

Эволюция вихревой структуры течения за выступами в канале при гармоническом изменении расхода газа

Изучено влияние трех основных режимов нестационарного течения на процессы зарождения и эволюции вихревых структур в пристеночном слое дискретно шероховатого канала с массивом выступов. Эксперименты выполнены с использованием двумерного метода оптических измерений в диапазоне чисел Струхала $0,016...0,617$ и диапазоне относительной амплитуды наложенных пульсаций скорости $0,11...0,8$. Данные представлены по фазам периода наложенных пульсаций скорости с шагом $0,25\pi$. Выявлены новые гидродинамические эффекты, способствующие интенсификации теплообмена, – обтекание выступа вихрем в направлении вверх по потоку, сокращение длины отрывной области до $1,1h$ в фазе $0,5\pi$ и до $3,4h$ в среднем за период наложенных пульсаций, интенсификация массообмена между пристеночной областью и внешним течением практически по всей поверхности дискретно шероховатой стенки.

Н.С. ДУШИН,
канд. техн. наук
(ИММ ФИЦ КазНЦ РАН,
Казань)
ndushin@bk.ru

Отрывное течение, наложенная нестационарность, массив выступов, вихри, фаза

Работа продолжает исследование [1], где было обосновано существование трех различных нестационарных режимов течения в каналах с массивом выступов и обратным уступом – низкочастотного, высокочастотного и быстро осциллирующего. В работе [1] были определены критерии их реализации и характерные интегральные особенности. В настоящей работе исследованы процессы зарождения и эволюции вихревых структур в пристеночном слое дискретно шероховатого канала на выделенных нестационарных режимах течения.

Испытания проводились в воздушном канале с массивом выступов, конфигурация которого описана в работе [1]. Расход воздуха в экспериментах изменялся по закону, близкому к гармоническому, при использовании пульсатора с функцией регулирования частоты и амплитуды [2]. Амплитуда регулировалась изменением площади проходного сечения байпасного канала пульсатора. Пульсатор был герметично прикреплен к выходному фланцу рабочего участка, поэтому при изменении расхода пропорционально изменялась скорость течения U в рабочем участке (рис. 1). Соответственно, при дальнейшем описании наложенной на поток периодической нестационарности используется понятие «наложенные пульсации скорости». Рис. 1 также иллюстрирует принятый в работе подход к определению значения фазы наложенных пульсаций скорости φ . Во всех экспериментах среднерасходная скорость $U_b = 2,1$ м/с рассчитывалась по полной площади поперечного сечения рабочего участка (без учета высоты выступов).

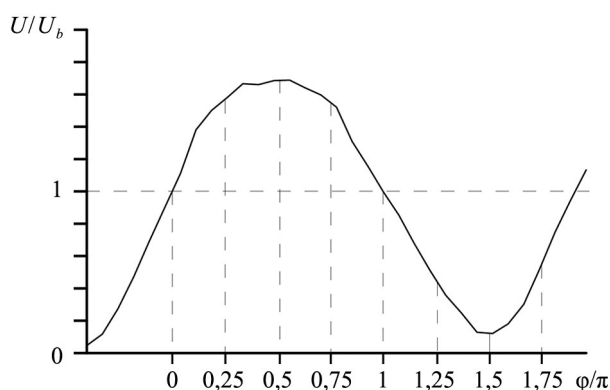


Рис. 1. Фрагмент осциллограммы скорости течения в точке $x/h = 1,5$, $y/h = 3,5$ на высокочастотном режиме

Представление об эволюции вихревой структуры потока в течение периода наложенных пульсаций скорости можно получить на основе анализа полей скорости, осредненных по фазам векторных и совме-

щенных с изолиниями Q -критерия. Осреднение проводилось для данных в интервале $\pm 0,03\pi$ от заданного значения фазы φ . Измерения мгновенных полей скорости в работе выполнены двумерным оптическим методом Smoke Image Velocimetry в вертикальной плоскости симметрии рабочего участка в области установившегося течения. Для характеристики исследованного пространства используются поперечная (по высоте канала) координата y и продольная координата x , отсчитываемые от дискретно шероховатой стенки канала и вертикальной кромки выступа с наветренной стороны относительно высоты выступа h . Частота наложенных пульсаций скорости f описывается числом Струхала $St = fh/U_b$, их амплитуда A_u – относительной амплитудой $\beta = A_u/U_b$. Изолинии Q -критерия использованы для локализации ядер вихрей. Диапазоны варьирования числа Струхала и относительной амплитуды наложенных пульсаций скорости составляли $St = 0,016 \div 0,617$; $\beta = 0,11 \div 0,8$.

Результаты измерений для низкочастотного режима представлены на рис. 2. Здесь и далее векторами показано поле скорости. Для иллюстрации динамики течения линиями со стрелками показаны характерные крупномасштабные движения, а вертикальными стрелками на оси x/h – положение точек присоединения потока.

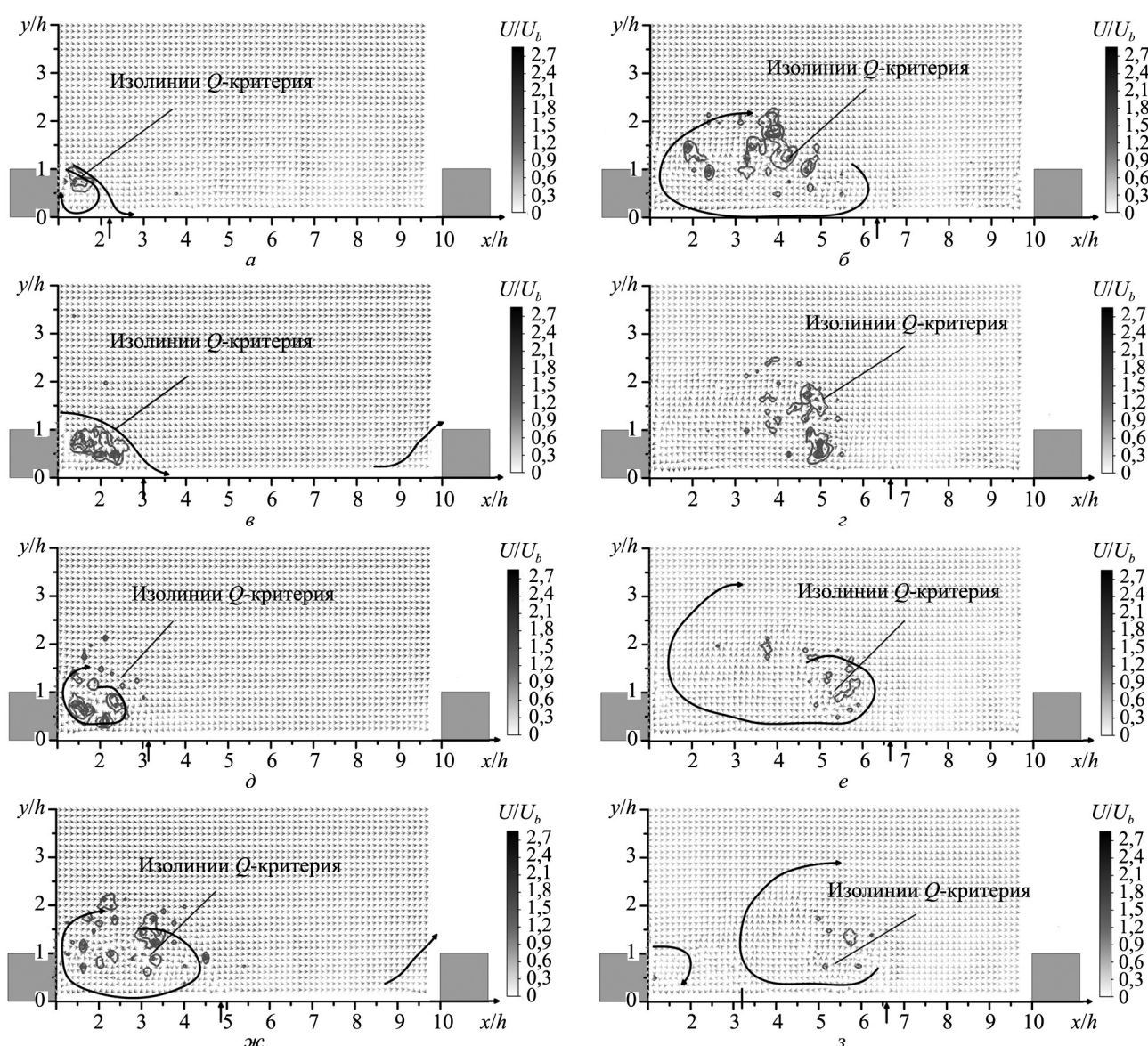


Рис. 2. Низкочастотный режим течения ($\beta = 0,48$; $St = 0,039$): а – $\varphi = 0$; б – $\varphi = \pi$; в – $\varphi = 0,25\pi$; г – $\varphi = 1,25\pi$; д – $\varphi = 0,5\pi$; е – $\varphi = 1,5\pi$; ж – $\varphi = 0,75\pi$; з – $\varphi = 1,75\pi$

Как видим (см. рис. 2), низкочастотный режим характеризуется формированием крупномасштабной вихревой структуры, которая зарождается непосредственно за выступом в фазе ускорения потока ($\varphi=1,75\pi \div 0$). В этот момент времени фиксируются две точки, сформированные зарождающейся вихревой структурой и структурой, предшествующей ей (обозначены вертикальной линией и стрелкой на оси x/h в фазе $\varphi=1,75\pi$ (см. рис. 2, 3)). Эти точки смыкаются в фазе $\varphi=0$ с образованием точки присоединения течения на расстоянии $1,2h$ от выступа. В начальный период времени масштаб зарождающейся структуры соизмерим с высотой выступа. По мере ускорения внешнего течения ($0<\varphi<0,5\pi$) масштаб вихревой структуры быстро увеличивается, достигая $2h$. Это, в свою очередь, приводит к поджатию потока с образованием высокомоментной области над вихревой структурой, которая далее перемещается вниз по течению на протяжении всей фазы торможения ($0,5<\varphi<1,5\pi$).

В фазе максимального расхода ($\varphi=0,5\pi$) наблюдается выраженная разность между скоростью над выступами и в промежутке между выступами. По всей видимости, это связано с периодически изменяющейся площадью поперечного сечения канала и существенным влиянием масштаба вихря на изменение этой площади. В начале фазы торможения инерция ядра потока вытягивает вихрь в продольном направлении ($\varphi=0,75\pi$). Далее в фазе торможения можно видеть, что между выступами вниз по течению движется область повышенной скорости, сформированная над выступом в фазе $\varphi=0,5\pi$. При ее движении происходит дальнейшее продольное растяжение вихря со смещением точки присоединения потока до дистанции $5,5h$ и подсос вихря в следующую за областью повышенной скорости низкоскоростную область ($\pi<\varphi<1,75\pi$). Подсос вихря во внешнее течение увеличивает его масштаб до $3h-4h$.

Расстояние между препятствием и точкой присоединения существенно увеличивается только в фазах, когда абсолютное значение скорости потока превышает среднее значение ($0<\varphi<\pi$), и максимальное значение сохраняется в фазе уменьшенной скорости ($\pi<\varphi<2\pi$). Разрушение вихревой структуры, как и зарождение новой, происходит в фазе разгона потока ($1,75\pi<\varphi<2\pi$).

На высокочастотном режиме течения вихрь за выступом имеет большую интенсивность вращения, чем на низкочастотном режиме, и меньший масштаб. Соответственно, при числах Струхала, близких к низкочастотному режиму, вихри за выступами имеют наибольший диаметр (до $1,5h$). При увеличении числа Струхала диаметр вихрей постепенно уменьшается до $0,3h$.

Увеличение частоты наложенных пульсаций скорости сопровождается уменьшением расстояния, на которое перемещается поток в течение периода. На высокочастотном режиме течения высота области пониженной скорости в промежутке между выступами в фазе $\varphi=0,5\pi$ имеет порядок $2h$ (рис. 3). На низкочастотном режиме высота такой области достигала $3,5h$. Также видно, что период наибольших скоростей в ядре потока сдвинут по фазе в область $0,5\pi<\varphi<\pi$.

Принципиальное отличие высокочастотного режима течения от низкочастотного заключается в том, что в фазах повышенной скорости ядра потока (относительно среднерасходного значения) длина отрывной области не увеличивается, а наоборот, уменьшается. Процесс формирования вихря на высокочастотном режиме (см. рис. 3) начинается в фазе $\varphi \approx 0$. Ускорение ядра потока в этой фазе отклоняет нулевую линию тока (рис. 3, пунктирная линия) в сторону стенки, соответственно, поток из центральной области канала начинает обтекать нижний по потоку выступ, за которым формируется небольшой вихрь. Аналогичная картина наблюдается и за выступом, находящимся выше по потоку, но с разницей по времени, соответствующей прохождению фронтом волны от наложенных пульсаций скорости расстояния между выступами.

Первоначально зарождающийся вихрь находится в зазоре между подветренной кромкой выступа и следом от вихря, вращавшегося над выступом в предыдущий период наложенных пульсаций скорости. Длина области обратного течения в фазе $\varphi=0$ достигает $7,7h$. В промежуток времени между фазами $\varphi=0$ и $\varphi=0,25\pi$ ускоряющийся поток, натекающий на выступ, сносит зародившийся вихрь за выступ и

прижимает его по направлению к стенке и выступу. Одновременно с этим увеличивается масштаб вихря и резко сокращается длина области пристеночных обратных токов (до $2h$). Интенсивное вращение вихря за выступом сохраняется практически до момента снижения скорости течения до среднего значения в фазе $\varphi = \pi$. Соответственно, течение за выступом в этот период времени присоединяется к стенке на дистанции $1h - 1,5h$, и застойных или низкоскоростных областей на поверхности дискретно шероховатой стенки практически нет.

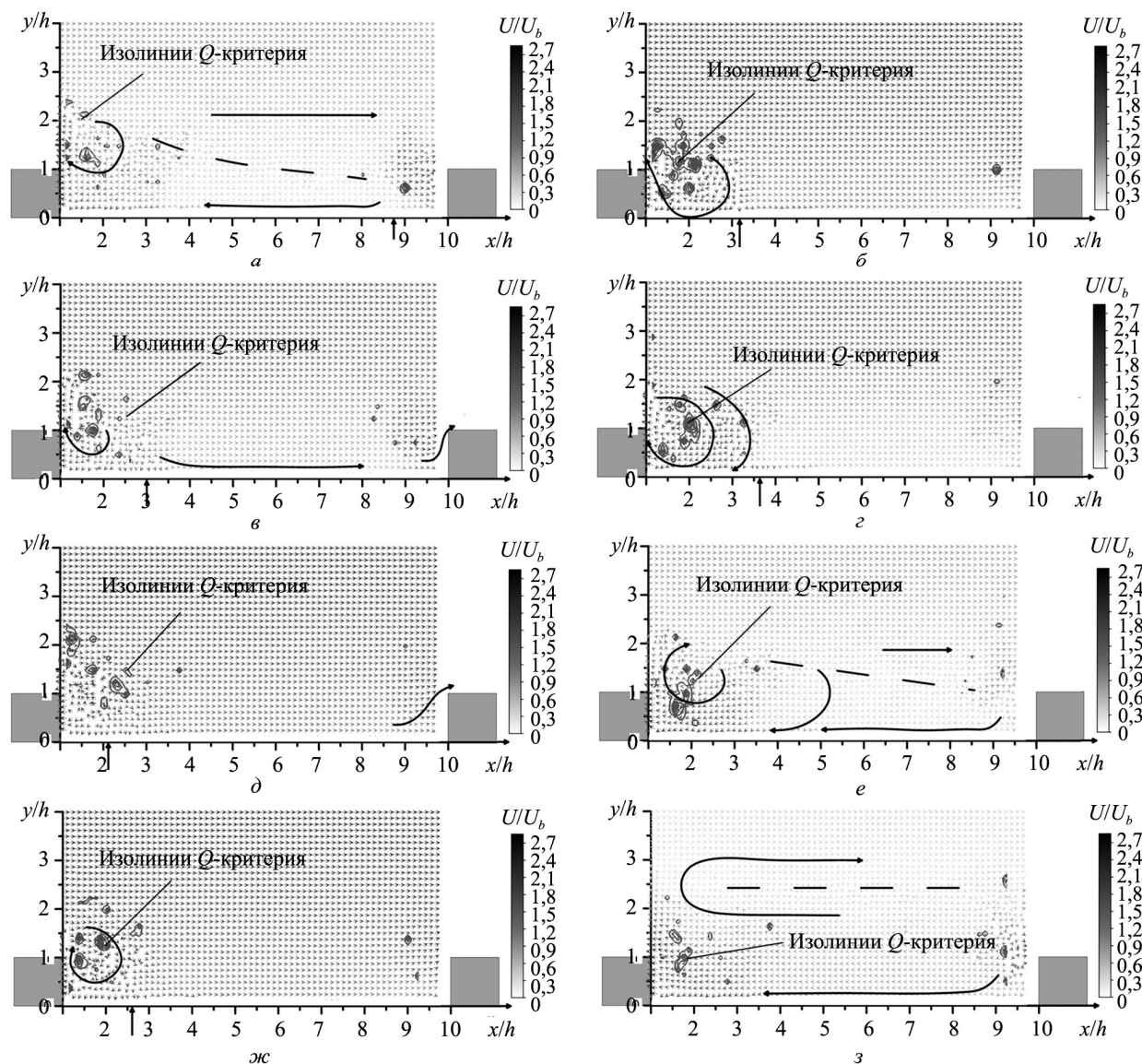


Рис. 3. Высоочастотный режим течения $\beta = 0,64$; $St = 0,24$:

$a - \varphi = 0$; $b - \varphi = \pi$; $v - \varphi = 0,25\pi$; $z - \varphi = 1,25\pi$; $d - \varphi = 0,5\pi$; $e - \varphi = 1,5\pi$; $ж - \varphi = 0,75\pi$; $з - \varphi = 1,75\pi$

Фаза торможения потока на высоочастотном режиме течения характеризуется смещением вихря вверх по высоте канала, что приводит к увеличению «эффективной высоты» выступа. При приближении фазы наложенных пульсаций скорости к точке минимума уменьшается скорость внешнего течения и появляется слой смешения, начинающийся от верхней границы вихря. Форма отрывной области в фазе $\varphi = 1,5\pi$ близка к классическому отрыву, а ее продольный размер занимает весь промежуток между выступами.

Так как скорость в канале изменяется по закону, близкому к гармоническому, то при переходе от фазы торможения к фазе ускорения скорость ядра потока изменяется медленно. Это способствует выравниванию поперечного градиента скорости в промежутке между выступами и изменению угла наклона нулевой линии тока до положения, параллельного стенке канала ($\varphi = 1,75\pi$). Таким образом, наблюдается

необычный эффект, когда промежуток между выступами заполнен возвратным течением вплоть до высоты $2,5h$.

Возвратное течение переносит вихрь над выступом вверх по течению, создавая характерную для высокочастотного режима течения траекторию движения вихря. Расстояние, на которое вихрь смещается вверх по течению, в основном зависит от амплитуды наложенных пульсаций скорости. При $\beta > 0,45$ вихрь перемещается вдоль всей верхней части выступа. Если же $\beta > 0,6$, то вихрь может полностью огибать поверхность выступа, включая его наветренную сторону. Однако эти значения могут быть снижены за счет смещения частоты внешнего воздействия в окрестность $St = 0,32$.

Разрушение вихревой структуры происходит аналогично низкочастотному режиму в фазе ускорения потока. Вихрь разрушается достаточно быстро, и на представленных полях можно идентифицировать только его след, проявляющийся в неоднородности векторного поля за выступом в фазе $\varphi = 0$.

На быстроосциллирующем режиме течения (рис. 4) с выступа периодически срываются мелкомасштабные вихри, не разрушающиеся в течение нескольких периодов пульсаций расхода. Эти вихри образуют цепочку, движущуюся параллельно продольной оси канала, что приводит к образованию в ближнем следе за выступом застойной зоны.

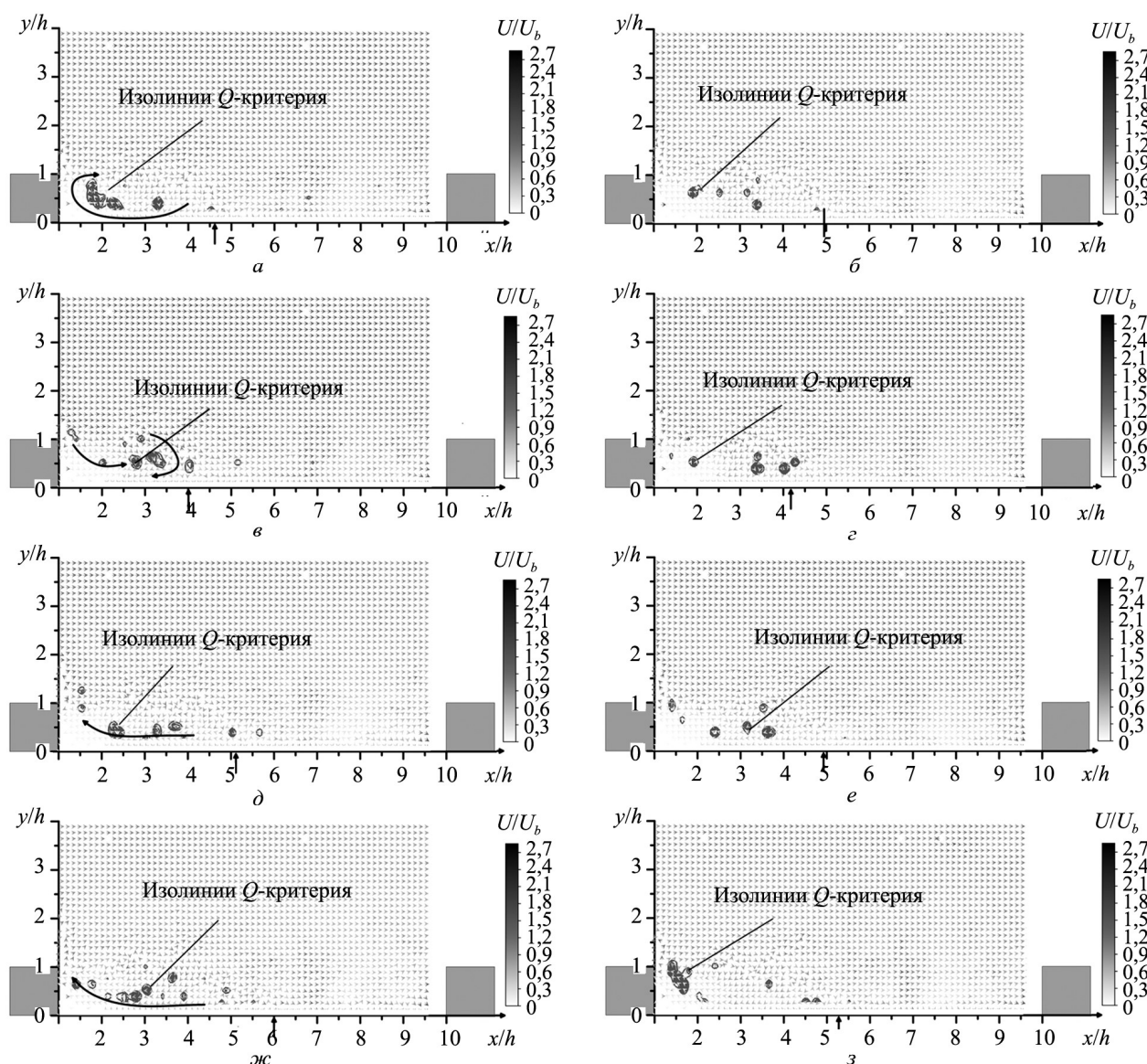


Рис. 4. Быстро осциллирующий режим течения ($\beta = 0,51$; $St = 0,615$): а – $\varphi = 0$; б – $\varphi = \pi$; в – $\varphi = 0,25\pi$; г – $\varphi = 1,25\pi$; д – $\varphi = 0,5\pi$; е – $\varphi = 1,5\pi$; ж – $\varphi = 0,75\pi$; з – $\varphi = 1,75\pi$

Расстояние от подветренной кромки выступа до точки присоединения потока, в отличие от рассмотренных режимов, изменяется слабо (от $3h$ до $5h$). В среднем это расстояние равно $4h$, что сопоставимо с обтеканием массива выступов стационарным потоком [3, 4].

Процесс изменения длины отрывной области связан с периодическим изменением направления движения потока в ближнем следе за выступом. В свою очередь, изменение направления движения точки присоединения потока обусловлено периодическим движением вихревой структуры в направлении, перпендикулярном стенке. Механизм вертикального движения вихревой структуры аналогичен механизму на высокочастотном режиме течения, но дистанция, на которую вихрь смещается по направлению к стенке, не превышает $0,15h$.

На основании данных рис. 4, демонстрирующих изменение поля скоростей и положения точки присоединения потока, можно заключить, что частота срыва вихрей подстраивается не только под частоту наложенных пульсаций скорости, но и под ее гармонику. Для проверки этой гипотезы был построен спектр продольных пульсаций скорости (рис. 5) в окрестности кромки выступа.

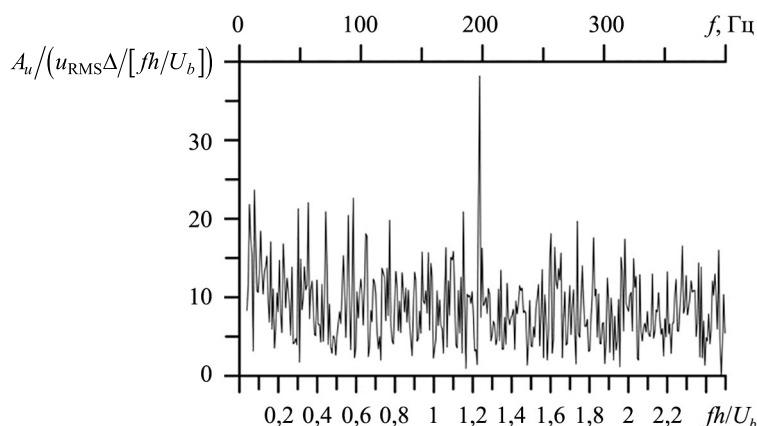


Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика пульсаций продольной компоненты скорости в точке $x/h = 1,3$; $y/h = 1,1$; $\beta = 0,51$; $St = 0,615$

Установлено, что частота срыва вихрей действительно в два раза выше частоты наложенных пульсаций скорости и гипотеза верна. Полученный результат объясняется возбуждением старших гармоник возмущений, наложенных на поток, кратных собственной частоте рабочего участка. Поскольку на выходной границе рабочего участка установлен пульсатор с небольшой площадью проходного сечения, а входное сечение сообщается с окружающей средой, то в первом приближении рабочий участок можно считать четвертьволновым резонатором. Для такого резонатора собственные частоты канала определяются из соотношения $(2n-1)c/(4L^*)$, где c – скорость звука; L^* – эффективная длина канала, которая превышает L на поправку Рэлея; $n = 1, 2, \dots$ – номер гармоники. Наблюдаемая частота в 192 Гц соответствует второй гармонике, $n=2$. При отличии частоты пульсаций расхода от частот, кратных собственной частоте канала, подстройка не наблюдается, и срыв вихрей происходит на заданной частоте.

В целом периодическое изменение скорости в ядре потока оказывает значительное влияние на развитие и перенос вихревых структур в отрывной области. Возникают эффекты, которые не появляются при других методах управления течением, – формирование за препятствием круглого в поперечном сечении вихря с масштабом до $4h$; возникновение возвратного течения между выступами вплоть до высоты $2,5h$; осцилляции течения в пристеночной области; резкое пятикратное изменение расстояния до точки присоединения потока; обтекание выступа вихрем в направлении вверх по потоку; сокращение расстояния от выступа до точки присоединения потока до $1,1h$ (на высокочастотном режиме при $\varphi = 0,5\pi$).

Наименьшее осредненное за период наложенных пульсаций скорости расстояние от наветренной кромки выступа до точки присоединения наблюдается на высокочастотном режиме ($3,4h$). Аналогичная

длина отрывной области была получена в работе [5] при управлении течением за счет импульсного вдува газа. Однако применение исследованного в настоящей работе высокочастотного режима течения может быть более перспективно при решении задач интенсификации теплообмена, в том числе в ракетной технике [6], так как в течение периода наложенных пульсаций происходит интенсивный массообмен между пристеночной областью и внешним течением практически по всей поверхности дискретно шероховатой стенки.

Работа выполнена за счет гранта Академии наук Республики Татарстан, предоставленного молодым кандидатам наук (постдокторантам) с целью защиты докторской диссертации, выполнения научно-исследовательских работ, а также выполнения трудовых функций в научных и образовательных организациях Республики Татарстан в рамках государственной программы Республики Татарстан «Научно-технологическое развитие Республики Татарстан» (соглашение № 62/2024-ПД).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Душин Н.С. и др. Прогнозирование режимов вихреобразования за препятствием в канале при гармоническом изменении расхода газа // Изв. вузов. Авиационная техника. 2025. № 1. С. 52–59.
2. Goltsman A. et al. Generation of Sinusoidal Pulsating Flows in the Channels of Experimental Setups // Flow Measurement and Instrumentation. 2019. Vol. 66. P. 60–66.
3. Cardwell N.D., Vlachos P.P., Thole K.A. Developing and Fully Developed Turbulent Flow in Ribbed Channels // Experiments in Fluids. 2011. Vol. 50. Iss. 5. P. 1357–1371.
4. Moon M.A., Park M.J., Kim K.Y. Evaluation of Heat Transfer Performances of Various Rib Shapes // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 71. P. 275–284.
5. Kapiris P.G., Mathioulakis D.S. Experimental Study of Vortical Structures in a Periodically Perturbed Flow over a Backward-Facing Step // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2014. Vol. 47. P. 101–112.
6. Чорный А.Д., Жукова Ю.В., Попов И.А. Газодинамика и теплообмен в системе подогрева гелия жидкостного ракетного двигателя // Изв. вузов. Авиационная техника. 2025. № 1. С. 79–88.

Поступила в редакцию 20.08.25

После доработки 3.09.25

Принята к публикации 5.09.25

Evolution of the Vortical Structure of Flow in Ribbed Channels with Sinusoidal Flow Rate Variation

N.S. DUSHIN

IME – Subdivision of FRC KazSC RAS, Kazan

The study focused on the effect of three principal unsteady flow regimes on the processes of vortex inception and evolution in the near-wall layer of a channel with an array of ribs. A two-dimensional optical method was employed for measurements. The Strouhal number range considered in the study was 0.016 to 0.617. The normalized amplitude of forced pulsation of velocity ranged between 0.11 and 0.8. The data are given for the phases of forced pulsation of velocity with an increment of 0.25π . New hydrodynamic effects critical for heat and mass transfer enhancement were discovered, including a vortex circumnavigating the rib in upstream direction, reduction of the reattachment length to $1.1h$ in a phase of 0.5π and to average $3.4h$ over the period of forced pulsation, enhancement of mass transfer between the near-wall region and main flow over almost the entire surface of roughened wall.

Separated flow, forced unsteadiness, rib array, vortex, phase