

ясно, что явления «захвата», сопровождаемого быстрым выравниванием амплитуд спиральных волн, не происходит. Из рис. 7 видно, что максимальное сближение амплитуд возможно при $\Phi_0 = 5^\circ$, причем разница между ними все еще велика (линия 1). При $\Phi_0 = 185^\circ$ (при равных амплитудах a_2 и a_3 это фаза обратной передачи к осесимметричной волне) также происходит повышение уровня a_3 (линия 2), сопровождаемое понижением уровня a_2 . В расчетах получено, что сближение a_2 и a_3 более вероятно, если их начальные уровни не слишком отличаются, но полного выравнивания a_2 и a_3 не обнаружено. Здесь же приведены линии a_3 в фазах заширения $\Phi_0 = 125$ и 255° (линии 3 и 4). При этом a_2 близко к уровню, определяемому при $\Phi_0 = 185^\circ$. Значения a_1 во всех рассмотренных случаях близки к линейным.

Очевидно, что существенное понижение уровня накачки a_2 по сравнению с вариантом 2 связано с тем, что часть энергии за счет нелинейных связей идет на усиление меньшей волны a_3 , а отсутствие явления «захвата» служит косвенным подтверждением, что процесс взаимодействия является действительно слабонелинейным.

Авторы выражают благодарность М. Б. Зельману и И. И. Масленниковой за полезные советы и разъяснения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Моррисон Г. Л., Маклафлин Д. К. Неустойчивость сверхзвуковых струй при небольших числах Рейнольдса // РТК.— 1980.— Т. 18, № 7.
2. Craik A. D. D. Non-linear resonant instability in boundary layer // J. Fluid Mech.— 1971.— V. 50, N 2.
3. Зельман М. Б. О нелинейном развитии возмущений в плоскопараллельных потоках // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1974.— Вып. 3.
4. Зельман М. Б., Масленникова И. И. Об эффектах резонансных взаимодействий волновых возмущений в пограничном слое // Изв. АН СССР. МЭГ.— 1978.— № 4.
5. Рахматуллаев Р. Д., Штерн В. И. Порог развития трехмерных структур при течи в плоском канале.— Новосибирск.— 1989.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние, ИТ; № 196—89).
6. Абрамович Г. И. Теория турбулентных струй.— М.: Физматгиз, 1960.
7. Терехова Н. М. Характеристики устойчивости сверхзвуковой струи в спутном потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1986.— Вып. 1.

г. Новосибирск

Поступила 27/1 1992 г.,
в окончательном варианте — 2/III 1992 г.

УДК 532.527

В. Г. Макаренко

О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ИНЕРЦИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ *

Работа посвящена исследованию описанного в [1—3] эффекта возникновения осциллирующих вихрей во вращающейся жидкости при возбуждении ее собственных колебаний. Проявления этого эффекта количественно и качественно могут быть очень разнообразны, что связано как с конкретными особенностями возбуждения колебаний, так и с тем, какой набор мод может реализоваться при имеющемся возбуждении и заданной геометрии сосуда. Тем не менее можно надеяться отыскать некоторые общие закономерности, которые позволили бы описывать эволюцию течения при возбуждении различных собственных колебаний и, быть может, прогнозировать возникновение вихрей во вращающейся жидкости при различных ее возмущениях. В настоящей работе предприняты

* Посвящается памяти Валерия Федоровича Тарасова, ближайшего коллеги и наставника.

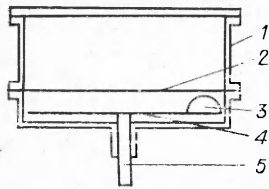


Рис. 1

первые попытки экспериментального поиска этих закономерностей.

Эксперименты проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. Заполненный водой и герметично закрытый прозрачный цилиндрический сосуд 1 закреплялся вертикально на вращающемся столе соосно с ним. Дно сосуда 2 было изготовлено из эластичной резины. Возбуждение собственных колебаний вращающейся жидкости обеспечивалось генератором, состоявшим из полусфер 3, закрепленных на диске 4. Генератор крепился на соосный с сосудом вал 5, который мог вращаться относительно сосуда и совершать вертикальные перемещения.

Перед началом опыта жидкость в сосуде приводилась в состояние твердотельного вращения с угловой скоростью Ω , а генератор колебаний раскручивался до угловой скорости ω . Затем генератор поднимался вверх на высоту h от положения касания полусферами резиновой мембраны дна. Таким образом, полусферы продавливали дно и создавали на нем округлые выпуклости, которые перемещались относительно сосуда с требуемой скоростью. Подобный способ возбуждения инерционных колебаний уже применялся [4]. Он выгодно отличается от других тем, что позволяет избежать прямого вязкого взаимодействия генератора возмущений с жидкостью и вследствие этого не создает вредных вторичных течений.

Возникающее в опытах течение исследовалось с помощью визуальных наблюдений. Визуализация осуществлялась добавкой в воду полимерных шариков небольшой отрицательной плавучести ($\rho = 1,00 - 1,05 \text{ г/см}^3$) размером до 1 мм.

Учитывая применяемый способ возбуждения инерционных колебаний и отвлекаясь от точного описания формы эластичного дна, задачу можно охарактеризовать с помощью восьми параметров. Это введенные выше Ω , ω , h , а также H и R — высота и радиус сосуда, ν — коэффициент кинематической вязкости жидкости, M и b — количество возмущающих тел и радиус их расположения. В число рассматриваемых параметров никак не вошли упругие качества резиновой мембраны и радиус кривизны возмущающих тел. Кроме того, принято, что при $M > 1$ все тела располагаются на одинаковых расстояниях от оси. Легко видеть, что даже при таком минимальном наборе из перечисленных восьми можно сконструировать шесть независимых безразмерных параметров: H/R , b/R , h/R , M , относительная частота возбуждения $f = 1 - \omega/\Omega$ и число Рейнольдса Re , о котором будет сказано особо.

Собственные колебания твердотельно вращающейся жидкости, удовлетворяющие линеаризованным уравнениям движения, представляются в виде комбинации мод [5]:

$$(1) \quad v = I_m(\alpha_{mj}r/R) \sin(k_{mj}z/H) \exp(im(\theta - \omega t)), \quad k_{mj} = \alpha_{mj} \frac{H}{R} \left[\frac{4}{m^2 f^2} - 1 \right]^{-1/2}.$$

Здесь r , θ , z — радиальная, угловая и продольная компоненты цилиндрической системы координат; v — z -компонента скорости; ω — частота волны; $m = 1, 2, \dots$ — угловое волновое число; I_m — функция Бесселя первого рода индекса m ; j — целое число, имеющее смысл количества нулей радиальной компоненты скорости на промежутке $0 < r \leq R$; $f = 1 - \omega/\Omega$. Условие непротекания при $r = R$ приводит к уравнению на $\alpha = \alpha_{mj}$

$$2I_m(\alpha) + f\alpha \frac{dI_m(\alpha)}{d\alpha} = 0,$$

которое вместе с (1) определяет зависимость $\omega(k)$ ($k \equiv k_{mj}$). Условие непротекания при $z = 0$ и H означает, что на высоте сосуда должно укладываться целое число полуволин n , т. е. $k = \pi n$ ($n = 1, 2, \dots$). Совокуп-

ность трех целых чисел (m, j, n) задает моду собственных колебаний с безразмерной относительной частотой $f_{mjn} = 1 - \omega_{mjn}/\Omega$. Для любой моды f_{mjn} принадлежит интервалу $|f_{mjn}| < 2/m$.

Эксперименты проводились при следующих фиксированных параметрах: $R = 25$ см, $b/R = 0,78$, радиус кривизны полусфер 4,5 см. В качестве основных возбуждались моды $(3, 1, n)$ с $n = 1 \div 5$ и $f > 0$. Введенное ограничение по R вызвано чисто технологическими причинами, остальные же установлены лишь для того, чтобы обеспечить разумную обзорность работы. Изучение задачи при других значениях параметров будет служить предметом дальнейших экспериментальных работ.

При возбуждении указанных выше мод возникали осциллирующие вихри, аналогичные по структуре и поведению описанным в [1—3]. Но наблюдались также и отличия, связанные, очевидно, с геометрией инерционной волны. Так, в [1] вихри охотнее всего формировались в центре сосуда, а в данном случае — ближе к боковой стенке. Ничего неожиданного в этом нет, так как в [1] уже указывалось, что вихри формируются в областях максимумов вертикальной скорости в волне. Такой максимум для мод $(3, 1, n)$ лежит ближе к боковой стенке. Другое замеченное отличие — наклон оси вихря и ее прецессия с частотой волны. Этот эффект наиболее выразителен при малой длине волны и связан с тем, что различные части вихря по-разному сносятся волной. При возбуждении мод с $n > 1$ формируются n -звенные вихри. При этом в соседних по вертикали полуволновых секциях ось вихря наклонена в противоположные стороны, а в целом напоминает «змейку». Что же касается движения жидкости в вихрях, то оно совершенно аналогично описанному в [1].

При проведении экспериментальных исследований автора в первую очередь интересовали зависимость времени формирования осциллирующих вихрей от различных параметров задачи и условия, при которых возмущение вращающейся жидкости не порождает концентрированных вихрей. Этот интерес связан, например, с возможным использованием результатов при решении проблемы прогнозирования торнадо. Так, в [1, 2] показано, что формирование смерчей может происходить из-за возбуждения собственных колебаний материнского мезоциклона. Причиной же возникновения последних могут служить различные факторы. Среди возможных причин можно назвать активную конвекцию, деформацию мезоциклона сдвиговым несущим течением, атмосферные волновые движения и взаимодействие мезоциклона с неровностями земной поверхности. Как следует из перечисленного, для надежного прогнозирования торнадо помимо всего прочего необходимо научиться отвечать на вопрос: «Возможно ли возникновение смерчей при взаимодействии конкретного мезоциклона с конкретным рельефом местности, и если возможно, то сколько времени для этого требуется?». Время, необходимое для формирования вихря, является очень важной характеристикой, поскольку в природных условиях из-за движения мезоциклона время его взаимодействия с горой или холмом на поверхности земли ограничено. Кроме того, научившись оценивать его для произвольного мезоциклона и зная направление и скорость движения последнего, можно точнее предсказать момент и место возникновения торнадо. В связи с этим и в надежде, что результаты экспериментов окажутся полезными при решении данной задачи, основное внимание в работе уделялось нахождению условий и времени формирования вихрей.

При измерении времени возникновения осциллирующих вихрей автор столкнулся с определенными трудностями. Дело в том, что в настоящее время не существует каких-либо способов, позволяющих измерять и анализировать такие трехмерные и существенно неоднородные и нестационарные течения, которые реализуются в описываемых экспериментах. Поэтому в распоряжении был практически единственный, пусть более субъективный, но простой и эффективный метод — визуальные наблюдения.

Кратко о сути метода. При многократных наблюдениях в развитии вихря выделялась наиболее яркая и надежно регистрируемая фаза, время наступления которой от момента введения возмущения фиксировалось с помощью секундомера. Наиболее яркой фазой в развитии вихря в данных опытах был момент, когда вихрь впервые проявлял себя как локальная закрученная струя с последующим ярко выраженным возвратным движением. Конечно, такое определение не лишено субъективности, так как не содержит никаких количественных характеристик и, вероятно, тяжело воспринимается людьми, которые зарождения осциллирующего вихря никогда не наблюдали. Однако при возбуждении различных инерционных мод возникают вихри, различные по размерам, структуре, интенсивности, частоте колебаний. И установить для них какой-либо доступный единый количественный критерий, не потеряв при этом качественного сходства, пока не представляется возможным.

Для повышения надежности измерений времени формирования осциллирующих вихрей помимо набора необходимой статистики использовалась также двойная засечка времени, при которой сначала фиксировался момент наступления требуемой фазы у одного из зарождавшихся вихрей, а затем момент времени, когда существование хотя бы одного вихря не вызывало никаких сомнений. Незначительное расхождение по величине двух измеренных промежутков времени указывало на удовлетворительную достоверность полученного результата и позволяло сократить объем работы по получению статистических данных. Целесообразность проведения измерений именно таким способом вызвана еще и следующим обстоятельством. При небольшом отклонении частоты возбуждения от требуемой собственной частоты в течении происходили выраженные биения. Они проявлялись, в частности, в том, что после введения возмущения вначале наблюдался различной длительности вихревой предвестник, во время которого один или несколько вихрей формировались и успевали совершить несколько колебаний, затем наступала пауза, когда они не испытывали колебаний и могли практически исчезнуть. После паузы вихри возникали вновь и достигали большей интенсивности. В ряде опытов можно было видеть вихревой предвестник длительностью примерно в один период колебаний вихря. В этом случае вторая отсечка времени зачастую отстояла от первой довольно далеко и принималось решение либо о коррекции частоты возбуждения, либо о более тщательном проведении измерений и наборе большего количества статистических данных.

Как уже отмечалось, основное внимание в работе уделялось изучению времени возникновения вихрей. А эта величина при варьировании частоты возбуждения f имеет четко выраженный локальный минимум в точке резонанса. Для практического проведения исследований в условиях резонанса прежде всего необходимо знать, с какой точностью и стабильностью нужно выдерживать требуемую частоту f для получения достоверных результатов. Поэтому первым этапом экспериментальной работы было изучение зависимости резонансной зоны для различных мод от h/R . В данном случае резонансная зона моды (m, j, n) определялась как интервал частот возбуждения f вблизи собственной частоты f_{mjn} , внутри которого время возникновения вихрей различается не более чем на один период колебаний вихря. Заметим, что случайная ошибка измерений определяется характером поведения вихрей и особенностями метода регистрации и составляет в большинстве случаев ту же самую величину, хотя были случаи и очень надежной регистрации вихрей, когда погрешность измерений значительно меньше.

На рис. 2 графически представлены экспериментальные данные о ширине резонансной зоны Δf в зависимости от h/R для различных мод и условий опытов: a — мода $(3, 1, 1)$, $H = 18,4$ см, $T = 2,99$ с, $M = 3$, b — мода $(3, 1, 1)$, $H = 18,4$ см, $T = 3,00$ с, $M = 1$, c — мода $(3, 1, 1)$, $H = 8,6$ см, $T = 4,81$ с, $M = 3$, z — мода $(3, 1, 3)$, $H = 18,4$ см, $T = 2,99$ с, $M = 3$, d — мода $(3, 1, 3)$, $H = 18,4$ см, $T = 4,81$ с, $M = 3$, e — мода

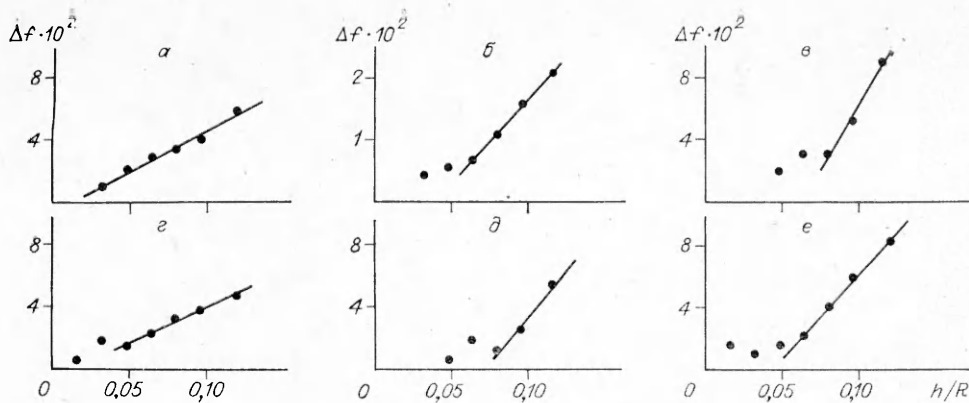


Рис. 2

(3, 1, 2), $H = 18,4$ см, $T = 2,99$ с, $M = 3$. Полусферы на диске генератора располагались через 120° , что отвечает их наилучшей расстановке для возбуждения мод третьей угловой гармоники.

Опираясь на данные рис. 2, можно сделать вывод, что при достаточно больших h ширина резонансной зоны Δf линейно падает с уменьшением h/R . Прямые на графиках $a - e$ построены соответственно по 6, 4, 3, 5, 3 и 4 правым точкам. При малых h/R наблюдается отклонение от первоначальной линейной зависимости, а в случаях $z - e$ имеет место даже уширение резонансной зоны при уменьшении h/R . В шростых колебательных системах аналогичный эффект возникает за счет диссипации энергии колебаний, поэтому разумно предположить, что здесь он также вызывается вязким трением.

Для того чтобы охарактеризовать влияние вязкости на возбуждение инерционной волны, построим число Рейнольдса для этой задачи. Будем исходить из формулы $Re = ul/\nu$ (ν — кинематическая вязкость, u — характерный диапазон скорости, l — минимальный характерный размер, на котором он реализуется). Для названных мод примем $l = \lambda/2$ ($\lambda/2 = H/n$ — длина полуволны), а в качестве u выберем привносимую возмущением скорость, индуцированную при обтекании бугра на дне сосуда. Азимутальная скорость натекания жидкости на бугор равна $f\Omega b$. Поскольку обтекание в этом случае можно считать невязким, индуцированную скорость оцениваем величиной $f\Omega b M h/R$. В итоге получаем число Рейнольдса $Re = f\Omega b M h \lambda / (2\nu R)$, которое содержит характеристики не только возмущения, но и волны.

Анализ данных рис. 2 показал, что anomальное поведение ширины резонансной зоны наблюдается тогда, когда построенное выше Re меньше критического $Re_* = (2,3 \pm 0,2) \cdot 10^3$. При значениях Re , меньших примерно $0,3 Re_*$, осциллирующие вихри в течении не возникали, что свидетельствует о вязком подавлении инерционной моды.

Опираясь на принятую постановку задачи и найденное универсальное значение Re_* , для каждой инерционной моды можно построить свою величину h_*/R , ограничивающую слева область линейной зависимости Δf от h/R . Для случаев, приведенных на рис. 2, $a - e$, ее значения равны $0,025 \pm 0,002$; $0,073 \pm 0,007$; $0,059 \pm 0,006$; $0,05 \pm 0,005$; $0,079 \pm 0,008$; $0,036 \pm 0,004$. Для $a - d$ они хорошо отражают переход к докритической зависимости, а для e найденное значение h_*/R кажется несколько заниженным. По мнению автора, это несоответствие не вызвано какими-либо неточностями в предыдущих рассуждениях, а связано с особенностями возбуждения моды (3, 1, 2). Обращает на себя внимание хотя бы тот факт, что для случаев a и z , близких по условиям опытов, тангенс угла наклона прямой отличается не очень сильно (0,52 и 0,45), а для e он при тех же условиях более чем вдвое выше (1,1). Будут представлены и другие факты anomального поведения мод с четным числом полуволн.

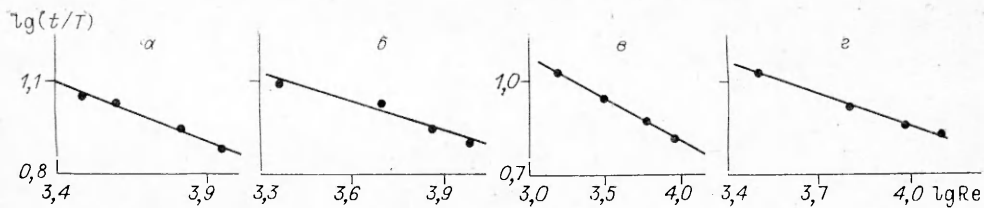


Рис. 3

Построенное число Рейнольдса и найденное его критическое значение оказались универсальными для всех исследованных мод с нечетным числом полуволн n . Но возможности варьирования параметров задачи еще не исчерпаны, и в дальнейшем его формула и, следовательно, критическое значение могут корректироваться.

Введенное выше Re , по существу, является модовым, так как может быть построено для каждой из возможных мод с использованием ее характеристик. И если принять, что возмущение обеспечивает равные условия для возбуждения всех мод, то даже в этом случае значения Re для разных мод будут сильно отличаться. Поскольку величина Re определяет степень вязкого подавления моды, это приводит к тому, что в реальных условиях при фиксированных амплитуде и частоте возмущения (h и f) возбуждается лишь конечный набор мод, который может быть весьма ограниченным, так как моды с высоким m не будут возбуждаться из-за ограничения $|f_{mjn}| < 2/m$, а моды с высокими j и n подавляются вязкостью из-за малого размера ячейки колебаний. А имея в реальности ограниченный набор мод, можно подобрать условия так, чтобы их смешение практически отсутствовало, что и делалось при проведении опытов.

От Re зависит также и безразмерное время t/T формирования вихрей. Эта зависимость тоже исследовалась. Опыты проводились при фиксированных ν (вода) и $h/R = 0,064$. Варьировалась лишь скорость вращения сосуда. Результаты представлены точками на графиках рис. 3, $a - g$ для моды $(3, 1, 1)$ с длиной полуволны $\lambda/2 = 8,6; 12,3; 18,4; 27,35$ см и собственной частотой $f = 0,578; 0,514; 0,412; 0,304$.

Все приведенные на рис. 3, $a - g$ данные можно аппроксимировать прямыми $\lg(t/T) = -0,387 \lg Re + 2,42; -0,312 \lg Re + 2,16; -0,273 \lg Re + 1,90; -0,344 \lg Re + 2,23$. Констатируем, что такая аппроксимация удовлетворительно отражает характер зависимости времени возникновения вихрей от Re в исследованном диапазоне. Для всех прямых коэффициенты получились близкими, но, вероятно, они будут различными при других значениях h/R . Хотя, наверное, можно ожидать, что в этом диапазоне Re сохранится приблизительно характер зависимости $t/T \sim Re^{-1/3}$. К сожалению, надежно выяснить это в экспериментах и найти зависимость коэффициентов аппроксимирующих прямых от h/R не представляется возможным из-за узости доступного для работы диапазона по числу Рейнольдса. Рабочий диапазон по Re ограничивается снизу критическим Re_* , а сверху — техническими трудностями, которые тяжело преодолеть при данной постановке опытов.

Следующим этапом работы было нахождение зависимости времени возникновения вихрей от количества применяемых для возбуждения волны одинаковых тел. Измерения проводились для моды $(3, 1, 1)$ в сосуде с $H = 18,4$ см ($H/R = 0,736, f = 0,412$). Число тел M не превышало номер угловой гармоники $m = 3$. Тела располагались на одинаковых расстояниях от оси сосуда через 120° . В части опытов одно или два из трех тел с генератора снимались. Все эксперименты проводились при $T = 2,99$ с. Обнаружено, что время возникновения вихрей при возбуждении моды с $n = 1$ пропорционально $1/M$. Этот результат проиллюстрирован на рис. 4. Ввиду того что для каждой группы из трех точек построенная методом наименьших квадратов прямая с точностью до ошибки

эксперимента проходила через начало координат, на графике показаны прямые, построенные аналогично, но проходящие уже строго через начало координат. Линии 1—5 и лежащие на них точки соответствуют случаям с амплитудой возмущения $h/R = 0,048; 0,064; 0,08; 0,1; 0,12$. Заметим, что при расстановке полусфер на диске с другим интервалом по азимутальному углу при прочих равных условиях время формирования вихрей должно только увеличиться. Но в данной работе автор не ставил задачи исследования зависимости от положения тел.

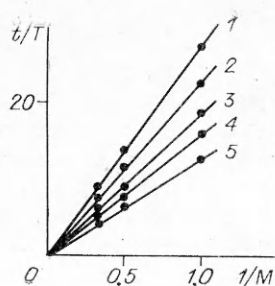


Рис. 4

Одним из безразмерных параметров задачи является величина H/R . Интересно знать и ее влияние на время возникновения вихрей. Однако произвольное изменение H/R приводит к изменению набора собственных частот, и при фиксированной f резонансные условия при различных H/R одновременно могут не выполняться или же будут выполняться для волн с совершенно различной геометрией. То и другое сильно влияет на время формирования вихрей. Поэтому такие измерения проводить бессмысленно, так как нельзя будет дать четкой интерпретации результатов. Тем не менее эти трудности можно обойти, если при фиксированных f, m, j выбирать всякий раз такую высоту H , чтобы в сосуде могла реализоваться инерционная мода (m, j, n) , обладающая собственной частотой $f_{mjn} = f$. Исследуемые моды будут в этом случае отличаться лишь количеством n одинаковых по геометрии полуволновых секций, влияние же других факторов на время возникновения вихрей отсутствует.

Описанным выше способом для мод $(3, 1, n)$ было проведено три серии опытов по определению времени возникновения вихрей в зависимости от n при различных амплитудах возмущения h : 1) $f = 0,304$, $\lambda/2 = 27,3$ см, $n = 1 \div 3$; 2) $f = 0,514$, $\lambda/2 = 12,3$ см, $n = 1 \div 5$; 3) $f = 0,618$, $\lambda/2 = 6,1$ см, $n = 1 \div 3$; во всех опытах период вращения сосуда $T = 3,0$ с. Для нечетных n получен следующий результат. При одной и той же величине h/R безразмерное время t/T возникновения вихрей при $n = i$ меньше, чем при $n = i + 2$, на величину 2Δ , не зависящую от h/R , а следовательно, и от Re . Значение Δ на одну полуволну вычислялось для каждого из трех случаев как среднее $\langle t_{i+2} - t_i \rangle / 2$, где t_i — безразмерное время (t/T) формирования вихрей при $n = i$. Разности составлялись из t_i , полученных в опытах при одних и тех же f, λ и h/R , но для разных n . Затем находилось среднее для группы разностей, полученных при одинаковых f и λ , соседних нечетных n и различных h/R . Вычисленное таким способом значение Δ для случаев 1—3 равно соответственно $3,48 \pm 0,17; 0,88 \pm 0,13$ и $0,89 \pm 0,06$.

Разность во времени формирования вихрей для мод с n , отличающимся на единицу, при изменении h/R в общем случае не сохраняется. Однако в случае 3 приблизительно сохраняется и она, хотя и дает несколько большую погрешность ($\Delta = 0,89 \pm 0,23$). В опытах с более длинноволновыми модами похожей тенденции обнаружено не было. Это еще раз подтверждает замеченное ранее принципиальное различие между четными и нечетными модами.

В заключение перечислим основные результаты данной работы и то, что они дают.

1. Построено волновое число Рейнольдса, определяющее вязкую селекцию инерционных мод за счет подавления всех мелкомасштабных колебаний. Оно позволяет сформулировать достаточное условие невозникновения осциллирующих вихрей при возмущении вращающейся жидкости, так как если максимальное из всех модовых чисел будет ниже порога формирования вихрей, то это будет означать, что ни одна из мод собственных колебаний не может породить вихри, и, следовательно, их не будет.

2. Найдена зависимость времени формирования вихрей от числа Рейнольдса, количества возмущающих тел и количества полуволн n . Анализ полученных данных показывает, что при экстраполяции зависимости времени формирования вихрей в область больших n и Re ожидаемое время возникновения вихря будет меньше времени, необходимого для прихода отраженной волны. Из этого вытекает, что вихрь мог бы формироваться не только в стоячей, но и в бегущей волне и наличие отражающей поверхности необязательно. Этот предварительный прогноз требует прямого экспериментального подтверждения, но в приложении к атмосфере он означает следующее:

1) при взаимодействии мезоциклона с препятствием возникновение смерча может происходить за время, меньшее периода вращения мезоциклона; при обычной скорости движения мезоциклона такое время взаимодействия может быть обеспечено даже одной невысокой горой (перепад высоты на радиусе мезоциклона 100—500 м); вихрь станет зарождаться на расстоянии в несколько километров от нее, хотя это не означает, что он будет разрушительным, так как пока не изучено, чем определяется интенсивность вихря;

2) возникновение многозвенных вихрей ($n > 1$) в природе хотя и возможно, но менее вероятно, так как требует значительно больше времени;

3) для формирования вихря наличие в тропосфере отражающего инверсионного слоя (аналога крышки в эксперименте) необязательно.

Приведенные выше экспериментальные данные, конечно, не исчерпывают поставленной задачи. Дальнейшее продвижение в ее решении выходит за рамки одной статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Макаренко В. Г., Тарасов В. Ф. Экспериментальная модель смерча // ПМТФ.— 1987.— № 5.
2. Тарасов В. Ф., Макаренко В. Г. Экспериментальная модель смерча // ДАН СССР.— 1989.— Т. 305, № 2.
3. Макаренко В. Г., Тарасов В. Ф. О структуре течения вращающейся жидкости после движения в ней тела // ПМТФ.— 1988.— № 6.
4. Владимиров В. А., Макаренко В. Г., Тарасов В. Ф. Экспериментальное исследование неосесимметричных инерционных волн во вращающейся жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1987.— № 1.
5. Гринспен Х. П. Теория вращающихся жидкостей.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975.

г. Новосибирск

Поступила 27/II 1992 г.

УДК 621.515 : 534

В. Б. Курзин

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ СОБСТВЕННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ГИДРОТУРБИН

В современных гидротурбинах имеют место нестационарные явления, характер которых определяется законами акустики. Теоретическое исследование этих явлений в общем случае представляет собой достаточно трудную задачу из-за сложной геометрии проточной части турбины. В случае же низкочастотных колебаний их описание существенно упрощается, что позволило получить ряд результатов, представляющих практический интерес для инженерных расчетов. Однако работы в этом направлении, например [1, 2], как правило, ограничены рамками одной постановки соответствующих задач. Вместе с тем в результа-