

УДК 532.54

Передача углового момента через границу раздела двух несмешиваемых жидкостей*

Б.Р. Шарифуллин, И.В. Наумов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: sharifullinbulat@mail.ru

В работе исследуется передача углового момента через границу раздела двух несмешиваемых жидкостей в замкнутом вихревом потоке, генерируемом в неподвижном цилиндрическом контейнере вращающимся диском, который является верхним торцом цилиндра. При вращении диска на верхнюю, менее плотную жидкость начинает действовать центробежная сила, которая приводит к возникновению центробежной циркуляции верхней жидкости. Так как закрученный поток верхней жидкости вдоль боковой стенки движется от вращающегося диска к границе раздела, он переносит угловой момент к границе раздела, тем самым закручивая нижнюю жидкость в результате воздействия вязкого трения. Возникает вынужденная циркуляция нижней жидкости. С помощью визуализации течения и измерения окружной компоненты скорости выявлены закономерности формирования вихревого течения более плотной жидкости, расположенной под границей раздела и не имеющей прямого контакта с твердым диском, генерирующем вихревое движение. Установлено, что развитие центробежной циркуляции нижней жидкости аналогично тому, как это происходит в моножидкости. Полученные результаты представляют интерес для дальнейшего развития вихревых аппаратов и реакторов, обеспечивающих сложное вихревое движение ингредиентов для интенсификации массопереноса, оптимизации работы действующих установок и для проектирования новых устройств.

Ключевые слова: гидродинамика, замкнутое вихревое течение, тепломассоперенос, вихревые биореакторы.

Введение

Исследование различных режимов вихревых течений с целью их практического применения является важнейшим направлением для улучшения тепломассообменных процессов при разработке вихревых аппаратов в химических, биологических и энергетических технологиях [1, 2]. При этом с помощью закрученных потоков решается одна из фундаментальных проблем: как наиболее эффективно смешивать разные жидкости или получать равномерные распределения добавленных в них реагентов. При моделировании нестационарных и пульсирующих режимов вихревых течений часто используется цилиндр с вращающимся торцом [3] по причине его канонической геометрии и малого количества определяющих параметров, которыми являются число Рейнольдса и относительное удлинение (отношения высоты к радиусу) цилиндра.

Течение с вихревой структурой, генерируемой вращающимися торцами в замкнутых контейнерах, является предметом численных и экспериментальных исследований в течение многих десятилетий. Несмотря на простую конфигурацию, где торцевая крышка вращается, а остальные стенки цилиндра неподвижны, эволюция вихревого течения

* Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

приводит к нетривиальным структурам, формируемым при интенсификации закрутки (увеличении угловой скорости вращающегося диска). Под действием центробежных сил возникает движение рабочей жидкости вдоль крышки от оси цилиндра на периферию к боковой стенке. Затем жидкость, вращаясь, течет вдоль стенок цилиндра по направлению к неподвижному торцу и возвращается к вращающейся крышке вблизи оси, формируя центральный винтообразный вихрь с восходящим потоком вдоль оси. Таким образом, даже при малых числах Рейнольдса формируется ячеистая вихревая структура. Большой интерес к вихревому течению в замкнутом цилиндре возник после появления экспериментальных работ [4, 5], где было показано, что при низких числах Рейнольдса вихревое течение имеет осесимметричную структуру с одной, двумя или тремя областями возвратного течения. Такая конфигурация вихревого течения получила название «распада вихря пузырявидного типа». Она характерна для умеренных удлинений от 1 до 3,5. В экспериментальной работе [6] было установлено, что сценарий возникновения области пузырявидного распада с образованием возвратного течения един как для малого, так и для большого относительного удлинения цилиндра и не зависит от границы перехода от стационарного к нестационарному режиму основного вихревого движения, формируемого вращающимся диском. В работе [7] было показано, что для большего относительного удлинения поток становится неустойчивым и приводит к сбалансированному вращению самоорганизующихся вихревых мультиплетов (триплет, дуплет и квадруплет). Эта взаимосвязь была рассмотрена в интервале относительного удлинения от 3 до 5,5. В работе [8] с помощью численного моделирования были детально изучены причины возникновения и развития неустойчивости потока «Vogel–Escudier». Было показано, что критическое число Рейнольдса, определяющее начало нестационарного режима, не зависит от относительного удлинения более 5. В работе [9] было численно определено, что структура закрученного течения в длинном цилиндрическом контейнере с одним вращающимся торцевым диском является многоячейистой при $Re \ll 1$. При увеличении Re этот многоячейистый поток трансформируется в глобальный противоток [8]. В отличие от этого классического примера, во многих вихревых аппаратах допускается взаимодействие вращающейся рабочей жидкости со свободной границей другой жидкости или воздуха, как это происходит, например, при частичном заполнении реактора рабочей жидкостью [10]. В первых экспериментальных исследованиях, посвященных изучению вихревого ограниченного движения двух несмешиваемых жидкостей, была выявлена значительная деформация границы раздела [11], обнаружен осевой противоток (распад вихря) в верхней жидкости [12], а также эффект гистерезиса и образование водяного столба [13].

В работе [14] по аналогии с [5, 6] было показано, что при определенных числах Рейнольдса формируется рециркуляционная зона распада вихря в верхней жидкости. Хотя наличие нижней жидкости, которая образует «жидкое» дно, и влияет на диаграмму формирования зоны рециркуляции в верхней жидкости, смещая ее в область меньших чисел Рейнольдса и меньших относительных удлинений [15], в дальнейшем было экспериментально и численно показано [16], что механизм формирования и разрушения рециркуляционной зоны распада вихря абсолютно одинаков случаю моножидкости. При этом формирование и распространение ячеистой структуры при малых числах Рейнольдса под границей раздела в более плотной жидкости происходит так же, как и в моножидкости, но при больших угловых скоростях вращения диска, генерирующего вихревую структуру [14]. Задержка распространения углового момента через границу раздела может быть объяснена эффектом проскальзывания радиальной компоненты скорости на границе раздела, появляющимся в результате влияния центробежной силы и разности плотностей двух жидкостей [17]. Экспериментальное исследование ограниченного вихревого движения при больших числах Рейнольдса [18] позволило впервые обнаружить распад вихря в нижней жидкости и отследить процесс его зарождения, эволюции и разрушения. В этом случае верхняя жидкость образует «жидкую вращающуюся крышку»,

которая закручивает нижнюю жидкость. Было показано, что сценарий появления и исчезновения пузырьвидного распада вихря подобен сценариям формирования рециркуляционной зоны как в потоке с одной жидкостью, так и в верхней жидкости для случая с двумя несмешиваемыми жидкостями.

Таким образом, напрашивается вывод о правомерности использования термина «жидкая крышка» при организации вихревого движения жидкости как при малых, так и при больших числах Рейнольдса. К сложностям применения данного термина можно отнести то, что в отличие от твердотельного вращения, где угловая скорость постоянна, а максимум линейной скорости находится на периферии диска, в случае жидкой вращающейся среды этого не наблюдается, что затрудняет расчет числа Рейнольдса для нижней жидкости. Важным отличием от случая с твердым диском является не только вращение границы раздела двух жидкостей. Помимо этого, на границе раздела не равна нулю радиальная скорость, так как верхняя жидкость сходится к оси. Усиление эффекта вращательной или радиальной скоростей вызывает в нижней жидкости у поверхности раздела череду топологических изменений при увеличении числа Рейнольдса и формирование тонкого слоя под границей раздела [14]. Подобного не происходит вблизи вращающегося диска. Таким образом, следует предположить, что аналогия может иметь место, когда под тонким слоем в нижней жидкости возникает течение с устойчивой центробежной циркуляцией (как в верхней или моножидкостях).

Целью настоящей работы является определение общих закономерностей и методики расчета числа Рейнольдса для нижней жидкости при организации вихревого движения и распространения закрутки потока через границу раздела по косвенным признакам, таким как распространение вихревой ячейки вниз по потоку.

С помощью визуализации течения и измерения скорости под вращающимся диском и под границей раздела при различных параметрах крутки верхнего торца цилиндра планируется определить закономерности организации вихревого течения более плотной жидкости, расположенной под границей раздела и не имеющей прямого контакта с диском, генерирующем вихревое движение, в зависимости от толщины слоя и вязкости более легкой жидкости, непосредственно контактирующей с твердотельным вихрегенератором — вращающимся торцом цилиндра.

1. Экспериментальная установка и методика эксперимента

Для исследования топологии замкнутого вихревого течения использовалась установка для бесконтактных оптических методов исследования ограниченных закрученных течений, изображенная на рис. 1, где $h_0 = h - h_g$ — высота слоя верхней

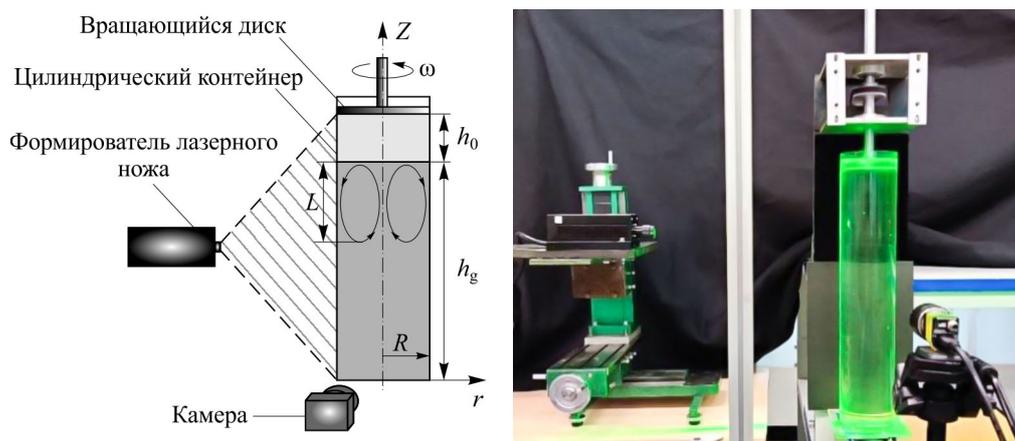


Рис. 1. Схема вихревого течения и фотография установки.

жидкости в состоянии покоя (в отсутствие вращения диска), h_g — высота слоя нижней жидкости, L — осевая протяженность ячейки циркуляции, схематически изображенной на рисунке под границей раздела (стрелки указывают направление движения потока). Исследование проводилось в длинном цилиндрическом контейнере, выполненном из оргстекла оптического качества, с верхним вращающимся торцом. Радиус контейнера $R = 47$ мм, высота $h = 10R$, высота слоя нижней жидкости $h_g = 8R$, толщина слоя верхней жидкости h_o изменялась от $0,5R$ до $2R$. Контейнер заполнялся или одной жидкостью — водным раствором глицерина, или двумя несмешивающимися жидкостями: 66-процентным водным раствором глицерина ($0 < z < h_g$) и подсолнечным или синтетическим маслом ($h_g < z < h$), где z — расстояние от дна контейнера. Индексами «g» и «o» обозначены «водный раствор глицерина» и «масло» соответственно. Значения плотности и кинематической вязкости рабочих жидкостей, применяемых в эксперименте, приведены в табл. 1 при комнатной температуре (22,6 °C).

Существенная разница в плотностях верхней и нижней жидкостей обеспечивала устойчивую границу раздела. Вихревое движение жидкостей генерировалось верхним диском, который вращался с угловой скоростью ω , в то время как другие стенки контейнера были неподвижны. Вращение диска задавалось шаговым двигателем, интенсивность которого характеризуется числом Рейнольдса $Re = \omega R^2/\nu$, где ν — кинематическая вязкость рабочей жидкости, контактирующей с вращающимся диском.

Для изучения кинематических характеристик вихревого движения применялись оптические методы бесконтактной диагностики, такие как визуализация течения в центральном сечении цилиндра с помощью лазерного «ножа» толщиной 1 мм и метод цифровой трассерной визуализации (PIV). В качестве светорассеивающих добавок использовались полиамидные частицы нейтральной плавучести со средним диаметром 10 мкм. Исследования эволюции ячейки циркуляции проводились в вертикальном сечении, проходящем через ось цилиндра [13], а измерения окружной компоненты скорости потока проводились в горизонтальных сечениях на расстоянии 2–6 мм от вращающегося диска или под границей раздела двух жидкостей [19].

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Вихревое движение двух несмешиваемых жидкостей различной плотности, моделирующее работу вихревого биореактора, обеспечивается вращением верхней крышки цилиндра. При вращении диска на жидкость, с ним контактирующую, действует центробежная сила. Под её действием происходит отток жидкости вдоль крышки от оси к периферии; затем жидкость, вращаясь, опускается вниз вдоль стенок цилиндра и, разворачиваясь, сходится к оси, образуя центральный винтообразный вихрь с восходящим потоком у оси. Этот поток верхней жидкости переносит угловой момент от диска к границе раздела, тем самым закручивая нижнюю жидкость. При увеличении закрутки потока под действием центробежных сил под границей раздела возникает циркуляция нижней жидкости [14, 17]. На рис. 2 приведены примеры трековой визуализации, демонстрирующей разворот течения и формирование восходящего потока вдоль оси цилиндра.

Таблица 1

Свойства рабочих жидкостей

№ эксперимента	Название рабочей жидкости	Плотность, кг/м ³	Вязкость, мм ² /с
1	Подсолнечное масло	920	54,86
2	Синтетическое масло	815	15,56
3	66-процентный водный раствор глицерина	1170	11,3

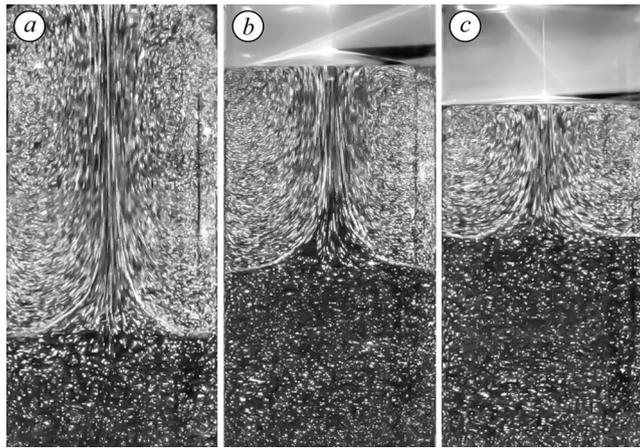


Рис. 2. Примеры визуализации течения вдоль оси цилиндра.
 $h_0 = 0$ (моножидкость) (a), $0,5R$ (b), $1R$ (c) при $Re_0 = 500$.

Длина ячейки циркуляции, прилегающей к вращающемуся торцу или к границе раздела, определялась визуально по изображениям трековой системы в выделенном сечении, где треки от периферийного течения сходятся к оси. Для улучшения качества визуализации потока применялся следующий алгоритм обработки изображений [20]. Серия фотоизображений фиксированного режима усреднялась. Из усредненного изображения вычиталось фоновое изображение. Далее при обработке изображений применялся двумерный высокочастотный фильтр и линейная амплитудная корреляция. Результаты визуализации по трекам частиц нельзя однозначно интерпретировать для определения величины скорости по длине трека, поскольку экспериментально были подобраны значения выдержки одиночного кадра и количества (несколько десятков) кадров для осреднения и нелинейной фильтрации таким образом, чтобы четко определить именно границу ячейки — место разворота потока. При этом длина трека, характеризующая скорость потока, определяется по длительности одиночного кадра.

2.1. Наблюдение развития ячеистой структуры в моножидкости

Как было показано в численном исследовании [8], при увеличении числа Рейнольдса закрученный поток в длинном цилиндрическом контейнере с одним вращающимся торцевым диском трансформируется в глобальный противоток на оси цилиндра. Для изучения этого перехода и тестирования визуализации были проведены эксперименты по измерению осевой протяженности ячейки циркуляции при различных числах Рейнольдса.

В табл. 2 приведено сравнение полученных экспериментальных данных и численных расчетов работы [8]. Показана зависимость нормированной длины ячейки (L/R) от числа Рейнольдса. Видно, что приведенные экспериментальные данные отличаются от результатов, полученных численным расчетом [8] на $\Delta L/R \approx 1,6$ практически во всем диапазоне исследованных Re . Предполагается, что такая систематическая ошибка определения длины ячейки циркуляции связана с порогом различимости движения жидкости в эксперименте.

Согласно теории ползущего движения, в длинном цилиндрическом контейнере [21] осевая скорость V_{axial} вдали от движущегося торца определяется формулой

$$V_{axial} = C \exp(\lambda_r \cdot z_L) \sin(\lambda_i \cdot z_L), \quad \lambda_r = 4,466, \quad \lambda_i = 1,468, \quad (1)$$

где z_L — расстояние от границы внутрь ячейки по направлению к диску, нормированное радиусом цилиндра, C — нормировочная константа, выбираемая так, чтобы максимальное

Таблица 2

Зависимость длины первой ячейки L/R от Re

Re	L/R	
	Результаты расчета [8]	Данные настоящего эксперимента, полученные визуализацией
100	2,59	1,12
500	3,83	2,29
1000	4,92	3,38
1500	5,88	4,29
2000	6,65	5,04
2500	7,3	5,69
3000	7,98	6,34
3500	8,64	6,99
4000	9,28	7,64
4500	10	8,42

значение скорости было равно единице. Из формулы (1) видно, что скорость на оси падает экспоненциально с уменьшением расстояния от вращающегося диска. Как было показано в работе [19], критерием «ползучести» течения является отсутствие влияния меридионального течения на профиль вращательной скорости. В рассмотренной конфигурации течение оставалось ползущим до $Re = 100$. В работе [8] (рис. 8) было показано, что в достаточно длинном цилиндре (с длиной, равной 10 радиусам цилиндра) и при больших числах Рейнольдса ($Re = 3100$) течение на «хвосте» является ползущим. Дополнительно для подтверждения этого эффекта в настоящей работе были проведены измерения осевой компоненты скорости при различных числах Рейнольдса, представленные на рис. 3. Ниже приведенных на рисунке символов определить скорость экспериментально не удалось, так как PIV обладает высокой погрешностью измерителя при сверхмалых значениях скорости. При отдалении от вращающегося диска происходит уменьшение скорости вращения, что делает течение на конце ячейки циркуляции ползущим согласно указанному критерию. Следовательно, если исходное (по вращающемуся диску) $Re = 3000$, то уменьшение скорости вращения в 50 раз (до $Re = 60$) делает течение ползущим согласно критерию отсутствия влияния меридионального течения. Это обосновывает применение формулы (1), полученной в теории ползущих течений, для определения скорости на оси и оценки границы циркуляционной ячейки. На расстоянии менее $1,6R$ от границы ячейки скорость падает настолько, что движение жидкости различить визуально невозможно.

На рис. 4 показано распределение нормированной на максимальное значение осевой компоненты скорости вдоль оси контейнера в зависимости от расстояния от вращающегося

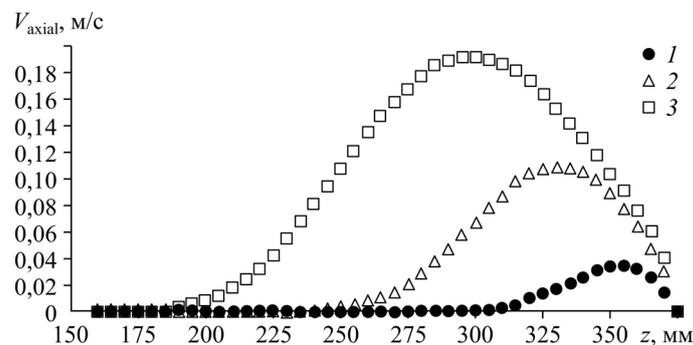


Рис. 3. Распределение осевой компоненты скорости на оси контейнера.

 $Re = 250$ (1), 750 (2), 1500 (3).

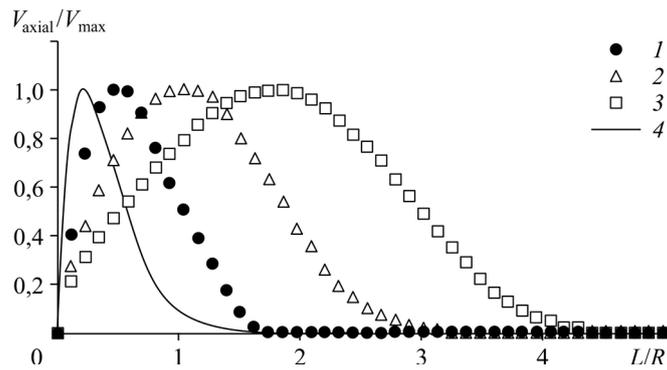


Рис. 4. Нормированное распределение осевой компоненты скорости вдоль оси контейнера от вращающегося диска и сравнение с теоретическим профилем [21].

Re = 250 (1), 750 (2), 1500 (3), 4 — расчет по формуле (1) [21].

диска. Для сравнения приведен профиль скорости, полученный по формуле (1). Как видно из рис. 4, распределение экспериментального профиля скорости на конце ячейки схоже с профилем скорости, полученным теоретически по формуле (1). Также вполне предсказуемо, что с увеличением числа Рейнольдса происходит существенное расширение профиля скорости.

Согласно выводам работ [8, 19], можно предположить, что ползущее течение в данной конфигурации начинается там, где скорость на оси уменьшается в 50 раз по сравнению со своим максимальным значением. А расхождение с теоретическим наблюдением можно объяснить как длительным приближением к нулю значений скорости, неразличимым в эксперименте, так и возможными недочетами численной модели работы [8]. Так как смещение является систематическим во всем рассматриваемом диапазоне чисел Рейнольдса, оно не вносит существенного вклада в сравнительные характеристики течений, рассмотренных в разделе 2.2.

На рис. 5 показана зависимость длины ячейки (вдоль оси) от числа Рейнольдса согласно численным расчетам [8] и скорректированным на $(L+\Delta L)/R$ экспериментальным данным. В отличие от данных, приведенных в табл. 2, рис. 5 с учетом систематического сдвига демонстрирует хорошее согласование численных и экспериментальных результатов.

2.2. Ячеистая структура под границей раздела двух несмешиваемых жидкостей

На рис. 6 показана зависимость длины прилегающей к границе раздела ячейки циркуляции жидкости, нормированной на радиус цилиндра, от числа Рейнольдса в случае одной жидкости (I — водный раствор глицерина) при $h = 8R$ и для нижней жидкости в системе двух несмешиваемых жидкостей (IIa — подсолнечное масло и водный раствор глицерина, IIb — синтетическое масло и водный раствор глицерина) при $h_g = 8R$ и различных величинах слоя масла: $0,5R \leq h_o \leq 2R$. Зависимость L/R

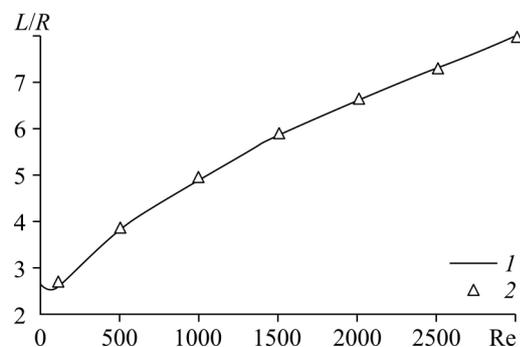


Рис. 5. Зависимость длины вихревой ячейки от числа Рейнольдса согласно численным расчетам (1) и экспериментальным данным, полученным визуализацией (2).

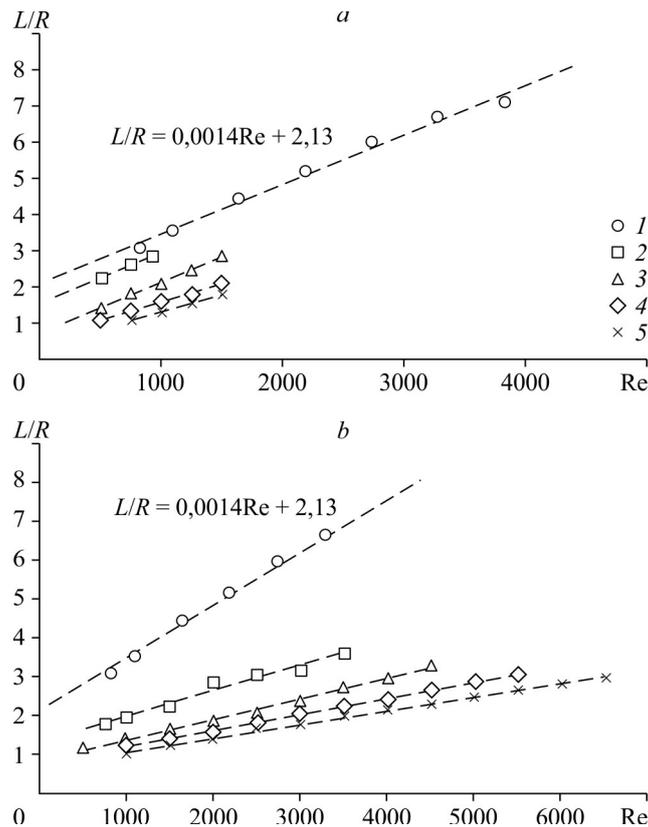


Рис. 6. Зависимость длины ячейки циркуляции под границей раздела, где верхняя жидкость — подсолнечное масло (IIa) и верхняя жидкость — синтетическое масло IIb (b).

1 — моножидкость I, жидкости IIa (a) и IIb (b) при $h_0 = 0,5R$ (2) $1R$ (3), $1,5R$ (4), $2R$ (5).

от Re аппроксимирована линейным соотношением с уравнениями аппроксимации для каждого графика, представленными в табл. 3.

Представленные на рис. 6 данные для одной жидкости (I) находятся в хорошем соответствии с данными численного расчета работы [8], где линейная зависимость осевой протяженности ячейки в моножидкости при $Re > 2000$ была аппроксимирована линейным соотношением $L/R = 0,00134Re + 4$. Полученные в настоящей работе экспериментальные значения близки по масштабному коэффициенту (табл. 3).

При увеличении числа Рейнольдса и соответственно закрутки потока граница раздела двух несмешиваемых жидкостей деформируется пропорционально разности плотностей этих жидкостей [22]. Кроме этого, при $Re > 1500$ для случая IIa возникает нестационарный режим течения, так как значения кинематической вязкости жидкостей отличаются более чем в 5 раз. В результате граница раздела разрушается и происходит перемешивание

Таблица 3
Уравнения линейной аппроксимации экспериментальных данных, представленных на рис. 6.

h_0	IIa	IIb
0	$0,0014Re + 2,13$	
0,5	$0,0014Re + 1,58$	$0,0007Re + 1,33$
1,0	$0,0014Re + 0,74$	$0,0005Re + 0,84$
1,5	$0,001Re + 0,62$	$0,0004Re + 0,75$
2,0	$0,0009Re + 0,41$	$0,0003Re + 0,75$

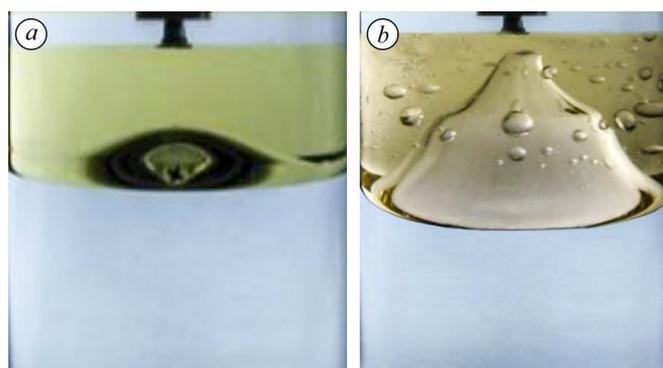


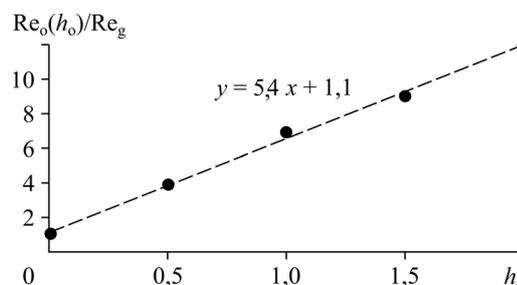
Рис. 7. Примеры деформации при $Re > 300$ (a) и разрушения границы раздела при $Re > 1500$ (b) для случая Па.

жидкостей при сравнительно малых числах Re , как показано на рис. 7. Это объясняет тот факт, что ячейка циркуляции в нижней жидкости не достигает максимальной длины равной $8R$, а результаты визуализации ограничиваются величинами до $3R$.

В случае Пб, соответствующем синтетическому маслу и водному раствору глицерина, где вязкости жидкостей близки, а плотности различаются на большую величину, граница раздела более устойчива, что позволяет проводить измерения при больших числах Рейнольдса (до 6500). Однако в данном случае исследование распространения ячейки ограничивалось параметрами, при которых граница раздела достигала вращающегося диска. На границу раздела при этом передается меньше углового момента, чем в случае подсолнечного масла, так как вязкость в несколько раз меньше и соответственно угловая скорость вращения диска также в несколько раз меньше.

Анализ представленных результатов показывает, что для малых высот масла наблюдаются две характерные зависимости, отличающиеся для случаев Па и Пб. Для случая Па (где существует большая разница в вязкостях двух жидкостей) в диапазоне слоя масла $0,5R \leq h_0 \leq 1R$ наблюдается параллельный сдвиг кривых, но при этом угол наклона остается неизменным, а число Рейнольдса воспроизведения подобной структуры вихревого течения под границей раздела можно определить как $Re_0 = Re_g + \Delta Re$. Изменения угла наклона наблюдается с увеличением слоя масла более чем $h_0 > 1,5$ и объясняются нелинейным ростом трения на боковых стенках цилиндра. Случаю Пб соответствует совсем другая зависимость, при которой с увеличением слоя масла происходит плавное изменение угла наклона кривых. Для случая Пб на рис. 8 показана линейная зависимость числа Рейнольдса, при котором достигается $L/R = 3$, от толщины верхнего слоя жидкости h_0 . В случае одной жидкости число Рейнольдса нормировано на Re . Так как увеличение осевой протяженности ячейки циркуляции линейно зависит от числа Рейнольдса, то используя данную зависимость можно рассчитать необходимое число Рейнольдса, при котором будет воспроизводиться режим течения при фиксированной толщине слоя верхней жидкости.

Рис. 8. Зависимость изменения числа Рейнольдса для случая близких вязкостей верхней и нижней жидкостей для воспроизводимости режимов течения от величины слоя верхней жидкости.



2.3. Распределение тангенциальной скорости под границей раздела двух несмешиваемых жидкостей

Для определения числа Рейнольдса для нижней жидкости (Re_g) было выполнено сравнение режимов, при которых наблюдалось одинаковое значение длины ячейки циркуляции, с конфигурацией одной жидкости при $h_0 = 0,5R, 1R$ (табл. 4).

На режимах, при которых структура течения одинакова для случаев I и IIa, было получено распределение тангенциальной компоненты скорости в горизонтальном сечении при условии, что течение остается устойчивым, а граница деформируется незначительно (рис. 7a). Для конфигурации IIa измерения выполнялись под границей раздела на расстоянии 2 мм во избежание влияния тонкого слоя противоположной циркуляции [14], а для случая I — вблизи вращающегося диска на расстоянии $2 \leq \Delta h \leq 6$ мм с шагом 1 мм. В табл. 5 представлены максимальные значения измеренных тангенциальных скоростей (V_t) в зависимости от числа Рейнольдса Re_0 при $h_0 = 0,5R$ и $1R$.

В табл. 6 и на рис. 9 представлены максимальные значения измеренной тангенциальной компоненты скорости на различных расстояниях от вращающегося диска для случая одной жидкости (I). На рисунке видно, что при увеличении расстояния от вращающегося диска максимальное значение тангенциальной скорости уменьшается по степенной зависимости с показателем степени 2.

Полученные результаты (табл. 5, 6) показывают, что близкие максимальные значения тангенциальной компоненты скорости наблюдаются на расстоянии 6 мм под вращающимся диском и на 2 мм ниже границы раздела, где заканчивается влияние тонкого слоя,

Таблица 4

Зависимость длины вихревой центробежной ячейки от числа Рейнольдса под границей раздела в системе двух жидкостей (IIa) и в случае одной жидкости (I)

h_0	L/R	Re_0	Re_g
0,5R	1,69	100	88,8
	1,40	200	162,3
	1,69	300	243,2
	1,94	400	324,6
	2,15	500	400,8
	2,44	700	520,6
1R	1,06	300	87,5
	1,41	500	165,4
	1,78	700	270,5

Таблица 5

Максимальные значения тангенциальной скорости под границей раздела в зависимости от числа Рейнольдса при $h_0 = 0,5R$ и $1R$

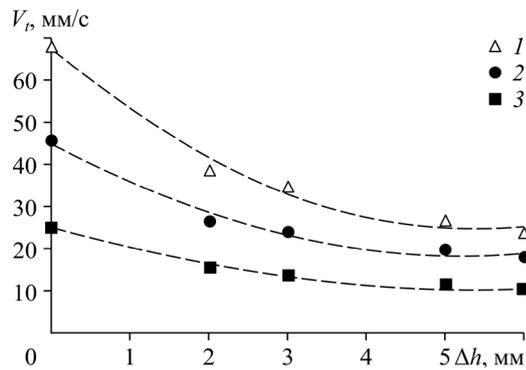
Re_0	V_t , мм/с	
	$h_0 = 0,5R$	$h_0 = 1R$
100	9,9	3,03
200	15,9	6,69
300	22,67	8,95
400	26,07	14,47
500	32,43	15,98

Таблица 6

Максимальные значения тангенциальной скорости на различных расстояниях от вращающегося диска для случая I (моножидкость) при различных числах Рейнольдса Re_g .

Re_g	V_t , мм/с				
88,8	9,8	11,04	13,5	15,5	24,9
162,3	16,4	19,7	23,84	26,3	45,5
243,2	23,5	26,5	34,64	38,4	68,2
Δh , мм	6	5	3	2	Диск (0 мм)

Рис. 9. Зависимость максимального значения тангенциальной компоненты скорости от расстояния до вращающегося диска.
 $Re = 243,2$ (1), $162,3$ (2), $88,8$ (3).



примыкающего к границе раздела. На рис. 10 представлено сравнение данных профилей тангенциальной компоненты скорости для случая моножидкости (I) и для случая II с $h_0 = 0,5R$. Можно отметить практически полное соответствие распределения скорости

по радиусу цилиндра. Небольшая разница в форме профиля наблюдается в приосевой области. Связано это с тем, что при увеличении числа Рейнольдса граница раздела деформируется, поднимаясь вверх в приосевой области (рис. 7а), тем самым внося искажения в профиль тангенциальной скорости в этой области (рис. 10).

Сопоставление результатов, представленных в табл. 2–5, показывает, что при одной и той же длине ячейки циркуляции распределение тангенциальной скорости под границей раздела близко к распределению тангенциальной скорости под вращающимся диском на удалении 6 мм, соответственно и число Рейнольдса нижней жидкости близко к числу Рейнольдса в случае моножидкости. Наблюдается подобие в развитии ячейки структуры в случаях одной и двух жидкостей.

Заключение

Проведено исследование закономерностей передачи углового момента через границу раздела при вихревом движении двух несмешиваемых жидкостей в замкнутом цилиндрическом контейнере, моделирующем течение в вихревом двухжидкостном биореакторе. С помощью визуализации течения и измерения скорости под вращающимся диском и под границей раздела жидкостей при различных параметрах крутки верхнего торца цилиндра выявлены общие закономерности вихревого течения более плотной жидкости, расположенной под границей раздела и не имеющей прямого контакта с вращающимся торцом. Установлено, что развитие ячейки центробежной циркуляции в жидкости под границей раздела аналогично тому, как это происходит в случае моножидкости. Обнаружено, что использование контактных сред с разной плотностью и вязкостью оказывает влияние на эволюцию циркуляции в нижней жидкости, при которой для случаев близких вязкостей наблюдается линейное масштабирование чисел Рейнольдса.

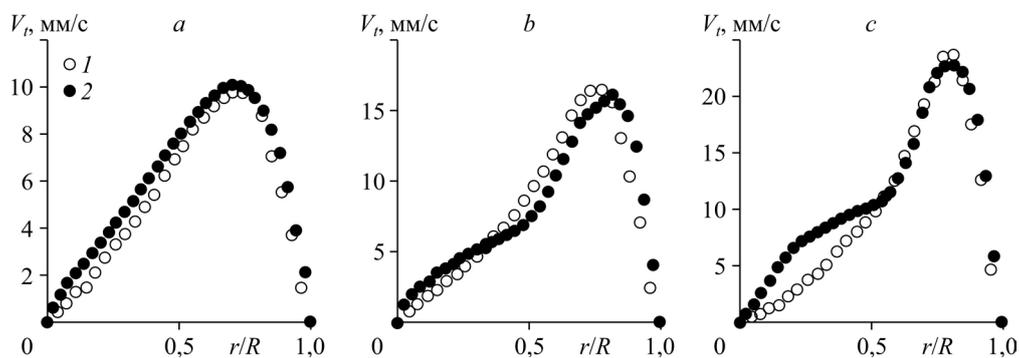


Рис. 10. Профили тангенциальной компоненты скорости для случаев I (1) и II (2) при $h_0 = 0,5R$.
 1 — $Re_g = 88,8$ (a), $162,3$ (b), $243,2$ (c), 2 — $Re_0 = 100$ (a), 200 (b), 300 (c).

В то же время при существенных различиях в вязкостях используемых жидкостей необходима добавка энергии на преодоление проскальзывания на границе двух жидкостей.

Полученные результаты представляют интерес для развития вихревых технологий, формирования вихревого движения рабочей жидкости без прямого механического контакта с закручивающим устройством с целью обеспечения мягкого (при небольших касательных напряжениях) и неинтрузивного (без пропеллера в рабочем объеме) перемешивания.

Авторы благодарны профессору В.Н. Штерну за полезные советы и обсуждение полученных результатов в ходе выполнения работ.

Список литературы

1. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 590 с.
2. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. 504 с.
3. Shtern V.N. Counterflows. N. Y.: Cambridge University Press, 2012. 488 p.
4. Vogel H.U. Experimentelle Ergebnisse über die laminare Strömung in einem zylindrischen Gehäuse mit darin rotierender Scheibe // MIP Bericht. 1968. No. 6.
5. Escudier M.P. Observations of the flow produced in a cylindrical container by a rotating endwall // Exp. Fluids. 1984. Vol. 2, No. 4. P. 189–196.
6. Наумов И.В., Миккельсен Р.Ф., Окулов В.Л. Формирование застойной зоны на оси замкнутого закрученного течения // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 6. С. 799–802.
7. Sørensen J.N., Naumov I.V., Okulov V.L. Multiple helical modes of vortex breakdown // J. Fluid Mech. 2011. No. 683. P. 430–441.
8. Herrada M.A., Shtern V.N., Torregrosa M.M. The instability nature of Vogel-Escudier flow // J. Fluid Mech. 2015. Vol. 766. P. 590–610.
9. Hills C.P. Eddies induced in cylindrical containers by a rotating end wall // Phys. Fluids. 2001. Vol. 13. P. 2279–2286.
10. Liow K.Y.S., Tan B.T., Thouas G., Thompson M.C. CFD modeling of the steady-state momentum and oxygen transport in a bioreactor that is driven by an aerial rotating disk // Modern Phys. Letters B. 2009. Vol. 23. P. 121–127.
11. Fujimoto S., Takeda Y. Topology changes of the interface between two immiscible liquid layers by a rotating lid // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 80, No. 1. P. 015304-1–015304-4.
12. Tsai J.-C., Tao C.-Y., Sun Y.-C., Lai C.-Y., Huang K.-H., Juan W.-T., Huang J.-R. Vortex-induced morphology on a two-fluid interface and the transitions // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 92. P. 031002-1–031002-5.
13. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N. Hysteretic growth and decay of a water-spout column // Phys. Rev. Fluids. 2018. Vol. 3, Iss. 5. P. 024701-1–024701-23-1–024701-5.
14. Naumov I.V., Glavnii V.G., Sharifullin B.R., Shtern V.N. Formation of a thin circulation layer in a two-fluid rotating flow // Physical Review Fluids. 2019. Vol. 4, Iss. 5. P. 054702-1–054702-17.
15. Наумов И.В., Кашкарова М.В., Миккельсен Р.Ф., Окулов В.Л. Структура ограниченного закрученного течения при различных фазовых граничных условиях на неподвижном торце цилиндра // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 1. С. 93–98.
16. Carrión L., Naumov I.V., Sharifullin B.R., Herrada M.A., Shtern V.N. A mechanism of vortex-breakdown disappearance in a confined flow // J. Engng Thermophysics. 2020. Vol. 29, No. 1. P. 49–66.
17. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B., Shtern V.N. Slip at the interface of a two-fluid swirling flow // Phys. Fluids. 2018. Vol. 30, No. 7. P. 074101-1–074101-14.
18. Naumov I.V., Sharifullin B., Shtern V.N. Vortex breakdown in the lower fluid of a two-fluid swirling flow // Physics of Fluids. 2020. Vol. 32, No. 1. P. 014101-1–014101-16.
19. Naumov I.V., Sharifullin B.R., Kravtsova A. Yu., Shtern V.N. Velocity jumps and the Moffatt eddy in two-fluid swirling flows // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2020. Vol. 116. P. 110116-1–110116-24.
20. Naumov I.V., Dvoynishnikov S.V., Kabardin I.K., Tsoy M.A. Vortex breakdown in closed containers with polygonal cross-sections // Phys. Fluids. 2015. Vol. 27. P. 124103-1–124103-11.
21. Shankar P.N. Three-dimensional Stokes flow in a cylindrical container // Phys. Fluids. 1998. Vol. 10. P. 540–549.
22. Naumov I.V., Sharifullin B., Shtern V.N. Capillary hysteresis in a confined swirling two-fluid flow // J. Engng Thermophysics. 2017. Vol. 26, Iss. 3. P. 391–398.

*Статья поступила в редакцию 30 марта 2020 г.,
после переработки — 19 июня 2020 г.,
принята к публикации 26 июня 2020 г.*