

03

## Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса

© В.В. Леманов, В.И. Терехов, К.А. Шаров, А.А. Шумейко

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск  
Новосибирский государственный технический университет  
E-mail: lemanov@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 4 октября 2012 г.

Представлены результаты экспериментального исследования затопленных дозвуковых струй воздуха, истекающих из осесимметричных и плоских каналов в диапазоне чисел Рейнольдса 100–6000. Получены данные по визуализации картины течения и зоне ламинарно-турбулентного перехода. Результаты измерений сопоставлены с известными опытными данными для газовых макро- и микроструй. Показано, что координата перехода к турбулентности для микроструй может достигать высоких значений, представлено обобщение опытных данных.

В последнее время в связи с бурным развитием МЭМС (микро-электромеханические системы) технологий усилился интерес к изучению микроструй [1–6]. Широкое применение малоразмерных струй возродило интерес как к теоретическим, так и к экспериментальным исследованиям свободных сдвиговых течений [7,8]. Одной из задач в этой области является определение числа Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода в затопленных струях. Так, если для течения в круглых трубах критическое число Рейнольдса составляет примерно 2300 [9], то для затопленных струй это значение по данным [9–11] составляет порядка  $Re = 3–10$ . Известно, что для струйных течений начальные условия играют существенную роль, однако в большинстве перечисленных работ начальный профиль скорости и уровень турбулентности не измерялись. Также отсутствуют профили скорости в зоне распространения струи. Имеется большой разброс как по числу Рейнольдса перехода, так и по координате этой зоны. Все это является стимулом к дальнейшему изучению данной проблемы.

Комплексные исследования выполнены с помощью PIV (Particle Image Velocimetry) метода, термоанемометрии и визуализации. Измерение мгновенных полей скоростей производилось с использованием системы 2D PIV „ПОЛИС“ (разработка Института теплофизики СО РАН), которая включает: цифровую камеру, твердотельный импульсный лазер, синхронизатор импульсов и компьютер. Разрешение матрицы цифровой камеры  $1024 \times 1360$  пикселей, длительность импульса лазера 5 ns, энергия излучения 50 mJ, толщина лазерного ножа 0.2 mm, минимальное время между кадрами составляло  $20 \mu\text{s}$ . В опытах с PIV измерительная область составляла  $3 \times 4$  mm, минимальная расчетная область  $32 \times 32$  пикселя. Полевые измерения и визуализация течения выполнялись с помощью генератора водного аэрозоля (характерный размер частиц  $1-2 \mu\text{m}$ ). Подача аэрозоля осуществлялась в форкамеру или в проточную камеру из оргстекла (размеры  $150 \times 150 \times 400$  mm). Картина течения фотографировалась с помощью цифровой камеры Pentax (матрица 10 MPix). Также проводились измерения термоанемометром DISA55M с миниатюрным зондом DISA55P11 (вольфрамовая нить диаметром  $8 \mu\text{m}$  и длиной 1 mm). Воздух из магистрали высокого давления через редуктор и регулировочный вентиль поступал в форкамеру, далее по магистрали поступал в рабочий канал. Давление в форкамере регистрировалось с помощью микроманометра. Струя воздуха вытекала в затопленное воздушное пространство. Затопленные струи формировались с помощью сменных каналов. Круглые каналы выполнены из металла, диаметром  $d = 0.5-8$  mm и длиной  $100 d$ . Плоский канал образован двумя стеклянными пластинами размерами шириной 16 mm, длиной 70 mm, высотой  $b = 600 \mu\text{m}$ . Диапазон чисел Рейнольдса для плоской струи  $\text{Re} = Ub/\nu = 140-2000$ , для круглой струи  $\text{Re} = Ud/\nu = 200-6000$  ( $U$  — среднерасходная скорость струи в выходном сечении канала,  $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха). Для чисел  $\text{Re} < 2000$  на выходе из рабочего канала (начальное сечение струи) распределение скорости близко к профилю Пуазейля. При этом максимальный уровень турбулентности в выходном сечении канала находился в пристенном пограничном слое и не превышал 1–1.5%.

В процессе проведения экспериментов также изучались турбулентные участки затопленных струй. Измерялись продольные и поперечные составляющие средней скорости, нормальные и касательные напряжения Рейнольдса. Подробно эти опыты приведены в работе [6]. Анализ полученных данных показал, что динамические характеристики на турбулентном участке струй соответствуют известным опытным данным



**Рис. 1.** Визуализация течения в плоской затопленной струе.  $b = 600 \mu\text{m}$ . Слева направо:  $Re = 172, 216, 284$ .

для турбулентных струй. Так, профили средней скорости, продольных и поперечных пульсаций скорости, касательных напряжений хорошо согласуются с опытами [12] для макроструй при больших числах Рейнольдса.

По результатам визуализации получена картина течения в целом: ламинарный, переходной и турбулентный режим течения в струе. Известно, что затопленные струи неустойчивы [9,11] и, как следствие этого, имеют низкие значения числа Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода как для плоских, так и для круглых затопленных струй порядка  $Re = 3-10$  [9-11]. Однако проведенная визуализация показала, что плоские и круглые струи остаются ламинарными на расстояниях порядка  $L/b = 50-100$  и  $L/d = 100-200$  при существенно больших числах Рейнольдса ( $L$  — координата ламинарно-турбулентного перехода). Так, на рис. 1 приведена картина течения в плоской затопленной струе воздуха для разных чисел Рейнольдса (число  $Re$  рассчитано по высоте канала  $b = 600 \mu\text{m}$ , время экспозиции приблизительно на два порядка превышало длительность вспышки лазера). Как видно из рисунка, в диапазоне чисел Рейнольдса 170–290 наблюдается достаточно протяженная зона ламинарного течения, при этом числа  $Re$  на порядок превышают критические значения, указанные в работах [9-11]. Причем, по нашим данным, это относится не только к малоразмерным струям, но и к струям большего диаметра.

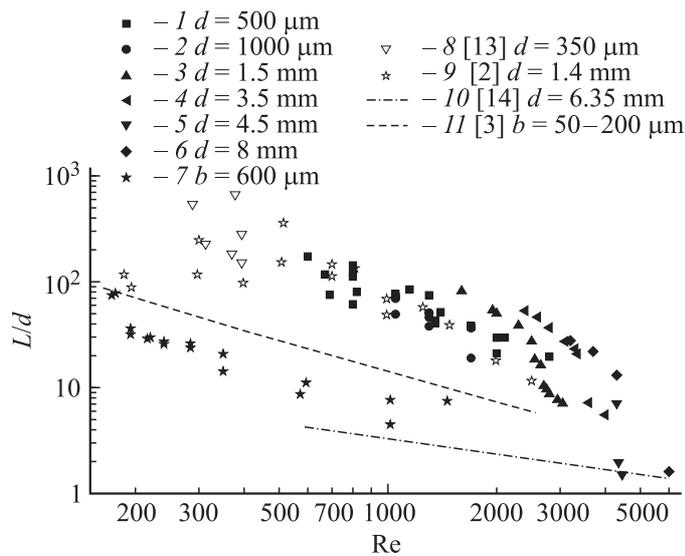


Рис. 2. Координата зоны перехода в затопленных струях.

По результатам визуализации и измерениям термоанемометра была определена координата ламинарно-турбулентного перехода  $L$  в затопленных струях, при вариации числа Рейнольдса (рис. 2). Координата перехода определялась двумя методами: при визуализации течения — по возникновению колебаний или вихрей, и с помощью термоанемометра — по локальному максимуму пульсаций скорости [11]. Как видно, наши данные заметно расслаиваются для круглых 1–6 и плоских 7 затопленных струй. Длина ламинарной части в плоских струях значительно (в 2–5 раз) меньше, чем в круглых. Несмотря на имеющийся разброс данных, наши опыты для плоской струи имеют тенденцию к согласованию с данными [3] (линия 11, высота плоского сопла 50–360  $\mu\text{m}$ ). Для круглой струи координата зоны ламинарно-турбулентного перехода может достигать  $L/d = 80-300$ , при этом число Рейнольдса составляет  $Re = 600-3000$ . При числах  $Re > 2000$ , как видно из рисунка, имеется тенденция к резкому снижению параметра  $L/d$ . По всей видимости, это связано с тем, что ламинарно-турбулентный переход происходит уже внутри канала и на срезе струя является турбулентной. Данные

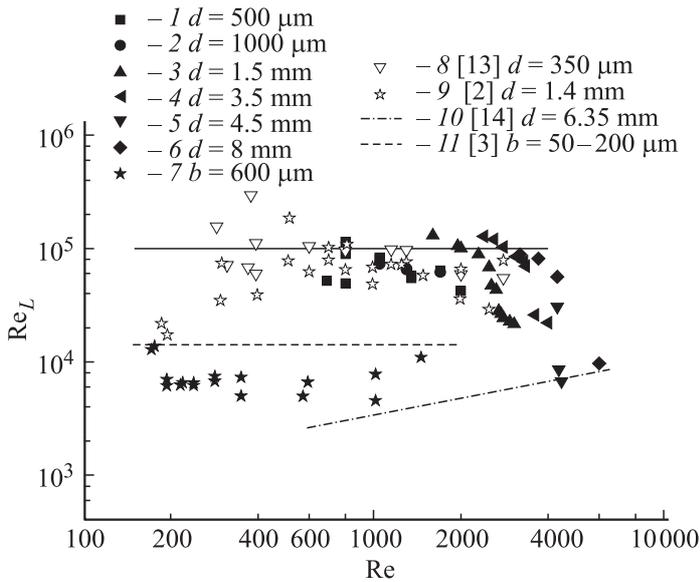


Рис. 3. Число Рейнольдса перехода в затопленных струях.

для круглых струй разных авторов также заметно расслаиваются. Это может быть вызвано отличием начального профиля струи на срезе (ударный для сопел, и профиль Пуазейля для каналов), шероховатостью поверхности канала, начальной турбулентностью и другими факторами. Самые высокие значения достигают  $L/d > 500$  (Reynolds A.J., 1962 [13], точки 8), наиболее низкие значения длины ламинарной части струи —  $L/d < 20$  (Becker H.A., Massaro T.A., 1968 [14], линия 10). Необходимо отметить, что большинство авторов определяло длину ламинарной части струи по фотографиям, полученным в результате визуализации течения в струях. Такая „дальнобойность“ затопленных струй частично объясняется начальным параболическим профилем скорости и низким начальным уровнем турбулентности. Теория [15] также подтверждает, что струи с параболическим начальным профилем скорости имеют более высокие числа Рейнольдса, чем с ударным (top-hat) распределением скорости.

На рис. 3 представлен вариант обобщения полученных данных в координатах  $Re_L = f(Re)$ . Здесь число  $Re$  определено по диаметру

трубы  $d$  или высоте канала  $b$  (в начальном сечении струи),  $Re_L$  — по координате ламинарно-турбулентного перехода  $L$  в затопленных струях. В литературе по сверхзвуковым струям широко применяется число Рейнольдса, когда в качестве размера используется не диаметр сопла, а расстояние от сопла до диска Маха, при этом число Рейнольдса перехода составляет  $10^3-10^4$  [16,17].

На рис. 3 представлены данные авторов, а также эксперименты из других работ, как для плоских, так и для круглых затопленных дозвуковых струй. Диапазон поперечного размера струй от  $50\ \mu\text{m}$  до  $8\ \text{mm}$ . Как видно из рисунка, в такой обработке данные расслаиваются на две группы: нижняя часть — плоские струи, верхняя часть — круглые струи. В такой обработке, в первом приближении, координату  $L$  ламинарно-турбулентного перехода можно определить по числу  $Re_L$ , которое лежит в диапазоне чисел Рейнольдса:  $Re_L = 8 \cdot 10^3 - 1.6 \cdot 10^4$  — для плоских струй,  $Re_L = 5 \cdot 10^4 - 10^5$  — для круглых струй.

Данные работы [14] для осесимметричной струи диаметром  $d = 6.3\ \text{mm}$  демонстрируют на рис. 3 принципиально иной характер изменения координаты точки ламинарно-турбулентного перехода в зависимости от чисел Рейнольдса на срезе  $Re$ . Эти данные обобщаются зависимостью:

$$Re_L = 107\sqrt{Re}. \quad (1)$$

При этом, как это следует из рис. 3, в области малых чисел  $Re$  эмпирическая формула (1) дает более низкие результаты по сравнению с остальными опытными данными для министруи. По мере увеличения числа Рейнольдса струи величина  $Re_L$  возрастает и в диапазоне  $Re = (4-6) \cdot 10^3$  приближается к результатам авторов, полученным для струй относительно большего размера ( $d = 4.5-8\ \text{mm}$ ).

Можно заключить: число Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода в круглых и плоских струях может достигать больших значений, что на два-три порядка превышает принятые в литературе значения. Такая дальнобойность затопленных струй вызвана соответствующими начальными условиями (параболический профиль скорости и низкий уровень турбулентности). Показано, что для определения зоны ламинарно-турбулентного перехода можно использовать число Рейнольдса, определенное по параметрам в начальном сечении струи и линейному размеру — координате перехода. Этот критерий заметно отличается для плоских и круглых затопленных струй.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 11-08-90420-Укр).

## Список литературы

- [1] Ho C.M., Tai Y.C. // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1998. V. 30. P. 579–612.
- [2] Koller-Milojevic D., Schneider W. // *Fluid Dyn. Res.* 1993. V. 12. N 6. P. 307–322.
- [3] Gau C., Shen C.H., Wang Z.B. // *Phys. Fluids.* 2009. V. 21. Art. № 092001.
- [4] Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А. и др. // *Вестн. НГУ.* 2010. Т. 5. В. 2. С. 28–42.
- [5] Фомин В.М., Анискин В.М., Маслов А.А. и др. // *Докл. РАН.* 2010. Т. 433. № 5. С. 635–638.
- [6] Леманов В.В., Терехов В.В., Шаров К.А. и др. // *Вестн. ННГУ.* 2011. № 4. Ч. 5. С. 2305–2307.
- [7] Landa P.S., McClintock PVE. // *Phys. Rep.* 2004. V. 397. P. 1–62.
- [8] Броман Г.И., Руденко О.В. // *УФН.* 2010. Т. 180. № 1. С. 97–104.
- [9] Монин А.С., Яглом А.М. // *Статистическая гидромеханика.* Ч. 1. М.: Наука, 1965.
- [10] *Турбулентное смешение газовых струй* / Под ред. Г.Н. Абрамовича. М.: Наука, 1974.
- [11] Ho C.M., Huerre P. // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1984. V. 16. P. 365–424.
- [12] Ranchorakesan N.R., Lumley J.L. // *J. Fluid Mech.* 1993. V. 246. P. 197–223.
- [13] Reynolds A.J. // *J. Fluid Mech.* 1962. V. 14. P. 552–556.
- [14] Becker H., Massaro T.A. // *J. Fluid Mech.* 1968. V. 31. P. 435–448.
- [15] Batchelor G.K., Gill A.E. // *J. Fluid Mech.* 1962. V. 14. P. 529–551.
- [16] Авдудевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М. и др. // *Докл. АН СССР.* 1971. Т. 197. № 1. С. 46–49.
- [17] Кутателадзе С.С., Новопашин С.А., Перепелкин А.Л. и др. // *Докл. АН СССР.* 1987. Т. 295. № 3. С. 556–557.