

03.1

## Влияние слоя верхней жидкости на распад вихря в модели биореактора

© И.В. Наумов, Б.Р. Шарифуллин, В.Н. Штерн

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

E-mail: naumov@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 26 мая 2022 г.

В окончательной редакции 25 июля 2022 г.

Принято к публикации 25 августа 2022 г.

Экспериментально изучается движение, вызванное вращением верхнего диска в неподвижном вертикальном цилиндрическом контейнере, заполненном двумя несмешиваемыми жидкостями. Исследован распад вихря (возникновение реверсивного движения на оси цилиндра в нижней жидкости) в зависимости от толщины слоя верхней жидкости. Обнаружено, что, несмотря на то что движение верхней жидкости спирально сходится к оси цилиндра вблизи границы раздела, распад вихря в нижней жидкости происходит аналогично тому, как это реализуется в случае одной жидкости, с закруткой верхним диском. Этот любопытный результат может быть практически важен для работы вихревых биореакторов.

**Ключевые слова:** ограниченное закрученное течение, вихревая динамика, пузыревидный распад вихря, несмешиваемые жидкости.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.20.53687.19259

Во многих вихревых аппаратах существует взаимодействие вращающейся рабочей жидкости с другой жидкостью или газом, например, при неполном заполнении реактора рабочей средой [1–3]. Изучение особенностей квазистационарного вращательного движения несмешиваемых сред в таких устройствах становится важной задачей как с точки зрения оптимизации работы действующих установок, так и для проектирования новых устройств. Для экспериментального моделирования химических и биологических реакторов удобно использовать систему из двух несмешиваемых жидкостей в цилиндрическом контейнере с вращающимся верхним или нижним торцом (диском) благодаря простой геометрии и малому количеству определяющих параметров [4].

Режим вихревого течения для случая одной жидкости определяется двумя параметрами: аспектным отношением  $H/R$  (где  $H$  — высота жидкости, а  $R$  — радиус цилиндрического контейнера) и числом Рейнольдса  $Re = \omega R^2/\nu$  (где  $\omega$  — угловая скорость диска, а  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости). За счет вращения диска центробежная сила толкает прилегающую к нему жидкость от оси к периферии, порождая меридиональную циркуляцию: жидкость опускается у боковой стенки до неподвижного дна, там спирально сходится к оси, где поднимается вверх и возвращается к окрестности диска. Сходящееся движение вызывает увеличение угловой скорости при приближении к оси. При этом на оси вихря давление меньше, чем на периферии, а усиление вращения приводит к возникновению зон пониженного давления вблизи пересечения оси цилиндра с дном, тем самым уменьшая и частично обращая скорость на оси — формируя зоны распада вихря, хорошо наблюдаемые визуально [4]. В работе Эскуды 1984 г. [5] был детально исследован распад вихря (vortex breakdown)

замкнутого вихревого течения в цилиндрическом контейнере с вращающимся диском и построена диаграмма существования распада вихря. Дальнейшие многочисленные экспериментальные и численные исследования подтвердили инвариантность этих параметров в диапазоне задающих параметров более чем на два порядка для  $0.1 \leq H/R \leq 3.5$  и отсутствие влияния силы тяжести, когда закручивающий диск ограничивал цилиндр сверху или снизу [4]. Следует добавить, что распад вихря является распространенным явлением при формировании вихревой структуры и увеличении интенсивности закрутки потока. Например, он наблюдается в концевых вихрях за крыльями самолетов, пропеллерами и ветряками, в вихревых горелках и топках, в биологических и химических реакторах [6–8].

В вихревых устройствах, где вихревое движение рабочей жидкости задается вращением другой жидкости, возникает ряд особенностей: формируется раздельная меридиональная циркуляция каждой из сред (рис. 1, а), и расчет числа Рейнольдса для рабочей среды затруднен. В отличие от твердотельного вращения, где угловая скорость постоянна, а максимум линейной скорости находится на периферии, в случае жидкой вращающейся среды этого не наблюдается. Важным отличием является то, что на границе раздела двух жидкостей не равна нулю радиальная скорость, так как закручивающая более легкая жидкость спирально сходится к оси цилиндра [9], фактически являясь для рабочей жидкости не твердым, а жидким или мягким диском (рис. 1, а).

Экспериментальное исследование [10] позволило впервые обнаружить распад вихря в нижней жидкости при фиксированном слое верхней жидкости. Измерения распределения скорости показали, что развитие распада вихря в нижней жидкости происходит так же, как и в

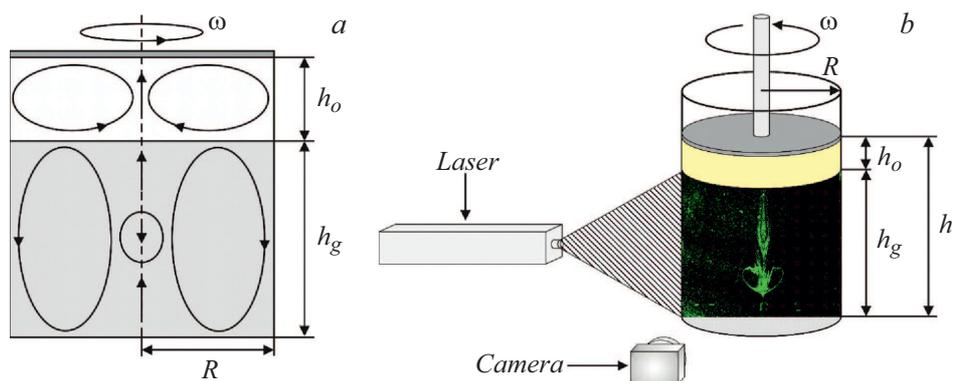


Рис. 1. Схема меридиональной циркуляции двух несмешиваемых жидкостей [9] (a) и схема экспериментальной установки (b).

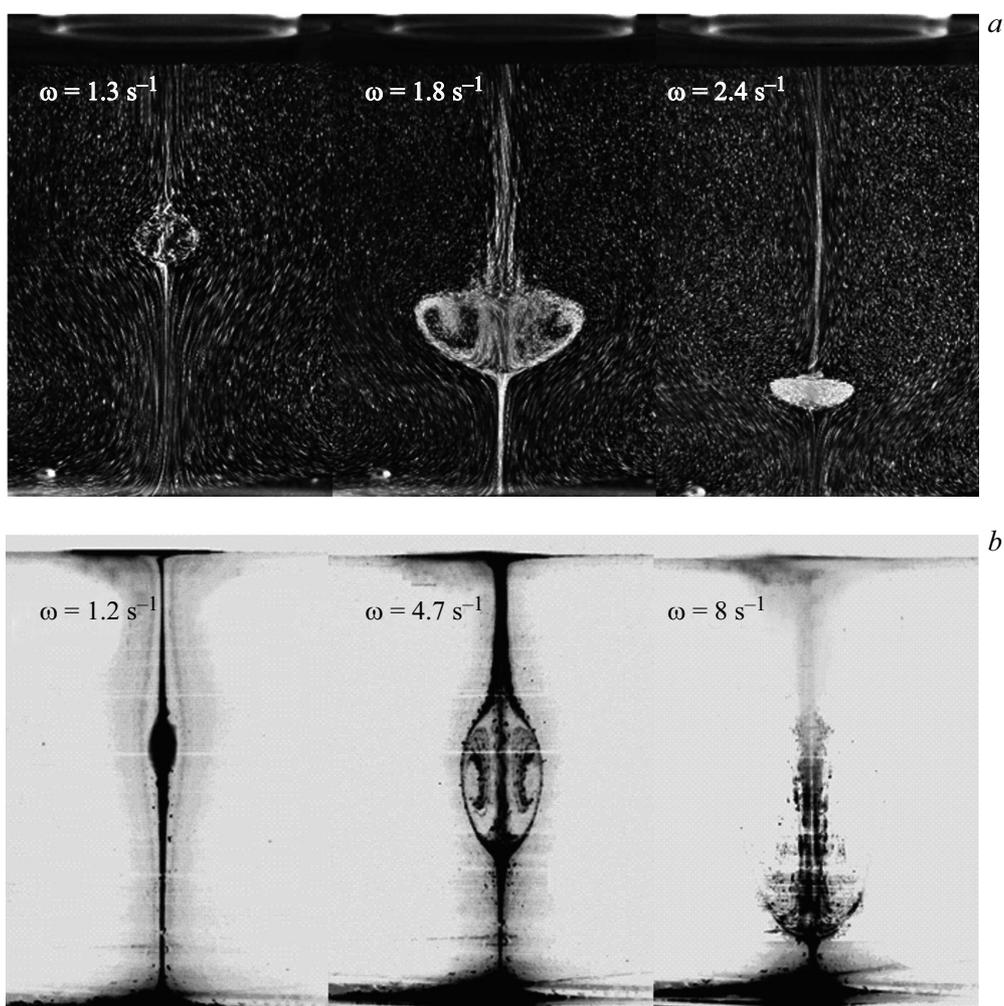
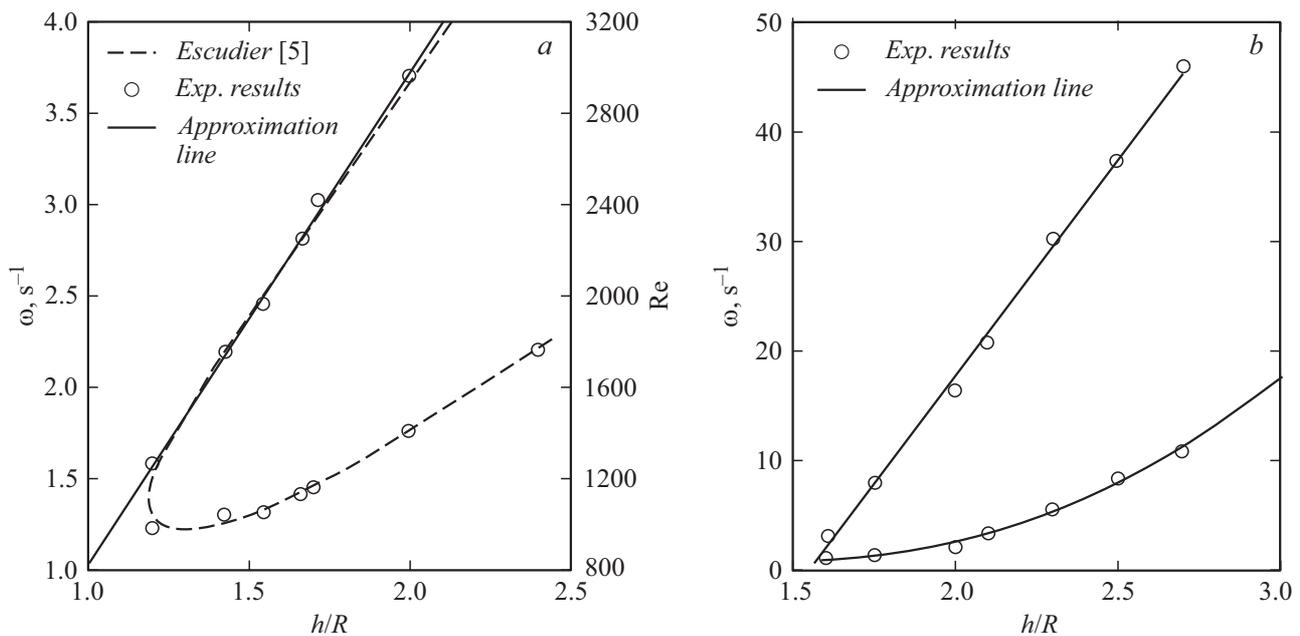


Рис. 2. Фотографии течения, иллюстрирующие возникновение и распад вихря в одной жидкости (позитивы изображений при  $h_g = 1.5R$ ,  $h_o = 0$ ) (a) и в нижней жидкости (негативы изображений при  $h_g = 1.5R$ ,  $h_o = 0.25R$ ) (b).

случае одной жидкости [9,11], а по формированию пузырьвидной области распада вихря, хорошо наблюдаемой визуально, можно определить закономерности вихревого движения рабочей среды, не имеющей прямого контакта с завихрителем.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование возникновения, эволюции и исчезновения распада вихря в замкнутом цилиндре с верхним вращающимся торцом при наличии слоя более легкой жидкости разной толщины. Исследование проводилось



**Рис. 3.** Диаграмма пузыревидного распада вихревого движения. *a* — в случае одной жидкости, *b* — в случае двух жидкостей при фиксированном значении  $h_g = 1.5R$  и переменном значении  $h_o$ .

в цилиндрическом контейнере (радиус  $R = 47$  mm), выполненном из оптически прозрачного стекла, с верхним вращающимся торцом;  $h_g$  — высота слоя нижней (рабочей) жидкости,  $h_o$  — высота слоя верхней жидкости (рис. 1, *b*). Высота системы двух жидкостей определялась как  $h = h_g + h_o$ . В качестве рабочей жидкости использовался водный раствор глицерина (где 33% объема составлял глицерин), а в качестве легкой жидкости — подсолнечное масло. Плотность и кинематическая вязкость этих жидкостей при комнатной температуре (22.6°C) составляли 1080 kg/m<sup>3</sup>, 2.7 mm<sup>2</sup>/s и 916 kg/m<sup>3</sup>, 41.9 mm<sup>2</sup>/s соответственно.

В качестве светорассеивающих частиц использовались полиамидные частицы плотностью 1030 kg/m<sup>3</sup> и диаметром около 10  $\mu$ m. В данной экспериментальной работе применялся метод визуализации структуры вихревого течения в вертикальном меридиональном сечении при помощи лазерного ножа. Для регистрации изображений использовалась CMOS камера Ximea MC023MG-SY (разрешение 2.3 МП 1936  $\times$  1216, частота съемки 165 кадров в секунду, матрица — Sony IMX174 LLJ-C) с объективом Nikon AF Nikkor 28mm f/2.8D. На рис. 2 представлены фотографии примеров эволюции пузыревидного распада с увеличением угловой скорости вращения диска для случая одной жидкости при  $h_o = 0$  и для случая двух жидкостей с  $h_o = 0.25R$ .

На рис. 3, *a* представлена карта существования пузыревидного распада для одной жидкости (водно-глицериновый раствор) при  $h_o = 0$ . Высота жидкости варьировалась от 1.2R до 2.5R. Нижняя (верхняя) ветвь кривой на рис. 3, *a* соответствует возникновению (исчез-

новению) распада вихря с увеличением интенсивности закрутки для каждого фиксированного значения  $h/R$ .

Для сопоставления с данными Эскуды [5], которые представлены на рис. 3, *a* штриховой линией, график выполнен в двух шкалах, на которых отложены угловая скорость вращения диска  $\omega$  (в rad/s) и число Рейнольдса. Возникновение области возвратного течения „пузыря“ определялось визуально по увеличению толщины следа частичек на оси цилиндра в вертикальном сечении при изменении шага по угловой скорости вращения диска на 0.2 rad/s. Аналогичным способом (визуально) фиксировалось последующее изменение топологии разрушения „пузыря“. Разброс и неопределенность в серии из десяти однотипных экспериментов составляли  $\pm 0.1$  rad/s. Для наглядного представления результатов на рис. 3, *a* (и далее на рис. 3, *b*) размер символов, соответствующих данным экспериментальных наблюдений, выбран таким образом, чтобы заведомо перекрыть наблюдаемый разброс. Для аппроксимации экспериментальных результатов полиномами использовались соотношения  $y = 0.5x^2 - 1x + 1.7$  для нижней ветви и  $y = 2.7x - 1.6$  для верхней ветви.

На рис. 3, *b* представлена диаграмма существования пузыревидного распада в нижней жидкости при использовании двух жидкостей. В ходе экспериментального исследования высота слоя нижней жидкости была фиксирована ( $h_g = 1.5R$ ), тогда как высота верхней жидкости ( $h_o$  (подсолнечное масло) варьировалась от 0.1R до 1.25R, обеспечивая суммарную высоту  $h$  от 1.6R до 2.75R. Как и в случае одной жидкости, „пузырь“ зарождается в рабочей среде на оси в центральной части цилиндра (нижняя кривая), далее с увеличени-

ем закрутки потока перемещается вверх по течению (вниз к неподвижному дну), увеличиваясь в размере. При дальнейшем увеличении закрутки происходит его распад: сначала форма становится сердцевидной, а затем он распадается, изменяя при этом свою топологию (верхняя ветвь). На рис. 3, *b* кружки обозначают результаты измерений, а сплошные кривые — полиномиальные аппроксимации:  $y = 7.4x^2 - 22.4x + 17.8$  для нижней ветви и  $y = 39.5x - 61.2$  для верхней ветви. Сравнение диаграмм и аппроксимирующих кривых на рис. 3 показывает, что геометрия кривых для систем из одной и двух жидкостей похожа, но расположение кривых различно. Хотя минимальное значение  $\omega$ , при котором возникает распад вихря, составляет 1.2 rad/s на рис. 3, *a* и около 1.1 rad/s на рис. 3, *b*, большая разница в коэффициентах аппроксимации обусловлена значительным различием вязкостей используемых жидкостей.

Проведенные исследования показали, что наблюдается одинаковое поведение кривых, ограничивающих область распада вихря, при использовании одной жидкости и двух несмешиваемых жидкостей. Выявлено, что слой более легкой жидкости между вращающимся верхним диском и рабочей средой, несмотря на существующую в нем меридиональную циркуляцию [9,11], не влияет на общие закономерности формирования области распада вихря при варьировании аспектного отношения. Затухание углового момента, определяющее сдвиг диаграммы распада в область больших закруток при увеличении аспектного отношения, пропорционально увеличению слоя верхней жидкости и обусловлено вязким трением со стенками цилиндра, так же как и в случае использования одной жидкости.

Можно предположить, что сценарий формирования распада вихря определяется общим увеличением высоты цилиндра и не зависит от того, увеличиваем ли мы слой верхней или нижней (по аналогии с единой средой) рабочей жидкости. Этот любопытный результат может быть практически важен для работы двухжидкостных вихревых реакторов.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-19-00083).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] A.V. Savelyeva, A.A. Nemudraya, V.F. Podgornyi, N.V. Laburkina, Yu.A. Ramazanov, A.P. Repkov, E.V. Kuligina, V.A. Richter, *Biotechnol. Appl. Biochem.*, **64** (5), 712 (2017). DOI: 10.1002/bab.1527
- [2] S. Fang, P.W. Todd, T.R. Hanley, *Chem. Eng. Sci.*, **170**, 597 (2017). DOI: 10.1016/j.ces.2017.03.019
- [3] T.O. Chaplina, in *Physical and mathematical modeling of earth and environment processes*, ed. by V. Karev, D. Klimov, K. Pokazeev (Springer, Cham, 2019), p. 159. DOI: 10.1007/978-3-030-11533-3\_17
- [4] V. Shtern, *Cellular flows. Topological metamorphoses in fluid mechanics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2018). DOI: 10.1017/9781108290579
- [5] M.P. Escudier, *Exp. Fluids*, **2** (4), 189 (1984). DOI: 10.1007/BF00571864
- [6] P. Moise, J. Mathew, *J. Fluid Mech.*, **873**, 322 (2019). DOI: 10.1017/jfm.2019.401
- [7] S. Sharma, P.B. Sachan, N. Kumar, R. Ranjan, S. Kumar, K. Poddar, *Phys. Fluids*, **33** (9), 093606 (2021). DOI: 10.1063/5.0061025
- [8] S.V. Alekseenko, S.S. Abdurakipov, M.Y. Hrebtov, M.P. Tokarev, V.M. Dulin, D.M. Markovich, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **70**, 363 (2018). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.12.009
- [9] И.В. Наумов, В.Н. Штерн, *Природа*, № 4, 12 (2021). DOI: 10.7868/S0032874X21040025
- [10] I.V. Naumov, B.R. Sharifullin, M.A. Tsoy, V.N. Shtern, *Phys. Fluids*, **32** (6), 061706 (2020). DOI: 10.1063/5.0012156
- [11] I.V. Naumov, B.R. Sharifullin, V.N. Shtern, *Phys. Fluids*, **32** (1), 014101 (2020). DOI: 10.1063/1.5132584