

03

## Экспериментальное исследование меридионального вихревого движения трех несмешиваемых жидкостей в цилиндрическом реакторе

© М.В. Тинтулова,<sup>1,2</sup> И.В. Наумов,<sup>1,2</sup> Б.Р. Шарифуллин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: m.tintulova@ngs.ru

Поступило в Редакцию 12 ноября 2025 г.

В окончательной редакции 9 февраля 2026 г.

Принято к публикации 9 марта 2026 г.

В ходе изучения вихревых структур в вихревых аппаратах обнаружены необычные структуры течения. Три несмешивающиеся жидкости различной плотности заполняют открытый цилиндрический контейнер с нижним вращающимся диском. Инерциальная сила отталкивает нижнюю жидкость ( $L$ ) от оси к периферии вблизи дна, создавая ее тороидальную циркуляцию, которая в свою очередь приводит в движение среднюю ( $M$ ) и затем верхнюю ( $U$ ) жидкости. Детально исследованы условия возникновения и эволюции двухъячейной структуры в промежуточном слое ( $M$ ). С увеличением интенсивности вращения вблизи границ разделов  $LM$  и  $MU$  развиваются противотоки, а при малой толщине  $M$  в реакторе меньшего радиуса возникает зона меридионального застоя, которая с уменьшением высоты среднего слоя занимает весь объем. В реакторе большего радиуса возникает зона, где происходит развитие второй ячейки с обратной меридиональной циркуляцией. Показано, что при переходе от  $L$  к  $U$  тангенциальная скорость затухает, а градиент затухания в каждом слое подобен затуханию в моножидкости. Таким образом, обеспечивается меридиональная циркуляция слоев жидкости  $M$  и  $U$  без прямого контакта с завихрителем.

**Ключевые слова:** вихревая динамика, трехжидкостные системы, несмешиваемые жидкости, открытый цилиндрический реактор.

DOI: 10.61011/JTF.2026.07.63125.312-25

### Введение

Разработка вихревых реакторов привлекает внимание исследователей к закрученным потокам двух несмешивающихся жидкостей различной плотности, заполняющих цилиндрический реактор [1–7]. Так, тороидальная циркуляция жидкостей в биореакторе обеспечивает мягкое и эффективное перемешивание ингредиентов, без прямого контакта с завихрителем, что способствует эффективному росту биологических культур [8]. Простейшая модель вихревого биореактора представляет собой вертикальную цилиндрическую емкость, нижняя граница которой — вращающийся диск, формирующий циркуляционное закрученное движение рабочей жидкости, а боковая стенка цилиндра неподвижна [9]. Простая геометрия устройства и детерминированное движение рабочей жидкости облегчают проведение детальных экспериментальных и расчетных исследований оптимального движения рабочей среды. Сравнение полученных результатов помогает понять физику движения в вихревых биореакторах в условиях непрозрачной культивируемой среды, которая оказывается далеко не тривиальной. Недавние работы показали, что вращающиеся двухжидкостные потоки обладают некоторыми парадоксальными свойствами, имеющими фундаментальное и

практическое значение [10,11]. Характерная особенность таких течений, заключается в том, что при увеличении интенсивности вращения, характеризуемой числом Рейнольдса ( $Re$ ), происходит изменение направления меридионального движения потока на противоположное. Известным примером является изменение направления движения среды вблизи оси цилиндра — распад вихря или Vortex Breakdown (VB) [12,13]. Во многих приложениях наблюдался распад вихря, а механизм VB в ограниченных потоках к настоящему времени детально изучен [14,15]. Формирование приосевых зон возвратного течения — пузырьвидного распада вихря — также наблюдается и в конфигурации двухжидкостных потоков [16,17].

Не менее удивительным и важным явлением, обнаруженным в двухжидкостной конфигурации, является противоток, который возникает в вихревом движении при увеличении интенсивности вращения в результате конкуренции инерциальных сил и сил вязкого трения [18]. Первые наблюдения этого явления были выполнены в цилиндре с верхним вращающимся диском для конфигурации подсолнечное масло (верхняя легкая жидкость) и водный раствор глицерина (нижняя тяжелая жидкость). Дальнейшие исследования показали, что изменение направления меридиональной циркуля-

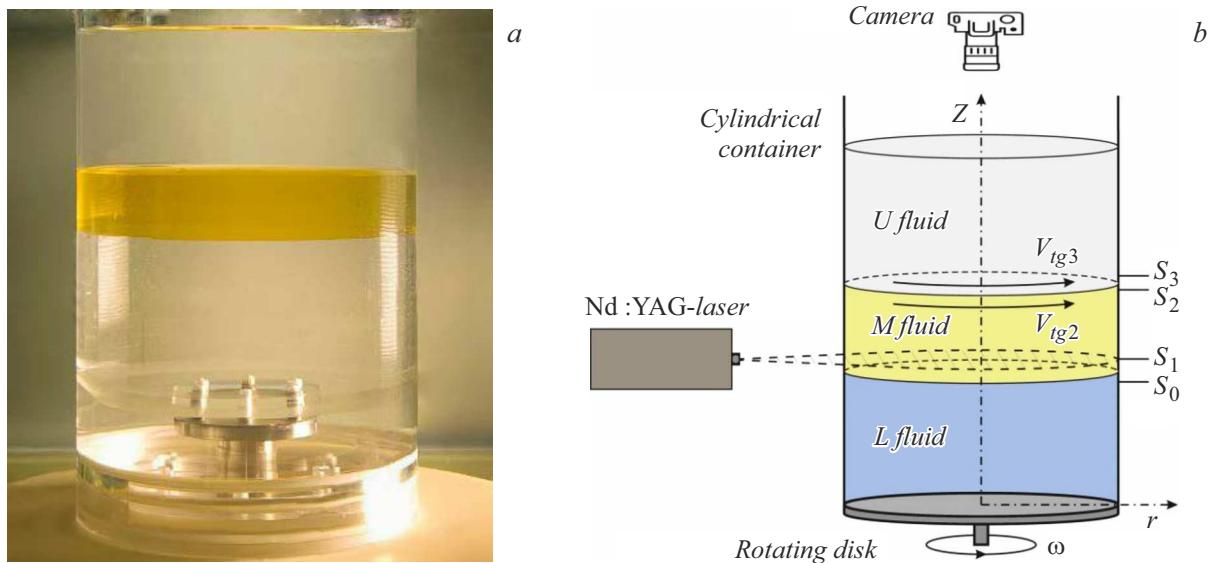


Рис. 1. Фотография цилиндрического реактора (а) и схема экспериментальной установки (б).

ции также наблюдается, и в конфигурации с нижним вращающимся диском [10]. Вращающийся нижний диск создает центробежную циркуляцию в нижней жидкости. В верхней жидкости для случая малых чисел Рейнольдса наблюдается антицентробежная циркуляция, а при увеличении  $Re$  вблизи пересечения границы раздела с осью цилиндра возникает новая ячейка с центробежной циркуляцией, которая при дальнейшем увеличении  $Re$  занимает весь объем верхней жидкости.

Сравнение экспериментальных и численных исследований показало, что численное моделирование хорошо описывает движение жидкости вблизи вращающегося диска, но формирование структуры течения во второй жидкости заметно отличается. В экспериментах новая ячейка циркуляции возникает на пересечении оси с границей раздела, в то время как в моделировании новая ячейка возникает далеко от границы раздела [10]. Расхождения в экспериментальных и численных результатах указывают на то, что условия контакта на границе раздела в реальной системе и модели различны.

Неизученным при этом остался вопрос о том, как будет происходить передача крутящего момента при наличии третьего разделяющего слоя для системы из двух жидкостей.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование меридионального вихревого движения трех несмешиваемых жидкостей различной плотности в цилиндрическом контейнере при различной величине промежуточного ( $M$ ) слоя жидкости.

## 1. Экспериментальная установка

Исследование вихревого движения проводилось в открытых цилиндрических контейнерах двух различных

радиусов с нижним вращающимся торцом (рис. 1). Внутренний радиус первого контейнера ( $R_1$ ) равен 72 mm, внутренний радиус второго контейнера ( $R_2$ ) равен 47 mm. Высота обоих цилиндров ( $h$ ) равна 300 mm. Боковые стенки выполнены из прозрачного стекла.

Для эксперимента были подобраны три несмешивающихся рабочих жидкости. Нижняя жидкость ( $L$ ) — 85% раствор глицерина с водой (кинематическая вязкость  $\nu_L = 90 \text{ mm}^2/\text{s}$ , плотность  $\rho_L = 1220 \text{ kg/m}^3$ ); средняя жидкость ( $M$ ) — подсолнечное масло ( $\nu_M = 41.9 \text{ mm}^2/\text{s}$ ,  $\rho_M = 918 \text{ kg/m}^3$ ); верхняя жидкость ( $U$ ) — спиртовой раствор глицерина (спирт–глицерин 1:6,  $\nu_U = 4.5 \text{ mm}^2/\text{s}$ ,  $\rho_U = 897 \text{ kg/m}^3$ ).

Для регистрации структуры течения жидкости засеивались полиамидными частицами плотностью  $1030 \text{ kg/m}^3$  и средним размером около  $10 \mu\text{m}$ . Для уменьшения оптических aberrаций и термостабилизации цилиндр помещался в прямоугольный стеклянный контейнер, заполненный водой.

Экспериментальные исследования проводились методом цифровой трассерной визуализации (PIV). Световое горизонтальное сечение формировалось лазерным ножом измерительной системы PIV, а регистрация изображения осуществлялась камерой через свободную поверхность над цилиндром (рис. 1, б).

Система PIV состоит из двухимпульсного Nd:YAG-лазера Beamtech Vlite-200 (длина волны 532 nm, частота 15 Hz, длительность импульса 10 ns, энергия импульса 200 mJ), CCD-камеры IMPERX IGVB2020 (8 бит на пиксель, разрешение матрицы  $2056 \times 2060$  пикселей), оснащенной объективом AF Nikkor 28 mm f/2.8D, и синхронизирующего процессора.

Расчет двумерных мгновенных полей скорости производился с помощью коммерческого программного обеспечения ActualFlow. Толщина лазерного ножа, об-

разованного цилиндрической линзой, составляла около 0.8 mm в плоскости измерения.

Исследования проводились в горизонтальных сечениях  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$  вблизи границ раздела жидкостей (рис. 1, b). Участок  $S_0$  находится на 1 mm ниже границы раздела нижней и средней жидкостей ( $LM$ ), участок  $S_1$  находится на 1 mm выше границы раздела  $LM$ , участок  $S_2$  находится на 1 mm ниже границы раздела средней и верхней жидкостей ( $MU$ ), а участок  $S_3$  находится на 1 mm выше границы раздела  $MU$ . В исследуемом диапазоне  $Re$  обе границы разделов ( $LM$  и  $MU$ ) не имеют видимой деформации при  $Re < 300$ , являясь плоскими и осесимметричными. Дополнительно для контроля границ раздела и структуры течения, выполнялась визуализация в вертикальном сечении цилиндра подобно работам [10,19].

Профили тангенциальной и радиальной компонент скорости в центральном сечении были получены из полей скорости, осредненных по 200 мгновенным полям скорости.

Течения внутри цилиндров с вращающимся диском классифицируются при помощи таких безразмерных параметров, как отношение  $h/R$  и число Рейнольдса  $Re = (\omega R R_D)/\nu_L$ , где  $\nu_L$  — кинематическая вязкость нижней жидкости;  $R_D$  — радиус вращающегося диска — торца цилиндра [12].

Значительную роль в формировании центробежной меридиональной циркуляции играет инерциальная сила  $F_c \propto (mV_{tg}^2)/R$  ( $m$  — масса жидкости;  $V_{tg}$  — тангенциальная компонента скорости жидкости), которая при увеличении угловой скорости вращения диска преобладает над силами вязкого трения  $F\tau \propto \alpha V_r$  ( $V_r$  — радиальная компонента скорости жидкости;  $\alpha$  — коэффициент трения).

Таким образом, вклад инерциальных сил описывается квадратичной зависимостью от скорости, в то время как силы трения зависят от скорости линейно, что приводит к развороту циркуляции на центробежную и что было экспериментально показано ранее для случая двухкомпонентной жидкости [10].

## 2. Исследование структуры течения в цилиндре с радиусом $R = 72$ mm

Движение жидкости исследовалось в диапазоне чисел Рейнольдса 100–350. В ходе эксперимента варьировалась высота среднего слоя жидкости в диапазоне от  $0.1R$  до  $1R$ . Высоты нижней жидкости и верхней жидкости не изменялись и равнялись  $1R$ . Вращающийся нижний диск приводит в движение нижнюю жидкость ( $L$ ). Инерциальная сила отбрасывает жидкость вблизи дна на периферию, где она поднимается к границе раздела нижней и средней жидкости, затем спирально сходится к оси, где спускается ко дну, вследствие чего в ней развивается центробежная циркуляция.

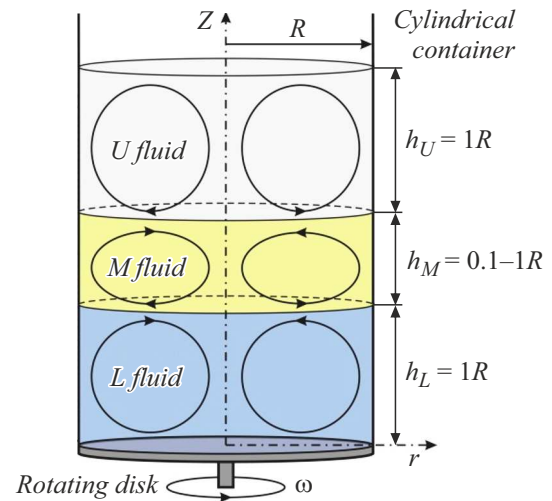


Рис. 2. Схема меридионального движения несмешиваемых слоев жидкости в цилиндрическом реакторе при  $Re > 100$ .

Нижняя жидкость задает вращение средней жидкости через  $LM$ , а та, в свою очередь, задает вращение верхней жидкости через  $MU$  (рис. 2).

Граница раздела  $LM$  служит для средней жидкости, как жидкое вращающееся дно, на котором осевая и радиальная компоненты скорости равны нулю, а вращательная скорость вызывает центробежную меридиональную циркуляцию.

## 3. Исследование движения жидкости при $h_M = 0.1R$

Движение жидкости исследовалось в диапазоне чисел Рейнольдса 130–180, диапазон меньше, чем для остальной части исследований, так как слой тонкий, и при увеличении  $Re$  граница  $MU$  сильно деформируется так, что происходит смешение верхней и нижней жидкостей. Структура течения нижней жидкости не изменяется при изменении высоты  $h_M$ , а значения скорости потока определяются окружной скоростью вращения диска (рис. 3).

В среднем слое радиальная компонента скорости зануляется и меридиональное течение жидкости отсутствует.

В верхней жидкости ( $S_3$ ) с ростом  $Re$  максимум окружной компоненты скорости смещается к боковой стенке цилиндра (рис. 4). При этом при переходе от нижней жидкости к верхней максимальные значения тангенциальной компоненты скорости затухают примерно в 2 раза. Радиальная компонента скорости вблизи границы  $MU$  положительная и зануляется вблизи стенки, таким образом, циркуляционная ячейка в верхней жидкости распространяется не во всем ее объеме.

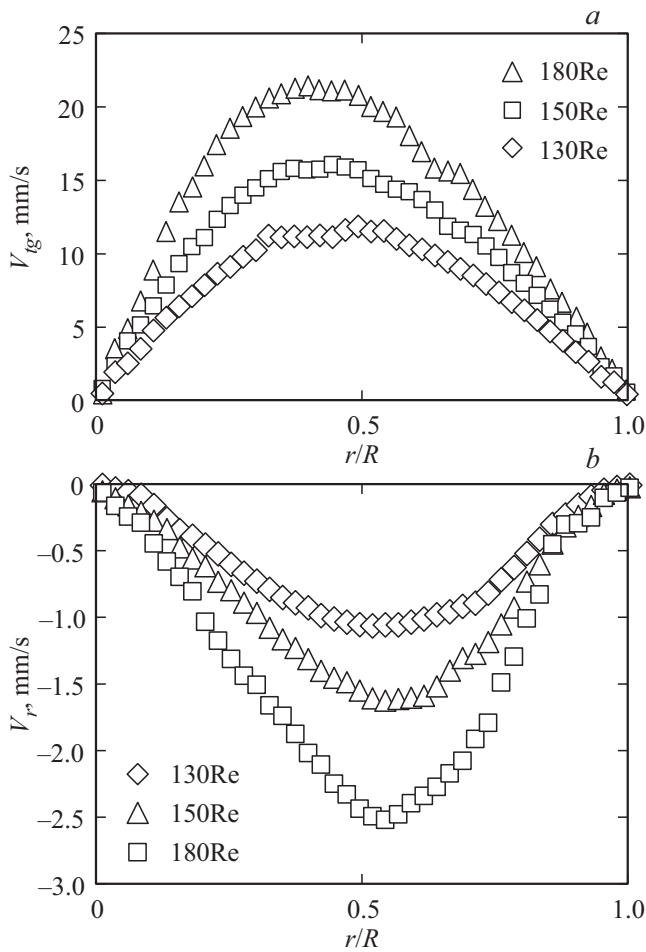


Рис. 3. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости в сечении  $S_0$ .

#### 4. Исследование движения жидкости при $h_M = 0.2-0.6R$

На рис. 5, 6 показаны тангенциальные ( $V_{tg}$ ) и радиальные ( $V_r$ ) профили скорости при  $h_M = 0.4R$ , измеренные в поперечных сечениях  $S_1-S_2$  (слой  $M$ ) для нескольких значений  $Re$ .

С ростом  $Re$  положение максимального значения тангенциальной компоненты скорости смещается к оси. Это смещение является результатом конвективного переноса углового момента. Этот перенос особенно заметен для нижней жидкости  $L$  (рис. 3), где меридиональное движение сильнее, чем в жидкостях  $M$  и  $U$ .

С ростом  $h_M$  вращение жидкости ( $V_{tg}$ ) ослабевает из-за увеличения площади трения о боковую стенку, при этом максимальные значения тангенциальной компоненты скорости при переходе от  $S_0$  к  $S_3$  уменьшаются примерно в 5 раз. С ростом  $Re$  положение максимального значения тангенциальной компоненты скорости во всех сечениях смещается к оси. Это смещение является результатом конвективного переноса углового момента.

Рис. 7 схематически отображает изменение течения жидкости при увеличении  $Re$ . На рис. 7, a изображено развитие структуры течения во всех трех жидкостях при числе Рейнольдса, равном 180. Развитие противотока вблизи  $LM$  согласуется с предыдущими результатами для двухжидкостных вихревых потоков [10].

Интересным новым результатом, полученным в настоящем исследовании, является развитие двойного противотока вблизи обеих границ  $LM$  и  $MU$  средней жидкости. Особенность того, что все три жидкости осуществляют центробежную циркуляцию, является контринтуитивной: можно ожидать антицентробежную циркуляцию средней жидкости, которая действительно происходит при очень медленном вращении. Однако с увеличением  $Re$  циркуляция  $M$  меняет свое направление аналогично тому, как это происходит в случае двух жидкостей [10]. При очень малом  $Re$  доминирует сила вязкого трения, что приводит к антицентробежной циркуляции средней жидкости. По мере увеличения  $Re$  влияние инерциальной силы становится доминирующим и преобразует антицентробежную циркуляцию в центробежную в среднем слое  $M$ . Следовательно, во всех трех жидкостях развивается центробежная меридиональная циркуляция, как показано на рис. 7, a.

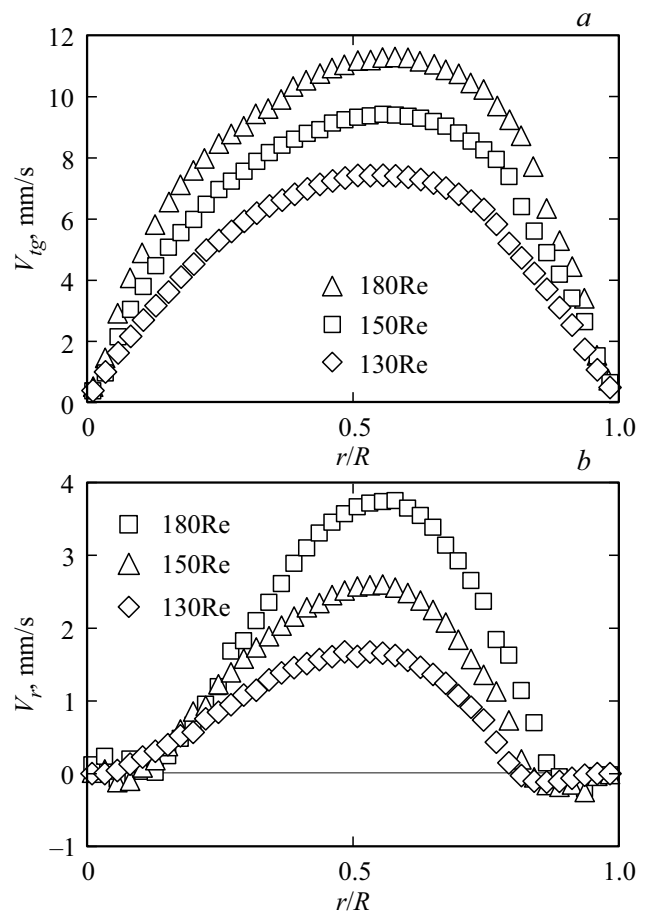


Рис. 4. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости в сечении  $S_3$ .

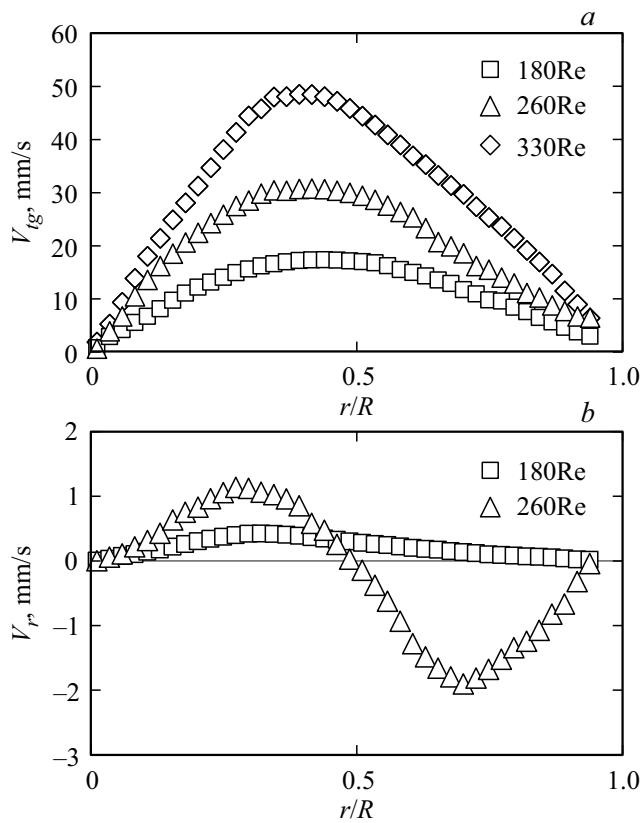


Рис. 5. Профили тангенциальной (а) и радиальной (b) компонент скорости при  $h_M = 0.4R$  в сечении  $S_1$ .

Другим ранее неизвестным явлением является развитие двухъячейковой структуры в средней жидкости. В среднем слое в диапазоне 180–220 Re формируется одна циркуляционная ячейка во всем объеме жидкости. Радиальная компонента скорости положительная в сечении  $S_1$  и отрицательная для  $S_2$ . При увеличении Re до 220 в среднем слое основная ячейка сужается и прижимается ближе к центральной оси, а вблизи боковой стенки сосуда начинает формироваться вторая циркуляционная ячейка с обратной циркуляцией (рис. 7, b). Физическая причина этой метаморфозы та же, что и в случае двух жидкостей [10], которая заключается в конкуренции инерциальных и вязких сил. В нижней жидкости  $L$  инерциальная сила всегда доминирует и вызывает центробежную циркуляцию. В средней жидкости  $M$  вблизи боковой стенки инерциальная сила уменьшается (будучи нулевой на боковой стенке) и становится меньше силы вязкого трения, которое растет с увеличением Re. Доминирование радиальной конвергенции вблизи границы раздела  $LM$  приводит к появлению второй ячейки с антицентробежной циркуляцией, как показано на рис. 7.

В верхней жидкости ( $U$ ) данные для радиальной компоненты скорости удалось получить для  $h_M = 0.2–0.3R$ , начиная с  $h_M = 0.6R$ , высота среднего слоя слишком большая и значения радиальной компоненты скорости

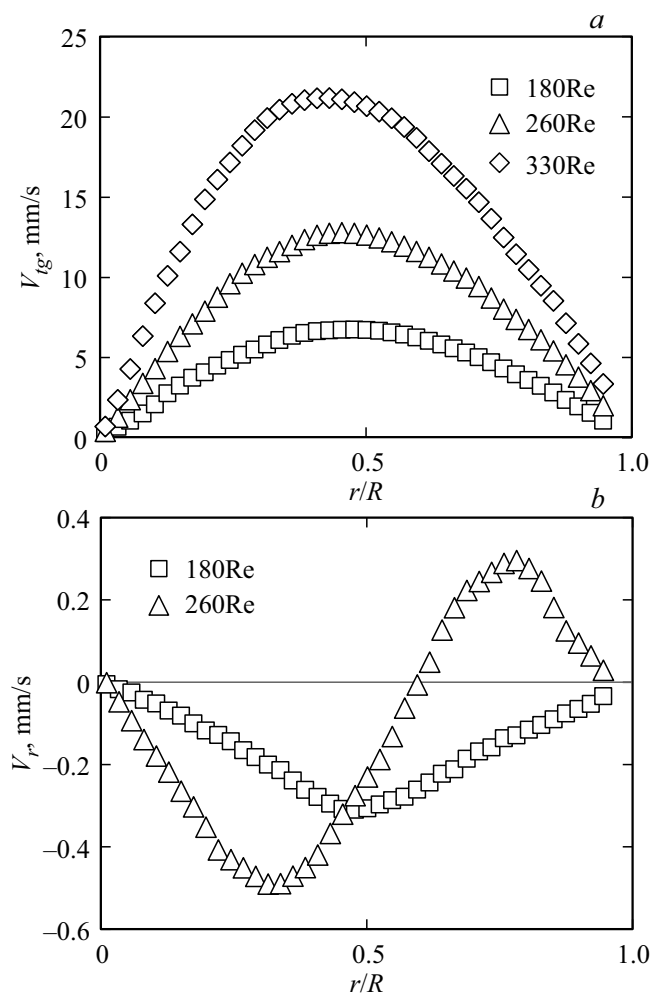


Рис. 6. Профили тангенциальной (а) и радиальной (b) компонент скорости при  $h_M = 0.4R$  в сечении  $S_2$ .

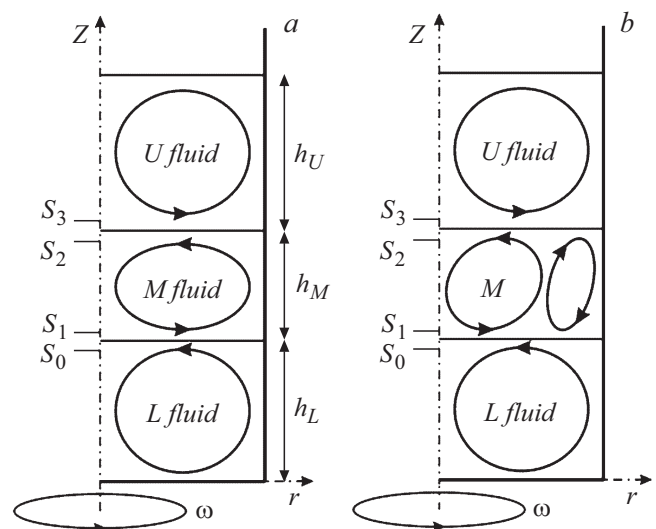


Рис. 7. Схематическое изображение структуры течения жидкости при увеличении Re: 180 (а) и 220 (b).

слишком маленькие, чтобы зафиксировать их при помощи системы PIV. Структура течения верхней жидкости в исследованном диапазоне аналогична случаю при  $h_M = 0.1R$ .

### 5. Исследование движения жидкости при $h_M = 0.8-1R$

Графики тангенциальных и радиальных компонент скорости для случая  $h_M = 0.8R$  представлены на рис. 8, 9. В среднем слое в диапазоне Re 180–220 во всем объеме жидкости формируется одна ячейка с центробежной циркуляцией:  $V_r$  положительна в сечении  $S_1$  и отрицательна для  $S_2$ . При  $Re > 220$  в средней жидкости начинает формироваться вторая ячейка вблизи стенки сосуда, но распространяется она не на всю высоту, а доходит приблизительно до  $0.6R$ , что характеризуется отсутствием смены знака радиальной компоненты скорости в сечении  $S_2$  (рис. 9).

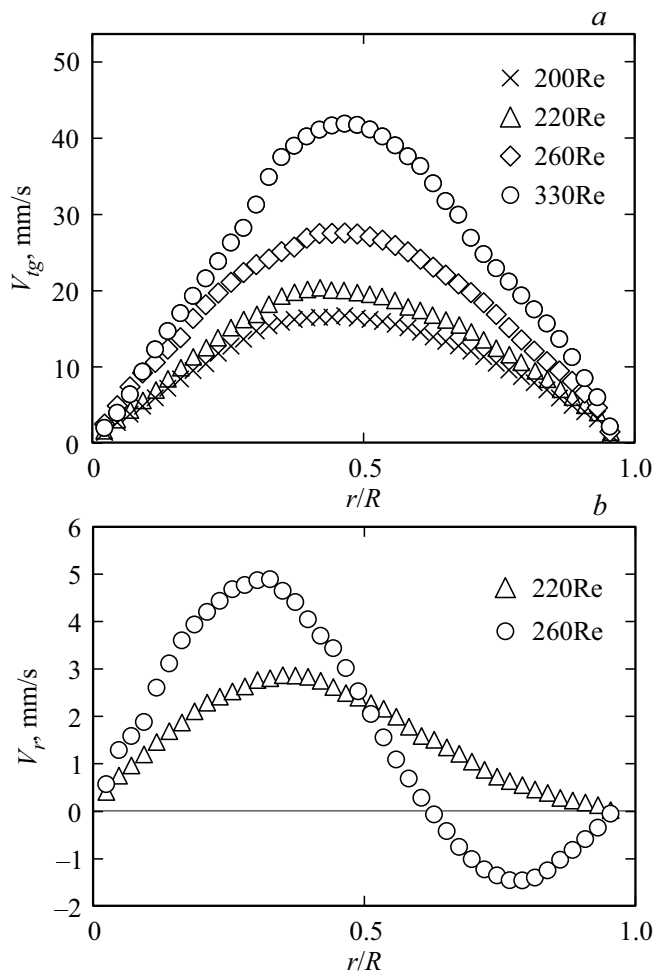


Рис. 8. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости при  $h_M = 0.8R$  в сечении  $S_1$ .

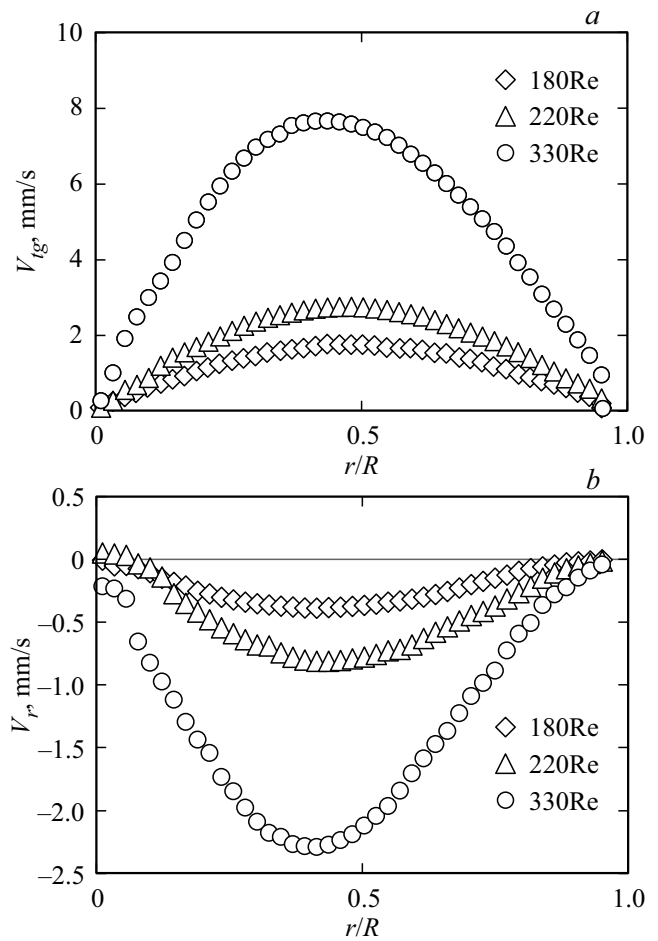


Рис. 9. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости при  $h_M = 0.8R$  в сечении  $S_2$ .

### 6. Исследование структуры течения в цилиндре с радиусом $R = 47$ mm

При уменьшении диаметра цилиндра в полтора раза закономерности передачи углового момента через границы раздела сохраняются, но наблюдаются некоторые отличия в промежуточном слое жидкости ( $M$ ), связанные с застоем меридионального движения в диапазоне высот  $0.2R < h_M < 0.4R$ .

В среднем слое в рассмотренном диапазоне полученные данные также свидетельствуют о противотоке вблизи границы раздела  $LM$ : нижняя жидкость течет к оси, а средняя жидкость течет от оси. При этом с уменьшением среднего слоя до  $0.1R$  радиальная компонента скорости зануляется, и меридиональное течение жидкости отсутствует аналогично случаю с цилиндром большего размера [19]. Однако при увеличении величины промежуточного слоя с увеличением интенсивности вращения диска и, следовательно, числа Рейнольдса наблюдается застой меридионального движения в объеме средней жидкости.

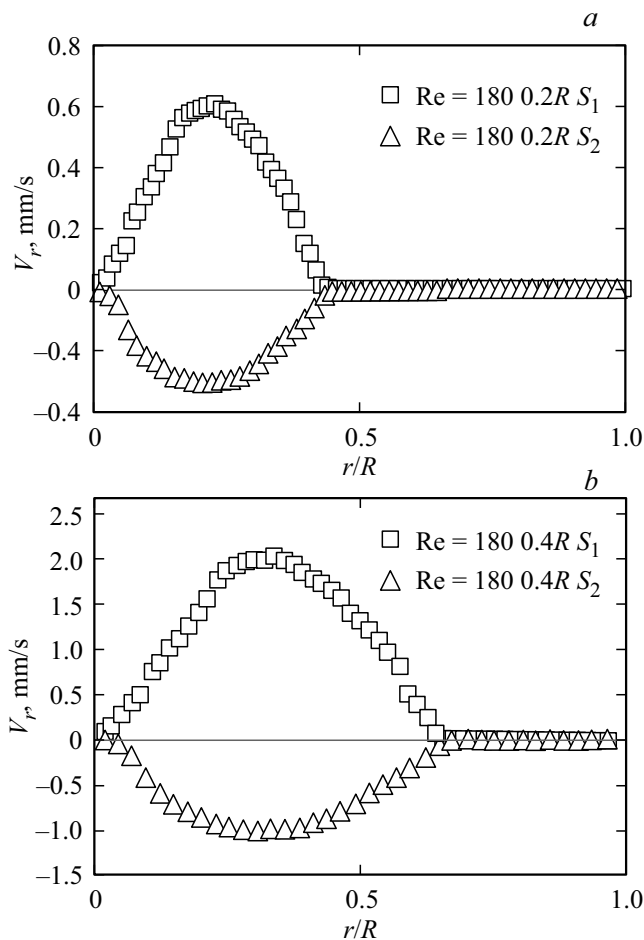


Рис. 10. Профили радиальной компоненты скорости в сечениях  $S_1$  и  $S_2$  при  $h_M = 0.2R$  (а) и  $0.4R$  (б).

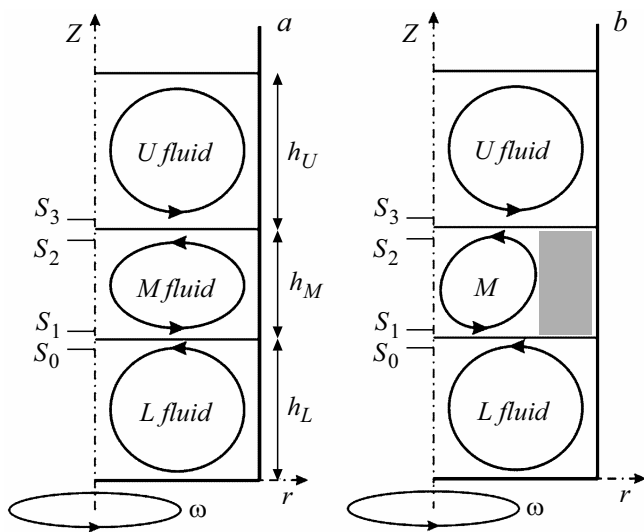


Рис. 11. Схема течения при  $Re = 150$  (а), схема течения с зоной застоя (серый) меридионального движения при  $Re = 180$  и  $h_M = 0.4R$  (б).

На рис. 10 представлены профили радиальной компоненты скорости для двух высот  $h_M = 0.2R$  и  $0.4R$  при  $Re = 180$ .

В сечении  $S_2$ , также как и в сечении  $S_1$ , радиальная скорость равна нулю на интервале  $0.66 < r/R < 1$ . Меридиональное движение застаивается в жидкости  $M$ , а центробежная циркуляция сжимается до приосевой области  $0 < r/R < 0.66$ . Рис. 10 показывает, что с уменьшением толщины слоя средней жидкости зона застоя увеличивается от  $0.66 < r/R < 1$  при  $h_M = 0.4R$  до  $0.39 < r/R < 1$  при  $h_M = 0.2R$ . На рис. 11 схематически изображена меридиональная циркуляция при  $Re = 150$  и  $h_M = 0.4R$ . Развитие противотока вблизи  $LM$  также согласуется с предыдущими результатами для двухжидкостных вихревых течений [10,11].

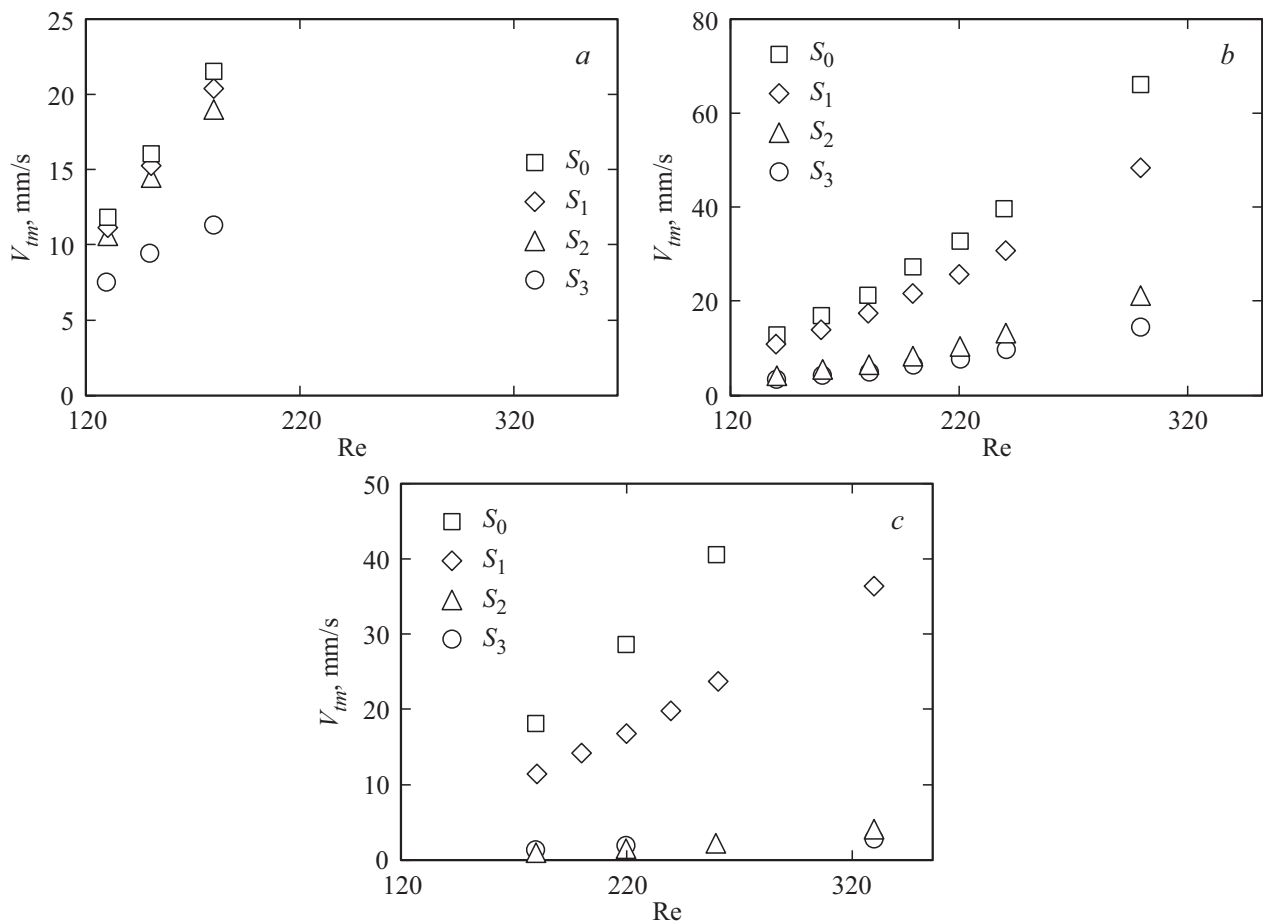
### 7. Определение закономерностей затухания закрутки вниз по потоку

Графики максимальных значений тангенциальной скорости  $V_{tg}$  при  $h_M = 0.1-1R$  для случая  $R = 72$  mm представлены на рис. 12. При анализе максимальных значений тангенциальных и радиальных компонент скорости замечено, что при увеличении высоты среднего слоя максимальные значения окружной компоненты скорости в сечении  $S_1$  уменьшаются, при этом значение радиальной компоненты, наоборот, растет.

Важной безразмерной характеристикой вихревого движения является отношение максимальной радиальной и тангенциальной компонент скоростей  $|V_{rm}/V_{tm}|$ . В таблице представлено это соотношение для сечений  $S_1-S_2$  при нескольких значениях  $Re$  и различных высотах среднего слоя для  $R = 72$  mm. При  $Re > 220$  в средней жидкости при  $h_M$ , равном  $0.4R$ , соотношение радиальной и тангенциальной компонент скорости меняется, и происходит перестройка профиля, что приводит к образованию второй циркуляционной ячейки вблизи боковой стенки цилиндра.

Отношение  $|V_{rm}/V_{tm}|$  при фиксированном  $Re$  достигает своей максимальной величины при  $h_M$ , равном  $1R$ , при этом с ростом высоты среднего слоя отношение растет благодаря увеличению пространства для меридиональной циркуляции средней жидкости.

Распределения скорости в средней жидкости  $S_1$  и  $S_2$  имеют несколько другую динамику и меньшие по величине максимальные значения тангенциальной скорости, по сравнению с измерениями для  $R = 47$  mm при сходных  $Re$ . Изменение структуры течения в среднем слое при увеличении размеров реактора вероятно также связано с конкуренцией инерциальных и вязких сил. Радиусы реакторов отличаются примерно в полтора раза, следовательно, угловые скорости, необходимые для достижения того же значения числа  $Re$ , различны. Для цилиндра большего радиуса скорость почти в 2 раза меньше. Инерциальная сила прямо пропорциональна квадрату угловой скорости и ее значение также



**Рис. 12.** Максимальные значения тангенциальной компоненты скорости в сечениях  $S_0$ – $S_3$  при  $R = 72$  mm и  $h_M = 0.1R$  (a),  $0.4R$  (b),  $1R$  (c).

уменьшается для большого реактора. Вследствие этого вблизи стенок силы вязкого трения снова начинают преобладать над инерциальными силами, что приводит к образованию ячейки с антицентробежной циркуляцией. Дополнительные затухания также связаны с большими потерями на трение о стенки цилиндра при движении к границе раздела  $LM$  ( $h_L = 1R = 72$  mm в сравнении с 47 mm). В итоге максимальные величины скорости в цилиндре большего диаметра почти в два раза меньше при сходных  $Re$ .

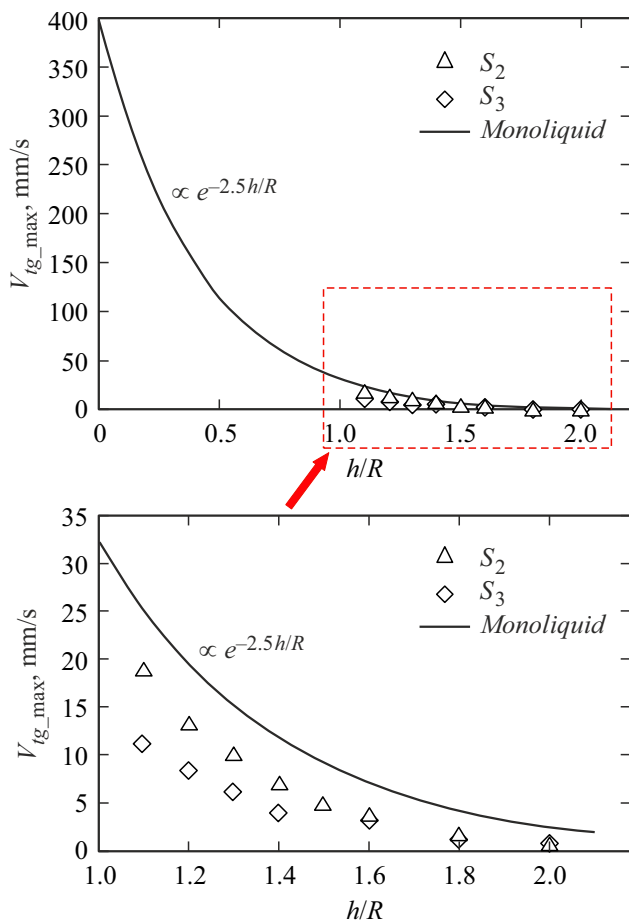
Значения  $Re$ , при которых в среднем слое начинается образование второй зоны с обратной циркуляцией, возрастают с 180 до 240, т.е. при достижении определенной линейной скорости вращения диска ( $72$  mm/ $47$  mm = 1.53 и  $240/180 = 1.33$ ) исходные соотношения близки. Наблюдение отличных от нуля скоростей у границы цилиндра (при  $r/R > 0.6$  в большом цилиндре происходит смена знака радиальной компоненты, в то время как в цилиндре малого радиуса наблюдается стагнация) скорее всего, связано с увеличением высоты ячейки среднего слоя также в полтора раза. Однако динамика смещения ячейки с меридиональным движением

Отношение  $V_r/V_{tg}$  в сечениях  $S_1$ – $S_2$  при  $R = 72$  mm

$ V_{rm}/V_{tm} $	Re	180	220	260	330
0.4R	$S_1$	0.02	0.07	0.17	0.26
	$S_2$	0.04	0.05	0.13	0.17
0.5R	$S_1$	0.05	0.06	0.10	0.10
	$S_2$	0.08	0.11	0.14	0.15
0.6R	$S_1$	0.07	0.12	0.15	0.15
	$S_2$	0.11	0.15	0.18	0.21
0.8R	$S_1$	0.09	0.14	0.18	0.19
	$S_2$	0.23	0.31	–	0.32
1R	$S_1$	0.09	0.16	0.20	0.21
	$S_2$	0.40	0.45	0.50	0.50

к оси при увеличении скорости закрутки одинаковая для обоих цилиндров.

На рис. 13 представлены графики затухания максимального значения тангенциальной компоненты скорости при переходе через границы разделов  $LM$  и  $MU$  для  $R = 72$  mm.



**Рис. 13.** Затухание максимальных значений тангенциальной компоненты скорости при переходе через границы  $LM$  и  $MU$  для случая  $Re = 180$ .

Черной сплошной линией обозначена зависимость максимального значения тангенциальной компоненты скорости от расстояния до вращающегося диска для случая одной жидкости, полученная в работе Sharifullin et al. [20]. Символами обозначены максимальные значения тангенциальной компоненты скорости, полученные в сечениях  $S_2$  и  $S_3$ . При переходе через границу раздела происходит скачкообразное падение скорости (график  $S_2$  характеризует переход через одну границу раздела, график  $S_3$  характеризует переход через две границы раздела), при этом дальнейшее затухание скорости при увеличении расстояния до диска происходит монотонно по аналогичной зависимости, как для случая моножидкости.

## Заключение

Методами цифровой трассерной визуализации (PIV) детально исследована структура вихревого движения трех несмешиваемых жидкостей. В компактном трехжидкостном закрученном потоке радиальная скорость меняет свое направление в средней и верхней жидкостях

вблизи границ разделов  $LM$  и  $MU$  при увеличении интенсивности вихревого движения.

Увеличение количества жидкостей с двух до трех позволило обнаружить новые удивительные свойства течения. В системе развивается двойной противоток вблизи обеих границ раздела, а в средней жидкости наблюдается двухъячеечная меридиональная циркуляция: вблизи оси цилиндра образуется ячейка с центробежной циркуляцией, а вблизи стенки развивается ячейка с антицентробежной циркуляцией.

Физическая причина радиального разворота потока вблизи  $LM$  и  $MU$  та же, что и в двухжидкостном случае — конкуренция между инерциальной силой и силой вязкого трения. В нижней жидкости  $L$  преобладает эффект вращения, который вызывает центробежную меридиональную циркуляцию в диапазоне  $0 < Re < 330$ . При увеличении  $Re > 180$  в цилиндре меньшего размера ( $R_2 = 47$  mm) вблизи боковой стенки в средней жидкости возникает зона меридионального застоя, которая с уменьшением высоты среднего слоя занимает весь объем. В цилиндрическом контейнере большего радиуса ( $R_1 = 72$  mm) при  $Re > 240$  основная ячейка с центробежной циркуляцией прижимается к оси цилиндра, в то время как ячейка антицентробежной циркуляции возникает вблизи боковой стенки контейнера. Уменьшение высоты среднего слоя до  $0.1R$  в обеих конфигурациях приводит к вырождению радиальной компоненты скорости в средней жидкости, в этом случае для верхней жидкости средний слой представляет собой жидкий вращающийся диск. При увеличении высоты среднего слоя больше  $0.6R$  вторая циркуляционная ячейка также появляется, но распространяется не на всю высоту средней жидкости, что обусловлено уменьшением тангенциальной скорости потока из-за трения о боковую поверхность цилиндра. Таким образом, режимы с  $h_M = 0.2-0.6R$ , для которых характерна развитая меридиональная циркуляция во всем объеме среднего слоя, являются наиболее перспективными с точки зрения обеспечения эффективного теплообмена между верхним и нижним слоями вращающихся не сшиваемых жидкостей.

Показано, что при переходе от нижней жидкости к верхней тангенциальная скорость затухает, а градиент затухания в каждом слое подобен случаю затухания скорости в моножидкости, но при переходе через границы разделов происходит резкое скачкообразное уменьшение скорости.

Наблюдаемые неочевидные особенности ограниченного вихревого течения представляют фундаментальный интерес и могут быть полезны для развития вихревых технологий в реакторных системах, в частности, интенсификации массо- и теплообменных процессов в хим- и биотехнологиях.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 24-19-00233, <https://rscf.ru/project/24-19-00233/>. Экспе-

риментальная установка была модернизирована в рамках государственного задания Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, проект 126021217042-8.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Y.A. Ramazanov, V.I. Kislykh, I.P. Kosyuk, N.V. Bakuleva, V.V. Shchurikhina. *N. Asp. Biotechnol. Med.*, **87** (2007).
- [2] K.Y.S. Liow, G.A. Thouas, B.T. Tan, M.C. Thompson, K. Hourigan. *IFMBE Proc.*, **23**, 1672 (2009). DOI: 10.1007/978-3-540-92841-6\_415
- [3] K.Y.S. Liow, B.T. Tan, G.A. Thouas, M.C. Thompson. *Mod. Phys. Lett. B*, **23** (2), 121 (2009). DOI: 10.1142/S0217984909017893
- [4] D. Lo Jacono, M. Nazarinia, M. Brøns. *Phys. Fluids*, **21** (11), 111704 (2009). DOI: 10.1063/1.3265718
- [5] A.V. Savelyeva, A.A. Nemudraya, V.F. Podgornyi, N.V. Laburkina, Y.A. Ramazanov, A.P. Repkov, E.V. Kuligina, V.A. Richter. *Biotechnol. Appl. Biochem.*, **64** (5), 712 (2017). DOI: 10.1002/bab.1527
- [6] G. Nadal-Rey, D.D. McClure, J.M. Kavanagh, S. Cornelissen, D.F. Fletcher, K.V. Gernaey. *Biotechnol. Adv.*, **46**, 107660 (2021). DOI: 10.1016/j.biotechadv.2020.107660
- [7] M. Ramezani, B. Kong, X. Gao, M.G. Olsen, R.D. Vigil. *Chem. Eng. J.*, **279**, 289 (2015). DOI: 10.1016/j.ccej.2015.05.007
- [8] I.V. Naumov, R.G. Gevorgiz, S.G. Skripkin, M.V. Tintulova, M.A. Tsoy, B.R. Sharifullin. *Biotechnol. J.*, **18** (8), 2200644 (2023). DOI: 10.1002/biot.202200644
- [9] P. Yu, T.S. Lee, Y. Zeng, H.T. Low. *Phys. Fluids*, **19** (5), 057104 (2007). DOI: 10.1063/1.2731420
- [10] I.V. Naumov, S.G. Skripkin, A.Z. Kvon, V.N. Shtern. *Phys. Fluids*, **35** (3), 031705 (2023). DOI: 10.1063/5.0141821
- [11] S. Bashir, M. Sajid. *Phys. Fluids*, **34** (6), 062101 (2022). DOI: 10.1063/5.0086333
- [12] V.N. Shtern. *Counterflows: paradoxical fluid mechanics phenomena* (Cambridge University Press, Cambridge, 2012)
- [13] M.P. Escudier. *Exp. Fluids*, **2**, 189 (1984). DOI: 10.1007/BF00571864
- [14] C. Li, J. Huang, W. Fu, G. Song, Y. Chang, Z. Song. *Phys. Fluids*, **34** (9), 093613 (2022). DOI: 10.1063/5.0107296
- [15] M. Sharma, A. Sameen. *Phys. Fluids*, **33** (6), 064105 (2021). DOI: 10.1063/5.0053847
- [16] J.C. Tsai, C.Y. Tao, Y.C. Sun, C.Y. Lai, K.H. Huang, W.T. Juan, J.R. Huang. *Phys. Rev. E*, **92** (3), 031002 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevE.92.031002
- [17] S. Fujimoto, Y. Takeda. *Phys. Rev. E*, **80**, 015304 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevE.80.015304
- [18] P. Poesio, A. Damone, O.K. Matar. *Phys. Rev. Fluids*, **2**, 044004 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevFluids.2.044004
- [19] M.V. Tintulova, I.V. Naumov, B.R. Sharifullin, V.N. Shtern. *J. Eng. Thermophys.*, **34**, 54 (2025). DOI: 10.1134/S1810232825010059
- [20] B.R. Sharifullin, I.V. Naumov. *Thermophys. Aeromechan.*, **28** (1), 65 (2021). DOI: 10.1134/S0869864321010078