

03.1

## Переменяемость в отрывном течении за внезапным расширением осесимметричного канала при докритических числах Рейнольдса

© В.М. Молочников, Н.Д. Пашкова

Институт энергетики и перспективных технологий, ФИЦ „Казанский научный центр РАН“, Казань, Россия  
E-mail: vmolochnikov@mail.ru

Поступило в Редакцию 8 мая 2024 г.

В окончательной редакции 6 июня 2024 г.

Принято к публикации 6 июня 2024 г.

Представлены экспериментальные данные о переменяемости течения за внезапным расширением осесимметричного канала при докритических числах Рейнольдса. Установлена зависимость коэффициента переменяемости в зоне присоединения потока от числа Рейнольдса. Предложен возможный механизм периодической турбулизации потока в отрывной области.

**Ключевые слова:** внезапное расширение, визуализация течения, амплитуда колебаний скорости, турбулизация потока, переменяемость, вихревые структуры.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.19.58653.19985

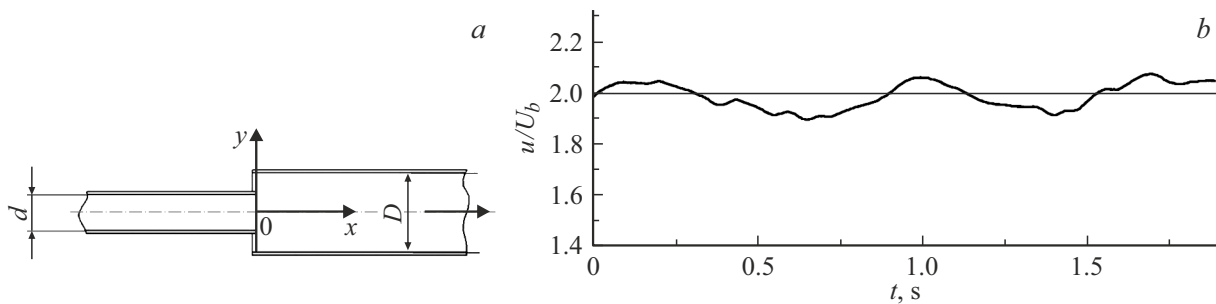
Переход к турбулентности относится к наиболее сложным проблемам механики жидкости и газа. Несмотря на то что первые исследования этого явления были выполнены еще в конце XIX века [1,2], природа турбулентности остается одной из самых неразрешимых загадок классической механики. Более того, в научной среде отсутствует даже однозначное определение термина „турбулентность“ [3]. По этой причине авторы большинства классических работ, посвященных этой проблеме, предпочитают ограничиваться перечислением свойств, которыми обладают турбулентные потоки [4,5]. Одним из таких свойств является переменяемость — чередование участков ламинарного и турбулентного течения на осциллограммах скорости (компонент скорости) [6]. Переменяемость иногда рассматривается в качестве одного из последовательных этапов процесса перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения [6]. Для ее количественной характеристики Эммонсом [7] впервые введен коэффициент переменяемости  $\gamma$  — доля времени, в течение которого поток является турбулентным.

Наиболее изученным на данный момент примером возникновения пространственно-временной переменяемости при переходе к турбулентности является течение в круглой трубе. Переменяемость в этом случае отражает возникновение турбулентности в виде локализованных пятен. Рейнольдс называл их „вспышками“ [8]. Переменяемость наблюдалась и в ранних исследованиях Ротта [9]. Позже турбулентные пятна были разделены на два типа: турбулентные порывы (в англоязычной литературе „лаффы“) и турбулентные пробки [10]. Формированию и эволюции этих структур в последние годы посвящено значительное количество экспериментальных [11] и численных [12] исследований. Измерение переменяемости часто используется для дополнительной детализации ламинарно-турбулентного перехода в сдвиговом слое на

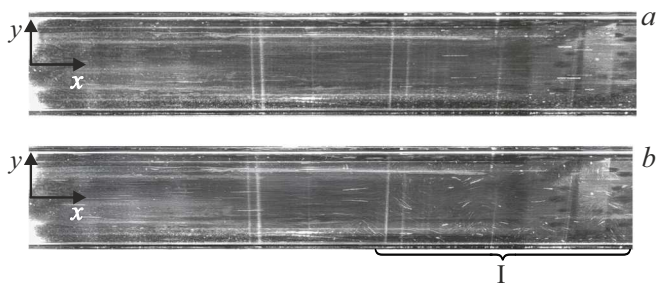
границе отрывного пузыря, формируемого вблизи передней кромки пластины или крылового профиля [13,14].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования отрывного течения за осесимметричным внезапным расширением круглой трубы (рис. 1, *a*). Числа Рейнольдса, рассчитанные по среднерасходной скорости и диаметру подводящей трубы, составляли  $Re = 1407, 1455, 1540, 1640$  и  $1700$ . При этом среднерасходная скорость потока  $U_b$ , которая вычислялась делением соответствующего объемного расхода рабочей жидкости на площадь сечения канала, принимала значения  $U_b = 0.635, 0.656, 0.695, 0.74$  и  $0.767$  м/с соответственно. Величина объемного расхода определялась по результатам измерения времени заполнения мерной емкости. В этих режимах в области присоединения потока обнаружен переменяющийся характер течения. Перед расширением располагался прямой участок трубы с внутренним диаметром  $d = 17.4$  мм и длиной  $L = 920$  мм. Степень расширения трубы  $(D/d)^2$  составляла 2.78. Здесь  $D = 29$  мм — диаметр трубы после расширения. В качестве рабочей жидкости использовался водный раствор глицерина. Температура рабочей жидкости и ее кинематическая вязкость контролировались перед каждым опытом. Расход жидкости через рабочий участок обеспечивался гидростатическим напором, создаваемым напорным баком с постоянным уровнем, и регулировался дозатором с системой сопел. Были выполнены визуализация течения в области внезапного расширения и измерение мгновенных векторных полей скорости при помощи техники SIV (smoke image velocimetry) [15]. В качестве трассеров использовались полиамидные частицы размером до  $5 \mu\text{m}$ .

Результаты измерений показали, что при всех числах Рейнольдса, реализуемых в нашем эксперименте, перед внезапным расширением формировалось развитое ламинарное течение с профилем скорости, соответствующим



**Рис. 1.** Схема эксперимента (а) и осциллограмма продольной компоненты скорости потока  $u$  на входе в расширяющийся канал при  $Re = 1640$  (b).



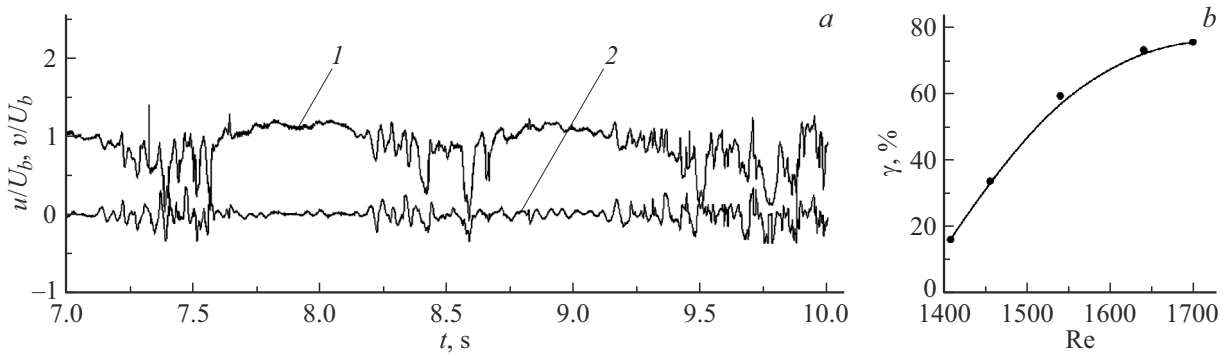
**Рис. 2.** Стоп-кадры визуализации течения в области внезапного осесимметричного расширения. а — период ламинарного режима во всей области измерений; б — возникновение турбулентности в области присоединения потока (I). Направление потока слева направо.

шим решению Пуазейля. Однако используемой длины предвключенного участка трубы ( $L/d = 52.9$ ) оказалось недостаточно, чтобы полностью погасить возмущения, формируемые на входе в этот участок. Поэтому перед расширением наблюдались остаточные низкочастотные, с частотой порядка  $f = 1$  Hz ( $Sh = fd/U_b \approx 0.023$ ), колебания продольной компоненты скорости потока, относительная амплитуда которых на оси канала изменялась от  $A_U/U_c \approx 0.11$  при  $Re = 1407$  до  $A_U/U_c \approx 0.157$  при  $Re = 1700$ . Здесь  $U_c = U_c(x)$  — осредненная по времени скорость потока на оси канала. Здесь осреднение также проводилось примерно по 30 периодам колебаний скорости. Пример осциллограммы скорости на оси канала при  $Re = 1640$ , на которой видны такие колебания, показан на рис. 1, б.

В результате визуализации течения (отслеживание траекторий движения трассеров в плоскости лазерного ножа) было установлено, что при каждом фиксированном значении числа Рейнольдса за внезапным расширением периодически происходит потеря устойчивости течения и его локальная турбулизация (рис. 2). Потеря устойчивости начинается в сдвиговом слое в области присоединения потока и быстро распространяется вверх по течению. Область I, в которой наблюдается периодическая локальная турбулизация потока с образованием разномасштабных вихревых структур, занимающих

практически все поперечное сечение канала, показана на рис. 2, б. Видно, что в одном и том же опыте существуют промежутки времени, в которых в области I вихревое движение жидкости отсутствует (рис. 2, а). При  $Re = 1640$  и  $1700$  область турбулизации потока достигает приблизительно середины рециркуляционной зоны ( $x/d = 5-5.5$ ). С уменьшением числа Рейнольдса потеря устойчивости также начинается в окрестности зоны присоединения потока, однако протяженность области турбулизации вверх по потоку снижается. Таким образом, в зоне потери устойчивости наблюдается чередование по времени ламинарных (рис. 2, а) и турбулентных (рис. 2, б) состояний потока.

Осциллограммы компонент скорости потока на оси симметрии канала в этой зоне, полученные методом SIV на относительно продолжительном временном интервале (примерно 30 периодов колебаний скорости потока в сечении канала перед внезапным расширением), подтвердили перемежающийся характер течения для всех исследуемых чисел Рейнольдса. В качестве примера фрагмент осциллограмм продольной  $u$  и поперечной  $v$  компонент скорости при  $Re = 1640$  на оси канала в области присоединения потока для  $x/d = 10.3$  приведен на рис. 3, а. Начало координат расположено в начальном сечении внезапного расширения (рис. 1, а). Значения компонент скорости и ее среднеквадратичных пульсаций нормировались на среднерасходную скорость потока  $U_b$  в подводящем канале. Частота съемки в методе SIV составляла 2900 Hz при  $Re = 1407$  и 1455; 3300 Hz при  $Re = 1540$ ; 3500 Hz при  $Re = 1640$ ; 4000 Hz при  $Re = 1700$ . Как оказалось, продолжительность отдельных периодов возникновения турбулентных состояний потока при фиксированном числе Рейнольдса изменяется в течение времени наблюдений. По осциллограммам  $u$  с использованием методики [16] был рассчитан коэффициент перемежаемости  $\gamma$ . Результаты показали, что с увеличением числа Рейнольдса значение  $\gamma$  возрастает (рис. 3, б). Монотонно возрастает и средняя частота  $f_{turb}$  возникновения периодов турбулентного режима течения от  $f_{turb} \approx 0.6$  Hz ( $Sh \approx 0.016$ ) при  $Re = 1407$  до  $f_{turb} \approx 1.2$  Hz ( $Sh \approx 0.027$ ) при  $Re = 1700$ .



**Рис. 3.** *a* — осциллограммы продольной  $u/U_b$  (1) и поперечной  $v/U_b$  (2) компонент скорости потока при  $Re = 1640$ ,  $x/d = 10.3$ ,  $y/d = 0$ ; *b* — зависимость коэффициента перемежаемости  $\gamma$  в области присоединения потока от числа Рейнольдса ( $x/d = 10.3$ ,  $y/d = 0$ ).

С ростом числа Рейнольдса в области перемежающегося характера течения амплитуда пульсаций продольной компоненты скорости потока  $A_U/U_c$  ( $x/d = 10.3$ ) увеличивается примерно в 1.3 раза при  $Re = 1407$  и 1455 и примерно в 6.5 раза при  $Re = 1640$  и 1700. Таким образом, отрыв потока выступает в качестве своеобразного усилителя пульсаций скорости.

Механизм возникновения перемежаемости течения в области присоединения потока за внезапным расширением канала можно представить следующим образом.

Низкочастотные колебания скорости во входном сечении внезапного расширения канала распространяются на всю область отрыва потока и, соответственно, приводят к раскачиванию сдвигового слоя с частотой этих колебаний. Кроме того, в сдвиговом слое развивается конвективная неустойчивость в виде вихрей Кельвина–Гельмгольца. При раскачивании слоя смещения за счет возмущений на входе в зоне присоединения потока в фазе его торможения создаются условия для максимального нарастания конвективной неустойчивости. При достижении некоторого значения числа Рейнольдса это приводит к избирательному росту указанной неустойчивости, наибольшему в области максимального неблагоприятного продольного градиента давления, который имеет место в окрестности точки присоединения потока. В результате в этой области возникает перемежающийся характер течения — чередование участков ламинарного и турбулентного течения, наблюдаемое на осциллограммах скорости потока. На возможность подобного механизма применительно к сдвиговому слою на границе ламинарного отрывного пузыря, формируемого вблизи передней кромки профиля крыла (пластины), указывают и авторы работы [13].

В пользу реализации такого сценария свидетельствует тот факт, что в области перемежаемости средняя частота возникновения периодов турбулентного режима течения близка к частоте колебаний скорости потока на входе в область внезапного расширения. По-видимому, торможение потока на входе во внезапное расширение приводит к появлению локального по времени

дополнительного неблагоприятного градиента давления в области присоединения потока. При этом создаются условия для максимального нарастания конвективной неустойчивости. В следующей за этим фазе ускорения восстанавливается ламинарный режим течения. Подобная закономерность установлена авторами экспериментально при исследовании турбулизации потока в круглой трубе при наличии вынужденных колебаний расхода [17]. Кроме того, справедливость предложенного механизма подтверждается данными дополнительных экспериментов авторов, в которых длина участка прямой трубы перед внезапным расширением была увеличена до  $L/d = 180$ . Результаты измерений показали, что при таком значении  $L/d$  в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса низкочастотные колебания скорости потока перед внезапным расширением отсутствуют, соответственно перемежаемость в области присоединения потока также не наблюдается.

Полученные новые опытные данные о возникновении перемежаемости в области присоединения потока за внезапным расширением осесимметричного канала могут быть полезны для более глубокого понимания механизмов ламинарно-турбулентного перехода в отрывных течениях. Кроме того, их можно использовать при верификации численных методов расчета подобных течений.

### Благодарности

Авторы выражают признательность В.В. Леманову (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН) за полезные обсуждения результатов представленного в работе исследования.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] O. Reynolds, in *Notices of the Proceedings at the Meetings of the Members of the Royal Institution of Great Britain* (London, 1887), vol. XI, p. 44.
- [2] J. Thomson, *Proc. R. Soc.*, **28**, 114 (1878).  
DOI: 10.1098/rspl.1878.0100
- [3] P.A. Davidson, *Turbulence. An introduction for scientists and engineers* (Oxford University Press, Oxford, USA, 2015), p. 57.
- [4] V. Uruba, *Turbulence handbook for experimental fluid mechanics professionals* (Dantec Dynamics, Skovlunde, 2012), p. 23–25.
- [5] Г. Шлихтинг, *Теория пограничного слоя* (Наука, М., 1969), с. 425–508.
- [6] J.M. McDonough, *Introductory lectures on turbulence: physics, mathematics and modeling* (University of Kentucky, 2007), p. 5, 9.
- [7] H.W. Emmons, *J. Aeronaut. Sci.*, **18** (7), 490 (1951).  
DOI: 10.2514/8.2010
- [8] O. Reynolds, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, **174**, 935 (1883).  
DOI: 10.1098/rstl.1883.0029
- [9] J. Rotta, *Ing. Arch.*, **24** (4), 258 (1956).  
DOI: 10.1007/BF00536526
- [10] I.J. Wygnanski, F.H. Champagne, *J. Fluid Mech.*, **59** (2), 281 (1973). DOI: 10.1017/S0022112073001576
- [11] M. Avila, D. Barkley, B. Hof, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **55**, 575 (2023). DOI: 10.1146/annurev-fluid-120720-025957
- [12] Н.В. Никитин, *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*, № 1, 32 (2021). DOI: 10.31857/S0568528121010096 [N.V. Nikitin, *Fluid Dyn.*, **56** (1), 31 (2021). DOI: 10.1134/S0015462821010092].
- [13] E. Malkiel, R.E. Mayle, *J. Turbomach.*, **118** (4), 752 (1996).  
DOI: 10.1115/1.2840931
- [14] A. Samson, K. Naicker, S.S. Diwan, *Phys. Fluids*, **33** (9), 094106 (2021). DOI: 10.1063/5.0060330
- [15] Н.И. Михеев, Н.С. Душин, *ПТЭ*, № 6, 114 (2016). [N.I. Mikheev, N.S. Dushin, *Instrum. Exp. Tech.*, **59** (6), 882 (2016). DOI: 10.1134/S0020441216060063].
- [16] C.L. Kuan, T. Wang, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **3** (2), 157 (1990). DOI: 10.1016/0894-1777(90)90084-K
- [17] V.M. Molochnikov, N.I. Mikheev, A.N. Mikheev, A.A. Paereliy, O.A. Dushina, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **96**, 108984 (2022). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2022.108984