

УДК 532.5; 519.6

## **Смешение в микромиксере Т-типа при умеренных числах Рейнольдса\***

**А.В. Минаков<sup>1,2</sup>, В.Я. Рудяк<sup>1,3</sup>, А.А. Гаврилов<sup>1,2</sup>, А.А. Дектерев<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

<sup>2</sup>*Сибирский федеральный университет, Красноярск*

<sup>3</sup>*Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин)*

E-mail: valery.rudyak@mail.ru

В настоящей работе при помощи систематического численного моделирования исследованы режимы течения и смешения жидкостей в микромиксере Т-типа в диапазоне чисел Рейнольдса от 1 до 1000. Показано, что по мере увеличения чисел Рейнольдса режимы течения и смешения существенно меняются. Всего установлено пять различных режимов течения. Получены зависимости коэффициента трения и эффективности смешения от числа Рейнольдса. Показано резкое увеличение эффективности смешения при переходе течения с симметричного на несимметричный стационарный режим. С другой стороны, в области ламинарно-турбулентного перехода эффективность смешения несколько снижается. Обнаружено существенное влияние наличия скольжения на стенках на структуру течения в канале и эффективность смешения.

**Ключевые слова:** микроканалы, микромиксеры, эффективность смешения, гидродинамическое моделирование, скольжение на стенках, вихри Дина.

### **Введение**

Смешение жидкостей является чрезвычайно важным процессом, который широко используется в различных микрофлюидных устройствах (химических микрореакторах, анализаторах химических и биологических веществ, системах доставки лекарств и т. д.). Поскольку характерные времена течения в таких устройствах чрезвычайно малы, то для ускорения смешения используются специальные устройства — микромиксеры. Описанию принципов работы микромиксеров и их оптимизации посвящено огромное число работ (см., например, [1–6] и цитируемую там литературу). Как правило, рассматриваются ламинарные режимы течения при малых числах Рейнольдса, что обычно и характерно для микротечений. На практике, однако, приходится сталкиваться с ситуациями, когда в микротечениях числа Рейнольдса достаточно велики [7, 8]. Кроме того, при относительно высоких

---

\* Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 10-01-00074) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг.» (госконтракты № П230, № 14.740.11.0579, № 14.740.11.0103 и № 16.740.11.0642).

значениях числа Рейнольдса в микроканалах происходит ряд новых интересных явлений, требующих изучения как с фундаментальной точки зрения, так и для практических целей.

Режимы течения в микромиксерах, возникающие при повышенных числах Рейнольдса, ранее уже изучались в нескольких работах. Так, в статье [9] экспериментально показано существование критического числа Рейнольдса, при котором вихри Дина в микроканале теряют симметрию. Было установлено, что для канала с размерами  $600 \times 300 \times 300$  мкм критическое число  $Re \approx 150$ . Показано, что критическое значение числа Рейнольдса сильно зависит от размеров канала. В работе [10] с помощью численного моделирования исследованы переходные режимы течения (при числах Рейнольдса  $Re = 300 \div 700$ ), однако процессы смешения не изучались. Экспериментально и численно смешение двух жидкостей в диапазоне чисел Рейнольдса от 50 до 1400 исследовалось в [11]. В работе [12] впервые численно показано наличие нестационарного периодического режима при некоторых значениях числа Рейнольдса. Наиболее полное экспериментальное изучение смешения в Т-образном микроканале при умеренных числах Рейнольдса ( $100 \div 400$ ) проведено в работе [7]. Здесь при помощи  $\mu$ -LIF и  $\mu$ -PIV измерений изучены поля скоростей и концентраций в различных сечениях миксера. Впервые измерена эффективность смешения.

Наконец, следует отметить серию расчетно-экспериментальных работ [13–15], где, в частности, проведен расчет некоторых режимов течения в Т-образных микроканалах. Выявлен ряд характерных режимов течения и изучена структура течения в них. Рассчитана эффективность смешения. Качественно сопоставлена картина смешения в расчете и эксперименте. Рассчитано распределение эффективности смешения по длине канала.

Несмотря на сравнительно большое число работ, посвященных изучению течений и смешения в микромиксерах Т-типа при умеренных числах Рейнольдса, фактически все еще отсутствуют систематические данные об имеющих здесь место режимах течения и смешения в них. Систематическому моделированию течения и смешения несжимаемых жидкостей в микромиксере Т-типа при числах Рейнольдса от 10 до 1000 посвящена настоящая работа. Задача решается численно на основе уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости.

### 1. Математическая модель и численный алгоритм

Задача решается в рамках уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости:

$$\nabla(\rho v) = 0, \quad \partial(\rho v) / \partial t + \nabla(\rho v v) = -\nabla p + \nabla T, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность жидкости,  $p$  — давление,  $v$  — скорость, а  $T$  — тензор вязких напряжений. Коэффициент вязкости смеси  $\mu$  и ее плотность определяются соот-

ветственно соотношениями:  $\mu = \sum_i f_i \mu_i$ ,  $\rho = \left[ \sum_i (f_i / \rho_i) \right]^{-1}$ , где  $f_i$  — массовая

доля компонента  $i$ ;  $\mu_i$  и  $\rho_i$  — парциальные коэффициенты вязкости и плотности. Эволюция массовых концентраций определяется уравнением переноса

$$\partial \rho f_i / \partial t + \nabla(\rho f_i v) = \nabla(\rho D_i \nabla f_i), \quad (2)$$

где  $D_i$  — коэффициент диффузии молекул  $i$ -го компонента.

Для решения описанной выше системы уравнений использовался алгоритм, разработанный авторами на основе метода конечных объемов для структурированных многоблочных сеток [16, 17]. Его применение для описания микротечений была показана в работе [18], где проведены также оптимизационные расчеты ряда

микромиксеров. В настоящей работе представлены результаты гидродинамического моделирования различных режимов течения в микромиксере Т-типа при числах Рейнольдса  $Re = \rho U d / \mu$  от единицы до тысячи. Здесь  $U = Q / (2\rho h^2)$ ,  $h = 100$  мкм — высота канала,  $d = 133$  мкм — гидравлический диаметр. Поперечное сечение канала смешения равнялось  $100 \times 200$  мкм, а его длина —  $1400$  мкм. Входные каналы были симметричны каналу смешения и перпендикулярны ему, их поперечное сечение равнялось  $100 \times 100$  мкм, а общая длина —  $800$  мкм. Через левый вход канала подается чистая вода, а через правый вход — вода, подкрашенная родамином. Расход в обоих случаях одинаков и равен  $Q$ . Плотность и коэффициент вязкости обеих жидкостей одинаковы и соответственно равны  $1000$  кг/м<sup>3</sup> и  $0,001$  Па·с. Коэффициент диффузии краски в воде  $D = 2,63 \cdot 10^{-10}$  м<sup>2</sup>/с. Таким образом, значение числа Шмидта для рассматриваемой задачи  $Sc = \mu / (\rho D)$  равно  $3800$ . Это означает, что толщина гидродинамического пограничного слоя намного превышает толщину диффузионного пограничного слоя, что требует применения детальных расчетных сеток для разрешения слоя смешения. Для расчета использовалась двухблочная сетка, состоящая из  $9,8$  млн. узлов ( $140$  узлов по ширине канала смешения,  $70$  по высоте,  $1000$  по длине). Расчеты проводились на кластере Сибирского федерального университета. Для вычислений было задействовано  $112$  ядер. Характерное время решения одного нестационарного варианта расчета на данной сетке составляет около  $3$  суток.

На входе в каналы задавался установившийся профиль скорости. На выходе из канала смешения задавались условия Неймана, означающие равенство нулю нормальной к поверхности выхода производной от всех скалярных величин.

## 2. Режимы течения

При моделировании, как уже отмечалось, число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от  $1$  до  $1000$ . В этом и в следующем разделах рассмотрены данные моделирования, полученные при использовании на стенках микромиксера граничных условий прилипания. В результате было установлено, что при малых числах Рейнольдса ( $Re < 5$ ) в миксере имеет место стационарное безвихревое течение. Смешение при этом обусловлено обычной молекулярной диффузией и эффективность смешения достаточно низкая [18]. С ростом числа Рейнольдса на входе в канал смешения формируется пара стационарных симметричных подковообразных вихрей, которые принято называть вихрями Дина. На рис. 1 в трех проекциях

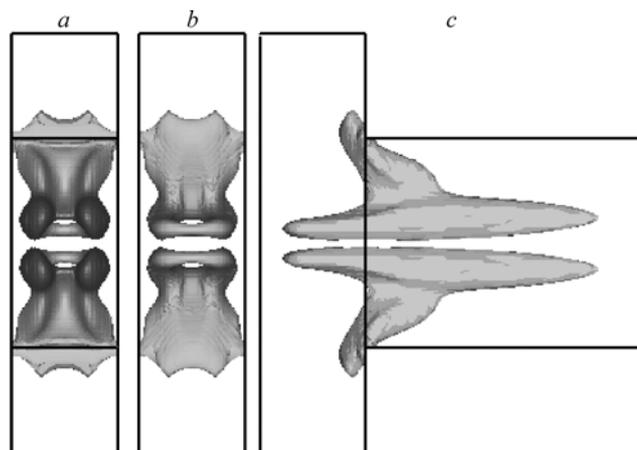


Рис. 1. Вихри, образующиеся на входе в канал смешения.  $Re = 120$ . Вид спереди (a); вид сзади (b); вид сбоку, вертикальный разрез канала (c).

в терминах изоповерхности величины  $\lambda_2$  ( $\lambda_2$ -изоповерхности) показана структура образующихся вихрей для течения с числом Рейнольдса  $Re = 120$ . Здесь  $\lambda_2$  — второе собственное значение тензора  $(S : S + \Omega : \Omega)$ , где  $S \equiv S_{ik} = 1/2(\partial v_i / \partial x_j + \partial v_j / \partial x_i)$  — тензор скоростей деформации, а  $\Omega \equiv \Omega_{ik} = 1/2(\partial v_i / \partial x_j - \partial v_j / \partial x_i)$  — тензор завихренности.

Подковообразные вихри появляются из-за развития вторичных течений, обусловленных действием центробежной силы, возникающей из-за поворота потока. Структура формирующегося поля скорости по мере увеличения числа Рейнольдса течения показана на рис. 2. Формирующиеся на входе в канал смешения вихри, диссипируя, далее движутся вдоль канала. Диссипация вихрей обусловлена вязкостью жидкости и поэтому скорость их диссипации уменьшается при увеличении числа Рейнольдса. Для течения с числом Рейнольдса  $Re = 120$  (рис. 2, *b*) подковообразные вихри затухают в канале смешения на расстоянии около 400 мкм от входного сечения, тогда как при  $Re = 20$  (рис. 2, *a*) оно порядка 70 мкм. Это означает, что с ростом числа Рейнольдса интенсивность вихрей Дина возрастает. Кроме того, меняется их конфигурация, что видно при сравнении рис. 2, *a* и *b*.

Появление вихрей Дина является пороговым явлением, и величина соответствующего числа Рейнольдса, вообще говоря, определяется размерами канала и может быть охарактеризована критическим числом Дина:  $Dn = Re \sqrt{d/R}$  [19], где  $R$  — радиус кривизны поворота потока. В канале, исследованном в настоящей работе, вихри Дина были зафиксированы при  $Re \approx 20$ . Если принять радиус поворота потока в данном микроканале равным  $R = d/2$ , то это соответствует критическому значению числа Дина равному  $Dn = 28$ .

Когда число Рейнольдса достигает 150, вихри теряют симметрию. Они поворачиваются на угол  $45^\circ$  относительно центральной секущей миксер плоскости. Образуется *S*-образный вихрь, представленный на рис. 3 для числа Рейнольдса равного  $Re = 186$  (см. также рис. 2, *c*). Здесь перемешивание показано при помощи изолиний концентрации краски в четырех поперечных сечениях миксера. Первое сечение (рис. 3, *a*) расположено на входе в канал смешения, второе — на расстоянии 100 мкм от входа, третье — на расстоянии 200 мкм и четвертое — 400 мкм. На рисунке белый цвет соответствует чистой воде, а черный — воде, подкрашенной

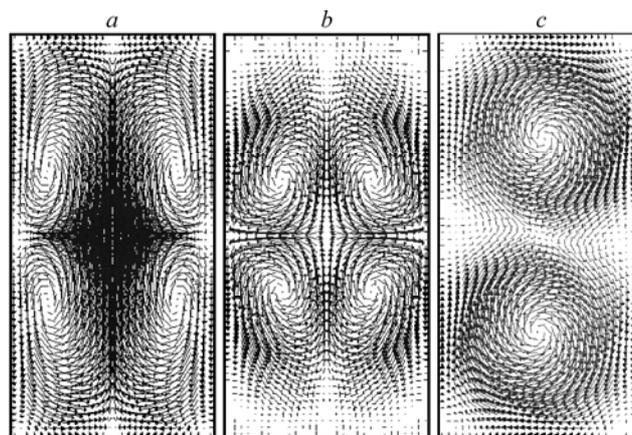


Рис. 2. Поле скоростей в поперечном сечении канала смешения на расстоянии 100 мкм от входа для различных значений числа Рейнольдса.

$Re = 20$  (*a*),  $120$  (*b*),  $186$  (*c*).

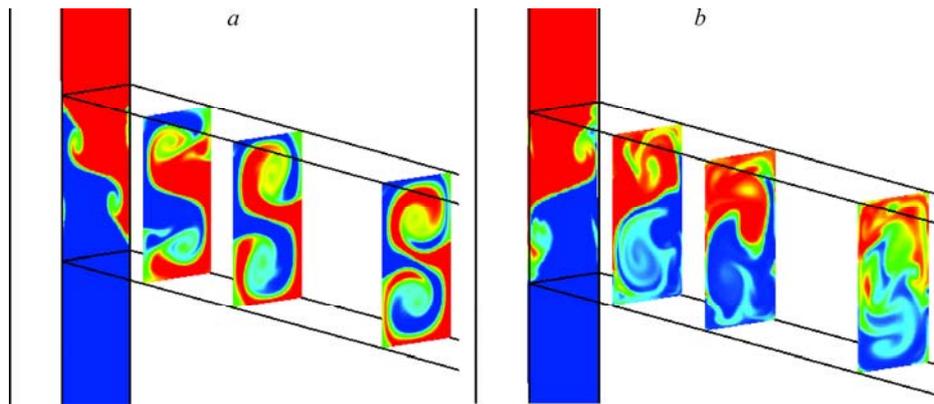


Рис. 3. Процесс смешения в микромиксере при различных числах Рейнольдса.  
Re = 186 (a), 600 (b).

родамином. Данный режим течения является также стационарным и наблюдается вплоть до чисел Рейнольдса равных 240. Структура реализующегося течения хорошо иллюстрируется рис. 4, где формирующееся при Re = 186 течение в канале смешения изображено в терминах  $\lambda_2$ -изоповерхности.

В симметричном режиме течения (Re < 150) вихри компенсировали друг друга, и полный гидродинамический момент был равен нулю. В несимметричном нестационарном режиме в силу того, что вихри в S-образной структуре вращаются в одну сторону, гидродинамический момент потока отличен от нуля. Естественно, что полный механический момент в системе сохраняется и в том, и в другом случае, поскольку в несимметричном режиме компенсирующий момент появляется на стенках канала. Наконец, необходимо отметить, что интенсивность вихрей в несимметричном режиме существенно выше, чем в симметричном. Поэтому, несмотря на диссипацию, эти вихри регистрируются по всей длине миксера.

Появление S-образных вихрей ранее уже регистрировалось в экспериментах [7]. На рис. 5 проведено сопоставление данных визуализации [7] и нашего расчета при Re = 186 в трех различных сечениях микромиксера. Эксперимент был выполнен для того же микромиксера при помощи лазерно-индуцированной флуоресценции ( $\mu$ -LIF). Верхние рисунки — распределение концентрации смешивающих

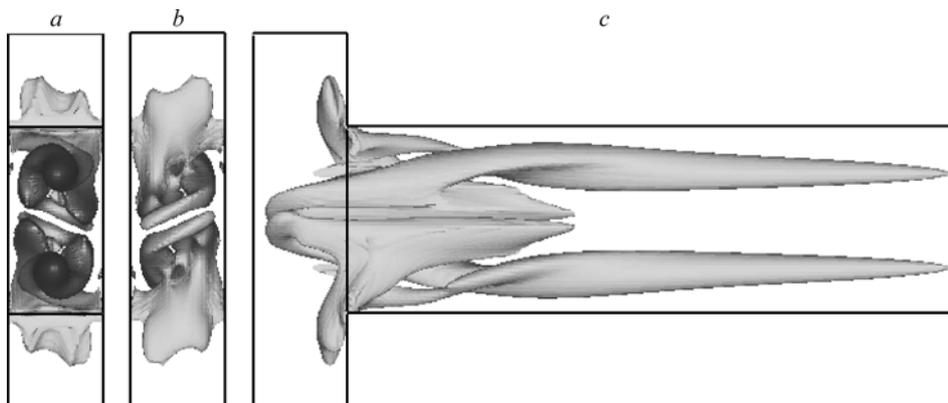


Рис. 4. Вихри, образующиеся на входе в канал смешения. Re = 186.  
Вид спереди (a); вид сзади (b); вид сбоку, вертикальный разрез канала (c).

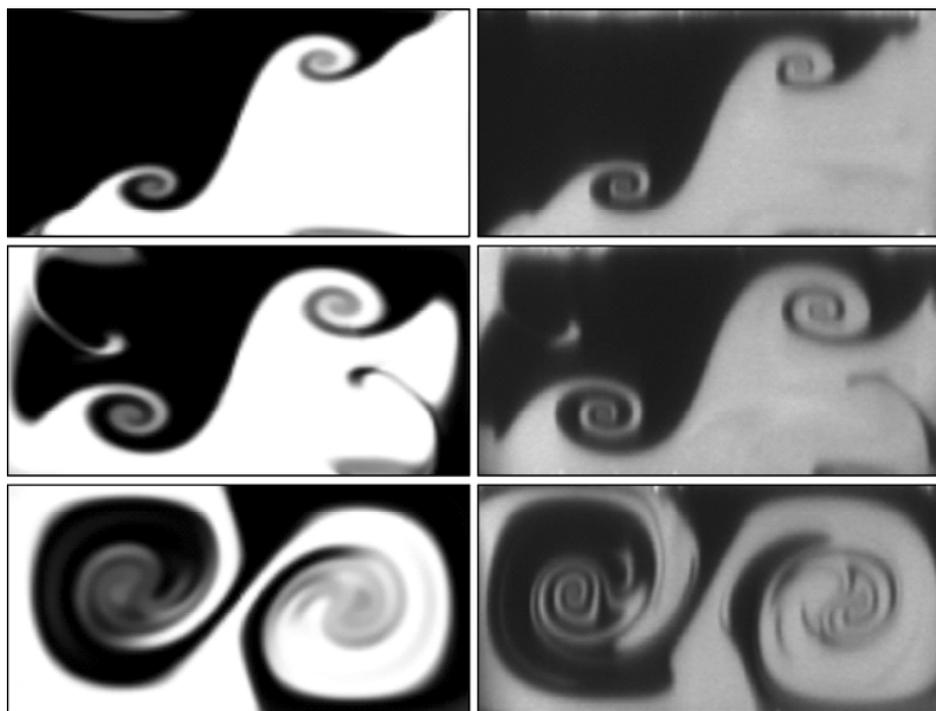


Рис. 5. Изолинии концентрации краски в различных поперечных сечениях миксера для течения в канале смешения при  $Re = 186$ . Данные расчетов (слева) и  $\mu$ -LIF измерений (справа) [7].

Расчеты и измерения, представленные в верхней части рисунка выполнены на входе в канал смешения, средние — на расстоянии 1000 мкм от входа, нижние — на выходе из миксера.

компонент в поперечном сечении на входе в канал смешения, средние — на расстоянии 1000 мкм от входа и нижние — на выходе из миксера. Как видно, форма границы раздела жидкостей в расчете и в эксперименте хорошо согласуются.

Описанный стационарный несимметричный режим течения наблюдается в диапазоне чисел Рейнольдса от 140 до 240. Начиная со значения числа Рейнольдса, примерно равного 240, течение перестает быть стационарным. В диапазоне чисел Рейнольдса  $240 < Re < 400$  реализуется периодический режим течения. Это, в частности, означает, что скорость течения также является периодической функцией времени. На рис. 6 этому режиму течения соответствует нижняя кривая. Частота колебаний  $f$  потока определяется многими факторами: конфигурацией канала, вязкостью жидкости, числом Рейнольдса. Чтобы охарактеризовать эту зависимость, введем число Струхала  $St = (fd^2)/(vRe)$ , которое фактически является безразмерной частотой колебаний потока, нормированной на число Рейнольдса ( $v$  — коэффициент кинематической вязкости). Зависимость числа Струхала от числа Рейнольдса приведена на рис. 7 (1, 2). Частота колебаний монотонно возрастает до значения числа  $Re = 300$  и затем несколько снижается. Данные наших расчетов (1) здесь хорошо согласуются с экспериментальными [15] (2). Максимальные отличия наблюдаются при больших числах Рейнольдса, но следует отметить, что экспериментальные данные получены для канала с поперечными размерами 600 мкм×300 мкм.

Начиная со значения числа Рейнольдса около 450, строгая периодичность колебаний потока теряется. Течение становится сначала квазипериодическим ( $450 < Re < 600$ ), а затем фактически хаотическим ( $Re > 600$ ). Частотный спектр

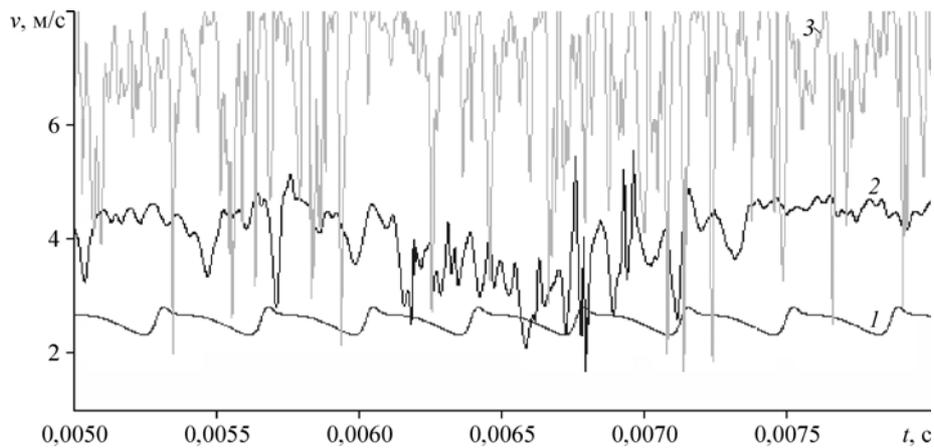


Рис. 6. Изменение скорости течения на выходе из канала смешения со временем.  
 $Re = 300$  (1),  $600$  (2),  $1000$  (3).

поля скорости становится достаточно наполненным и близким к сплошному. Это хорошо видно на рис. 6, где числу Рейнольдса 600 соответствует средняя кривая, а числу Рейнольдса 1000 — верхняя.

Распределение кинетической энергии пульсаций  $\varepsilon$  потока по частотам для  $Re = 600$  представлено на рис. 8. Данный спектр получен для точки лежащей в центре канала смешения на расстоянии 400 мкм от входа. Прямая пунктирная линия на графике соответствует универсальному закону Колмогорова–Обухова. Хотя для значения  $Re = 600$  спектр нельзя считать полностью сплошным, как в случае развитого турбулентного течения, тем не менее, в нем присутствует большое количество частот, есть инерционный интервал, что позволяет говорить, по крайней мере, о переходном режиме течения. Такое раннее для течения в каналах начало турбулентности обусловлено развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца во входном участке канала смешения. Тем не менее, расчеты показывают, что если делать канал смешения достаточно длинным, то по мере удаления от места слияния потоков пульсации постепенно затухают, течение ламинаризуется и, как полагается, выстраивается установившийся профиль скорости. Длина установления профиля скорости, естественно, зависит от числа Рейнольдса. Чтобы это показать, была решена задача для канала длиной 7000 мкм. Полученные данные

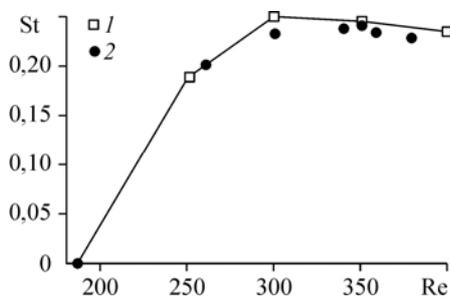


Рис. 7. Зависимость числа Струхали от числа Рейнольдса в стационарных периодических режимах течения в канале смешения.  
 1 — данные наших расчетов, 2 — эксперимент [15].

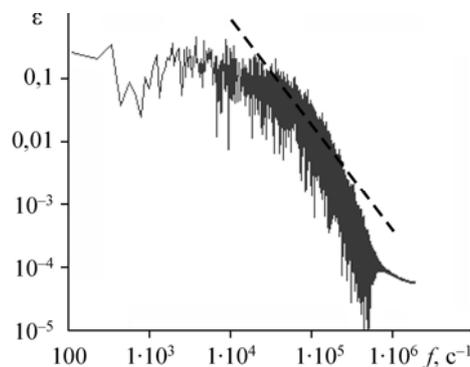


Рис. 8. Спектр кинетической энергии пульсаций скорости при  $Re = 600$ .

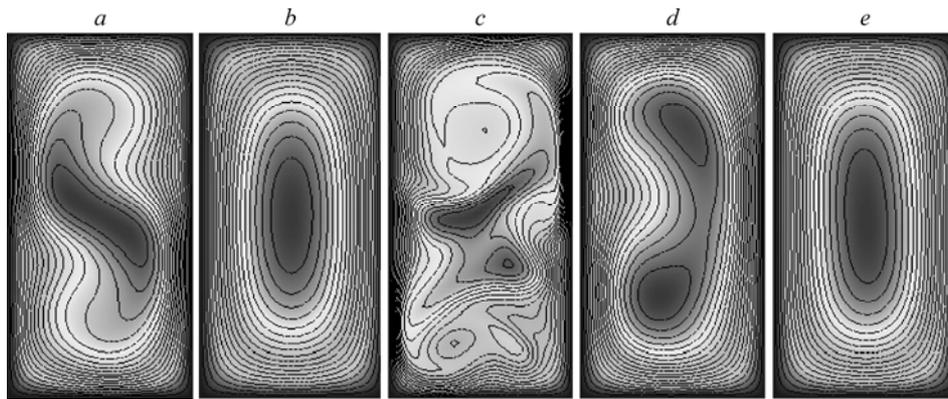


Рис. 9. Модуль скорости в различных сечениях канала смешения.  
 $Re = 186$  (a, b),  $600$  (c, d, e),  $L = 500$  (a, c),  $3500$  (b, d),  $7000$  (e) мкм.

иллюстрирует рис. 9, где сопоставлены профили скорости для двух чисел Рейнольдса: 186 (рис. 9, a и b) и 600 (рис. 9, c–e). Ламинарный профиль скорости устанавливается в обоих случаях, однако при  $Re = 186$  длина установления течения близка к 3500 мкм, а при  $Re = 600$ –7000 мкм.

Зависимость коэффициента трения  $\lambda$  канала смешения от числа Рейнольдса для данного миксера приведена на рис. 10. Этот коэффициент определялся по формуле  $\lambda = (2\Delta Pd)/(\rho U^2 L)$ , где  $\Delta P$  — перепад давления в канале, а  $L$  — длина канала. Расчету соответствуют метки 1. Для сопоставления с расчетными данными на графике линией 2 приведены значения коэффициента трения для установившегося ламинарного течения в прямоугольном канале с отношением высоты к ширине равным 0,5. В этом случае коэффициент трения близок к значению  $64/Re$ . Тем не менее, анализ показывает, что для малых чисел Рейнольдса значение коэффициента трения в микромиксере в среднем на 20–30 % выше коэффициента трения для установившегося течения. Затем значения коэффициента трения резко отклоняются от зависимости  $\lambda = 64/Re$ , что свидетельствует о ламинарно-турбулентном переходе. Расчетные данные коэффициента трения в микромиксере при умеренных числах Рейнольдса хорошо описывается зависимостью:  $\lambda = 1,8/Re^{0,25}$ . Получающаяся при этом величина коэффициента трения почти в шесть раз выше классической зависимости Блазиуса ( $\lambda = 0,316/Re^{0,25}$ ) для развитого турбулентного течения в прямом канале. Такое большое различие обусловлено как наличием поворота потоков на входе в канал, так и его закруткой в канале смешения. В частности, давление вдоль канала меняется не монотонно. Изменение давления для двух значений числа Рейнольдса можно видеть на рис. 11. Здесь нижняя кривая соответствует числу Рейнольдса, равному 120, а верхняя — 186.

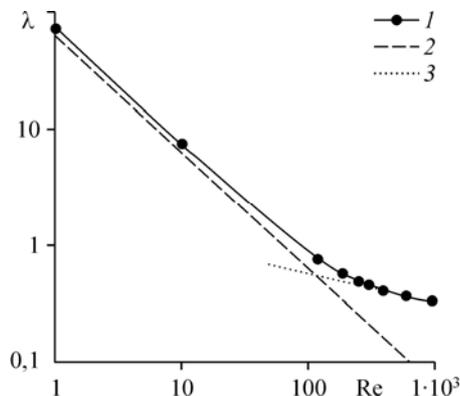


Рис. 10. Зависимость коэффициента трения в канале смешения от числа Рейнольдса. Расчетные данные (1),  $\lambda = 64/Re$  (2),  $1,8/Re^{0,25}$  (3).

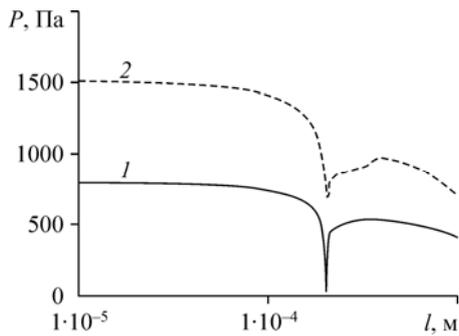


Рис. 11. Распределение давления на стенках миксера.

Re = 120 (1), 186 (2).

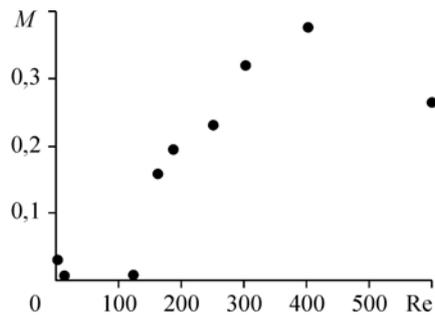


Рис. 12. Зависимость эффективности смешения от числа Рейнольдса.

### 3. Эффективность смешения

При больших значениях числа Рейнольдса течение и процесс перемешивания существенно трехмерные. В этом случае для описания эффективности смешения удобно использовать параметр  $M = 1 - \sqrt{\sigma^2 / \sigma_0^2}$ , где  $\sigma^2 = \frac{1}{V} \int (f - \bar{f})^2 dV$  — дисперсия концентрации по объему миксера  $V$  ( $f$  — концентрации компонента,  $\bar{f}$  — его среднее значение,  $\sigma_0^2 = \bar{f}(1 - \bar{f})$ ).

Как уже отмечалось, при малых числах Рейнольдса ( $Re < 5$ ) в миксере имеет место стационарное безвихревое течение. Смешение при этом обусловлено обычной молекулярной диффузией и его эффективность достаточно низкая (около 3 %, см. рис. 12) [18]. С увеличением числа Рейнольдса формируются стационарные вихри Дина. Эти подковообразные вихри симметричны относительно центральной продольной плоскости миксера. Каждая такая вихревая подкова находится в пределах одной жидкости и фактически не пересекает границы раздела смешивающихся сред, поэтому она остается практически плоской. Поскольку диффузионное число Пекле с ростом числа Рейнольдса возрастает, то эффективность смешения при этом даже уменьшается по сравнению со смешением в безвихревом течении (см. рис. 12) и остается такой низкой вплоть до чисел Рейнольдса порядка 150.

С потерей симметрии вихрей Дина и образованием S-образной вихревой структуры характер смешения качественно меняется. Поверхность контакта смешивающихся жидкостей существенно увеличивается и, как следствие, резко возрастает эффективность смешения. При переходе течения от симметричного режима ( $Re < 150$ ) к несимметричному ( $Re > 150$ ) эффективность смешения возрастает в 25 раз (см. рис. 12).

При переходе к турбулентности S-образная вихревая структура, которая образовалась в канале смешения при  $Re > 150$  и существовала в нестационарном режиме, разрушается (на рис. 3 представлена эволюция S-образной вихревой структуры при  $Re = 600$ ). Течение распадается на множество достаточно крупных вихрей. Это приводит к уменьшению площади контакта смешивающихся жидкостей и резкому снижению эффективности смешения ( $M = 26$  % при числе  $Re = 600$ ). Естественно, при дальнейшем увеличении числа Рейнольдса крупномасштабные вихревые структуры распадутся на множество мелких вихрей, которые очень хорошо перемешивают течение. Эффективность смешения в развитом турбулентном течении будет существенно превышать ламинарное значение.

### Заключение

Таким образом, проведенное моделирование позволяет выделить при течении несжимаемой жидкости в микромиксере  $T$ -типа следующие режимы течения.

1. Стационарное безвихревое течение, реализуемое при малых числах Рейнольдса ( $Re < 5$ ).

2. Стационарное симметричное вихревое течение с двумя симметричными подковообразными вихрями на входе в канал смешения. Данный режим реализуется, если числа Рейнольдса изменяются в диапазоне  $5 < Re < 150$ .

3. Стационарное асимметричное вихревое течение наблюдается в диапазоне чисел Рейнольдса  $150 < Re < 240$ . Образующиеся на входе подковообразные вихри теряют симметрию и поворачиваются на угол  $45^\circ$  относительно центральной продольной плоскости канала смешения. Формируются  $S$ -образные вихри.

4. Нестационарное периодическое течение реализуется в диапазоне  $240 < Re < 400$ .

5. Практически стохастический режим течения ( $400 < Re < 1000$ ).  $S$ -образные вихревые структуры, наблюдаемые при более низких числах Рейнольдса разрушаются.

Эффективность смешения резко возрастает при формировании в поле течения  $S$ -образных вихревых структур и затем продолжает расти и в нестационарном периодическом режиме. В нашей работе [18] было показано, что эффективность смешения можно существенно увеличить, изменяя определенным образом по гармоническому закону расход смешиваемых жидкостей на входе в миксер. Фактически и здесь имеет место некоторое автоуправление процессом смешения.

Для того чтобы обеспечить эффективное смешение, длина миксера должна быть достаточно большой. Естественно, это приводит к значительным потерям давления, вызванным трением на стенках. С другой стороны, такие потери можно уменьшить, используя гидрофобные или даже ультрагидрофобные покрытия. В микротечениях длина скольжения может достигать десятков микрон [20, 21]. Как показано в работе [18], эффективность смешения при этом практически не менялась, если числа Рейнольдса течения были малы. Ситуация, однако, меняется при умеренных числах Рейнольдса. Наличие скольжения на стенках приводит к существенному изменению режимов течения. На рис. 13 представлена структура течений при числе Рейнольдса  $Re = 186$  и различных значениях длины скольжения  $b$ .

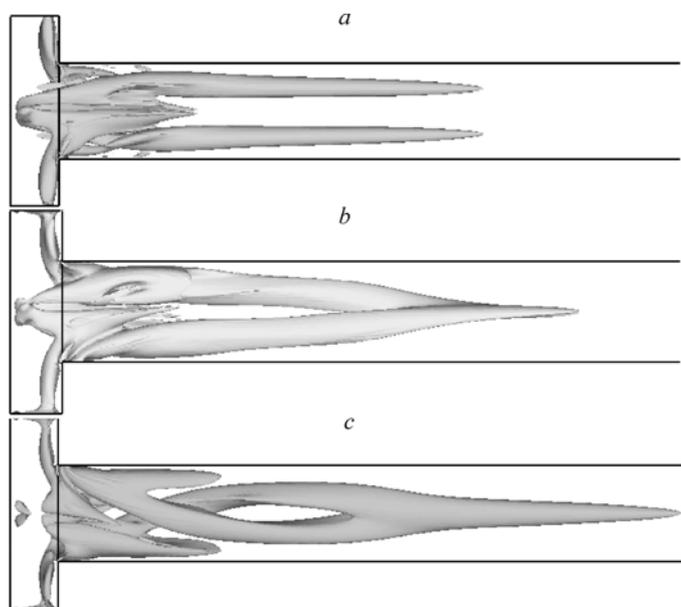


Рис. 13. Вихревая структура течений в микромиксере при различной длине скольжения  $b$ .  $Re = 186$ .  $b = 0$  (a), 10 (b), 30 (c) мкм.

Как уже отмечалось, при выполнении условий прилипания формируется двухвихревая структура (рис. 13, *a*). Но эта структура трансформируется в одновихревую при достаточно больших значениях длины скольжения (см. рис. 13, *b* и *c*). Естественно, эффективность смешения при этом также возрастает. Для рассмотренного миксера это увеличение составляет около 30 %. С другой стороны, падение давления монотонно уменьшается с ростом длины скольжения (для исследованного миксера примерно на 30–40 %). Таким образом, используя гидрофобные покрытия (условия скольжения), можно управлять режимами течения.

### Список литературы

1. **Tableting P.** Introduction to microfluidics. Oxford: Oxford University Press, 2005. 301 p.
2. **Karnidakis G., Beskok A., Aluru N.** Microflows and nanoflows // Interdisciplinary Applied Math. Springer Science + Business Media, Inc., 2005. Vol. 29. 817 p.
3. **Karnik R.** Microfluidic mixing // Encyclopedia of microfluidics and nanofluidics / Ed. D. Li. Springer, 2008. P. 1177–1186.
4. **Vanka S.P., Luo G., Winkler C.M.** Numerical study of scalar mixing in curved channels at low Reynolds number // AIChE J. 2004. Vol. 50. P. 2359–2368.
5. **Aubina J., Fletcher D.F., Xuereb C.** Design of micromixers using CFD modeling // Chem. Eng. Sci. 2005. Vol. 60. P. 2503–2516.
6. **Jiménez J.** The growth of a mixing layer in laminar channel // J. Fluid Mech. 2005. Vol. 535. P. 245–254.
7. **Hoffmann M., Schluter M., Rubiger N.** Experimental investigation of liquid–liquid mixing in T-shaped micro-mixers using  $\mu$ -LIF and  $\mu$ -PIV // Chemical Engng Sci. 2006. Vol. 61. P. 2968–2976.
8. **Mansur E.A., Mingxing Y.E., Yundong W., Youyuan D.** A state-of-the-art review of mixing in microfluidic mixers // Chinese J. Chemical Eng. 2008. Vol. 16, iss. 4. P. 503–516.
9. **Engler M., Kockmann N., Kiefer T., Woias P.** Numerical and experimental investigations on liquid mixing in static micromixers // Chem. Eng. J. 2004. Vol. 101. P. 315–322.
10. **Telib H., Manhart M., Iollo A.** Analysis and low-order modeling of the inhomogeneous transitional flow inside a T-mixer // Phys. Fluids. 2004. Vol. 16. P. 2717–2731.
11. **Wong S.H., Ward M.C.L., Wharton C.W.** Micro T-mixer as a rapid mixing micromixer // Sens. Act. B. 2004. Vol. 100. P. 359–379.
12. **Gobert C., Schwert F., Manhart M.** Lagrangian scalar tracking for laminar micromixing at high Schmidt numbers // Proc. ASME Joint U.S.-European Fluids Eng. Summer Meeting. Miami, 2006. Paper No. FEDSM2006-98035. P. 1053–1062.
13. **Bothe D., Stemich C., Warnecke H.-J.** Theoretische und experimentelle Untersuchungen der Mischvorgänge in T-förmigen Microreaktoren. Teil 1 // Numerische Simulation und Beurteilung des Strömungsmischens. CIT. 2004. Bn. 76. S. 1480–1484.
14. **Bothe D., Stemich C., Warnecke H.-J.** Fluid mixing in a T-shaped micro-mixer // Chemical Engng Sci. 2006. Vol. 61. P. 2950–2958.
15. **Dreher S., Kockmann N., Woias P.** Characterization of laminar transient flow regimes and mixing in T-shaped micromixers // Heat Transfer Engng. 2009. Vol. 30. P. 91–100.
16. **Рудяк В.Я., Минаков А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А.** Применение нового численного алгоритма решения уравнений Навье–Стокса для моделирования работы вискозиметра типа физического маятника // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 2. С. 353–365.
17. **Гаврилов А.А., Минаков А.В., Дектерев А.А., Рудяк В.Я.** Численный алгоритм для моделирования течений в кольцевом канале с эксцентриситетом // Сибирский журнал промышленной математики. 2010. Т. 13, № 4(44). С. 3–14.
18. **Рудяк В.Я., Минаков А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А.** Моделирование течений в микромиксерах // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 4. С. 601–612.
19. **Kelleher M.D., Flentie D.L., McKee R.J.** An experimental study of the secondary flow in a curved rectangular channel // Transactions J. Fluids Engng. 1980. Vol. 102. P. 92–96.
20. **Ou J., Perot B., Rothstein P.** Laminar drag reduction in microchannels using ultrahydrophobic surfaces // Phys. Fluids. 2004. Vol. 16. P. 4635–4643.
21. **Lauga E., Brenner M.P., Stone H.A.** Microfluidics: the no-slip boundary condition: In Handbook of experimental fluid dynamics / Eds. J. Foss, C. Tropea, A. Yarin. N.Y.: Springer, 2005. Ch. 15. P. 217–244.

*Статья поступила в редакцию 22 июня 2011 г.*