

## ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ В УЗКОМ КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ НА ОДНОЙ ИЗ СТЕНОК ОДНОРЯДНОГО ПАКЕТА НАКЛОННЫХ ТРАНШЕЙНЫХ ЛУНОК

© 2025 г. В. И. Терехов<sup>a,b,\*</sup>, И. А. Чохар<sup>a,\*\*</sup>, Н. Ян Лун<sup>a,b,\*\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия*  
<sup>b</sup> *Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

\*e-mail: v.terekhov2010@yandex.ru

\*\*e-mail: dstarter1@mail.ru

\*\*\*e-mail: yln1999@mail.ru

Поступила в редакцию 16.10.2024 г.

После доработки 05.02.2025 г.

Принята к публикации 15.03.2025 г.

Представлены результаты экспериментального исследования аэродинамики течения в узком канале высотой прямоугольного сечения  $H = 20$  мм и соотношением сторон, равным  $AR = 7.5$  при наличии на его поверхности системы удлиненных траншейных лунок с поперечным сечением в форме цилиндрического сегмента. Лунки шириной  $D/H = 0.75$  с относительной глубиной  $\Delta/D = 0.22$  и длиной  $L/D = 7$  калибров располагаются под фиксированным углом к продольной оси канала, равным  $\varphi = 45^\circ$ . Всего в пакете было семь траншей, шаг между ними оставался одним и тем же  $h/D = 2$ . Число Рейнольдса, рассчитанное по гидравлическому диаметру, в опытах по измерению компонент скоростей и пульсаций скорости было постоянным и равным  $Re_{ch} = 3.9 \cdot 10^4$ . Гидравлические потери измерялись в широком диапазоне чисел Рейнольдса от  $Re_{ch} = 1.9 \cdot 10^4$  до  $Re_{ch} = 1.1 \cdot 10^5$ . В экспериментах измерялись компоненты скорости и их пульсации в продольном и поперечном направлениях для канала с траншеями на одной стенке, а гидравлическое сопротивление канала с траншеями на одной и двух противоположных стенках. Установлено, что профили продольной скорости  $U_z$  значительно отличаются в зависимости от положения внутри лунки для всех исследованных траншей. На входной части траншеи, в которую втекает поток, формируется зона отрыва пограничного слоя. Протяженность этой зоны вдоль траншеи не превышает одного калибра и далее по размаху траншеи отрицательных величин скорости  $U_z$  не наблюдается. По мере продвижения вдоль траншеи, интенсивность вихревого движения газа внутри значительно ослабляется. Аналогичная структура течения наблюдалась авторами ранее (Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29. № 6. С. 935) в одиночной траншейной лунке с теми же геометрическими параметрами.

*Ключевые слова:* турбулентное течение, траншейная лунка, отрыв потока, пульсации скорости

**DOI:** 10.7868/S3034534025040093

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование течения и теплообмена на поверхностях при наличии впадин (лунок) различной формы проводятся в последние годы чрезвычайно интенсивно в связи с запросами практических приложений и, в частности, при создании компактных теплообменников, где требуется высокая интенсификация теплообмена при умеренных гидравлических потерях. В этой области науки и технологии достигнут определенный прогресс, а с основными достижениями можно ознакомиться в ряде обзорных статей и монографий [1–5].

Существует достаточно много форм каверн, используемых для модификации теплообменных поверхностей. Большое число экспериментальных и численных работ посвящено изучению структуры течения, как в одиночной сферической лунке [6, 7], так и в их системах [8–10]. В этих работах показано, что обтекание поверхности является трехмерным и вихревым и оно зависит от целого ряда факторов. При этом внутри сферических лунок возникают застойные зоны с наибольшей скоростью

возвратного течения не превышающей 20–25% от среднерасходной  $U_m$ . По этой причине уровень теплообмена здесь понижен по сравнению с плоской поверхностью, а эффект интенсификации наблюдается только на задней кромке лунки и в ее следе.

Кроме сферических каверн предложен еще целый ряд форм углублений, таких, например, как несимметричные и V-образные лунки [11–14], каверны овально-траншейной формы [15], капсюльной конфигурации [16], а также сложные комбинации, одновременно сочетающие наличие на обтекаемой поверхности, как впадин, так и выступов [17]. Отметим, что каждая из рассматриваемых форм впадин имеет специфические особенности формирования поля осредненного и пульсационного течения, однако на интенсивность процессов переноса они сказываются незначительно.

Высокими теплогидравлическими показателями обладают интенсификаторы теплообмена в виде чередующихся цилиндрических впадин или выступов, нормально ориентированных к направлению потока [2, 18]. Особенно эффективным оказалось их использование при течении в трубах и в настоящее время такой метод интенсификации широко распространен в ряде энергетических устройств.

Дальнейшим развитием данного направления является изучение гидродинамических и тепловых характеристик, так называемых, траншейных лунок, которые представляют собой удлиненную цилиндрическую каверну с замыкающими на ее концах двумя полусферами. Тем самым предполагалось использование положительных, в смысле улучшения теплоотдачи, свойств цилиндрической части лунки, так и дополнительной интенсификации теплообмена за счет вихреобразования в полусферических частях траншеи. При этом траншейные лунки могли быть различной длины и при варьировании угле наклона их к продольной оси канала. По данным большого числа численных исследований [5, 19] поверхности с подобными вихрегенераторами обладают аномально высокими теплообменными свойствами. На входе в траншею в ее полусферической части формируется вихревое течение, которое за счет экстремально высокого градиента давления поперек траншеи интенсифицируется, что приводит к увеличению продольной компоненты скорости, которая может заметно превышать ее значение на оси канала. Однако число экспериментальных работ, посвященных изучению особенностей локальной структуры осредненного течения и характеристик турбулентности в этой области, ограничено, и они в настоящее время не подтверждают выводов, следуемых из численных исследований. Более подробно с современным состоянием численных исследований аэродинамических и тепловых процессов в наклонных траншейных лунках можно ознакомиться в работе [5].

Экспериментального подтверждения наличия аномально высоких скоростей вихревого возвратного и вторичного течений, а также теплоотдачи в наклонных траншеях к настоящему времени не получено. В имеющихся исследованиях структуры течения в одиночных, как в мелких ( $\Delta/D = 0.22$ ) [1], так и в глубоких ( $\Delta/D = 0.5$ ) [20] траншейных лунках, расположенных под углом  $\varphi = 45^\circ$ , профили продольной компоненты скорости сильно отличаются в зависимости от местоположения рассматриваемого сечения по размаху траншеи. Так, область с наличием мощного вихревого течения находится в пределах полусферы на входе в каверну. Далее, по мере развития течения вдоль траншеи, рециркуляционное течение внутри нее ослабевает, так что к ее середине наблюдается практически полное вырождение вихревого движения среды. При этом почти вдвое снижается интенсивность турбулентности по мере продвижения потока от входа в траншею к ее выходу.

Измерение полей давления на поверхности удлиненной траншейной лунки при вариации ее угла наклона относительно оси канала, проведенное в работах [1] и [20–22], подтверждают результаты экспериментов по структуре течения. Практически на всей цилиндрической части траншеи коэффициент давления на дне траншеи равен нулю. Это говорит об отсутствии возвратного рециркуляционного течения газа на большой протяженности траншеи.

Несмотря на отличия в размерах траншеи и геометрии канала, полученные в этих работах результаты имеют качественно подобный вид. Изменение коэффициента давления в поперечном к траншее направлении схоже с таковым для сферической лунки: сразу за точкой отрыва потока на передней кромке формируется область разрежения, а на задней кромке — зона повышенного давления. Если уровень разрежения в зоне рециркуляции слабо зависит от угла наклона траншеи, то в области натекания сдвигового потока на заднюю поверхность величина коэффициента давления возрастает по мере увеличения угла поворота и становится максимальной при перпендикулярном расположении к направлению основного течения. Далее, в области за траншеей, вновь происходит отрыв потока от задней кромки и его повторное присоединение к плоской поверхности канала.

В распределении давления вдоль большой оси траншеи можно отметить три характерные зоны. В области входа потока в траншею, где расположена замыкающая каверну полусфера, вначале давле-

ние резко падает, а затем также интенсивно нарастает, что связано с отрывом потока на входе в канавку. Эта область относительно невелика по протяженности и, как правило, не превышает  $s/D < 1.5$  калибра, где  $D$  – ширина траншеи. В области выхода газа из траншеи за счет торможения потока давление вновь возрастает. Причем его максимум наблюдается при углах наклона траншеи  $\varphi = 30^\circ - 45^\circ$ .

Экспериментальные работы по изучению аэродинамики и теплообмена системы траншейных лунок практически отсутствуют. Исключение составляет работы [23, 24], где визуализационными методами изучена структура потоков, суммарные гидравлические потери при двух- и четырехрядном расположении траншей под углом друг к другу на одной из стенок плоского канала, а также конвективный теплообмен. При сравнении с данными для гладкого канала оказалось, что наличие траншейных лунок практически не сказывается на интегральном теплообмене и гидравлическом сопротивлении при ламинарном режиме течения. В турбулентном режиме число рядов траншей, а также ориентация траншей по потоку или против его не влияет на интенсивность суммарного теплообмена и сопротивления, а эффект интенсификации теплообмена траншеями может достигать 50%, в то время как гидравлические потери растут более существенно. При этом зависимость потерь давления от числа Рейнольдса качественно согласуется с закономерностями обтекания каналов с песочной шероховатостью.

Из представленного краткого обзора следует вывод об отсутствии в литературе экспериментальной информации о локальной структуре течения и турбулентным характеристикам в окрестности поверхностей с системой чередующихся наклонных траншей цилиндрической формы. Настоящая работа восполняет этот пробел и является дальнейшим развитием исследований авторов [1, 20], в которых экспериментально изучалась аэродинамика одиночной цилиндрической траншеи различной глубины.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты проводились на стенде, подробное описание которого дано в работе [1]. Рабочий участок (рис.1) представлял собой канал прямоугольной формы с внутренним поперечным сечением  $H \times B = 20 \times 150 \text{ мм}^2$ , так что отношение сторон составляло  $AR = 7.5$ , а гидравлический диаметр  $D_{\Gamma} = 35.3 \text{ мм}$ . Длина канала была равной 800 мм. Перед рабочим участком располагалась промежуточная вставка с выравнивающими поток сетками и сопло Витошинского. Течение в сечении перед траншеями было развитым за счет предвключенного гладкого участка длиной 500 мм.

Все траншеи в пакете имеют одинаковую геометрию. Они представляют собой цилиндрическую выемку со сферическими закруглениями на концах. Глубина лунок равна  $\Delta = 3.3 \text{ мм}$ , ширина  $D = 15 \text{ мм}$ , а длина  $L = 105 \text{ мм}$ . При этом относительная протяженность всей лунки составляла  $L/D = 7.0$  калибров, а длина ее цилиндрической части равна 90.6 мм. Радиус цилиндрической поверхности траншеи был равен  $R = 9.5 \text{ мм}$ , а отношение ее глубины к ширине  $\Delta/D = 0.22$ . По принятой классификации такие траншеи считаются мелкими. Края траншеи были незначительно притуплены с радиусом скругления порядка 0.5 мм. Шаг лунок в направлении оси  $z$  был равен  $h = 30 \text{ мм}$ , а угол наклона к оси канала  $\varphi = 45^\circ$ .

Всего в пакете располагалось семь траншей. Как показано на рис. 1а, они имеют нумерацию от начала канала по порядку, от № 1 до № 7. В каждой лунке вдоль оси  $s$  выбраны три характерные точки, в которых производились измерения профилей скорости по высоте канала: это точка  $L$  ( $x/D = -2.0$ ) – место сопряжения цилиндрической и сферической частей в области входа в траншею, точка  $C$  ( $x/D = 0.0$ ) – центр траншеи и точка  $R$  ( $x/D = +2.0$ ) – сопряжение цилиндра и сферы в выходной области.

Профили компонент скорости были измерены в канале в случае расположения траншей только на одной стенке, вторая при этом оставалась гладкой. Гидравлическое сопротивление канала определялось как с одной, так и двумя противоположными стенками с траншеями.

Измерение перепадов давления по длине канала  $\Delta p$  производилось электронным дифференциальным манометром ДМ2 с точностью 0.1 Па. Коэффициент гидравлического сопротивления  $\lambda$  определялся по следующей формуле:

$$\lambda = \frac{2 \cdot D_{\Gamma} \cdot \Delta p}{L_{\text{тар}} \cdot \rho \cdot U_m^2},$$

где  $U_m$  – средняя скорость в канале,  $L_{\text{таp}}$  – расстояние между приемниками давления, которые располагались на 30 мм от начала траншей и 40 мм после их окончания. Такие же измерения проводились и для гладкого канала, которые использовались для сопоставления с данными для канала с траншеями.

Расход воздуха  $Q$  через канал измерялся с неопределенностью, не превышающей 1%. По величине  $Q$  определялось значение средней скорости в канале  $U_m$ , которая использовалась при вычислении гидравлического сопротивления канала и для представления опытных данных в безразмерной форме.

Все эксперименты по измерению компонент скоростей проведены при одной и той же средней скорости в канале  $U_m = 16.6$  м/с, что соответствовало числу Рейнольдса, рассчитанному по гидравлическому диаметру канала  $Re_{ch} = 3.9 \cdot 10^4$ . Гидравлические потери измерялись в широком диапазоне чисел Рейнольдса от  $Re_{ch} = 1.9 \cdot 10^4$  до  $1.1 \cdot 10^5$ .

Измерение профилей скорости по высоте канала производилось двухкомпонентным лазерным доплеровским анемометром ЛАД – 06С, работающего в режиме обратного рассеивания. Перемещение оптического измерительного объема осуществлялось автоматизированным координатным устройством с точностью позиционирования 0.1 мм. Воздушный поток в канале запылялся глицериновыми частицами диаметром не более 1 мкм, производимые генератором аэрозоля конденсационного типа. Измерительный объем, образованный пересечением лазерных лучей, составляет 50 мкм в высоту и 1 мм в длину.

Две ортогональные компоненты скорости  $U_z$  и  $V_x$ , а также соответствующие флуктуации измерялись в сечениях как поперек, так и вдоль большой оси траншеи. Проведенные оценки неопределенности измерения скорости в настоящих экспериментах с учетом инструментальной погрешности комплекса ЛАД-06С показали, что ее значения не превышают 2% для средней скорости и 5% для интенсивности турбулентных пульсаций.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### 2.1. Профили продольной скорости $U_z$ при обтекании системы траншейных лунок

Для измерения распределения компонент скоростей по высоте канала были выбраны три характерные координаты  $L$ ,  $C$ ,  $R$  (рис. 1а) вдоль продольной оси всех траншей. Координаты  $L$  и  $R$  соответствуют местам сопряжения цилиндрической части траншеи с полусферическими закруглениями на концах траншеи, а координата  $C$  – середине траншеи. Таким образом, полученные распределения скорости характеризуют структуру течения на входе в траншею, в середине и на выходе потока газа из траншеи.

Рассмотрим результаты измерений в лунке № 5. Проследим, как изменится структура потока при продвижении от начала лунки к ее концу вдоль большой оси траншеи. Эти данные демонстрируются на рис. 2а. Положительные значения вертикальной координаты  $y/H$  относятся к области канала, отрицательные – к лунке. На входе в лунку (точка  $L$ ) происходит отрыв пограничного слоя. Возникает характерное возвратное течение с максимальной скоростью рециркуляции, составляющей 20% от среднерасходной скорости  $U_m$ . Максимум скорости возвратного течения располагается чуть ниже половины глубины лунки.

Течение вдоль противоположной от стенки канала с траншеями практически не подвергается воздействию возмущений, создаваемых системой траншей. Во всех случаях профили продольных скоростей располагаются близко между собой и совпадают с измерениями в гладком канале, в то время как на поверхности с траншеями распределение скоростей принципиально отличаются в зависимости от координаты  $s$ .

В области входа потока в траншею (точка  $L$ ) профиль скорости максимально наполнен так, что в слое смещения на высоте  $y/H = 0$  скорость достигает величины  $0.9U_m$ . При продвижении вдоль оси  $s$  до точки  $C$  (центр лунки), возвратного течения газа внутри траншеи уже не наблюдается вплоть до выхода из траншеи. Это свидетельствует о том, что происходит интенсивное вырождение вихревых структур в траншее. Профиль скорости в точке  $C$  становится менее заполненным по сравнению со входной частью траншеи (точка  $L$ ) и тенденция снижения градиента скорости в пристенной части продолжается вплоть до выхода из траншеи (точка  $R$ ). Влияние лунки на ядро потока в этих сечениях снижается и профиль продольной скорости  $U_z$  в области над траншеей становится близким к распределению в гладком канале.

Для оценки влияния лунок друг на друга, рассмотрим профили скорости в одной и той же точке  $L$ , но в разных лунках. Эти данные демонстрируются на рис. 2б. Видно, что профили скоростей

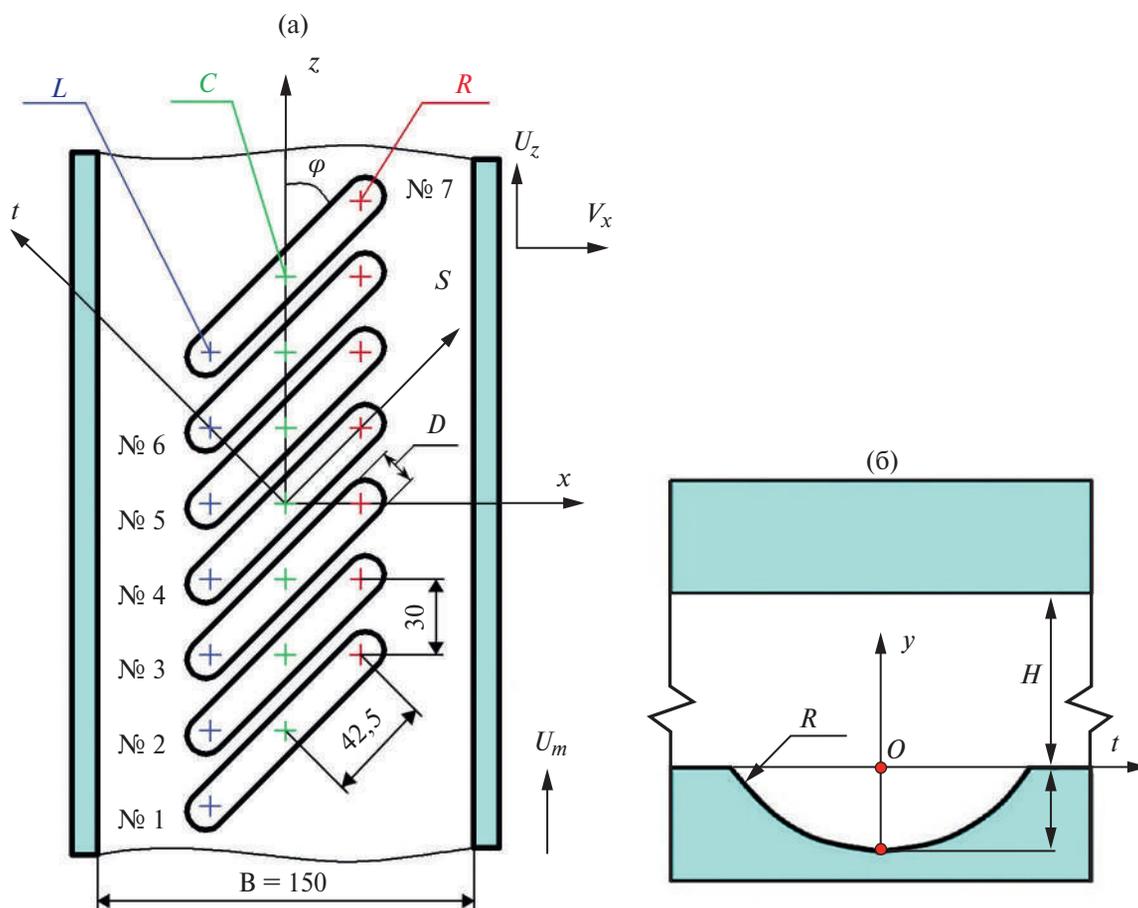


Рис. 1. Схема рабочего канала и исследуемая геометрия системы лунок. Вид сверху, система координат и места измерения профилей скорости и их пульсаций (а); поперечное сечение канала (б). Все размеры указаны в мм.

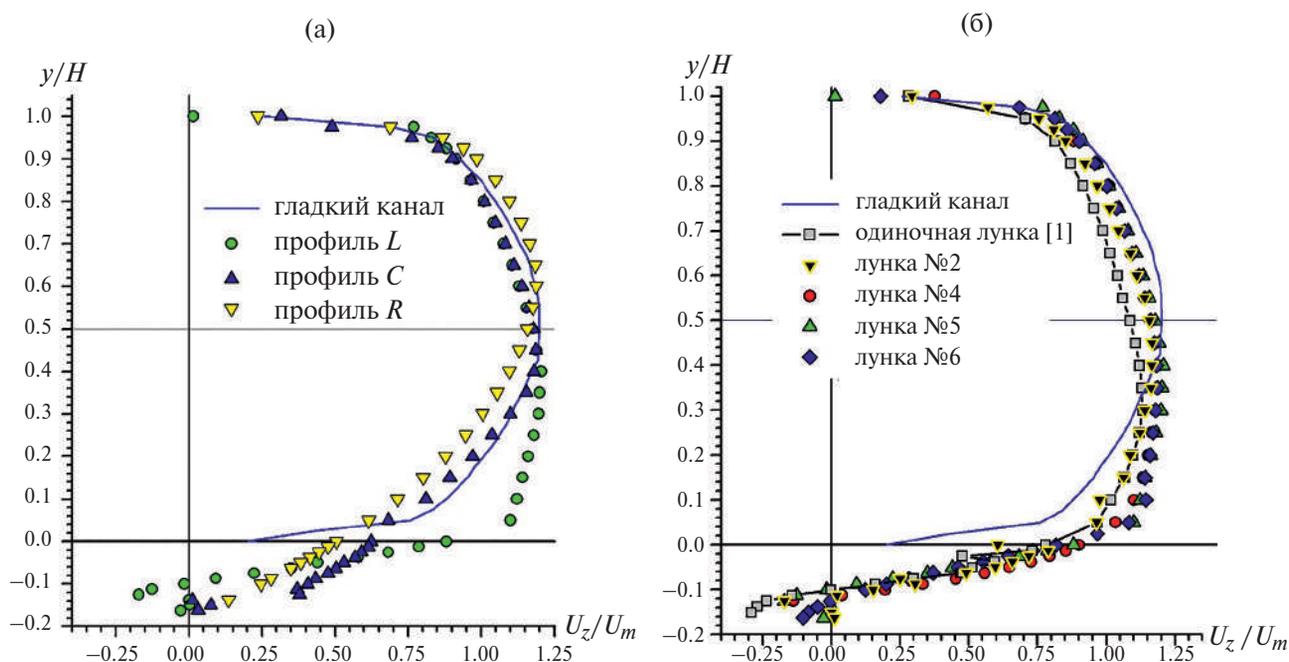


Рис. 2. Профили продольной компоненты скорости  $U_z$  в выбранных точках траншеи: для лунки № 5, в точках  $L, C, R$  (а); для лунок № 2, 4, 5, 6 в точке  $L$  (б).

мало отличаются между собой, а также располагаются близко с профилем продольной скорости  $U_z$  в канале с одиночной траншеей из работы [1]. Однако, как это следует из рис. 2б, полного совпадения профилей скорости в канале к седьмой траншее не достигается, несмотря на интенсивные процессы перемешивания в пристенной части течения. Внутри траншей также наблюдается отличие профилей и для более удаленных траншей интенсивность возвратных течений значительно ослабевает.

## 2.2. Профили поперечной скорости $V_x$ в системе наклонных траншейных лунок

Результаты измерений поперечной компоненты скорости  $V_x$  в канале с траншейными лунками демонстрируются на рис. 3. Как и на рис. 2, здесь показаны профили скорости в трех точках вдоль большой оси траншеи ( $L$ ,  $C$  и  $R$ ) (рис. 3а) и в различных по счету траншеях, но в одной и той же точке  $L$  (рис. 3б).

При входе в лунку (точка  $L$ ) на протяжении всей высоты канала движение газа в поперечном направлении отсутствует. В то же время внутри траншеи ( $y/H < 0$ ) от ее входа к выходу начинает формироваться течение по направлению оси  $s$ . В сечении  $L$  скорость поперечного потока газа не велика, и она не превышает  $V_{x\max} = 0.2U_m$ . Затем, по мере продвижения к точкам  $C$  и  $R$ , поперечная скорость в самой лунке нарастает и достигает порядка  $0.5U_m$ . При этом в ядре потока воздух движется в противоположном направлении и его величина весьма ощутима  $V_{x\max} = 0.15U_m$ . Такое поведение течения в ядре потока обусловлено перераспределением массы газа, инициированным наклонными кавернами. Аналогичная структура течения наблюдалась и при обтекании наклонных траншей цилиндрической формы в работе [12], а также в прямоугольном канале с ребрами на стенке, ориентированными под углом к потоку [25], когда в ядре потока возникает длиннопериодическая винтовая структура.

Местоположение траншейной лунки в ряду, как и для продольной компоненты, слабо сказывается на характере изменения поперечной компоненты скорости по высоте канала. Такой вывод можно сделать, обратившись к рис. 3б. Начиная с третьей по счету траншеи далее профиль скорости не претерпевает существенных изменений, а интенсивность сносящего потока во всех траншеях сохраняет высокое значение. Следует при этом отметить имеющийся разброс опытных точек внутри траншеи, что обусловлено как неустойчивостью течения, так и трудностями измерения малых компонент скорости на фоне больших  $V_x \ll U_z$ .

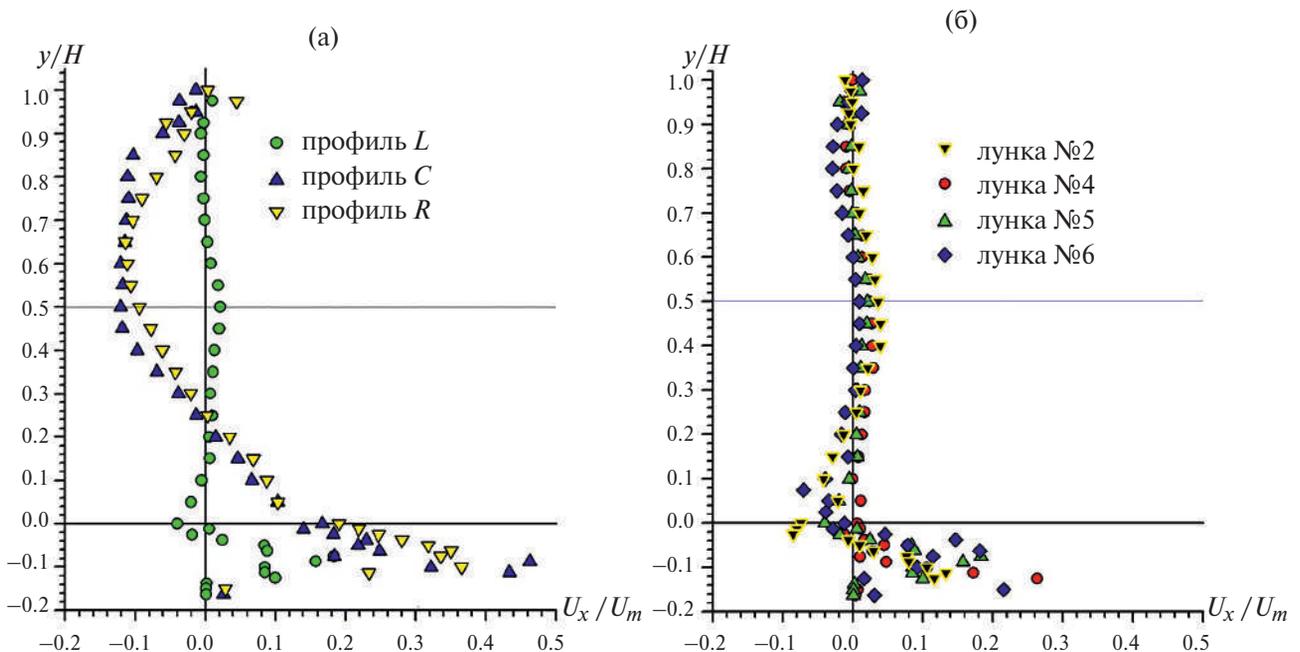


Рис. 3. Профили поперечной компоненты скорости  $V_x$  в канале с траншейными лунками: для лунки № 5, в точках  $L$ ,  $C$ ,  $R$  (а); для лунок № 2, 4, 5, 6 в точке  $L$  (б).

## 2.3. Угол скоса потока

Для детального анализа пространственной структуры обтекания поверхности с системой наклонных траншей рассмотрим поведения угла наклона вектора скорости от оси канала в плоскости  $xz$ . Угол скоса потока определялся как  $\alpha = \text{arctg}(V_x/U_z)$ .

На рис. 4 приведено сопоставление углов скоса в одиночной лунке (рис. 4а), лунке № 2 (рис. 4б) и № 5 (рис. 4в) в точках  $L$ ,  $C$ ,  $R$ . По всей высоте канала, исключая траншею, течение направлено преимущественно вдоль его продольной оси и величина угла скоса близка к нулю. По мере приближения к границе раздела “стенка канала – траншея” ( $y = 0$ ) поток газа за счет воздействия траншеи начинает отклоняться.

В начале канала в точке  $L$ , непосредственно внутри лунки, происходит разворот потока и здесь угол скоса приближается к  $\alpha_{\text{max}} = 180^\circ$ , что говорит о наличии в этом сечении возвратного течения. Это характерно как для одиночной лунки, так и для пакета лунок.

При продвижении от точки  $L$  к точке  $C$ , возвратное течение вырождается и газовый поток внутри траншеи разворачивается по направлению большей оси с лунки и угол скоса здесь равен  $\alpha_{\text{max}} = 45\text{--}70^\circ$ . При этом максимальное значение угла скоса наблюдается в траншеях № 2 и № 5 по сравнению с одиночной лункой.

В точке  $R$  можно отметить заметное отличие в профиле угла скоса у одиночной траншеи и при их пакетном расположении. В одиночной лунке в области выхода из траншеи угол скоса в траншее равен нулю и течение здесь направлено строго вдоль продольной оси канала, что говорит о полном отсутствии вихревого и сносящего вторичного течения. Для пакета траншей картина изменяется за счет интенсификации вторичного течения, в результате чего в точке  $R$  максимальная величина угла скоса потока может достигать  $\alpha_{\text{max}} = 45\text{--}55^\circ$ . Возможной причиной этого, как отмечалось выше, может быть изменение направления течения в ядре за счет поворота части основного потока траншеями.

## 2.4. Турбулентные характеристики при обтекании системы траншейных лунок

Профили интенсивности пульсаций продольной скорости  $U'_z/U_m$  в точках  $L$ ,  $C$ ,  $R$  для лунки № 5 демонстрируются на рис. 5а. В верхней половине канала ( $y/H > 0.5$ ) распределение интенсивности турбулентных пульсаций практически такое же, как в обычном гладком канале. Существенное отличие появляется у стенки с траншеями. На входе в лунку, в точке  $L$ , где формируется отрыв потока (см. рис. 2а), внутри лунки турбулентные пульсации скорости возрастают и достигают больших значений, порядка 30–35% от среднерасходной скорости в канале. Но затем, по мере продвижения к выходу из траншеи (точки  $C$  и  $R$ ), возвратное течение вырождается и уровень максимальных пульсаций снижа-

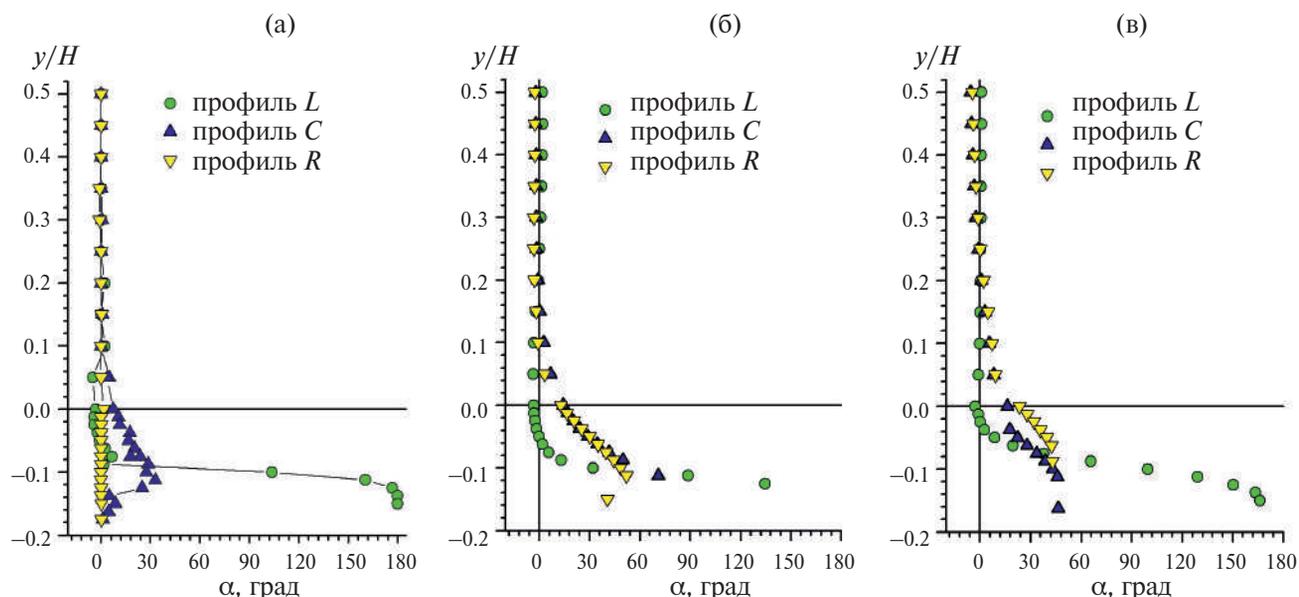


Рис. 4. Изменение угла скоса потока по высоте канала: для одиночной лунки (а); для лунки № 2 (б); для лунки № 5 (в).

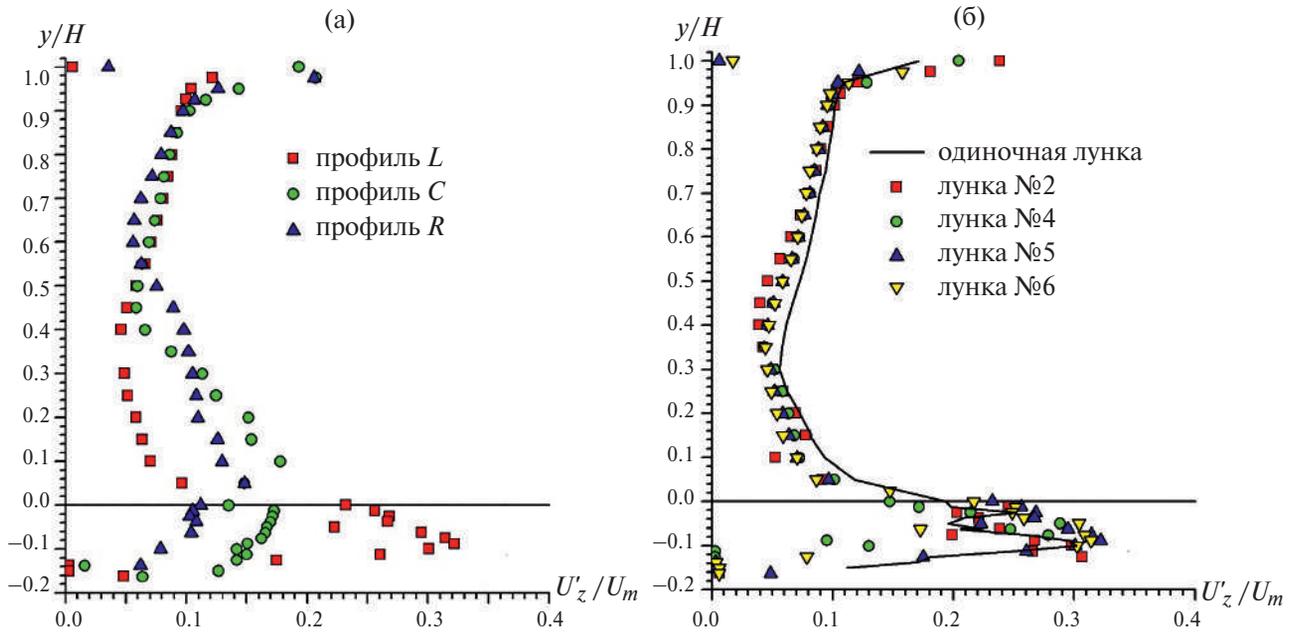


Рис. 5. Профили интенсивности пульсаций продольной компоненты скорости  $U'_z$  в узком канале с наклонными траншеями: для лунки № 5, в точках  $L$ ,  $C$ ,  $R$  (а); для лунок № 2, 4, 5, 6 в точке  $L$  (б).

ются до 10–15%  $U_m$ . Причем их величина становится ниже, чем на противоположной гладкой стенке. Аналогичное явление наблюдалось в одиночной наклонной траншее [1].

На рисунке 5б, можно проследить поведение интенсивности пульсаций в зависимости от номера лунки в канале. Влияние лунок на пульсации в канале, как и на рис. 5а, распространяется лишь на нижнюю границу канала ( $y/H < 0.5$ ). Уровень максимальных интенсивностей пульсаций практически не меняется по мере прохождения от 2-й к 6-й лунке. Подобная тенденция сохраняется и для профилей интенсивностей пульсаций в точках  $C$  и  $R$ .

### 2.5. Гидравлическое сопротивление канала с системой лунок

Рассмотрим результаты измерений коэффициента гидравлического сопротивления  $\lambda$  в зависимости от числа Рейнольдса. Эти данные демонстрируются на рис. 6а. Для гладкого канала зависимость  $\lambda$  от  $Re$  близка к классической с показателем степени равным  $n = -0.23$ .

Если в канале имеется только одна стенка с траншеями, то зависимость гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса сохраняется, как и в гладком канале  $\lambda \sim Re^{-0.23}$ , но по величине оно больше примерно в 1.33 раза.

При установке в канале обеих противоположных стенок с траншеями коэффициент гидравлического сопротивления изменяется принципиально иным образом. В этом случае его величина стремиться к постоянному значению, что говорит о переходе к режиму течения с полным проявлением шероховатости. Подобные режимы течения наблюдались ранее в работе [23].

Для сопоставления данных по гидравлическим потерям различных интенсификаторов теплообмена опытные результаты принято представлять в относительной форме  $\lambda/\lambda_0$ , когда в качестве масштаба используются данные для гладкого канала  $\lambda_0$ . Опытные данные в такой обработке изображены на рис. 6б.

Заметим, что для большинства типов лунок относительное сопротивление канала растет с увеличением числа Рейнольдса. Та же тенденция наблюдается и для экспериментальных данных настоящей работы при течении в канале с траншеями на обеих стенках. Опытные данные в этом случае описываются эмпирическим соотношением

$$\lambda/\lambda_0 = 0.47 \cdot Re^{0.11}.$$

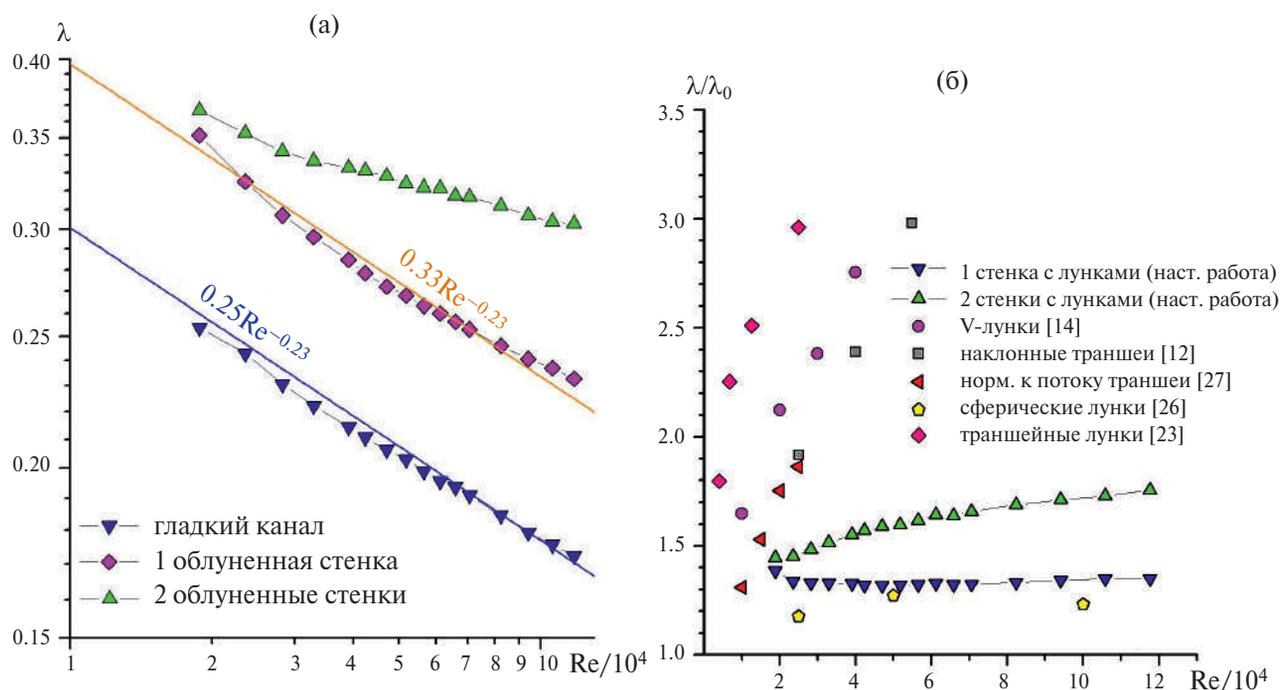


Рис. 6. Зависимость гидравлических потерь канала с наклонными траншеями от числа Рейнольдса: коэффициент гидравлического сопротивления канала (а); относительные гидравлические потери (б).

Если система траншей имеется только на одной стенке, то относительное гидравлическое сопротивление не зависит от числа Рейнольдса и для рассматриваемых условий оно остается практически постоянным и равным  $\lambda/\lambda_0 = 1.33$ .

Сопоставление характеристик различных типов лунок-углублений показано также на рис. 6б. Отметим, что проведение детального сопоставления данных по гидравлическим потерям в каналах с различными лунками-траншеями, имеющимися в литературе, затруднительно, поскольку имеются отличия как в условиях проведения опытов, так и размеров каналов, траншей, их расположения, углов наклона и др. Поэтому результаты на рис. 6 можно рассматривать как качественную оценку уровня гидравлических потерь при использовании различных методов модификации теплообменных поверхностей. Как можно видеть на рис. 6б, относительное гидравлическое сопротивление канала с траншеями на одной или обеих стенках канала мало в сравнении с другими формами лунок (V-лунок [14], сферических лунок [26]), и данных по наклонным траншеям других авторов [12, 23]. Это может положительно сказаться на величине параметра теплогидравлической эффективности и послужить обоснованием для практического использования подобного метода интенсификации теплообмена.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено экспериментальное исследование осредненных и пульсационных полей скорости в узком канале с однорядным пакетом наклонных цилиндрических траншей. Показано, что течение в окрестности гладкой стенки канала практически не подвергается воздействию возмущений, создаваемых системой траншей. Во всех случаях профили продольных скоростей располагаются близко между собой и совпадают с измерениями в гладком канале, в то время, как на поверхности с траншеями распределение скоростей принципиально отличается в зависимости от поперечной координаты  $x$ .

В области входа потока в каждую из траншей внутри нее формируется отрывное течение с максимальной скоростью возвратного течения, составляющей порядка 20% от среднерасходной. При продвижении вдоль оси  $s$  от входа в траншею до точки  $C$  (центр лунки), вихревое движение газа внутри траншеи ослабевает. Это можно объяснить взаимодействием основного потока и потока в лунке, в результате чего происходит вырождение вихревых структур и их выдув из траншей.

Для оценки влияния лунок друг на друга, измерены профили скорости в одной и той же точке  $L$ , но в разных по счету лунках. Профили скоростей мало отличаются между собой, а также располагаются близко с профилем продольной скорости  $U_z$  в канале с одиночной траншеей. Однако полной гидродинамической стабилизации в канале, к седьмой траншее не достигается, несмотря на интенсивные процессы перемешивания в пристенной части течения.

На входе в каждую лунку, в точке  $L$ , где формируется отрыв потока, внутри лунки интенсивность пульсаций скорости возрастают и достигают больших значений, порядка  $U/U_m = 30\text{--}35\%$ . Но затем, по мере продвижения к выходу из траншеи (точки  $C$  и  $R$ ), из-за вырождения вихревого течения уровень максимальных пульсаций снижается до величины  $U/U_m = 10\text{--}15\%$   $U_m$ . Причем их значение становится ниже, чем на противоположной гладкой стенке. Аналогичное явление наблюдалось в одиночной наклонной траншее [1].

По всей высоте канала, исключая траншею, течение направлено преимущественно вдоль его продольной оси. На входе в траншею, непосредственно внутри лунки в точке  $L$ , происходит разворот потока практически на  $\alpha_{\max} \approx 180^\circ$ , что говорит о наличии вихревого течения в этой зоне. В точках  $C$  и  $R$  можно отметить качественно одинаковое поведение угла, определяющего направление течения. В ядре потока наблюдается незначительное, не более  $10^\circ$  отклонение вектора скорости от продольной оси канала, в траншее же его направление совпадает с большой осью лунки и максимальное значения угла скоса в этой области достигает  $\alpha_{\max} = 45^\circ$ .

Проведено сопоставление гидравлических потерь при нанесении различных форм лунок на поверхность канала. В сравнении с другими типами лунок ( $V$ -лунок, наклонных траншей, сферических лунок), относительное гидравлическое сопротивление канала как с одной, так и с двумя модифицированными наклонными траншеями стенками мало, что может положительно сказаться на величине параметра теплогидравлической эффективности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Терехов В.И., Терехов В.В., Чохар И.А., Ян Лун Н. Экспериментальное исследование структуры течения в одиночной траншейной лунке // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29. № 6. С. 935–947. *Terekhov V.I., Terekhov V.V., Chokhar I.A., and Yan Lun N.* Experimental investigation of the flow structure in a single trench dimple // *Thermophys. Aeromech.* 2022. V. 29. P. 887–898.
2. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990. 208 с.
3. Ligrani P.M. Heat Transfer Augmentation Technologies for Internal Cooling of Turbine Components of Gas Turbine Engines // *Int. J. of Rotating Machinery*. 2013. V. 2013, Article ID 275653, 32 p. <http://dx.doi.org/10.1155/2013/275653>
4. Rashidi S., Hormozi F., Sunden B., and Mahian O. Energy saving in thermal energy systems using dimpled surface technology – A review on mechanisms and applications // *Appl. Energy*. 2019. V. 259. P. 1491.
5. Исаев С.А. Генезис аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена в наклонных канавках на структурированных поверхностях // *Изв. РАН. МЖГ*. 2022. № 5. С. 13–24.
6. Terekhov V.I., Kalinina S.V., and Mshvidobadze Y.M. Heat transfer coefficient and aerodynamic resistance on a surface with a single dimple // *J. Enhanc. Heat Transf.* 1997. V. 4. No. 2.
7. Tay C.M., Chew Y.T., Khoo B.C., and Zhao J.B. Development of flow structures over dimples // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2014. V. 52. P. 278–287.
8. Zhou W., Rao Y., and Hu H. An experimental investigation on the characteristics of turbulent boundary layer flows over a dimpled surface // *J. of Fluids Engineering*. 2016. V. 138. № 2. P. 021204.
9. Wang Z., Yeo K.S., and Khoo B.C. DNS of low Reynolds number turbulent flows in dimpled channels // *Journal of Turbulence*. 2006. No. 7. P. N37.
10. Mahmood G.I., Ligrani P.M. Heat transfer in a dimpled channel: combined influences of aspect ratio, temperature ratio, Reynolds number and flow structure // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2002. V. 45. P. 2011–2020.
11. Turnow J., Kornev N., and Hassel E. Flow structures and heat transfer enhancement on asymmetric dimples // *Int. Symp. Turbul. Shear Flow Phenomena*. 2013. V. 2. P. 1–6.
12. Saha K., Acharya S. Heat Transfer Enhancement Using Angled Grooves as Turbulence Promoters // *J. Turbomachinery*. 2014. V. 136. 081004.

13. *Zhang P., Rao Y., and Xie Y.* Turbulent Flow Structure and Heat Transfer Mechanisms over Surface Vortex Structures of Micro V-Shaped Ribs and Dimples // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2021. V. 178. P. 121611.
14. *Jordan C.N., Wright L.M.* Heat transfer enhancement in a rectangular (AR=3:1) channel with V-shaped dimples // *J. of Turbomachinery.* 2013. V. 135. № 1. 011028. P. 10. <https://doi.org/10.1115/GT2011-46128>
15. *Kornev N., Turnow J., Hassel E., Isaev S., and Wurm F.-H.* Fluid mechanics and heat transfer in a channel with spherical and oval dimples // *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design.* 2010. V. 110/2010. P. 231–237.
16. *Yu C., Shao M., Zhang W., Wang G., and Huang M.* Study on heat transfer synergy and optimization of capsule-type plate heat exchangers // *Processes.* 2024. V. 12. № 3. P. 604.
17. *Liu J., Song Y., Xie G., and Sunden B.* Numerical modeling flow and heat transfer in dimpled cooling channels with secondary hemispherical protrusions // *Energy.* 2015. V. 79. P. 1–19.
18. *Калинин Э.Е., Дрейцер Г.Л., Конн И.З., Мякотчин А.С.* Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с *Kalinin E.K., Dreitser G.A., Kopp I.Z., and Myakotchin A.S.* Efficient surfaces for heat exchangers. Fundamental sand design. Engl. ed.: A.E. Bergles and W. Begell. – New York; Wallingford : Begell House, com. 2002. – XIX. 392 p.
19. *Isaev S., Gritckevich M., Leontiev A., and Popov I.* Abnormal enhancement of separated turbulent air flow and heat transfer in inclined single-row oval-trench dimples at the narrow channel wall // *Acta Astronaut.* 2019. V. 163 (Part A). P. 202–207. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.01.033>
20. *Терехов В.И., Чохар И.А., Ян Лун Н.* Структура турбулентного течения в полуцилиндрической траншее, расположенной на стенке плоского канала // *ПМТФ.* 2025. Т. 66. № 1.
21. *Зубин М.А., Зубков А.Ф.* Структура отрывного обтекания цилиндрической каверны на стенке плоского канала // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2022. № 1. С. 81–89.
22. *Isaev S.A., Guvernuyuk S.V., Mikheev N.I., Popov I.A., and Nikushchenko D.V.* Numerical and experimental study of abnormal enhancement of separated turbulent flow and heat transfer in inclined oval-trench dimples on the plate and on the narrow channel wall // *J. of Phys.: Conf. Ser.* 2021. 2039. 012009. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2039/1/012009>
23. *Давлетшин И.А., Душин Н.С., Душина О.А., Михеев М.И., Шакиров Р.Р., Исаев С.А.* Теплоотдача и гидравлическое сопротивление плоского канала с дискретной шероховатостью стенки в виде наклонных траншейных лунок // *Теплофизика и Аэромеханика.* 2023. Т. 30. № 4. С. 669–674. *Davletshin I.A., Dushin N.S., Dushina O.A., Mikheev N.I., Shakirov R.R., and Isaev S.A.* Heat transfer and hydraulic resistance of a flat channel with discrete wall roughness in the form of inclined trench dimples // *Thermophys. Aeromech.* 2023. V. 30. P. 631–636. <https://doi.org/10.1134/S0869864323040030>
24. *Mironov A., Isaev S., Skrypnik A., and Popov I.* Numerical and physical simulation of heat transfer enhancement using oval dimple vortex generators – Review and recommendations // *Energies.* 2020. V. 13. P. 5243.
25. *Галаев С.А., Левченя А.М., Рус В.В., Смирнов Е.М.* Винтовая длиннопериодическая структура ядра турбулентного потока в нагреваемом прямоугольном канале с наклонными ребрами на одной из стенок // *Журнал технической физики.* 2024. Т. 94. Вып. 11. С. 1799–1808.
26. *Nazari S., Zamani M., and Moshizi S.A.* Comparative study on the influence of depth, number and arrangement of dimples on the flow and heat transfer characteristics at turbulent flow regimes // *Heat and Mass Transfer.* 2018. V. 54 P. 2743–2760.
27. *Liu J., Xie G., and Simon T.W.* Turbulent flow and heat transfer enhancement in rectangular channels with novel cylindrical grooves // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2015. V. 81. P. 563–577. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.10.021>

# TURBULENT FLOW IN A NARROW CHANNEL WITH A SINGLE-ROW STACK OF INCLINED TRENCH DIMPLES ON ONE WALL

V. I. Terekhov<sup>a,b,\*</sup>, I. A. Chokhar<sup>a,\*\*</sup>, N. Yan Lun<sup>a,b,\*\*\*</sup>

<sup>a</sup>*Kutateladze Institute of Thermophysics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences*

<sup>b</sup>*Novosibirsk State Technical University*

\**e-mail: v.terekhov2010@yandex.ru*

\*\**e-mail: dstarter1@mail.ru*

\*\*\**e-mail: yln1999@mail.ru*

The results of an experimental study of flow aerodynamics in a narrow channel with a rectangular cross-sectional height of  $H = 20$  mm and an aspect ratio of  $AR = 7.5$  are presented. The channel surface contains a system of elongated trench dimples with a cylindrical cross-section. The dimples have a width of  $D/H = 0.75$ , a relative depth of  $\Delta/D = 0.22$ , and a length of  $L/D = 7$  calibers. They are positioned at a fixed angle of  $\varphi = 45^\circ$ , to the longitudinal axis of the channel. The package contained a total of seven dimples, with a constant spacing of  $h/D = 2$ . The Reynolds number, calculated from the hydraulic diameter, was constant at  $Re_{ch} = 3.9 \cdot 10^4$  in the experiments measuring velocity components and velocity fluctuations. Hydraulic losses were measured over a wide range of Reynolds numbers, from  $Re_{ch} = 1.9 \cdot 10^4$  to  $Re_{ch} = 1.1 \cdot 10^5$ . The experiments measured velocity components and their fluctuations in the longitudinal and transverse directions for a channel with dimples on one wall, and the hydraulic resistance of a channel with dimples on one and two opposite walls. It was found that the longitudinal velocity profiles  $U_z$  differ significantly depending on the position within the dimple for all the dimples studied. A boundary layer separation zone forms at the inlet of the dimple, where the flow enters. The extent of this zone along the dimple does not exceed one caliber, and further along the dimple, no negative values of the velocity  $U_z$  are observed. As one moves along the dimple, the intensity of the vortex motion of the gas inside significantly weakens. A similar flow structure was previously observed by the authors (Thermophysics and Aeromechanics. 2022. V. 29. No. 6. P. 935) in a single trench dimple with the same geometric parameters.

*Keywords:* turbulent flow, trench dimple, flow separation, velocity pulsations