

УДК 532.517:629.7

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА ПЕРФОРИРОВАННЫМ ГЕНЕРАТОРОМ ВИХРЕЙ

Ш. Хабчи, Т. Леменанд*, Д. Делла Валле**,***,
А. Аль Шаер****, Х. Пирхоссаини*****

Университет Нотр Дам, Луаз, Ливан

* Университет Анже, Анже, Франция

** Университет Нанта, Анже, Лемана, Нант, Франция

*** Национальная школа ветеринарии, пищевой промышленности и сельского хозяйства,
Нант, Франция

**** Национальный центр научных исследований Ливанского международного университета,
Бейрут, Ливан

***** Парижский университет Дидро, Париж, Франция

E-mails: charbel.habchi@hotmail.fr, Thierry.LEMENAND@univ-angers.fr,

dominique.dellavalle@oniris-nantes.fr, ali.alshaer@liu.edu.lb,

hassan.peerhossaini@univ-paris-diderot.fr

Исследуется влияние вихревого следа, возникающего позади перфорированного закрылка, на процесс перемешивания потоков в теплообменниках и химических реакторах. Изучено турбулентное течение, генерируемое одним перфорированным закрылком. С этой целью с помощью велосиметров, принцип работы которых основан на использовании эффекта Доплера, измерена скорость вниз по потоку за перфорированным генератором вихрей трапециевидной формы. Обнаружено, что закрылок генерирует два сдвиговых слоя, один из которых расположен на верхней кромке закрылка, а другой стекает с кромки отверстия. Эти слои характеризуются высоким уровнем кинетической энергии турбулентности, что способствует интенсификации процесса перемешивания на мезоуровне. Из результатов спектрального анализа следует, что на макроуровне степень турбулентности в слоях, стекающих с кромки перфорированного закрылка и кромки отверстия, приблизительно одна и та же.

Ключевые слова: вихревой след, турбулентность, кинетическая энергия, энергетический спектр турбулентности, лазерные велосиметры, эффект Доплера.

DOI: 10.15372/PMTF20150404

Введение. Завихренность в потоках жидкости и газа, используемых в промышленных установках, создается для интенсификации переноса массы и тепла [1–6], в авиа- и автомобилестроении завихренность в потоке генерируется для предотвращения отрыва пограничного слоя [7–11]. Завихренность можно создавать, вводя пространственные, временные либо те и другие возмущения потока. Примером возмущения потока во времени может служить пульсирующий поток, в котором имеются большие градиенты скорости, приводящие к появлению поперечных вихрей [12]. Пространственные возмущения могут

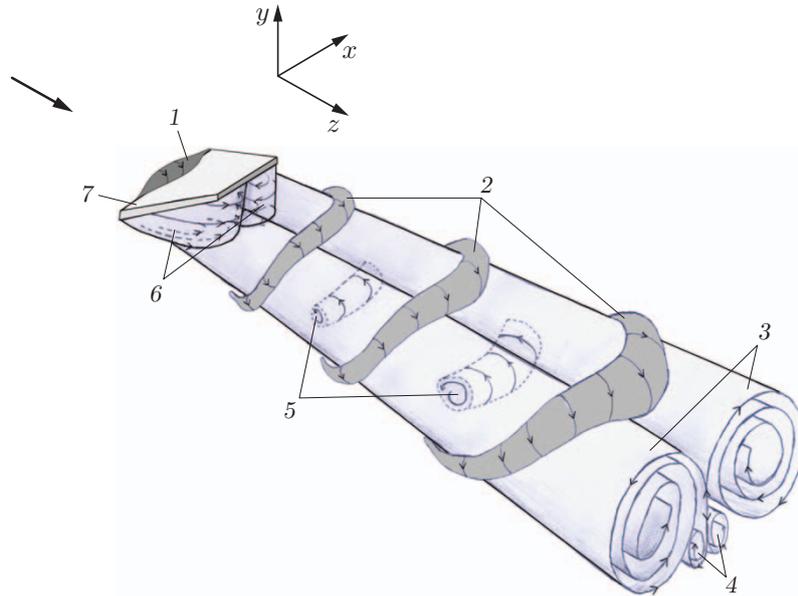


Рис. 1. Основные структуры, генерируемые трапециевидным генератором вихрей: 1 — кольцевой вихрь $(\omega_x, 0, 0)$, 2 — шпилькообразные вихри $(\omega_x, \pm\omega_y, \pm\omega_z)$, 3 — вихри первого типа $(0, 0, \pm\omega_z)$, 4 — вихри второго типа $(0, 0, \pm\omega_z)$, 5 — обратные вихри $(-\omega_x, 0, 0)$, 6 — продольные вихри (рециркуляционное течение) $(0, \pm\omega_y, 0)$, 7 — закрылок

возникать вследствие развития неустойчивости под действием центробежных сил; например, в криволинейных каналах возникают вихри Дина [13, 14], вблизи вогнутых поверхностей — вихри Гертлера [15]. Применение генераторов турбулентности также является эффективным способом создания сложных когерентных структур, состоящих из поперечных и продольных вихрей [7].

Как правило, вследствие наличия большого градиента давления на границе между областью основного течения и областью вихревого следа, прилегающей к генератору вихрей, вниз по потоку за генератором возникают вихри двух типов [16]. Вихри первого типа, как правило, представляют собой пары продольных вихрей, расположенных в поперечном сечении потока и вращающихся в противоположных направлениях. Эти вихри, образуемые на задних кромках пластины, способствуют переносу тепла и массы [17, 18]. Появление вихрей второго типа обусловлено деформированием и разрушением пограничного слоя, стекающего с верхней кромки генератора вихрей. Эти вихри, вследствие их ориентации, захватывают жидкость и способствуют образованию “мертвых” зон. Вследствие развития неустойчивости типа неустойчивости Кельвина — Гельмгольца вихри обоих типов могут превратиться в шпилькообразные неустановившиеся вихри, как, например, в случае трапециевидного закрылка [4, 19–21].

Указанные основные структуры, расположенные вниз по потоку за трапециевидным генератором вихрей, показаны на рис. 1 [19]. Непосредственно за закрылком находятся зоны рециркуляции, оказывающие негативное влияние на распределение частиц по времени пребывания и как следствие на перемешивание на макроуровне. Поэтому для создания потока с большой кинетической энергией, способного разрушить зоны рециркуляции, используются перфорированные закрылки.

Многие типы вихревых генераторов, различающихся в основном формой, описаны в литературе [7, 11, 17]. Основной целью большинства работ является изучение структуры течения и ее влияния на перенос массы и тепла экспериментальными или численными методами. Существует небольшое количество работ, в которых для исследования течения

при наличии генераторов вихрей применяются статистические методы теории турбулентности (см. [22]). Тем не менее при изучении влияния вихревых генераторов на эволюцию кинетической энергии турбулентного движения и скорость ее диссипации в основном используются статистические подходы. Две указанные характеристики турбулентного движения могут быть использованы для получения количественной оценки процесса перемешивания. Перемешивание в турбулентном режиме является многомасштабным процессом и представляет собой три одновременно происходящих процесса, каждый из которых можно описать как процесс поглощения более мелких вихрей более крупными [23].

1. Перемешивание на макроуровне, обусловленное переносом частиц основным потоком, в результате чего формируется однородный поток. Этот процесс представляет собой адвекцию частиц потоком и характеризуется числом Пекле.

2. Перемешивание на мезоуровне, заключающееся в разрушении крупных вихрей в инерционном интервале спектра турбулентности и характеризующееся величиной кинетической энергии.

3. Перемешивание на микроуровне, сопровождающееся уменьшением локальных градиентов вследствие поглощения и деформации на колмогоровском масштабе и ламинарным перемешиванием вплоть до диффузии на молекулярном масштабе.

При таком представлении процесса перемешивания роль генераторов вихрей заключается в интенсификации этого процесса за счет конвективного радиального переноса, обусловленного формированием вихревого следа, аналогичного вихревому следу на крыле самолета. Вследствие увеличения скорости потока в верхней части закрылка и возникновения вторичной неустойчивости (шпилькообразных вихрей) вокруг вихревого следа указанные процессы приводят к увеличению степени турбулентности. Все это вызывает интенсификацию перемешивания на мезо- и микроуровнях.

Однако, вследствие того что закрылок является преградой для гидродинамического потока, образуется вихревой след, захватывающий небольшой объем жидкости вблизи стенки, взаимодействие которого с окружающей средой практически отсутствует. Это оказывает негативное влияние на распределение частиц по времени пребывания [4]. Для того чтобы улучшить процесс перемешивания, предлагается разрушать вихревой след с помощью высокоскоростной струи, истекающей из кругового отверстия, расположенного в центре закрылка, в вихревую зону, в которой скорость потока мала.

В [24] выполнено экспериментальное и численное исследование процесса переноса тепла на поверхности с перфорированными ребрами и показано, что при наличии струи процесс переноса тепла интенсифицируется, а размеры зоны рециркуляции уменьшаются.

Для того чтобы оценить влияние такой модификации геометрии на характеристики потока и процесс перемешивания, необходимо изучить гидродинамику потока.

В данной работе представлены результаты измерения скорости потока с помощью лазерного велосиметра, принцип действия которого основан на использовании эффекта Доплера, а также результаты исследования статистики турбулентности вниз по потоку от перфорированного трапециевидного закрылка, расположенного в аэродинамической трубе.

1. Постановка эксперимента. В данном пункте описываются экспериментальная установка и методика проведения эксперимента.

1.1. *Аэродинамическая труба и размеры генератора вихрей.* На рис. 2 показан перфорированный трапециевидный генератор вихрей, представляющий собой алюминиевый закрылок толщиной 0,5 мм и высотой 70 мм. Основание (шириной 80 мм) генератора закреплено в аэродинамической трубе под углом 90° к ней. Ширина верхнего основания равна 60 мм. На оси симметрии закрылка на расстоянии от основания аэродинамической трубы, равном 40 мм, расположено отверстие радиусом 10 мм. Для предотвращения отражения лазерного луча закрылок окрашен в черный цвет.

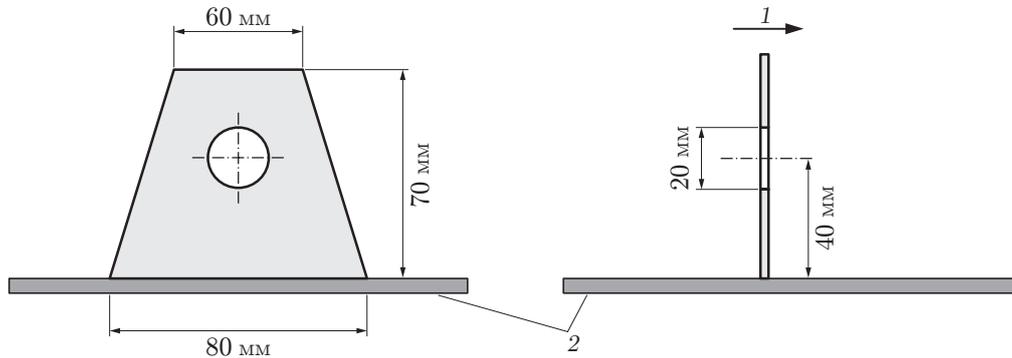


Рис. 2. Схема трапециевидного генератора вихрей:
1 — поток воздуха, 2 — основание аэродинамической трубы

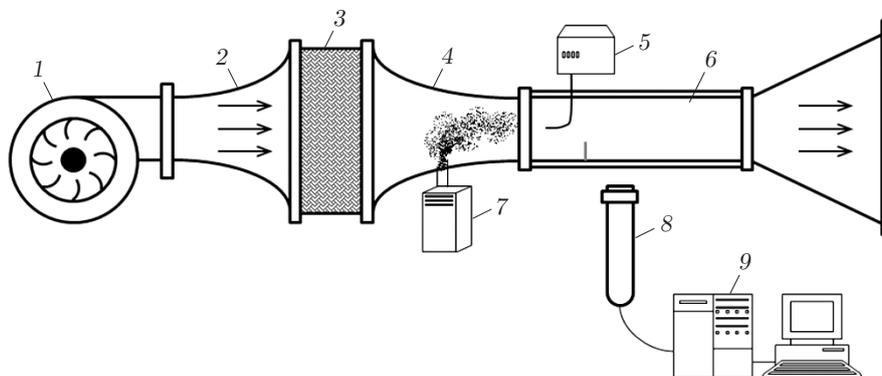


Рис. 3. Схема аэродинамической трубы и экспериментальное оборудование:
1 — центробежный вентилятор, 2 — диффузор, 3 — сотовая решетка, 4 — прекодиционер, 5 — трубка Пито, 6 — измерительная секция, 7 — генератор дыма, 8 — лазерный источник, 9 — система лазерного велосиметра

Измерения скорости проводились в аэродинамической трубе длиной 5 м с поперечным сечением, имеющим форму квадрата, длина стороны которого равна 300 мм.

Поток воздуха создавался с помощью центробежного вентилятора (рис. 3), работающего от электрического мотора мощностью 5 кВт при напряжении 220 В. Частота вращения ротора регулировалась контроллером, что позволяло создавать скорость потока в интервале от 5 до 12 м/с. Скорость потока измерялась с помощью трубки Пито, соединенной с цифровым преобразователем для регулирования скорости потока. Эксперименты проводились при значениях скорости потока 1 и 6 м/с, соответствующих числам Рейнольдса, равным 7000 и 42 000. Для того чтобы стабилизировать поток до его входа в измерительную секцию трубы, перед сужающимся участком трубы была установлена сотовая решетка, вследствие чего степень турбулентности потока перед его входом в измерительную секцию не превышала 5 %. Масляно-парафиновый генератор заполнял дымом поток воздуха перед входом в измерительную секцию, боковые стенки которой выполнены из оптического стекла.

1.2. *Измерения с помощью лазерного велосиметра.* Измерения выполнены с помощью лазерного велосиметра фирмы Dantec, снабженного 10-ваттным лазерным источником ионов и усилителями сигнала (модели 57N20 BSA и 57N35 BSA). Измерительная головка снабжена 160-миллиметровой фокальной линзой.

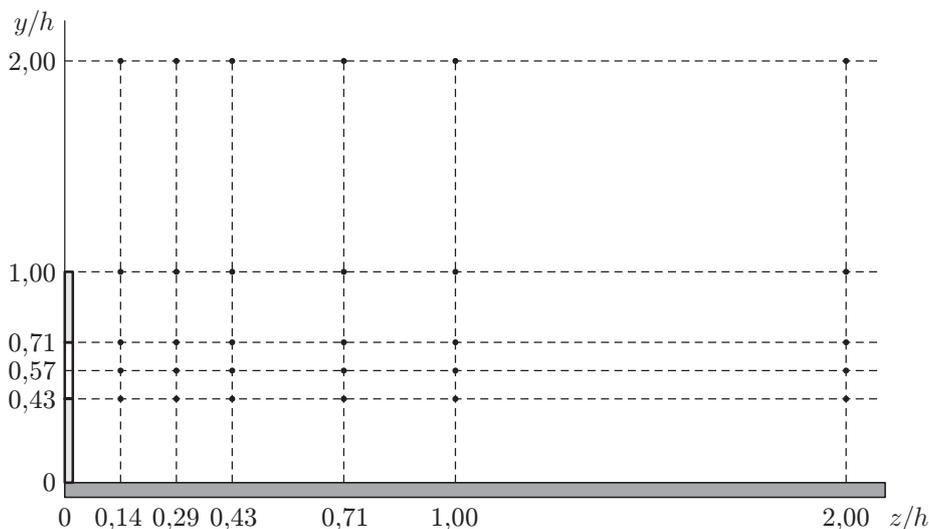


Рис. 4. Положения точек в среднем сечении генератора вихрей, в которых проводились измерения

С использованием 35 000 представительных частиц получены статистически достоверные данные о флуктуациях скорости и ее среднем значении. Прием данных осуществлялся в диапазоне $1 \div 2$ кГц.

В результате калибровки велосиметра погрешность измерений не превышала 2,5 %. Более того, чтобы обеспечить воспроизводимость результатов измерений лазерным велосиметром, измерения повторялись четыре раза в различных точках плоскости симметрии измерительной секции при максимальной скорости потока. Относительное отклонение средних и среднеквадратичных значений скорости зависит от положения точки, в которой проводится измерение. Вблизи стенки, где скорость невелика, относительное отклонение этих величин составляет 8 %, в области основного потока — 4 %. Общее стандартное отклонение, соответствующее максимальному значению неопределенности, оценивается величиной $\sqrt{2,5^2 + 8^2} = 8,4$ %. На основе анализа неопределенностей [25] можно показать, что в данном случае достоверность измерений составляет 95 %. Кроме того, 25 % данных определяются с погрешностью, не превышающей 1 %, а 75 % данных — с погрешностью, не превышающей 10 %. Для того чтобы зарегистрировать флуктуации высокой частоты, измерения необходимо выполнить в течение достаточно малого промежутка времени. Такие быстрые измерения можно провести с помощью лазерного велосиметра за счет оптимального высева частиц и настройки оптики. Поскольку измерения лазерным велосиметром выполняются в нефиксированном временном интервале, проводится повторная выборка данных в соответствии с [26]. Положения точек в среднем сечении генератора вихрей, в которых проводились измерения, показаны на рис. 4.

2. Результаты исследования и их обсуждение. Ниже приводятся результаты измерений, выполненных с помощью лазерного велосиметра.

2.1. *Средняя скорость потока.* На рис. 5 показано распределение осевой скорости в плоскости симметрии при $z/h = 0,71$ и $Re = 7000, 42000$.

Число Рейнольдса определяется следующим образом:

$$Re = U_{\infty} h / \nu.$$

Здесь U_{∞} — скорость основного потока; $h = 70$ мм — высота генератора вихрей; ν — кинематическая вязкость.

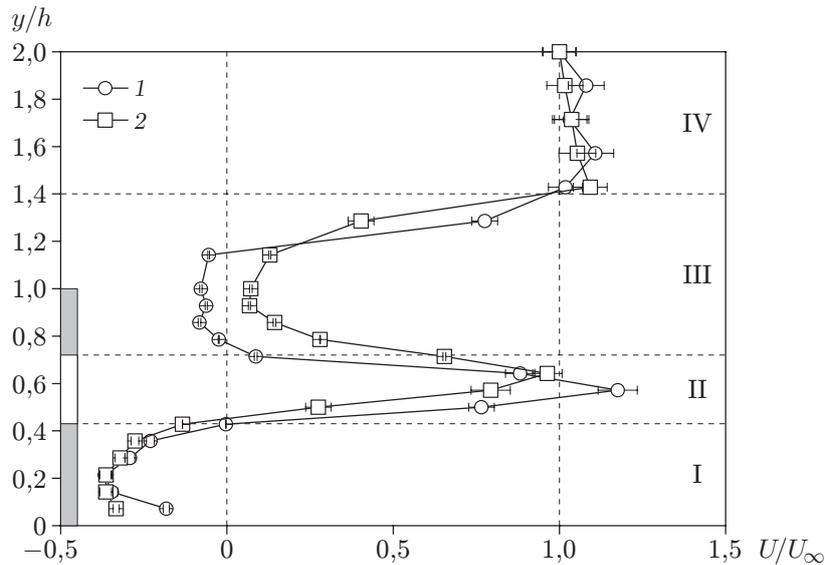


Рис. 5. Профили скорости при $z/h = 0,71$:

I–IV — области, в которых профили имеют различную кривизну; 1 — $Re = 7000$,
2 — $Re = 42000$

Профили скорости, полученные для двух значений числа Рейнольдса, подобны, и на них можно выделить четыре области, в которых эти профили имеют различную кривизну.

Область I ($0 < y/h < 0,43$) расположена под отверстием и характеризуется малыми отрицательными значениями скоростей с малыми градиентами, что обусловлено наличием рециркуляционных вихрей вблизи нижней части аэродинамической трубы.

Область II ($0,43 < y/h < 0,71$) расположена напротив отверстия и характеризуется локальным максимумом скорости, практически равным скорости основного потока, что свидетельствует об эффективности использования струйного течения. Профиль скорости в этой области имеет параболическую форму.

Область III ($0,71 < y/h < 1,40$) находится в сдвиговом слое, стекающем с верхней кромки закрылка, и характеризуется малыми скоростями, поскольку эта область находится позади жесткого препятствия.

Область IV ($y/h > 1,40$) находится в области свободного течения, расположенной выше закрылка. В этой области $U/U_\infty = 1,0$, поскольку в ней отсутствуют возмущения, вызванные наличием препятствия.

На рис. 6 показано распределение безразмерной средней осевой скорости в шести сечениях трубы, отмеченных на рис. 4, при $Re = 42000$. Точки перегибов и максимумов показаны для того, чтобы выделить траектории струйного течения и траектории сдвигового течения.

Сдвиговый слой, стекающий с верхней кромки закрылка, характеризуется максимальными градиентами скорости, поэтому его положение может быть определено по точкам перегиба ($\partial^2 U / \partial y^2 = 0$), показанным на рис. 6 (точки 1). Как правило, при определенных условиях этот слой деформируется и затем отделяется (вследствие наличия неустойчивости Кельвина — Гельмгольца), превращаясь в последовательность подковообразных вихрей [21].

Точки 2, 3 соответствуют сдвиговому слою, появляющемуся вследствие ускорения потока, обусловленного наличием перфорации. При определенных условиях этот слой может

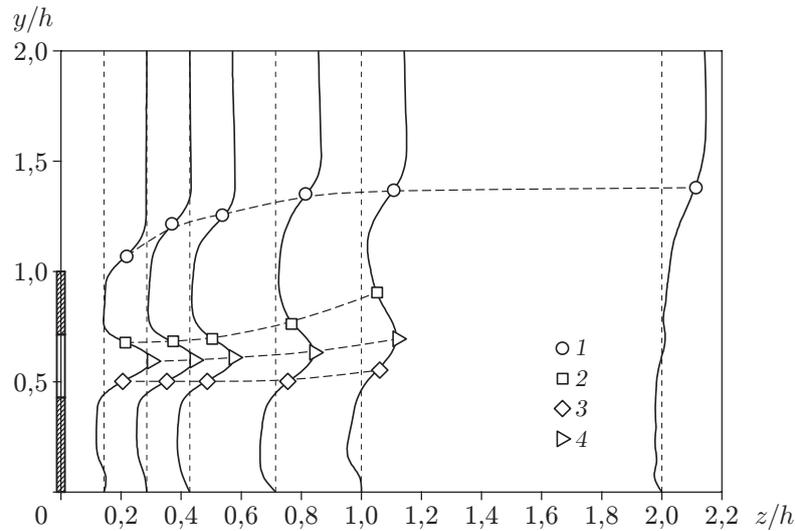


Рис. 6. Распределение средней осевой скорости в шести сечениях трубы, указанных на рис. 4:

1–3 — точки перегиба (1 — сдвиговый слой, стекающий с верхней кромки закрылка, 2, 3 — сдвиговый слой, появляющийся вследствие ускорения потока, обусловленного наличием перфорации), 4 — точки максимумов

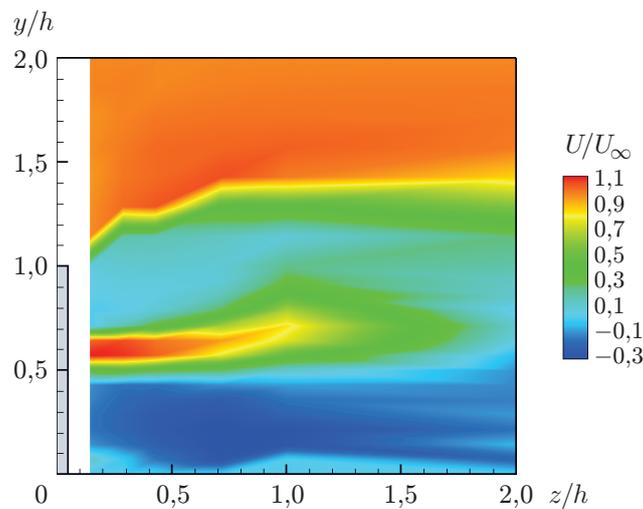


Рис. 7. Изолинии поля скоростей при $Re = 42000$

дестабилизироваться, оторваться и превратиться в последовательность круговых вихрей, форма которых совпадает с формой отверстия.

Следует отметить, что по мере удаления от закрылка толщина струи увеличивается, а скорость потока уменьшается. Аналогичное поведение характерно для свободной струи. Точки 4 на рис. 6 соответствуют максимальным значениям скорости напротив центра отверстия. Вниз по течению максимальные значения скорости уменьшаются вследствие наличия вязкости (см. рис. 6).

Приведенные выше данные подтверждает характер изолиний поля скорости (рис. 7). Изолинии построены после сглаживания на триангуляционной сетке экспериментальных данных, полученных с помощью лазерного velocиметра в дискретных точках. Вниз по течению от генератора вихрей влияние струи является существенным, поскольку она ге-

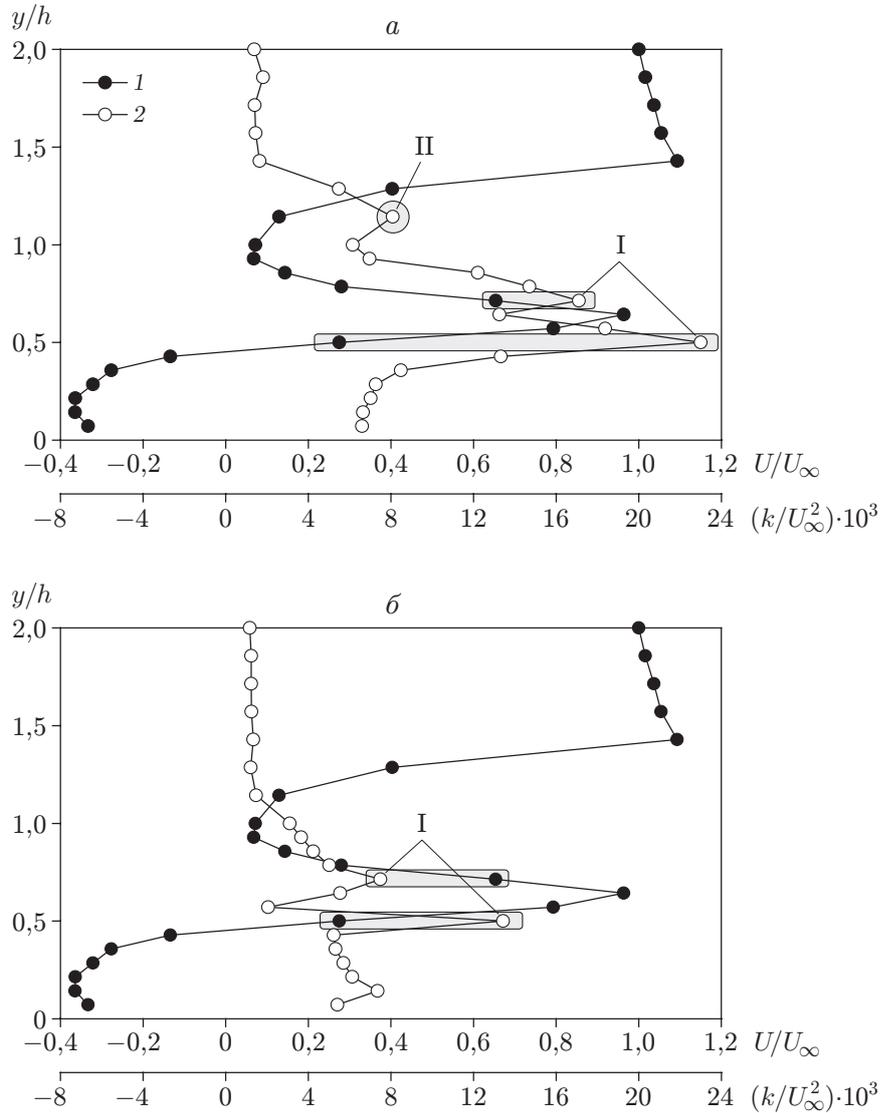


Рис. 8. Профили средней осевой скорости U/U_∞ и кинетической энергии k/U_∞^2 турбулентного движения при $z/h = 0,14$ (а) и $z/h = 0,71$ (б) для $Re = 42\,000$:
 I — первичные максимумы, II — вторичные максимумы; 1 — средняя осевая скорость, 2 — кинетическая энергия

нерирует поток с большой кинетической энергией и со скоростью, равной скорости свободного потока, на расстоянии $z/h \approx 1$. Влияние перфорации исчезает на расстояниях $z/h \approx 2$ вследствие наличия вязкости. Сдвиговый слой (точки 1 на рис. 6) четко виден на рис. 7. Этот слой разделяет свободный поток, имеющий большую скорость, и поток в вихревом следе за генератором вихрей, имеющий скорость, в два раза меньшую скорости свободного потока U_∞ . На рис. 7 видно, что в области следа структура потока изменяется вследствие наличия перфорации. В верхней части поперечного сечения ($0,5 < y/h < 1,0$) средняя скорость потока увеличивается и струя разрушает зоны рециркуляции, появившиеся вследствие наличия трапециевидного генератора вихрей [19]. В то же время в нижней части поперечного сечения ($y/h < 0,5$) влияние струи на гидродинамику потока является незначительным. Отрицательные скорости в этой области обусловлены наличием зон рециркуляции, которые сохраняются на расстоянии $z/h \approx 2$. Однако в случае генераторов

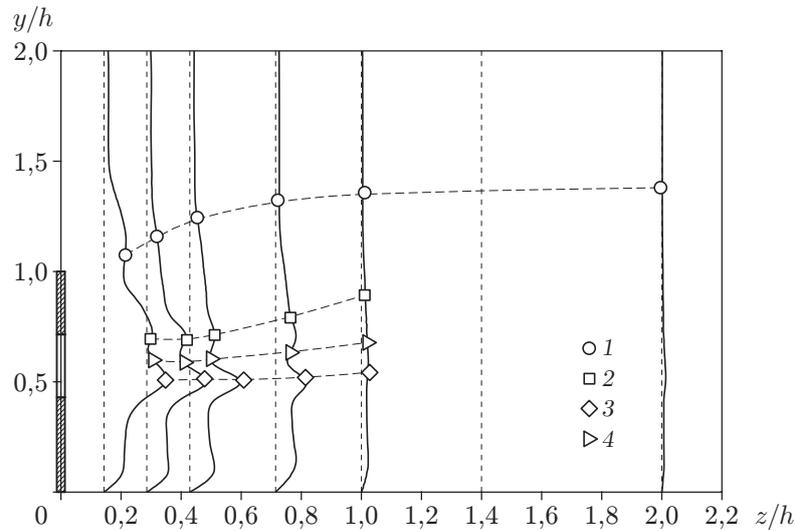


Рис. 9. Распределение кинетической энергии турбулентного движения вниз по потоку от генератора вихрей в сечениях, показанных на рис. 4, при $Re = 42\,000$: 1–3 — точки максимумов, 4 — точки перегиба

вихрей трапецевидной формы зоны рециркуляции оказывают более существенное влияние на структуру потока [19].

2.2. Кинетическая энергия турбулентного движения. На рис. 8 представлены профили кинетической энергии турбулентного движения (КЭТД), отнесенной к U_∞^2 , и профили средней осевой скорости, отнесенной к U_∞ , в различных сечениях вниз по потоку от генератора вихрей. Точки максимума КЭТД соответствуют точкам перегиба на профилях скорости. Этим точкам соответствуют максимальные значения градиента скорости и, следовательно, максимальной скорости производства кинетической энергии. Большое значение кинетической энергии в точке первичного максимума обусловлено тем, что сдвиговый слой, вытекающий из отверстия, является неустойчивым и поэтому генерирует энергетически когерентные структуры. Точка вторичного максимума на профиле КЭТД, соответствующем сечению $z/h = 0,14$ (см. рис. 8, а), совпадает с верхней точкой перегиба, которая в свою очередь соответствует сдвиговому слою, стекающему с верхней кромки генератора. Это означает, что данный сдвиговый слой теряет устойчивость вдали от генератора вихрей, в то время как сдвиговый слой, истекающий из отверстия, становится крайне неустойчивым вблизи генератора вихрей.

Из приведенного на рис. 9 распределения кинетической энергии вниз по потоку от генератора вихрей следует, что точки перегиба совпадают с точками максимума кинетической энергии, наиболее существенно это проявляется на нижней кромке отверстия. Заметим, что на расстояниях $z/h > 1$ генератор вихрей не оказывает существенного влияния на кинетическую энергию. Следовательно, для того чтобы поддерживать высокий уровень кинетической энергии и интенсифицировать процесс перемешивания на мезоуровне, необходимо расположить последовательность генераторов вихрей вниз по потоку на некотором расстоянии друг от друга.

В таблице приведены измеренные значения средней скорости потока, флуктуации скорости и кинетической энергии в пяти различных сечениях. Первое сечение расположено в свободном потоке, средняя скорость которого высока, а турбулентность невелика. Во втором сечении имеются первичный и вторичный максимумы скорости в сдвиговых слоях, скорость в этих слоях почти в три раза меньше скорости свободного потока. Кинетическая

Средняя скорость потока U , флуктуации скорости u
и кинетическая энергия турбулентного движения k
в пяти различных точках вниз по течению от генератора вихрей

z/h	y/h	U , м/с	$u \cdot 10^3$, м/с	$k \cdot 10^5$, м ² /с ²
Свободный поток		6,00	5,05	3,83
0,14	0,50	1,98	20,64	63,87
	1,14	0,93	12,24	22,47
0,71	0,50	1,65	15,77	37,31
	1,14	0,78	5,22	4,09

энергия турбулентного движения в сдвиговых слоях почти в 16 раз больше кинетической энергии свободного потока, что обусловлено большими флуктуациями скорости, особенно вблизи генератора вихрей. Наибольшее значение кинетической энергии k имеет место в сдвиговом слое, вытекающем из отверстия. Это значение в 3–9 раз больше значения кинетической энергии в сдвиговом слое, стекающем с верхней кромки.

2.3. *Спектральный анализ.* На рис. 10 показана зависимость энергии fE от частоты f в определенных выше точках перегиба при $z/h = 0,43$. По оси абсцисс отложена величина $\ln f$. Кинетическая энергия турбулентного потока пропорциональна площади области, заключенной между каждой кривой и осью абсцисс:

$$k = \frac{2\pi}{U_{conv}} \int_0^{\infty} E(f) df = \frac{2\pi}{U_{conv}} \int_0^{\infty} f E(f) d \ln(f)$$

(U_{conv} — конвективная скорость).

В инерционном интервале зависимость $fE(f)$ близка к степенной зависимости с показателем $-2/3$. В этом интервале зависимость $E(f)$ близка к степенной зависимости с показателем $-5/3$.

На рис. 10 значения $y/h = 0,50; 0,71; 1,26$ соответствуют точкам перегиба (см. рис. 6), значение $y/h = 0,61$ — максимальной скорости в центре отверстия.

В точках перегиба, соответствующих сдвиговым слоям, наличие которых обусловлено наличием отверстий ($y = 0,50; 0,71$), имеет место большая кинетическая энергия, в два раза превышающая энергию струи в центре и в сдвиговых слоях. Этим двум спектрам соответствует энергия, на два порядка превышающая энергию, соответствующую другим спектрам.

Следует отметить, что максимальное значение $fE(f)$ соответствует макромасштабному турбулентному течению на границе инерционного интервала. Действительно, чем меньше макромасштаб, тем эффективнее процесс перемешивания на микроуровне, который характеризуется скоростью диссипации энергии турбулентного движения ε согласно модели Бэтчелора, построенной на основе теории подобия [27]:

$$\varepsilon = Au^3/\Lambda,$$

следовательно,

$$\varepsilon \approx u^3.$$

Здесь A — константа, зависящая от геометрии течения; Λ — интегральная длина; u — среднеквадратичная флуктуация скорости турбулентного течения на макроуровне. Поскольку в рассматриваемом случае величину Λ можно считать константой, зависящей от геометрии течения, $\varepsilon \approx u^3$ и максимум величины ε соответствует максимуму кинетической

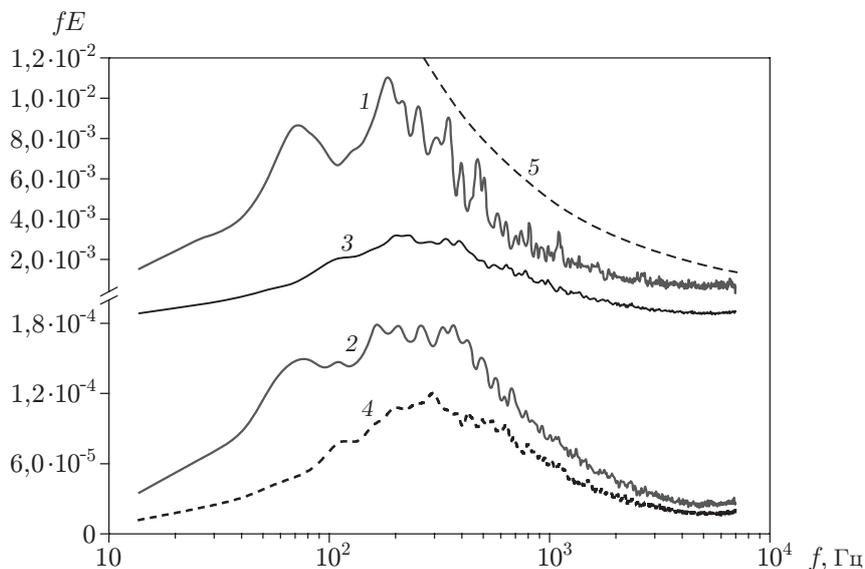


Рис. 10. Зависимость $fE(f)$ от частоты f при $z/h = 0,43$, $Re = 42\,000$ и различных значениях y/h :

1 — $y/h = 0,50$, 2 — $y/h = 0,61$, 3 — $y/h = 0,71$, 4 — $y/h = 1,26$, 5 — степенная функция с показателем $-2/3$

энергии турбулентного течения. Таким образом, наиболее интенсивное перемешивание на микроуровне происходит в сдвиговых слоях, аналогично тому как происходит процесс перемешивания на мезоуровне.

Заключение. Вихревое движение используется в различных технических приложениях для интенсификации процесса переноса тепла и массы. Генерация вихревого движения может быть осуществлена различными способами. В данной работе рассмотрен перфорированный генератор вихрей трапецевидной формы, принцип работы которого основан на генерации турбулентности и механизме струйного течения. Для измерения скорости вниз по потоку от генератора вихрей и изучения статистических характеристик турбулентности использовался лазерный велосиметр.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Lemenand T., Dupont P., Della Valle D., Peerhossaini H.** Turbulent mixing of two immiscible fluids // *J. Fluids Engng.* 2005. V. 127. P. 1132–1139.
2. **Anxionnaz Z., Cabassud M., Gourdon C., Tochon P.** Heat exchanger/reactors (HEX reactors): Concepts, technologies: State-of-the-art // *Chem. Engng Process.: Process Intensificat.* 2008. V. 47. P. 2029–2050.
3. **Mohand Kaci H., Lemenand T., Della Valle D., Peerhossaini H.** Effects of embedded streamwise vorticity on turbulent mixing // *Chem. Engng Process.: Process Intensificat.* 2009. V. 48. P. 1459–1476.
4. **Habchi C., Lemenand T., Della Valle D., Peerhossaini H.** Turbulent mixing and residence time distribution in novel multifunctional heat exchangers-reactors // *Chem. Engng Process.: Process Intensificat.* 2010. V. 49. P. 1066–1075.
5. **Mohand Kaci H., Habchi C., Lemenand T., et al.** Flow structure and heat transfer induced by embedded vorticity // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2010. V. 53. P. 3575–3584.
6. **Rusakov Y. S.** Experimental study of the structure and mass transfer of a turbulent vortex ring // *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 1991. V. 32. P. 565–570.

7. **Fiebig M.** Vortices, generators and heat transfer // Chem. Engng Res. Design. 1998. V. 76. P. 108–123.
8. **Kuya Y., Takeda K., Zhang X., et al.** Flow separation control on a race car wing with vortex generators in ground effect // J. Fluids Engng. 2009. V. 131. 121102.
9. **Aider J.-L., Beaudoin J.-F., Wesfreid J.** Drag and lift reduction of a 3D bluff-body using active vortex generators // Exp. Fluids. 2010. V. 48. P. 771–789.
10. **Boiko A. V., Kozlov V. V., Syzrantsev V. V., Shcherbakov V. A.** Experimental study of the transition to turbulence at a single stationary disturbance in the boundary layer of an oblique aerofoil // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 1995. V. 36. P. 67–77.
11. **Kozlov V. V., Grek G. R., Lofdahl L. L., et al.** Role of localized streamwise structures in the process of transition to turbulence in boundary layers and jets (review) // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2002. V. 43. P. 224–236.
12. **Timite B., Jarrahi M., Castelain C., Peerhossaini H.** Pulsating flow for mixing intensification in a twisted curved pipe // J. Fluids Engng. 2009. V. 131. 121104.
13. **Habchi C., Khaled M., Lemenand T., et al.** A semi-analytical approach for temperature distribution in Dean flow // Heat Mass Transfer. 2014. V. 50. P. 228–235.
14. **Habchi C., Lemenand T., Della Valle D., Peerhossaini H.** Liquid/liquid dispersion in a chaotic advection flow // Intern. J. Multiphase Flow. 2009. V. 35. P. 485–497.
15. **Toé R., Ajakh A., Peerhossaini H.** Heat transfer enhancement by Gortler instability // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2002. V. 23. P. 194–204.
16. **Elavarasan R., Hui M.** Flow visualization study of role of coherent structures in a tab wake // Fluid Dynamics Res. 2000. V. 27. P. 183–197.
17. **Habchi C., Russeil S., Bougeard D., et al.** Enhancing heat transfer in vortex generator-type multifunctional heat exchangers // Appl. Thermal Engng. 2012. V. 38. P. 14–25.
18. **Lemenand T., Durandal C., Della Valle D., Peerhossaini H.** Turbulent direct-contact heat transfer between two immiscible fluids // Intern. J. Thermal Sci. 2010. V. 49. P. 1886–1898.
19. **Habchi C., Lemenand T., Della Valle D., Peerhossaini H.** Turbulence behavior of artificially generated vorticity // J. Turbulence. 2010. V. 11, N 36. P. 1–28.
20. **Dong S., Meng H.** Flow past a trapezoidal tab // J. Fluid Mech. 2004. V. 510. P. 219–242.
21. **Yang W., Meng H., Sheng J.** Dynamics of hairpin vortices generated by a mixing tab in a channel flow // Exp. Fluids. 2001. V. 30. P. 705–722.
22. **Ahmed S. A.** Velocity measurements and turbulence statistics of a confined isothermal swirling flow // Exp. Thermal Fluid Sci. 1998. V. 17. P. 256–264.
23. **Baldyga J.** Turbulent mixing and chemical reactions / J. Baldyga, J. R. Bourne. Chichester: Wiley, 1999.
24. **Nuntadusit C., Wae-hayee M., Bunyajitradulya A., Eiamsa-ard S.** Thermal visualization on surface with transverse perforated ribs // Intern. Comm. Heat Mass Transfer. 2012. V. 39. P. 634–639.
25. **Benedict L. H., Gould R. D.** Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics // Exp. Fluids. 1996. V. 22. P. 129–136.
26. **Host-Madsen A., Caspersen C.** The limitations in high frequency turbulence spectrum estimation using the laser Doppler anemometer // Proc. of the 7th Intern. symp. “Application of laser techniques to fluid mechanics”, Lisbon, 1994. S. 1., 1994.
27. **Batchelor G. K.** The theory of homogeneous turbulence. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1953.