03

Экспериментальное исследование меридионального вихревого движения трех несмешиваемых жидкостей в цилиндрическом реакторе

© М.В. Тинтулова,[1,2] И.В. Наумов,[1,2] Б.Р. Шарифуллин[1,2]

[1] Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия
[2] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: m.tintulova@g.nsu.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 двухъячеечной 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 — пузыревидного 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-

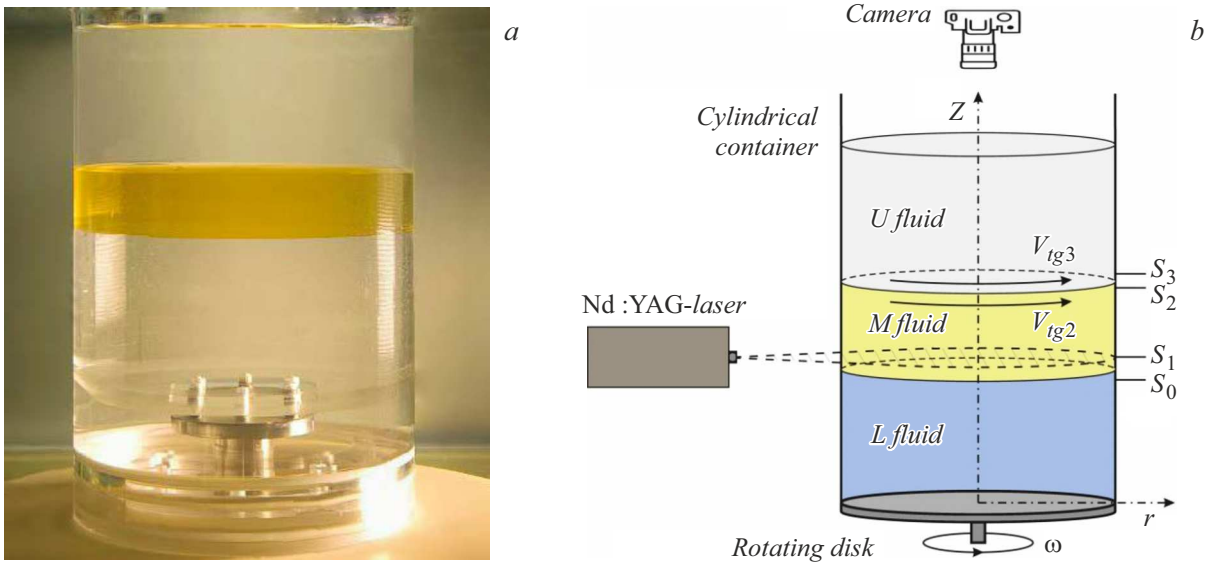


Рис. 1. Фотография цилиндрического реактора (a) и схема экспериментальной установки (b).

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 $\nu_L = 90\,\mathrm{mm^2/s}$, плотность $\rho_L = 1220\,\mathrm{kg/m^3}$); средняя жидкость ($M$) — подсолнечное масло ($\nu_M = 41.9\,\mathrm{mm^2/s}$, $\rho_M = 918\,\mathrm{kg/m^3}$); верхняя жидкость ($U$) — спиртовой раствор глицерина (спирт–глицерин 1 : 6, $\nu_U = 4.5\,\mathrm{mm^2/s}$, $\rho_U = 897\,\mathrm{kg/m^3}$).

Для регистрации структуры течения жидкости засеивались полиамидными частицами плотностью $1030\,\mathrm{kg/m^3}$ и средним размером около $10\,\mu$m. Для уменьшения оптических аберраций 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, b).

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 × 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 $\mathrm{Re} < 300$, 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 $\mathrm{Re} = (\omega R R_D)/\nu_L$, где ν_L — кинематическая вязкость нижней жидкости; R_D — радиус вращающегося диска — торца цилиндра [12].

Значительную роль в формировании центробежной меридиональной циркуляции играет инерциальная сила $Fc \propto (mV_{tg}^2)/R$ (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; α — 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.

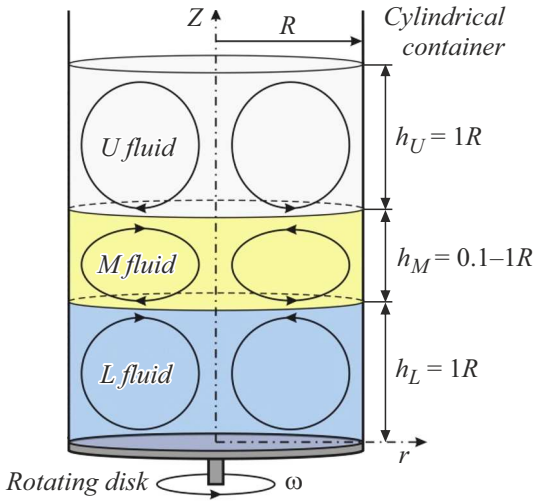


Рис. 2. Схема меридионального движения несмешиваемых слоев жидкости в цилиндрическом реакторе при $\mathrm{Re} > 100$.

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.

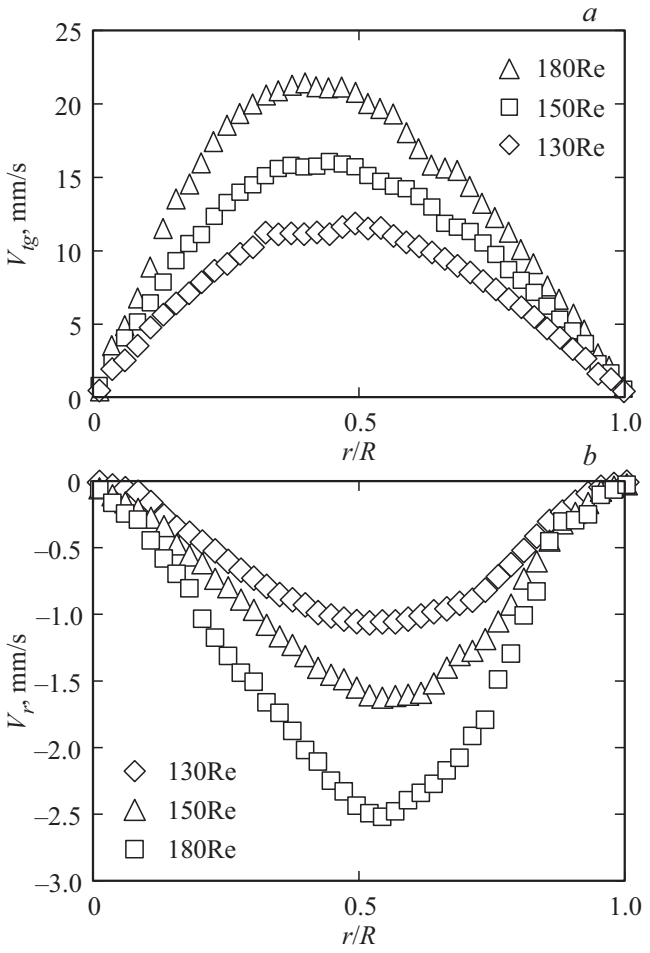


Рис. 3. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости в сечении S_0.

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.

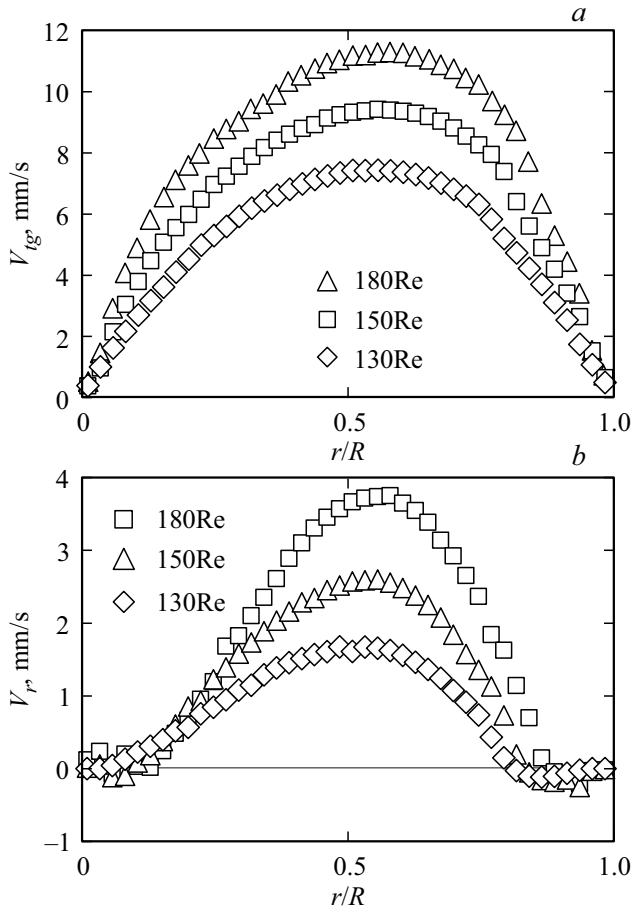


Рис. 4. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости в сечении S_3.

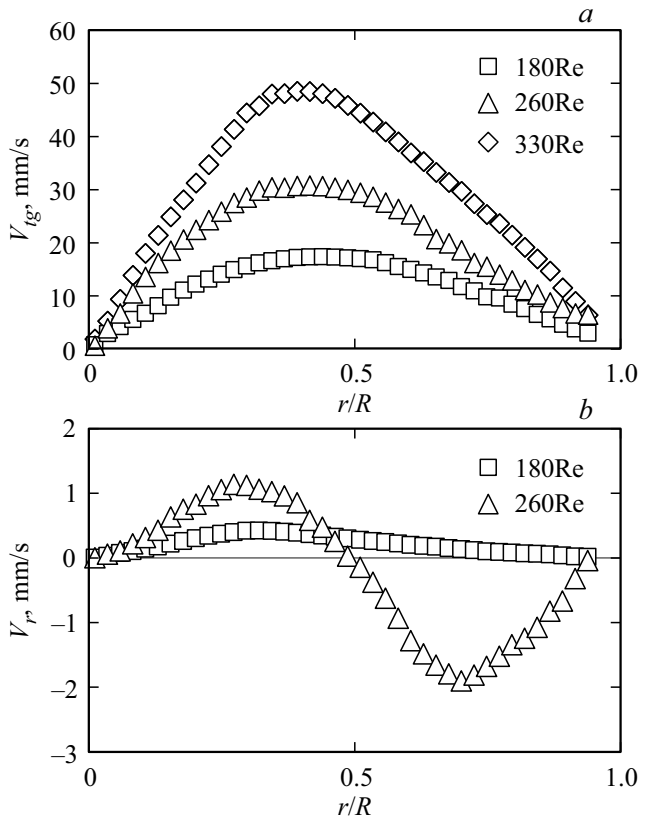


Рис. 5. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости при $h_M = 0.4R$ в сечении S_1.

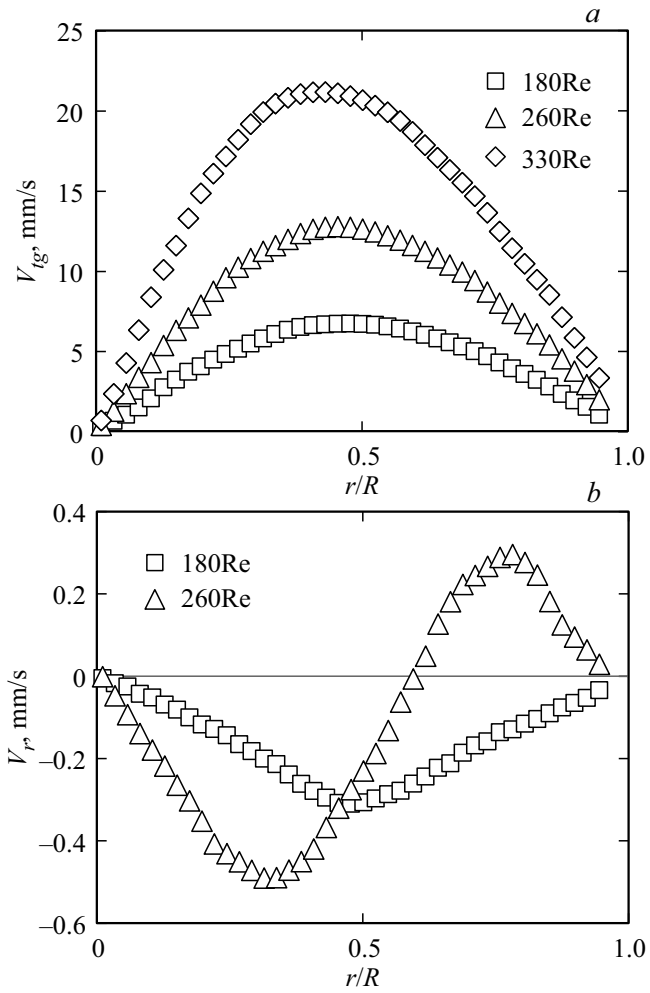


Рис. 6. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости при $h_M = 0.4R$ в сечении S_2.

Другим ранее неизвестным явлением является развитие двухъячеистой 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

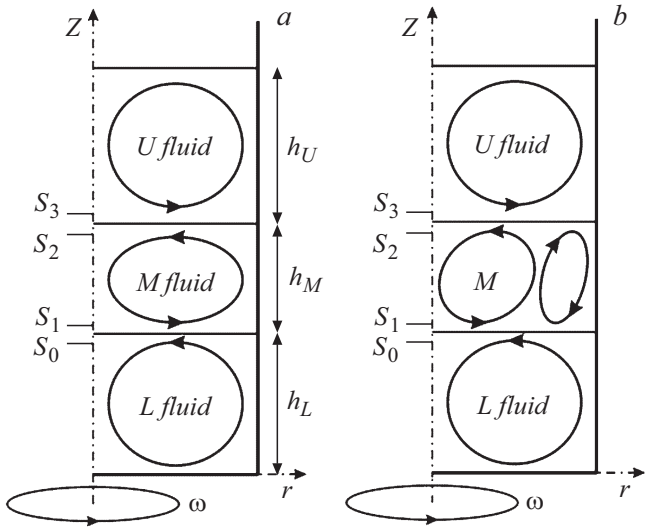


Рис. 7. Схематическое изображение структуры течения жидкости при увеличении Re: 180 (a) и 220 (b).

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

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).

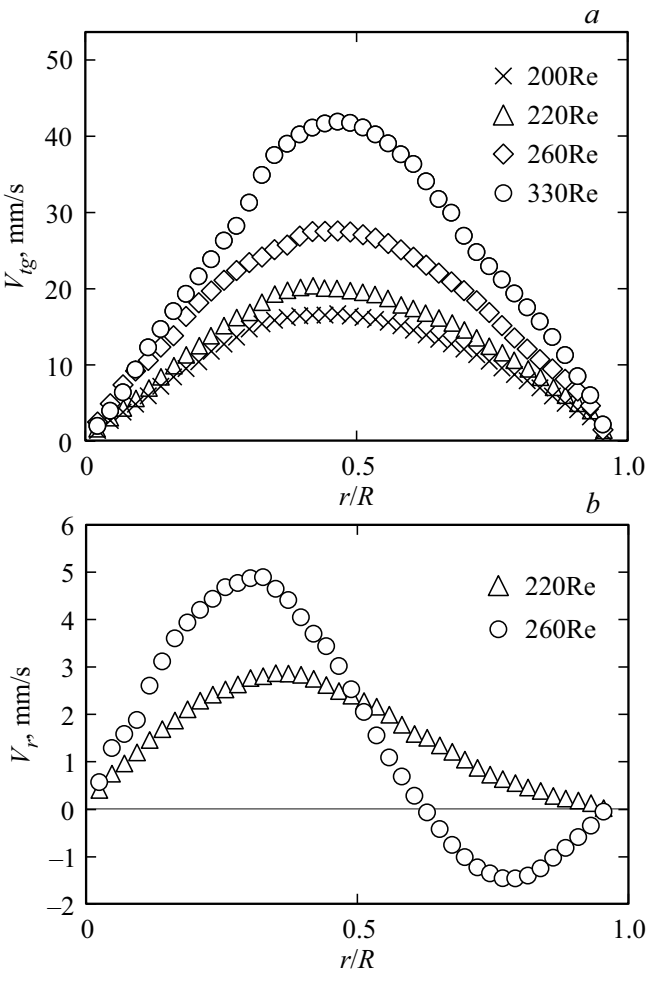


Рис. 8. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости при $h_M = 0.8R$ в сечении S_1.

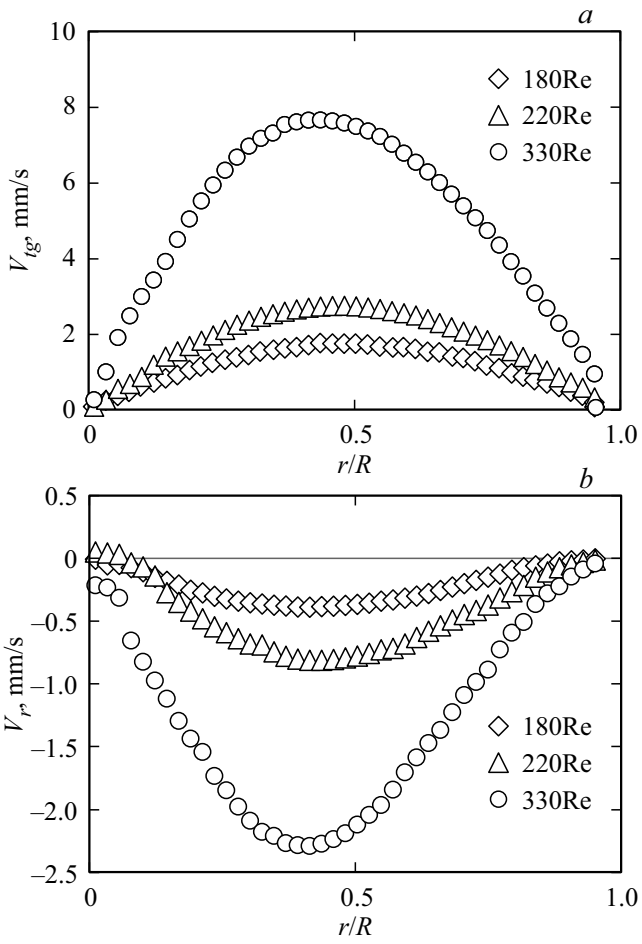


Рис. 9. Профили тангенциальной (a) и радиальной (b) компонент скорости при $h_M = 0.8R$ в сечении S_2.

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.

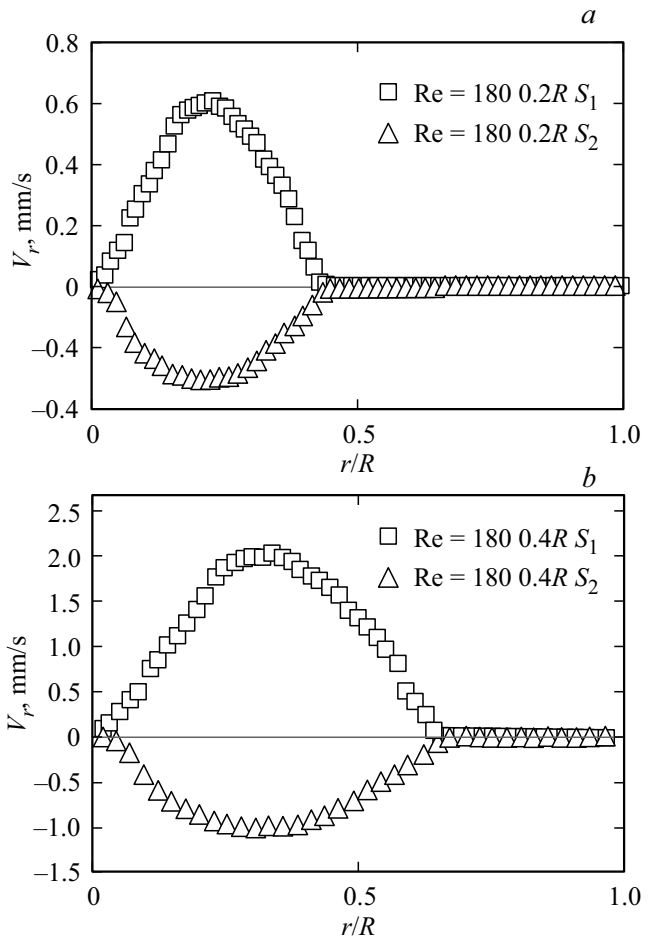


Рис. 10. Профили радиальной компоненты скорости в сечениях S_1 и S_2 при $h_M = 0.2R$ (a) и $0.4R$ (b).

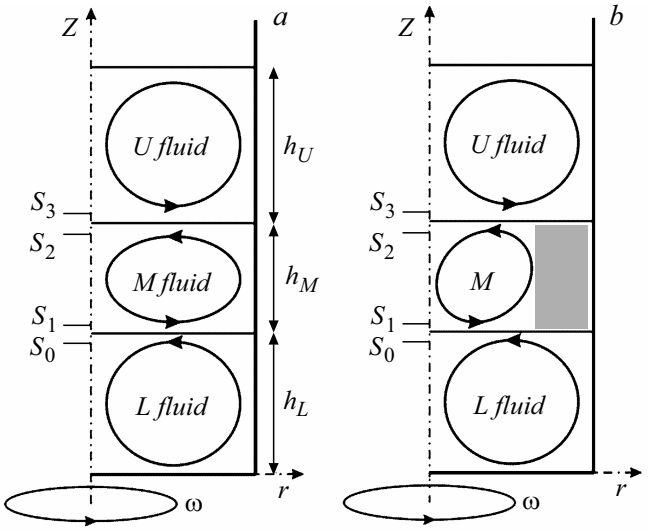


Рис. 11. Схема течения при $\mathrm{Re} = 150$ (a), схема течения с зоной застоя (серый) меридионального движения при $\mathrm{Re} = 180$ и $h_M = 0.4R$ (b).

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

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 $\mathrm{Re} = 150$ 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 $R = 72\,\mathrm{mm}$ 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 $R = 72\,\mathrm{mm}$. При $\mathrm{Re} > 220$ 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 $R = 47\,\mathrm{mm}$ 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

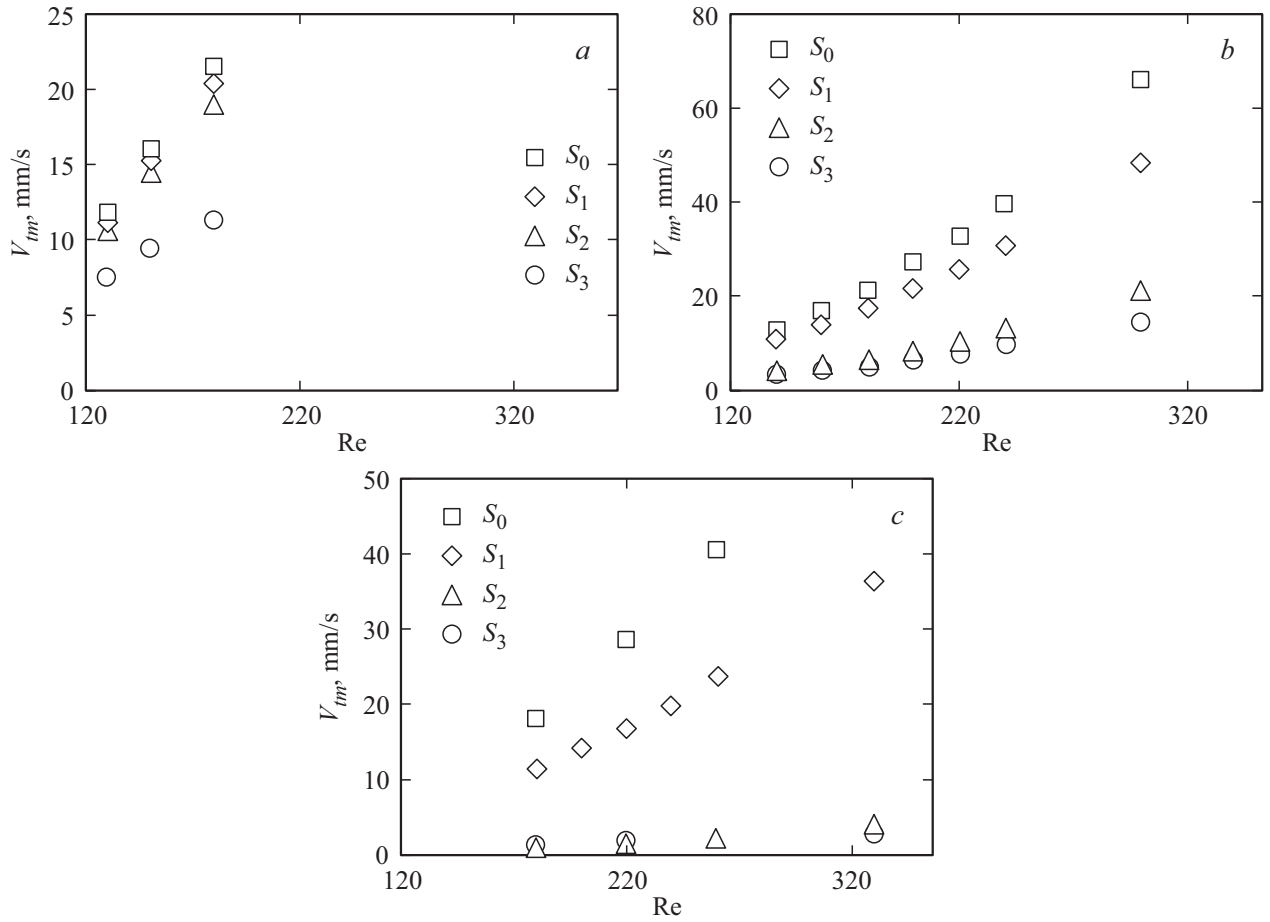


Рис. 12. Максимальные значения тангенциальной компоненты скорости в сечениях S_0-S_3 при $R = 72$ mm и $h_M = 0.1R$ (a), $0.4R$ (b), $1R$ (c).

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 к оси при увеличении скорости закрутки одинаковая для обоих цилиндров.

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

$\lvert V_{rm}/V_{tm}\rvert$	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

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

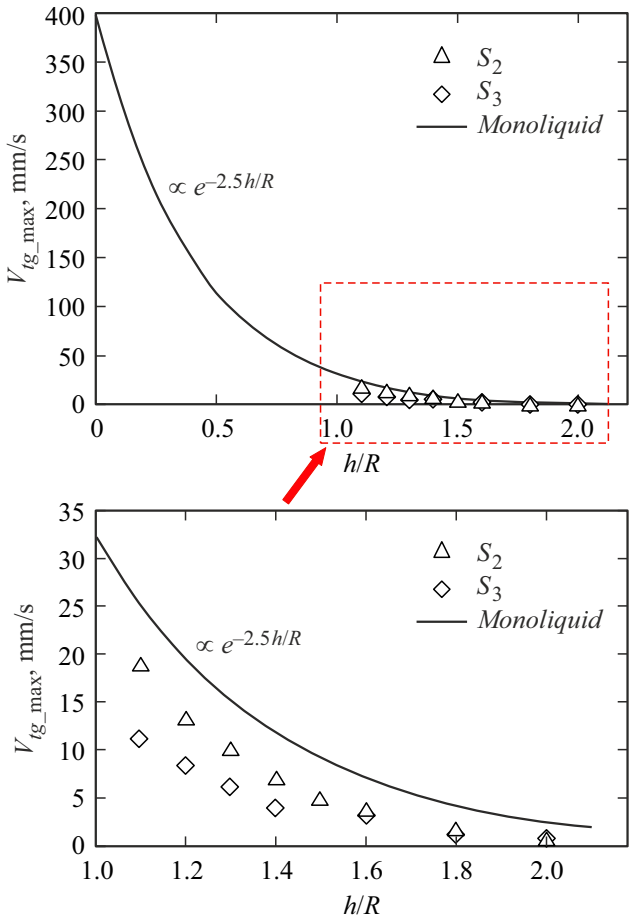


Рис. 13. Затухание максимальных значений тангенциальной компоненты скорости при переходе через границы *LM* и *MU* для случая $\mathrm{Re} = 180$.

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 $0 < \mathrm{Re} < 330$. При увеличении $\mathrm{Re} > 180$ в цилиндре меньшего размера ($R_2 = 47\,\mathrm{mm}$) вблизи боковой стенки в средней жидкости возникает зона меридионального застоя, которая с уменьшением высоты среднего слоя занимает весь объем. В цилиндрическом контейнере большего радиуса ($R_1 = 72\,\mathrm{mm}$) при $\mathrm{Re} > 240$ 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 обоих 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 РНФ № 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.cej.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