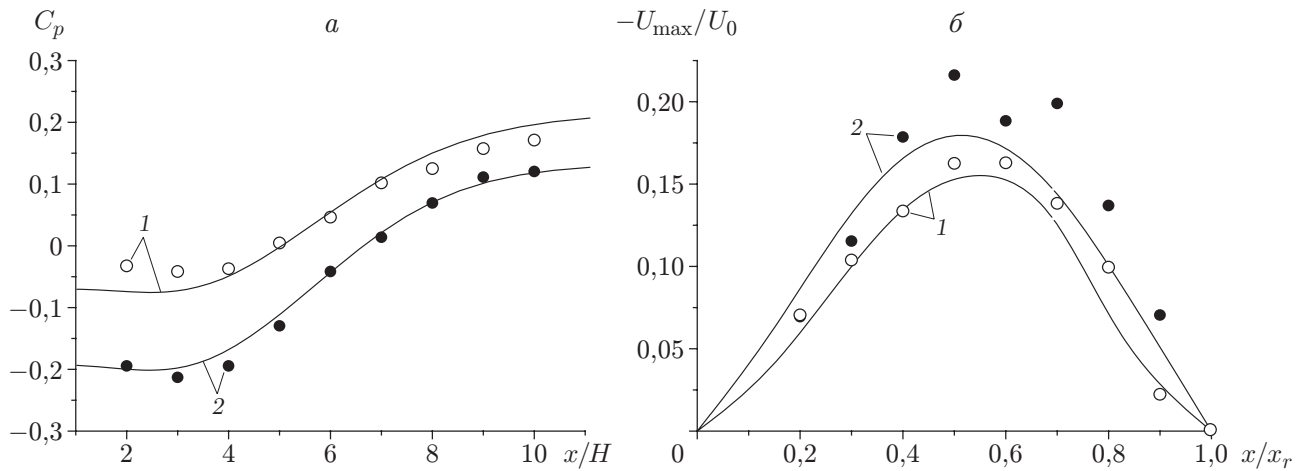


Рис. 2. Распределения коэффициента давления (а) и максимальной скорости возвратного течения (б) вдоль пористой стенки в течении за обратным уступом: линии — данные настоящей работы, точки — данные эксперимента [30]; 1 — при наличии вдува ($V_w = 0,15$ м/с), 2 — в отсутствие вдува ($V_w = 0$)

скоростью вдувался газ. Рабочий канал до отрыва имел сечение прямоугольной формы размером 50×200 мм, высота уступа равна $H = 15$ мм, степень расширения $ER = 1,3$. Течение считалось двумерным, поскольку отношение ширины канала к высоте ступеньки достаточно большое: $AR = 13,3$. Число Рейнольдса изменялось в диапазоне $Re_H \approx (2 \div 6) \cdot 10^4$, скорость вдуваемого газа $V_w = 0 \div 0,15$ м/с.

На рис. 2,а представлены расчетные и экспериментальные [30] распределения коэффициента давления вдоль пористой стенки в отсутствие и при наличии вдува. При вдуве газа степень разрежения в области отрыва существенно уменьшается, что объясняется главным образом подавлением рециркуляционного движения газа. Это подтверждают данные об изменении скорости возвратного течения, приведенные на рис. 2,б.

Таким образом, на основе проведенной верификации математической модели и численного метода и сравнения полученных результатов с результатами прямого численного моделирования и экспериментальными данными можно сделать вывод, что используемые подходы применимы к исследуемому течению и позволяют прогнозировать структуру течения и теплоотдачу в отрывных течениях за уступом на проницаемой поверхности.

Результаты моделирования. Расчеты проводились при $Re_H = 5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$ и относительной скорости вдува (отсоса) $F = 0 \pm 0,05$. Линии тока при течении в канале представлены на рис. 3. При отсутствии поперечного потока вещества на стенке за уступом формируется типичная вихревая зона возвратного течения с четко обозначенной точкой присоединения потока к стенке (см. рис. 3,а). При интенсивном вдуве (см. рис. 3,б) зона возвратных течений за уступом не образуется. Однако непосредственно за уступом совместное воздействие отрыва и вдува приводит к образованию области отрицательных касательных напряжений, которая затем переходит в область положительных напряжений. Поэтому точка, в которой касательное напряжение равно нулю, нельзя рассматривать как точку присоединения оторвавшегося потока, как это имеет место при отрыве в отсутствие вдува.

При наличии отсоса через пористую стенку (см. рис. 3,в) протяженность области возвратного течения уменьшается, а угловой вихрь, имеющий место на непроницаемой поверхности, исчезает.

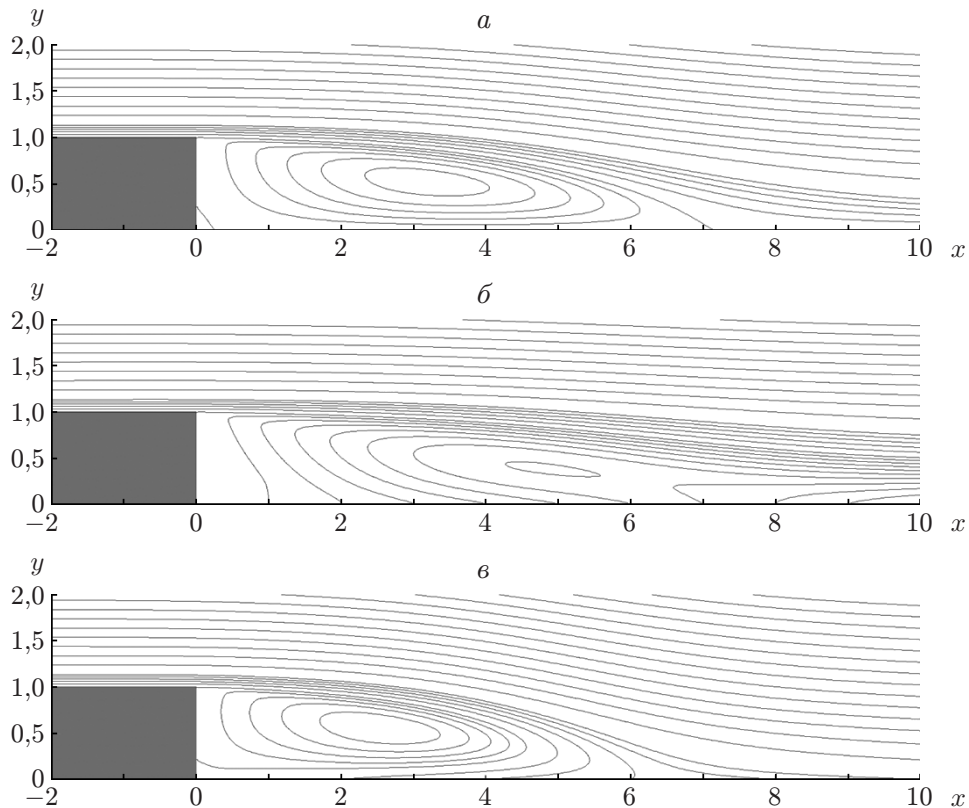


Рис. 3. Линии тока при отрыве в ограниченном канале ($ER = 1,2$, $Re_H = 5000$):
a — непроницаемая стенка ($F = 0$), *б* — проницаемая стенка при наличии вдува ($F = 0,01$), *в* — проницаемая стенка при наличии отсоса ($F = -0,01$)

Таким образом, и вдув, и отсос оказывают существенное влияние на формирование потока после его отрыва с кромки уступа. Соответственно величина поперечного потока на поверхности и его направление будут оказывать влияние на основные параметры течения, такие как координата точки присоединения, трение и теплоотдача. Это подтверждают данные, представленные на рис. 4.

При обтекании уступа (см. рис. 4,*a*) наличие вдува приводит к уменьшению трения как в области возвратного течения, так и за точкой присоединения потока. При интенсивном вдуве ($F \approx 0,01$) трение всюду на пластине близко к нулю, что свидетельствует о приближении к режиму оттеснения пограничного слоя. При наличии отсоса трение увеличивается как в зоне отрыва, так и за точкой присоединения потока. При интенсивном отсосе (см. рис. 4,*a*) трение также увеличивается как в области возвратного течения, так и за точкой присоединения потока. При этом абсолютные значения касательных напряжений на стенке в этих двух областях почти одинаковы.

Аналогичное влияние поперечный поток вещества оказывает на интенсивность теплообмена (см. рис. 4,*б*). Изменение величины и направления скорости на стенке может привести к существенному изменению конвективного теплопереноса. Так, для представленных на рис. 4,*б* данных ($F = 0 \pm 0,01$) число Нуссельта изменяется приблизительно в 20 раз. Подобная картина наблюдается и при других значениях числа Рейнольдса.

Влияние вдува (отсоса) на координаты точки присоединения и точки, в которой коэффициент теплоотдачи достигает максимума, показано на рис. 5. В качестве точки присоединения принималась координата, при которой касательное напряжение на стенке равно

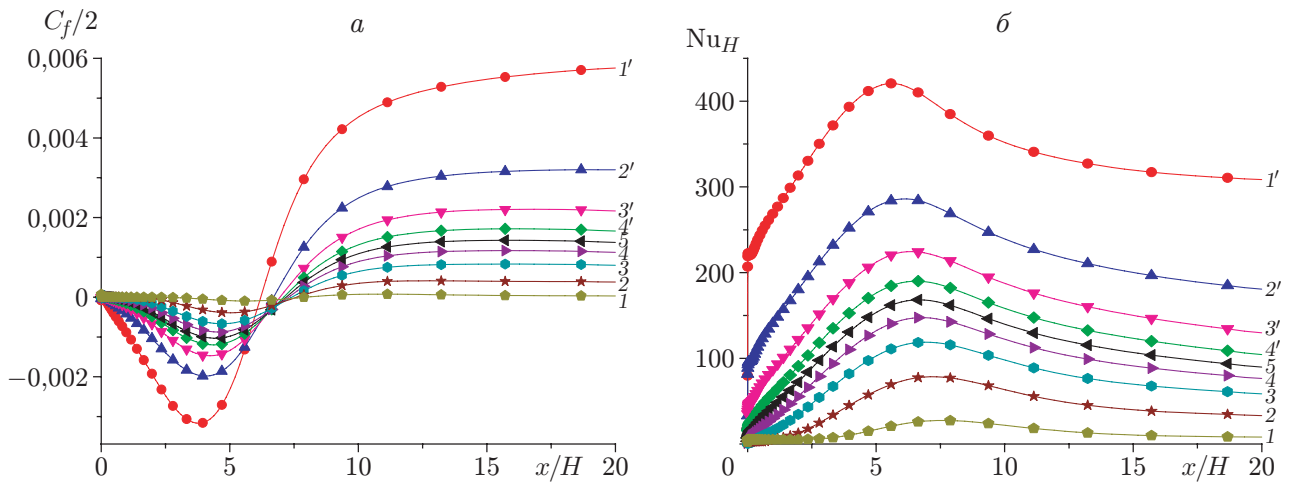


Рис. 4. Распределения коэффициентов трения (а) и теплообмена (б) вдоль пористой стенки при отрыве потока за обратным уступом ($Re_H = 5 \cdot 10^4$):
 1–4 — при наличии вдува, 1'–4' — при наличии отсоса, 5 — в отсутствие вдува (отсоса);
 1 — $F = 0,01$, 1' — $F = -0,01$, 2 — $F = 0,005$, 2' — $F = -0,005$, 3 — $F = 0,0025$, 3' — $F = -0,0025$, 4 — $F = 0,001$, 4' — $F = -0,001$

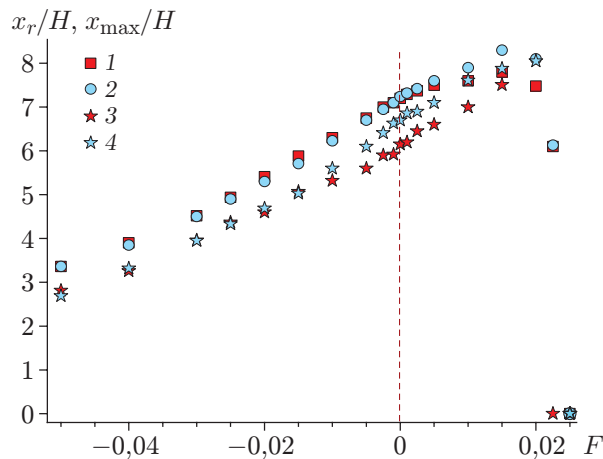


Рис. 5. Зависимость длины отрывной зоны x_r (1, 2) и координаты точки максимума теплоотдачи x_{max} (3, 4) от скорости вдува (отсоса) при различных значениях числа Рейнольдса:
 1, 3 — $Re_H = 5000$, 2, 4 — $Re_H = 50000$

нулю ($\tau_w = 0$). При наличии отсоса длина отрывной зоны уменьшается более чем в два раза по сравнению со случаем отрыва на непроницаемой стенке. При вдуве длина зоны отрыва сначала увеличивается, затем резко уменьшается вплоть до полного оттеснения потока от пористой стенки.

Положение точки, в которой теплоотдача достигает максимального значения, меняется аналогичным образом. Максимальное значение теплообмена достигается на некотором расстоянии (приблизительно равном одному калибру по высоте уступа) до точки присоединения, что отмечалось и в работах [43, 46]. Следует отметить, что поведение указанных характеристик отрывного течения слабо зависит от числа Рейнольдса, особенно при наличии отсоса пограничного слоя.

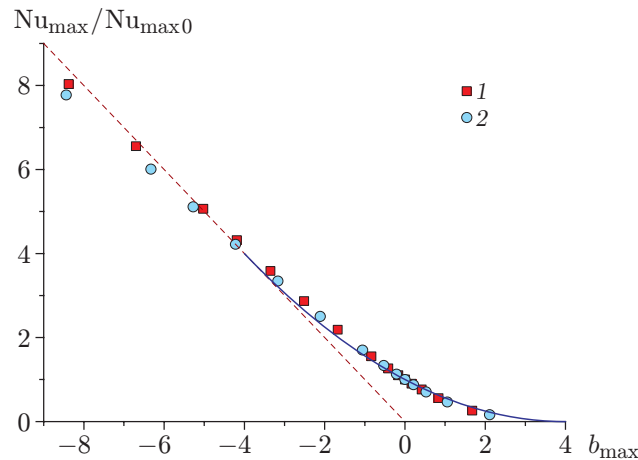


Рис. 6. Зависимость $Nu_{\max} / Nu_{\max 0}$ от параметра проницаемости b_{\max} : точки — результаты настоящей работы (1 — $Re_H = 5000$, 2 — $Re_H = 50\,000$), сплошная линия — результаты работы [23], штриховая — результаты, полученные по асимптотической теории пограничного слоя

Использование асимптотической теории пограничного слоя [23] позволяет эффективно исследовать турбулентный теплообмен на проницаемых поверхностях, однако она не применима для случая отрыва потока. Тем не менее с помощью этой теории можно оценить такие величины теплообмена в отрывном потоке, как максимальное Nu_{\max} или осредненное по поверхности число Нуссельта.

На рис. 6 приведены зависимости отношения чисел Нуссельта в точке максимума $Nu_{\max} / Nu_{\max 0}$ от параметра проницаемости $b_{\max} = F / St_{\max 0}$ (Nu_{\max} , $Nu_{\max 0}$ — максимальные числа Нуссельта на поверхности при наличии вдува (отсоса) и его отсутствии соответственно; число Стэнтона рассчитывается по максимальному значению числа Нуссельта при отрыве потока на непроницаемой стенке $St_{\max 0} = Nu_{\max 0} / (Re_H Pr)$). Видно, что результаты, полученные в широком диапазоне скоростей вдува и чисел Рейнольдса, хорошо согласуются между собой и с зависимостью для случая теплообмена на проницаемой поверхности [23]

$$\frac{Nu_{\max}}{Nu_{\max 0}} = \left(1 - \frac{b_{\max}}{4}\right)^2.$$

Таким образом, формула [23] позволяет рассчитать максимальное (или среднее) значение теплообмена при различных параметрах проницаемости. Число Нуссельта на непроницаемой пластине $Nu_{\max 0}$ можно определить по корреляционным соотношениям, полученным на основе результатов физических [47, 48] и численных [49] экспериментов. Результаты расчетов, проведенных в настоящей работе, хорошо согласуются с результатами [48, 49] и отличаются от данных [47] не более чем на 20 %.

Заключение. Анализ результатов численного моделирования структуры течения и теплообмена в турбулентном отрывном потоке в канале с внезапным расширением при наличии пористого вдува (отсоса) показал, что увеличение интенсивности поперечного потока вещества на стенке в случае отсоса приводит к уменьшению отрывной зоны, в случае вдува — к ее увеличению вплоть до достижения режима оттеснения пограничного слоя. Коэффициенты теплоотдачи значительно увеличиваются при увеличении интенсивности отсоса и уменьшаются при вдуве. Показано, что зависимость максимального коэффициента теплоотдачи от параметра проницаемости достаточно точно описывается асимптотической теорией турбулентного пограничного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Simpson R. G.** A review of some phenomena in turbulent flow separation // *J. Flow Engng.* 1981. V. 103. P. 520–533.
2. **Gad-el-Hak M.** Modern developments in flow control // *Appl. Mech. Rev.* 1996. V. 49, iss. 7. P. 365–379.
3. **Ota T.** A survey of heat transfer in separated and reattached flows // *Appl. Mech. Rev.* 2000. V. 53. P. 219–235.
4. **Togun H., Kazi S. N., Badarudin A.** A review of experimental study of turbulent heat transfer in separated flow // *Austral. J. Basic Appl. Sci.* 2011. V. 5, N 10. P. 489–505.
5. **Терехов В. И.** Проблемы теплообмена в отрывных течениях // Тр. 4-й Рос. нац. конф. по теплообмену (РНКТ-4), Москва (Россия), 23–27 окт. 2006 г. М.: Издат. дом Моск. энерг. ин-та. 2006. Т. 1. С. 103–111.
6. **Park H., Jeon W.-P., Choi H., Yoo J. Y.** Mixing enhancement behind a backward-facing step using tabs // *Phys. Fluids.* 2007. V. 19. 105103.
7. **Miau J. J., Lee K. C., Chen M. H., Chou J. H.** Control of separated flow by a two-dimensional oscillating fence // *AIAA J.* 1991. V. 29. P. 1140–1148.
8. **Neumann J., Wengle H.** DNS and LES of passively controlled backward-facing step flow // *Flow, Turbulence Combust.* 2003. V. 71. P. 297–310.
9. **Терехов В. И., Смульский Я. И.** Экспериментальное исследование теплообмена при взаимодействии двух отрывных потоков различного масштаба // *ПМТФ.* 2015. Т. 56, № 5. С. 156–164.
10. **Терехов В. И., Смульский Я. И., Шаров К. А.** Экспериментальное исследование структуры отрывного течения за уступом при наличии пассивного возмущения // *ПМТФ.* 2016. Т. 57, № 1. С. 207–215.
11. **Bogatko T. V., D'yachenko A. Yu., Terekhov V. I., Yarygina N. I.** Control of heat transfer in separated flows with the help of miniturbulators // *Proc. of the 14th Intern. heat trans. conf. (IHTC14), Washington, Aug 8–13, 2010.* Washington: Hemisphere Publ., 2010. V. 2. P. 303–309.
12. **Batikh A., Baldas L., Caen R., et al.** Experimental characterization of sub-millimetric fluidic actuators: application to boundary layer separation control // *Exp. Heat Transfer.* 2010. V. 23, iss. 1. P. 4–26.
13. **Chun S., Lee I., Sung H. J.** Effect of spanwise — varying local forcing on turbulent separated flow over a backward-facing step // *Exp. Fluids.* 1999. V. 26. P. 437–440.
14. **Šaric S., Jakirlic S., Tropea C.** A periodically perturbed backward-facing step flow by means of LES, DES and T-RANS: An example of flow separation control // *J. Fluids Engng.* 2005. V. 127. P. 879–887.
15. **Warsop C., Hucker M., Press A. J., Dawson P.** Pulsed air-jet actuators for flow separation control // *Flow Turbulence Combust.* 2007. V. 78. P. 255–281.
16. **Sano M., Suzuki I., Sakuraba K.** Control of turbulent channel flow over a backward-facing step by suction // *J. Fluid Sci. Technol.* 2009. V. 4, iss. 1. P. 188–199.
17. **Uruba V., Jonas P., Mazur O.** Control of a channel — flow behind a backward-facing step by suction/blowing // *Intern. J. Heat Fluid Flow.* 2007. V. 28. P. 665–672.
18. **Oyakawa K., Taira T., Senaha I., Nosoko T.** Heat transfer control by using jet discharge in reattachment region downstream of a backward-facing step // *Intern. Comm. Heat Mass Transfer.* 1995. V. 22, N 3. P. 343–352.
19. **Давлетшин И. А., Михеев Н. И., Молочников В. М.** Отрыв пульсирующего потока // *Докл. АН.* 2007. Т. 417, № 6. С. 760–763.

20. **Valencia A., Hinojosa L.** Numerical solutions of pulsating flow and heat transfer characteristics in a channel with a backward-facing step // *Heat Mass Transfer*. 1997. V. 32. P. 143–148.
21. **Isomoto K., Honami S.** The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward-facing step // *Trans. ASME. J. Fluids Engng.* 1989. V. 111. P. 87–92.
22. **Terekhov V. I., Yarygina N. I., Zhdanov R. F.** Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2003. V. 46, N 23. P. 4535–4551.
23. **Кутателадзе С. С.** Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое / С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. М.: Энергия, 1972.
24. **Ерошенко В. М.** Гидродинамика и тепломассообмен на проницаемых поверхностях / В. М. Ерошенко, Л. И. Зайчик. М.: Наука, 1984.
25. **Abu-Hijleh B.** Heat transfer from a 2D backward facing step with isotropic porous floor segments // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2000. V. 43. P. 2727–2737.
26. **Abu-Hijleh B.** Convection heat transfer from a laminar flow over a 2-D backward facing step with asymmetric and orthotropic porous floor segments // *Numer. Heat Transfer. Pt A. Applications*. 1997. V. 31, N 3. P. 325–335.
27. **Chen X. B., Yu P., Winoto S. H., Low H. T.** Forced convection over a backward-facing step with a porous floor segment // *Numer. Heat Transfer. Pt A. Applications*. 2008. V. 53, N 11. P. 1211–1230.
28. **Abu-Hijleh B.** Incompressible turbulent reattaching shear layer flow over a backward facing step with orthotropic porous floor segments // *Intern. J. Fluid Mech. Res.* 1999. V. 26, N 6. P. 568–583.
29. **Шишов Е. В., Роганов П. С., Заболоцкий В. П., Атаян Р. Ш.** Распределение коэффициентов поверхностного трения и чисел St за обратным уступом при наличии пористого вдува // *Инж.-физ. журн.* 1987. Т. 53, № 4. С. 666–667.
30. **Yang J.-T., Tsai B. B., Tsai G. L.** Separated-reattaching flow over a back-step with uniform normal mass bleed // *J. Fluids Engng.* 1994. V. 116. P. 29–35.
31. **Yang J.-T., Tsai C.-H.** High temperature heat transfer of separated flow over a sudden-expansion with base mass injection // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1996. V. 39. P. 2293–2301.
32. **Yang J.-T., Gu J.-D., Ma W.-J.** Transient cooling effect by wall mass injection after back-step in high temperature flow field // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2001. V. 44. P. 843–855.
33. **Бояршинов Б. Ф., Федоров С. Ю.** Тепло- и массоперенос и стабилизация горения в пограничном слое за ребром и за уступом // *Физика горения и взрыва*. 2013. Т. 49, № 5. С. 3–7.
34. **Richardson J., de Groot W. A., Jagoda J. I., et al.** Solid fuel ramjet simulator results: Experiment and analysis in cold flow // *J. Propuls.* 1985. V. 1, N 6. P. 488–493.
35. **Pitz R. W., Daily J. W.** Combustion in a turbulent mixing layer formed at a rearward-facing step // *AIAA J.* 1983. V. 21, N 11. P. 1565–1570.
36. **Yang J.-T., Wu C. Y.-Y., Din S.-J.** Ignition transient of a polymethylmethacrylate slab in a sudden-expansion combustor // *Combust. Flame*. 1994. V. 98. P. 300–308.
37. **Raghunandan B. N., Yogesh G. P.** Recirculating flow over a burning surface — flame structure and heat transfer augmentation // *Proc. of the 22nd Intern. symp. on combustion, Seattle (USA), Aug. 14–19, 1988. Pittsburgh: Combust. Inst., 1988. P. 1501–1507.*
38. **Батенко С. Р., Терехов В. И.** Трение и теплообмен в ламинарном отрывном потоке за прямоугольным уступом при наличии пористого вдува и отсоса // *ПМТФ*. 2006. Т. 47, № 1. С. 18–28.
39. **Abu-Nada E., Al-Sarkhi A., Akash B., Al-Hinti I.** Heat transfer and fluid flow characteristics of separated flows encountered in a backward-facing step under the effect of suction and blowing // *J. Heat Transfer*. 2007. V. 129. P. 1517–1528.

40. **Yang Y. T., Huang M. L.** Numerical studies of heat transfer characteristics by using jet discharge at downstream of a backward-facing step // *Acta Mech.* 1998. V. 128. P. 29–37.
41. **Le H., Moin P.** Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step // Stanford Univ., Center for Turbulence Research, *Ann. Res. Briefs.* 1992. P. 161–173.
42. **Rosti M. E., Cortelezzi L., Quadrio M.** Direct numerical simulation of turbulent channel flow over porous walls // *J. Fluid Mech.* 2015. V. 784. P. 396–442.
43. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И., Жданов Р. Ф.** Особенности течения и теплообмена при отрыве турбулентного потока за уступом и ребром. 2. Теплообмен в отрывном течении // *ПМТФ.* 2003. Т. 44, № 4. С. 83–94.
44. **Lien F., Kalitzin G.** Computations of transonic flow with the v^2-f turbulence model // *Intern. J. Heat Fluid Flow.* 2001. V. 22, N 1. P. 53–61.
45. **Rhie C. M., Chow W. L.** Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation // *AIAA J.* 1983. V. 21. P. 1525–1532.
46. **Sparrow E. M., Kang S. S., Chuck W.** Relation between the points of flow reattachment and maximum heat transfer for regions of flow separation // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 1987. V. 30. P. 1237–1246.
47. **Леонтьев А. И., Ивин В. И., Грехов Л. В.** Полуэмпирический способ оценки уровня теплообмена за точкой отрыва пограничного слоя // *Инж.-физ. журн.* 1984. Т. 47, № 4. С. 543–550.
48. **Ota T., Nishiyama H.** A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 1987. V. 30, N 6. P. 1193–1200.
49. **Терехов В. И., Богатко Т. В.** Влияние толщины пограничного слоя перед отрывом на аэродинамические характеристики и теплообмен за внезапным расширением в трубе // *Теплофизика и аэромеханика.* 2008. Т. 15, № 1. С. 99–106.

*Поступила в редакцию 27/I 2016 г.,
в окончательном варианте — 15/III 2016 г.*