

## О БИСТАБИЛЬНЫХ РЕЖИМАХ ОБТЕКАНИЯ ГЛУБОКИХ ЛУНОК

А.Ю. Чулюнин, А.А. Синявин, Н.Б. Ромашова

*НИИ механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова*

chulyu-n@mail.ru

**Аннотация.** Методами физического и численного моделирования исследуется структура течения при обтекании сферической лунки на плоской стенке. В зависимости от отношения глубины к диаметру входного сечения лунки наблюдаются симметричные и несимметричные режимы обтекания. В последнем случае происходит аperiodическое переключение между «правосторонним» к «левосторонним» состояниями течения в лунке. Показано, что с помощью дополнительного внешнего воздействия (рецептора, установленного на дне лунки) можно зафиксировать любой из несимметричных режимов. Рассчитаны интегральные характеристики обтекания лунки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Правительства России № 14.Z50.31.0003.

### СТРУКТУРА ПОТОКА В МЕЛКИХ И ГЛУБОКИХ ЛУНКАХ

Исследование механизмов обтекания лунок различной глубины, является актуальной задачей современной механики. Известно, что углубления являются хорошими интенсификаторами теплообмена и не вызывают при этом сильного роста коэффициента гидравлического сопротивления [1, 2]. Это свойство применяется при разработке теплообменных устройств, как макро-, так и микро-масштабов. В последнем случае, в основном, речь идет о системах охлаждения микроэлектроники [3]. Кроме исследований по теплообмену, также известны работы, показывающие, что нанесение лунок на гладкие поверхности способно уменьшить значение коэффициента сопротивления, этот эффект, например, отмечался в исследовании аэродинамики мяча для гольфа [4].

В литературе условно выделяются два типа лунок – «мелкие» (с отношением глубины  $H$  к диаметру пятна  $D < 0.25$ ) и «глубокие» ( $0.25 < H/D < 0.5$ ), которые часто именуются «генераторами смерчеобразных вихрей» [4]. Структура потока в таких углублениях значительно отличается. «Мелкие» лунки характеризуются стационарным типом обтекания, при котором, как правильно, наблюдается два симметричных вихря. В работе [1] даже постулируется, что при  $H/D < 0.1$  течение безвихревое. При увеличении отношения  $H/D$  до 0.26 стационарный характер течения разрушается, в экспериментах наблюдается чередование «левосторонней» и «правосторонней» несимметрии течения около поверхности лунки [5].

На рис. 1, 2 представлены результаты физического моделирования мелких и глубоких лунок ( $D = 0.3$  м). Эксперименты выполнены в аэродинамической трубе А-6 НИИ механики МГУ. Для визуализации режимов обтекания использовался метод тяжелых частиц (использованы древесные опилки). При обтекании мелких лунок, частицы, не пересекая линии симметрии, выносятся потоком со дна лунки (рис. 1). В случае обтекания глубоких лунок частицы пересекают линию симметрии по диагонали и оказываются на другой половине лунки, что свидетельствует о переключении режима обтекания (рис. 2).



а)



б)

Рис. 1. Положение тяжелых частиц при обтекании мелкой лунки. а)  $t=0$ , б)  $t=145$  сек

Отметим, что временные интервалы существования левого и правого состояний течения могут изменяться в очень широком диапазоне при одних и тех же геометрических размерах лунки и параметрах набегающего потока. Этот момент усложняет возможность исследования характеристик лунки (гидравлического сопротивления и числа Нуссельта) при этих состояниях. Однако с помощью дополнитель-

ных внешних воздействий можно зафиксировать один из несимметричных режимов, а также получить стационарный режим симметричного обтекания. Это дает основание предположить, что задача об обтекании глубокой лунки имеет три стационарных решения: одно симметричное нестабильное и два несимметричных метастабильных (с небольшой областью устойчивости). Известные численные расчеты методами LES и URANS не вносят ясности в этот вопрос [6,7]. В этой связи в работе исследовались следующие задачи:

а) воспроизведение в физическом и численном экспериментах равновесных режимов обтекания полусферической лунки (при наличии мелкомасштабных элементов управления);

б) сравнение структуры и термогидравлических характеристик равновесных режимов обтекания глубокой лунки, определенных методами численного моделирования и физического эксперимента.

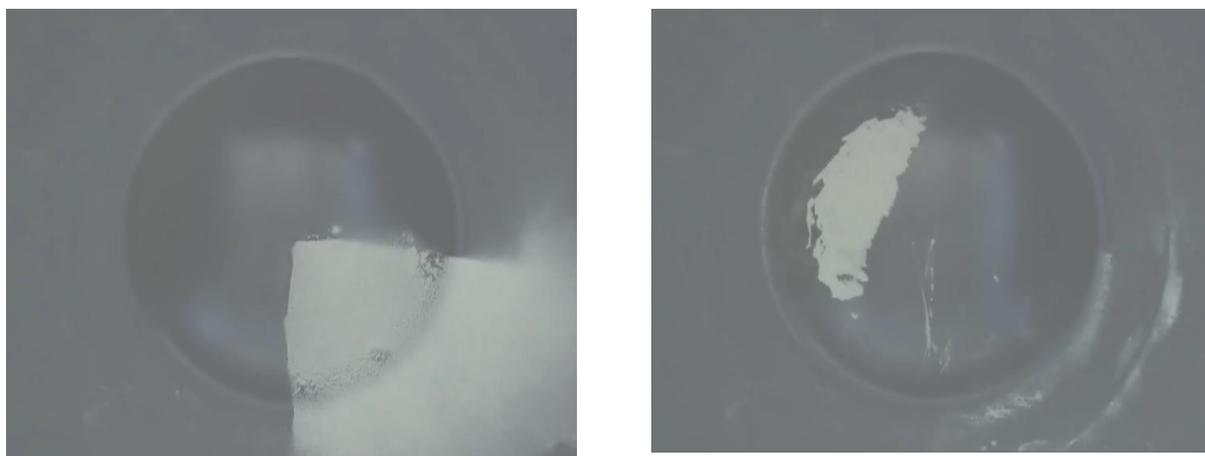


Рис. 2. Положение тяжелых частиц при обтекании глубокой лунки. а)  $t=0$ , б)  $t=100$  сек

### ИССЛЕДОВАНИЕ РАВНОВЕСТНЫХ РЕЖИМОВ ОБТЕКАНИЯ ЛУНКИ С РЕЦЕПТОРОМ

В рамках численного моделирования рассматривается плоскопараллельный канал прямоугольно сечения с полусферической лункой ( $H/D=0.5$ ) на нижней стенке (рис. 3). В качестве пассивного элемента управления, который позволяет вычленять конкретные режимы течения, применен выступающий со дна лунки тонкий рецептор, ориентированный под разными углами к плоскости симметрии лунки. Используется два подхода к численному моделированию явления. В первом, течение несжимаемой жидкости в канале с лункой описывается системой уравнений Рейнольдса, замыкаемой с помощью двухпараметрической дифференциальной модели турбулентности SST. Такой подход в литературе называется RANS (Reynolds Average Navier-Stokes). При втором подходе, используется метод отсоединённых вихрей DES (Detached Eddy Simulation), представляющий собой гибрид RANS и LES методов [8]. В обоих случаях уравнения сохранения количества движения дополняются уравнением энергии.

Расчеты производились с помощью вычислительной технологии STAR-CCM+ на сетках многогранного и гексаэдрального типа с надлежащим сгущением в окрестности лунки. На стенках, для лучшего разрешения пограничного слоя, применялись призматические ячейки с линейным ростом по высоте. Размер первой пристеночной ячейки выбирался таким образом, чтобы безразмерный параметр  $y^+$  был меньше 1, что требуют применяемые модели турбулентности. Общий размер сеток для RANS и DES подходов равнялся 2 млн. и 10 млн. ячеек соответственно. В качестве рабочей жидкости использовался воздух с плотностью  $\rho=1.205$  кг/м<sup>3</sup>, коэффициентом динамической вязкости  $\mu=1.855E-5$  Па\*с. Число Рейнольдса, посчитанное по диаметру пятна лунки и входной скорости равняется  $Re=1.2 \cdot 10^5$ . Экспериментальное исследование структуры потока в лунках, с нанесенным на дно интерцептором было проведено в аэродинамической трубе А6. Отношение размеров лопатки к размерам лунки, а также параметры рабочей среды идентичны вычислительному эксперименту.

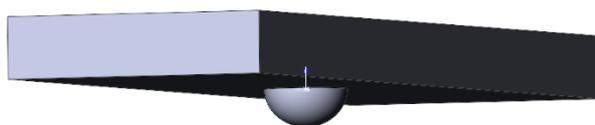


Рис. 3. Геометрическая модель расчетной области

На рис. 4а. представлены приповерхностные линии тока, полученные для случая обтекания лунки с лопаткой, имеющей длину  $l=0.024$  м. Очевидно, что течение является симметричным. Отметим, что лопатка слабо искажает «эталонное» симметричное решение, которое можно получить введением математической плоскости симметрии по центру канала. «Левый» несимметричный режим, полученный для повернутой от плоскости симметрии на угол  $\alpha=5^0$  лопатки с  $l=0.016$  м, представлен на рис. 4б. При таком режиме наблюда-

ется несимметричный вихрь, ядро которого пересекает продольную плоскость симметрии лунки под острым углом из левой части лунки в правую. «Правый» несимметричный режим был получен как для повернутой на угол  $\alpha = -5^\circ$  лопатки (рис. 4в), так и для лопатки, стоящей практически прямо, при этом длина лопатки в обоих случаях равнялась  $l = 0.016$  м. В последнем случае объяснить реализацию именно «правого» режима можно некоторой несимметрией сетки, вносящей определенные возмущения в решение. Важно, что в обоих случаях наблюдается лишь локальное искажающее поле течения влияние лопатки. Это указывает на то, что с помощью лопатки мы в данном случае стабилизируем одно и то же стационарное состояние несимметричного обтекания лунки.

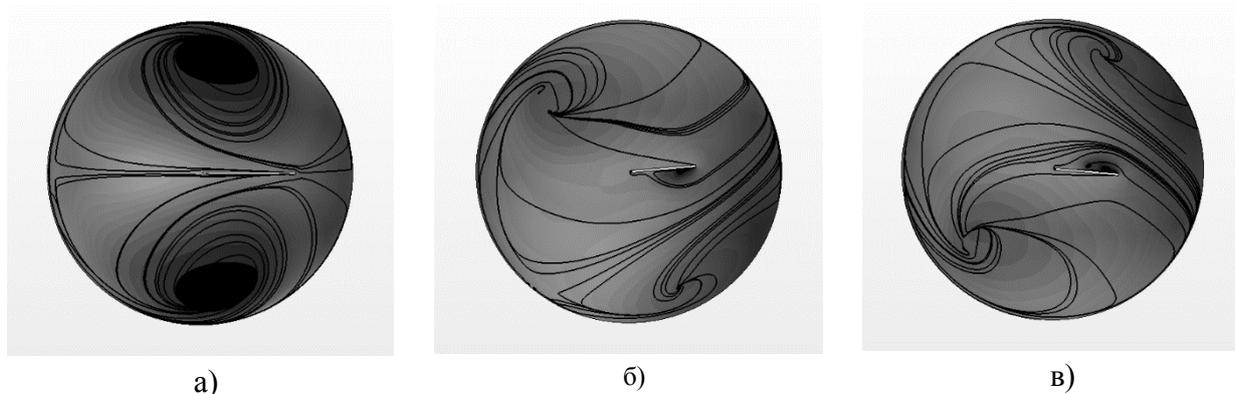


Рис. 4. Режимы обтекания лунки с рецептором:

а) симметричный режим, б) левый несимметричный режим, в) правый несимметричный режим

Кроме картин течения, при расчете стационарных режимов обтекания полусферической лунки получены интегральные термогидравлические характеристики: коэффициент аэродинамического сопротивления лунки сопротивления  $C_x$  и коэффициент теплоотвода  $Nu$  (число Нуссельта). Как видно из таблицы 2, несимметричные режимы обтекания обладают примерно на 24% большим коэффициентом теплоотдачи лунки по сравнению с симметричным режимом, однако при этом коэффициент гидравлического сопротивления возрастает на 33%.

Таблица 1. Сравнение интегральных характеристик

	Симметричный режим обтекания лунки	Несимметричные режимы «левый»/«правый»
$C_x$	0.015	0.02
$Nu$	181	224

Авторы выражают благодарность С.В. Гувернюку за консультации по постановке задачи и ценные замечания по работе, а также М.А. Зубину за консультации по проведению эксперимента.

Работа выполнена при государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый – С.А. Исаев, КНИТУ-КАИ, г. Казань) по гранту Правительства России № 14.Z50.31.0003.

#### Литература

1. Дзюбенко Б.В., Кузма-Кичта Ю.А., Леонтьев А.И., Федик И.И., Холпанов Л.П. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах. М.: ФГУП ЦНИИАТОМИНФОРМ. 2008.
2. Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005. 398 с.
3. Krishna Kota, Ludovic Burton, Yogendra Joshi. thermal performance of an air-cooled heat sink channel with microscale dimples under transitional flow conditions // J. of Heat Transfer. 2013. V. 135 (1). 111005 (1-9).
4. Jin Choi, Woo-Pyung Jeon, Haechon Choi. Mechanism of drag reduction by dimples on a sphere // Physics of Fluids. 2006. V. 18 (4).
5. Коваленко Г.В., Терехов В.И., Халатов А.А. Режимы течения в одиночной лунке, расположенной на поверхности канала // Прикладная механика и техническая физика. 2010. Т. 51 (6). С. 78-88.
6. Isaev S.A., Kornev N.V., Hassel E., Leontiev A.I. Influence of the Reynolds number and the spherical dimple depth on turbulent heat transfer and hydraulic loss in a narrow channel// Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. V. 53 (1-3). P. 178-197.
7. Turnow J., Kornev N., Isaev S., Hassel E. Vortex mechanism of heat transfer enhancement in a channel with spherical and oval dimples// Heat and Mass Transfer. 2011. V. 47 (3). P. 301-313.
8. Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows // AIAA. 2001. 2001-0879.