



УДК 532.516:536.24.01

© 2008

Член-корреспондент НАН України А. А. Халатов, В. Н. Онищенко

## Теплообмен за двойным рядом поверхностных генераторов цилиндрической и сферической формы

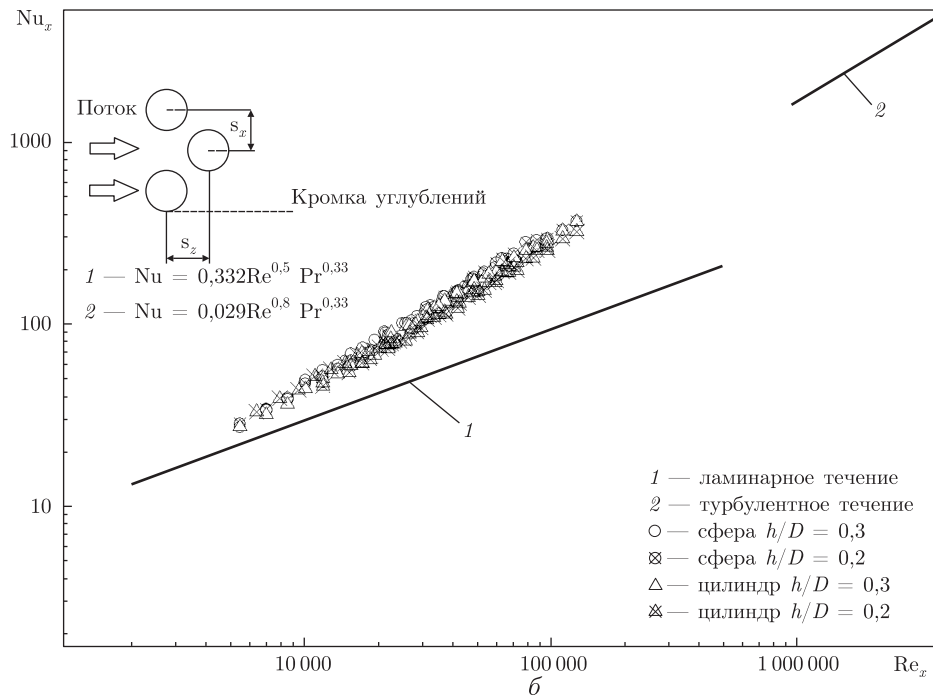
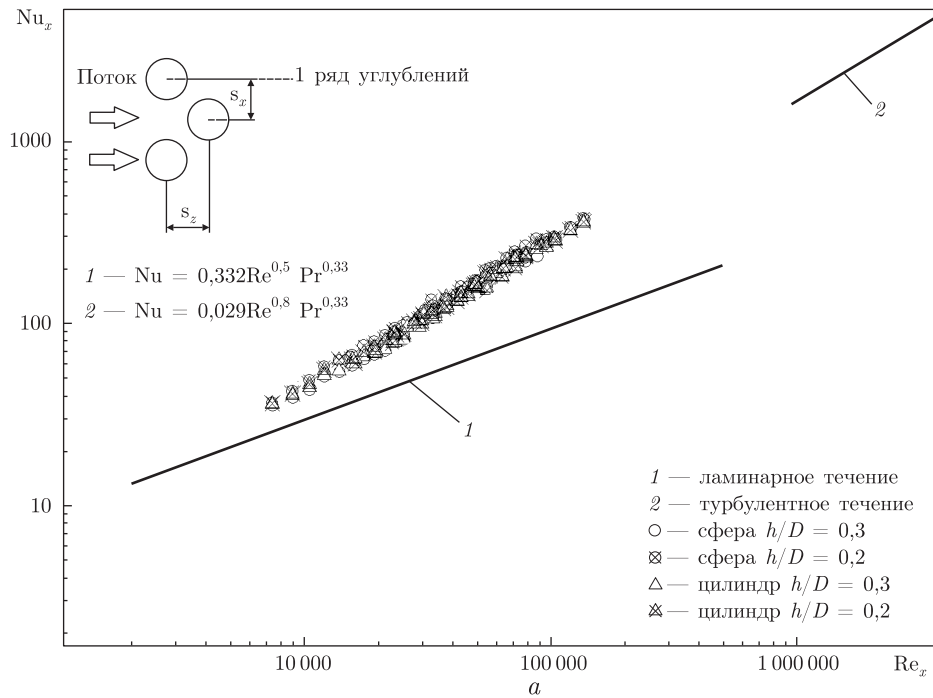
*The experimental data on the heat transfer on a flat plate after the double array of surface indentations are given. The transition to the turbulent flow after the indentations occurs according to the "bypass" mechanism. It is shown that the shape, depth, and span-wise pitch do not influence the heat transfer intensity after the double array of indentations.*

В настоящее время хорошо известны и используются в технике более двадцати пяти методов интенсификации теплообмена, среди которых наиболее известными являются градиент давления, шероховатость поверхности, закрутка потока, внешняя турбулентность, поверхностные ребра и выступы, формирующие вихревые структуры различного типа.

Однако особый интерес представляют поверхностные углубления, генерирующие пульсирующие вихри, близкие по своей структуре к природным вихрям торнадо и характеризующиеся опережающим ростом теплообмена по сравнению с сопутствующими потерями давления [1, 2]. Выходя из углубления, вихрь разрушает пограничный слой между углублениями, изменяя хаотическую ориентацию множества мелких турбулентных вихрей в направлении его вращения. Это не только прерывает каскадный механизм диссипации турбулентности, но и создает благоприятные условия для опережающего роста теплообмена по сравнению с увеличением гидравлических потерь.

Для некоторых технических приложений перспективным представляется использование двойного ряда углублений. В этом случае углубления первого ряда находятся в условиях, характерных для одиночного углубления, а структура потока в углублении второго ряда подвержена влиянию двух соседних и двух расположенных выше углублений, между которыми имеется свободное пространство для прохождения набегающего потока (рис. 1). Вихревая структура первого ряда, взаимодействуя с вихрями, генерируемыми вторым рядом углублений, формирует нестационарную "вихревую сетку" между углублениями, которая характеризуется пространственно-временной синхронизацией [1].

В работе [3] изучены единичные углубления различной формы, расположенные на плоской пластине, где показано, что форма углубления играет важную роль в распределении теплообмена за одиночным углублением. Ниже представлены экспериментальные данные



по теплообмену за двумя рядами углублений различной формы. Изучены сферические и цилиндрические углубления умеренной и существенной глубины ( $h/D = 0,20$  и  $0,30$ ).

**Экспериментальная установка.** Представляет собой аэродинамическую трубу открытого типа, работающую при атмосферном давлении. Воздух от центробежного вентилятора ВВД5-1 подается в ресивер и далее через входное сопло и участок стабилизации поступает в экспериментальный участок. Ресивер, в котором установлена сетка с мелкой ячей-

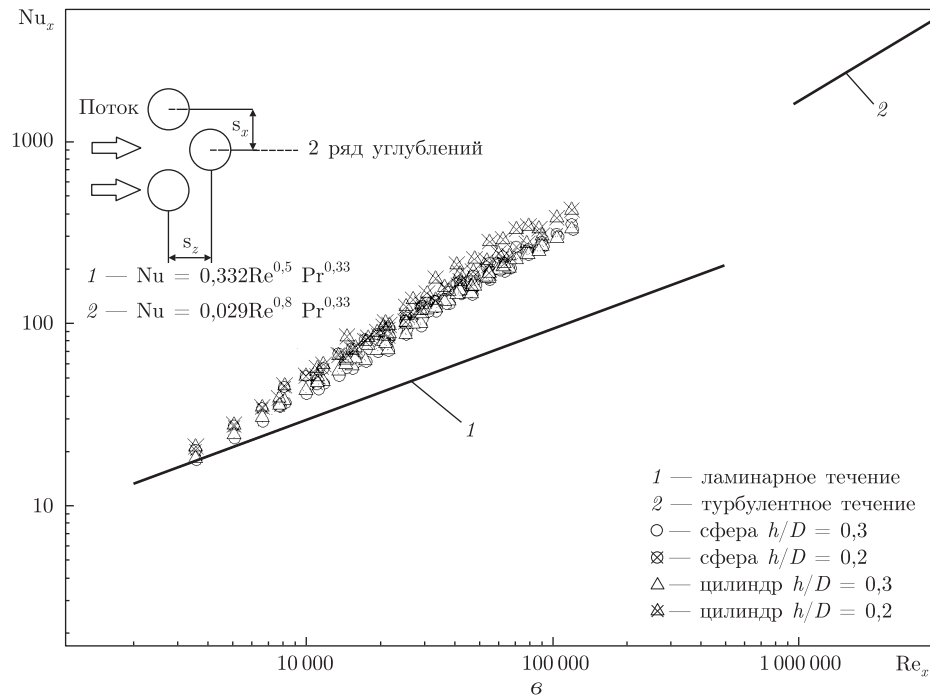


Рис. 1. Теплообмен за двойным рядом углублений ( $S_x/D = 2,0$ ):  
*a* — за отверстием первого ряда на оси симметрии; *б* — на линии, проходящей через кромку углублений;  
*в* — за отверстием второго ряда на оси симметрии

кой, предназначен для сглаживания пульсаций потока и выравнивания скоростного поля. Профилирование входного сопла по кривой Витошинского обеспечивает перед экспериментальным участком достаточно равномерный профиль скорости с минимальной толщиной пограничного слоя. Дополнительная магистраль с поворотным затвором обеспечивает сброс избыточного воздуха в атмосферу для изменения расхода воздуха через экспериментальный участок. После экспериментального участка воздух поступает в переходник, который “нивелирует” эффект расширения канала, затем попадает в успокоитель и выбрасывается в атмосферу.

Экспериментальный участок имеет форму канала прямоугольного сечения, нижняя стенка которого представляет собой тонкостенный металлический нагреватель, покрытый тонким слоем золота. Нагреватель приклеен на толстую пенопластовую основу для снижения тепловых потерь. Для визуализации поверхностной картины течения нагреватель покрывался тонким слоем жидкого кристалла, который меняет цвет при изменении температуры поверхности.

Методика определения локального теплообмена основана на поддержании постоянного теплового потока от нагреваемой поверхности к воздушному потоку. Величина теплового потока через исследуемую поверхность контролировалась цифровым вольтметром В7-46/1. Температура стенки на поверхности теплообмена определяется хромель-алюмелевыми термопарами, расположенными по длине поверхности, а температура воздуха на входе в экспериментальный участок измеряется ртутным образцовым термометром. Для контроля тепловых потерь на обратной стороне экспериментального участка, а также на его боковых поверхностях установлены дополнительные термопары. Сигнал от термопар через коммута-

тор измерительных сигналов Ф799/1 подается к цифровому вольтметру. Полное и статическое давление на входе, которые характеризуют скорость потока перед экспериментальным участком, измеряются микроманометром типа АДД.

Скорость потока на входе в экспериментальный участок  $W$  изменялась от 4,1 до 16,6 м/с, а число Рейнольдса  $Re_D$ , построенное по диаметру углубления, — от 6400 до 26400.

**Двойной ряд углублений.** Перед экспериментальным участком устанавливалась прямоугольная пластина из органического стекла, на которой выполнены два ряда поверхностных углублений (поверхностных генераторов вихрей) сферической или цилиндрической формы. Пластина с углублениями имеет возможность перемещения поперек потока, что позволяет определить коэффициент теплоотдачи в поперечном направлении — за углублениями первого и второго ряда, а также в области между ними.

Углубления расположены в шахматном порядке так, что их центры образуют равнобедренный треугольник с основанием, равным поперечному шагу углублений  $S_x$ . Все углубления имеют диаметр  $D = 25$  мм, относительный шаг в продольном направлении  $S_z/D = 0,64$ . В поперечном направлении относительный шаг имел два значения; первое из них,  $S_x/D = 2,0$ , характеризует случай, когда углубления второго ряда полностью заполняют пространство между углублениями первого ряда (нет “перекрывания” углублений). Во втором случае поперечный шаг в обоих рядах имеет меньшее значение ( $S_x/D = 1,5$ ), что формирует взаимное “перекрывание” отверстий первого и второго ряда, составляющее 50% по поперечной координате. Относительная глубина отверстий  $h/D$  для обеих конфигураций составляла 0,20 и 0,30, что в зависимости от величины числа Рейнольдса формирует парный или пульсирующий вихрь внутри углубления [1].

**Теплообмен за двойным рядом углублений ( $S_x/D = 2,0$ ).** Результаты измерения локального теплообмена представлены на рис. 1. Здесь эмпирические зависимости 1 и 2 характеризуют соответственно теплообмен на пластине при ламинарном и турбулентном течении потока [4]. Число Рейнольдса  $Re_x$  построено по скорости внешнего потока  $W$  и координате  $X^*$ , которая отсчитывается от задней кромки углубления первого/второго ряда (рис. 1, а, в), или точки контакта отверстий первого и второго ряда (рис. 1, б). Число Нуссельта  $Nu_x$  построено по коэффициенту теплоотдачи на соответствующей линии и расстоянию  $X^*$ .

Анализ полученных результатов (см. рис. 1) показывает, что в исследованном диапазоне изменения числа Рейнольдса имеет место “байпасный” переход к турбулентному режиму, который характеризуется отсутствием переходной области. Судя по теплообмену, возникновение турбулентности за углублениями первого и второго ряда, а также на линии, проходящей через кромку углублений, происходит в узкой области изменения числа Рейнольдса  $Re_x$  от 2100 до 2700. Приведенные выше критические числа Рейнольдса значительно меньше данных для плоской пластины, где переход к турбулентному режиму начинается при  $Re_x \approx 3,5 \cdot 10^5$  [5].

Как следует из рис. 1, опытные данные по теплообмену за углублениями первого и второго ряда становятся идентичными данным для турбулентного течения на плоской пластине при  $Re_x \approx 10^6$ . Отсюда следует важное практическое соотношение для предельного расстояния  $X^{**}$  (длины вихревого “следа”), где теплообмен за углублением и на плоской пластине становятся одинаковыми

$$\frac{X^{**}}{D} = \frac{10^6}{Re_D}. \quad (1)$$

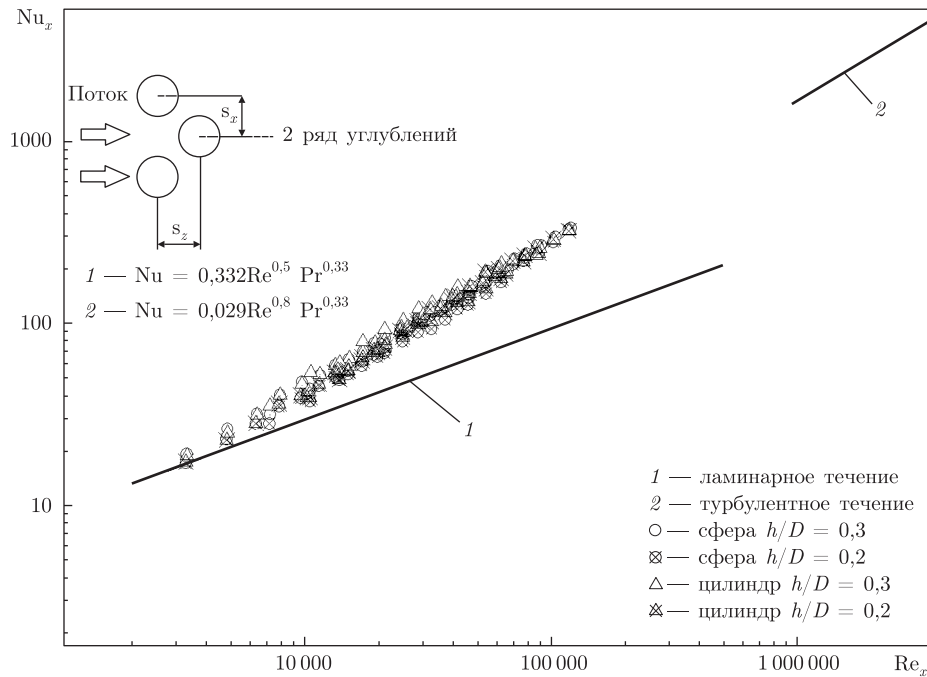


Рис. 2. Теплообмен на оси симметрии за углублением второго ряда. Двойной ряд с “перекрытием” углублений ( $S_x/D = 1,50$ )

Для исследованных условий расчетная длина вихревого “следа”  $X^{**}/D$  за углублениями составляет от 38 до 156. Поскольку деградация вихревого движения за углублениями носит асимптотический характер, то технически важная длина вихревого “следа” несколько меньше величины, найденной из уравнения (1).

Другой важный вывод состоит в том, что для исследованных условий теплообмен за двойным рядом углублений практически не зависит от формы углубления (сферическая, цилиндрическая) и его глубины ( $h/D = 0,20; 0,30$ ). Этот вывод отличается от результатов, полученных для одиночного углубления различной формы [1–3].

**Теплообмен за двойным рядом углублений ( $S_x/D = 1,50$ ).** Результаты измерения показали, что взаимное “перекрытие” углублений первого и второго ряда не оказывает заметного влияния на величину критического числа Рейнольдса, характеризующего “байпасный” переход к турбулентности. Переход к турбулентному течению за первым и вторым рядом углублений, а также на линии, проходящей через область “перекрытия” углублений, происходит при  $Re_x = 2100–2700$  (рис. 2). Таким образом, теплообмен за двойным рядом при “перекрытии” углублений незначительно отличается от теплообмена при отсутствии “перекрытия”. Так же, как и в предыдущем случае, теплообмен за двойным рядом углублений с “перекрытием” углублений практически не зависит от формы углубления (сферическая, цилиндрическая) и его глубины ( $h/D = 0,20; 0,30$ ).

Анализ полученных результатов показывает, что наиболее высокий уровень интенсификации теплообмена ( $Nu_x/Nu_{x0} = 3,5–4,2$ ;  $Nu_{x0}$  — число Рейнольдса для ламинарного течения на пластине) имеет место в некоторой области чисел Рейнольдса перед точкой перехода от ламинарного течения к турбулентному на плоской пластине. Основываясь на диапазоне чисел Рейнольдса, изученных в настоящей работе, можно заключить, что длина поверхности, на которой происходит рост отношения  $Nu_x/Nu_{x0}$  за двойным рядом углублений,

может составлять от 10 до 50 диаметров углубления. Последнее значение соответствует области малых чисел Рейнольдса.

В заключение сделаем следующие выводы.

1. За цилиндрическими или сферическими углублениями, расположенными в первом и втором ряду двойного ряда, переход к турбулентности происходит по “байпасному” механизму.

2. Переход к турбулентному режиму за двойным рядом цилиндрических и сферических углублений происходит при  $Re_x = 2100 \dots 2700$ . “Перекрытие” между углублениями не оказывает заметного влияния на критическое число Рейнольдса и теплообмен за двумя рядами углублений.

3. Для исследованных условий глубина и форма углубления практически не оказывают влияния на теплообмен за двойным рядом углублений.

1. Халатов А. А., Борисов И. И., Шевцов С. В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Т. 5. – Теплообмен и теплогидравлическая эффективность вихревых и закрученных потоков. – Киев: Изд. Ин-та техн. теплофизики НАН Украины, 2005. – 500 с.
2. Кикнадзе Г. И., Гачечиладзе И. А., Алексеев В. В. Самоорганизация смерчеобразных струй в потоках вязких сплошных сред и интенсификация теплообмена, сопровождающая это явление. – Москва: Изд. Моск. энергетич. ун-та, 2005. – 83 с.
3. Ekkad S. V., Han J. C. Heat transfer inside and downstream of cavities using transient liquid crystal method // Thermophysics and Heat Transfer, July – September. – 1996. – P. 511–516.
4. Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. – Москва: Атомиздат, 1979. – 213 с.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – Москва: Наука, 1969. – 742 с.

*Институт технической теплофизики  
НАН Украины, Киев*

*Поступило в редакцию 27.06.2007*