

ДИНАМИКА И СТРУКТУРА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ СОСУДЕ С ДЕМПФЕРАМИ

В.А. Калининко^{1,2}

А.Н. Со²

Ю.Д. Чашечкин¹

П.М. Шкапов²

kalin@ipmnet.ru

kalarlay@mail.ru

chakin@ipmnet.ru

spm@bmstu.ru

¹ Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
Москва, Российская Федерация

² МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Приведены результаты экспериментов по изучению влияния поперечных пластин-демпферов, расположенных как нормально, так и под произвольным углом к направлению потока, на параметры стоячих поверхностных волн в вертикально колеблющемся прямоугольном сосуде. Методами трассерной визуализации показано, что демпфирующее действие пластин (установленных в узле стоячей волны) обусловлено переносом волновой энергии в систему трехмерных нестационарных вихрей по всей глубине жидкости. Научный и практический интерес представляют результаты исследования картины волновых течений на свободной поверхности жидкости при наличии пластин-демпферов в сосуде. Проведены количественные оценки эффективности действия пластин по изменению вида и частотному смещению резонансных зависимостей параметрически возбуждаемых волн. Получена универсальная зависимость декремента волны от относительного перекрытия центрального поперечного сечения сосуда

Ключевые слова

Параметрический резонанс, стоячие волны, резонансные кривые, пластина-демпфер, декремент

Поступила в редакцию 31.10.2016
© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 15-08-01365) и Министерства образования и науки Российской Федерации (грант Президента России по поддержке научных исследований ведущих научных школ Российской Федерации, код НШ-4058.2014.8)

Введение. Управление колебаниями жидкости в замкнутых сосудах — актуальная научная задача, представляющая большой практический интерес. Колебания жидкости в ряде узлов транспортных систем (топливные баки ракет, самолетов, танки морских газозовов и т. п.) дестабилизируют движение, а значительные гидродинамические силы и моменты, возникающие в условиях резонанса, даже могут приводить к разрушению транспортных средств [1, 2]. Изучение динамики тел с

полостями, частично заполненными жидкостью, проводится в эксплуатационных условиях [3], моделируется в лаборатории [4] и математически [5]. Результаты исследований используют для решения практических задач авиационно-космической техники, гражданского строительства, ядерной технологии, транспортировки нефтепродуктов морским и наземным транспортом [6, 7]. Одна из актуальных задач — управление демпфированием колебаний в целях минимизации воздействий жидкости на стенки сосуда.

Для управления затуханием колебаний применяют различные демпфирующие устройства, включающие в себя горизонтальные и вертикальные перегородки в виде пластин, установленных нормально к боковым стенкам или дну, частично либо полностью перекрывающих продольное или поперечное сечение сосуда с жидкостью [3, 4, 8]. Эффективность демпферов определяется размерами, местоположением в рабочем объеме, форма которого — обычно параллелепипед, прямой круговой цилиндр или сфера, а также их ориентацией относительно направления основного течения.

В настоящей работе представлены результаты исследований процессов возбуждения и затухания поверхностных гравитационных волн в прямоугольном сосуде с различными демпферами, а также регистрации структуры картин взвешенных частиц и динамики их перестройки при изменении режимов течения.

Постановка эксперимента. Вихревое демпфирование колебаний жидкости изучалось в режиме параметрического возбуждения первой моды ($n = 1$) стоячих гравитационных волн на свободной поверхности воды в прямоугольных сосудах размерами $L = 60$ см, $W = 13,3$ см и $L = 50$ см, $W = 10$ см. Изготовленный из оргстекла бассейн размещался на платформе вибростенда, совершающей гармонические колебания в вертикальном направлении (угловые смещения от вертикали не превышали 8°).

Двумерные волновые движения исследовались в режиме основного резонанса Фарадея [9, 10], когда частота колебаний сосуда Ω в 2 раза превышает частоту ω возбуждаемых волн. При фиксированной амплитуде колебаний сосуда $s = 2,25$ см вариации частоты Ω обеспечивали изменение крутизны $\Gamma = H/\lambda$ в пределах $0,004 \dots 0,066$ при длине волны $\lambda = 120$ см.

В качестве демпфирующих элементов применялись три пары прямоугольных пластин из оргстекла, размеры которых приведены ниже:

Номер пластины	Длина, см	Ширина, см	Толщина, см
1	28	1,5	0,20
2	30	3	0,24
3	28	4,5	0,43

Пластины устанавливались в центре сосуда ($x = 25$ см; узел стоячей волны) под углом α к стенке и направлению волнового течения жидкости (рис. 1). При проведении экспериментов использовались три конфигурации расположения пластин [11].

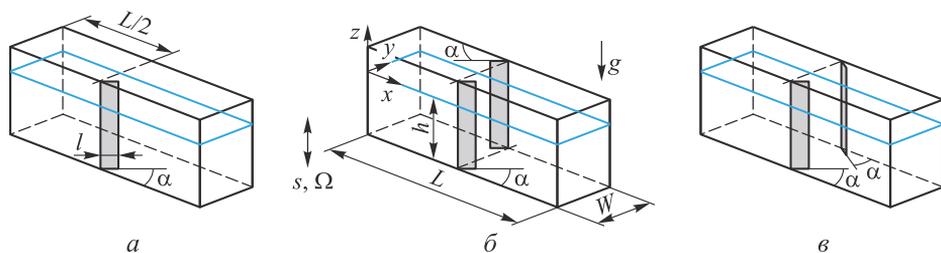


Рис. 1. Расположение демпфирующих пластин шириной l , установленных под углом α к боковой стенке:

a–в — одиночная, параллельная и встречная ориентации пластин (I–III)

В экспериментах число Рейнольдса $Re = U_o l / \nu$, определенное по максимальной колебательной скорости U_o , ширине пластины l и кинематической вязкости $\nu = 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$, варьировалось в пределах $10^3 \dots 10^4$; значение дифракционного параметра l/λ не превышало 0,04. Определяющее продолжительность наблюдений вихревых структур и проведения количественных измерений максимальное безразмерное время оценивалось как $t/T \sim 300 \dots 500$, где T — период волны. Число Келегана — Карпентера $KC = U_o T / l$ в условиях эксперимента изменялось 0,8...56. Эффективность демпфирующих элементов оценивалась при различных значениях глубины слоя h жидкости 6, 8, 10,2 и 12 см (безразмерная глубина h/λ принималась равной 0,05...0,10).

Эксперименты в основном проводились с водопроводной водой (плотность 1 г/см^3 ; кинематическая вязкость 1 сСт) или с водной суспензией, дисперсная фаза которой состояла из обезжиренных частиц алюминиевой пигментной пудры ПАП-2 (плотность $2,7 \text{ г/см}^3$). Используемые для визуализации структуры течения дисперсные частицы имели пластинчатую форму размерами $30 \times 30 \times 0,5 \text{ мкм}$ с эквивалентным диаметром $d_p = 10 \text{ мкм}$, их гидравлическая крупность не превышала значения 10^{-2} см/с . Концентрация алюминиевых частиц в экспериментах с суспензиями составляла 300...400 частиц на 1 см^3 и практически не влияла на плотность и эффективную вязкость среды. В нескольких экспериментах в качестве частиц-трассеров использовались сферические полистироловые гранулы ($d = 0,060 \pm 0,008 \text{ см}$, $\rho = 1,05 \text{ г/см}^3$) с гидравлической крупностью 0,98 см/с.

Регистрация картины течения проводилась цифровыми видеокамерами *DIMAGE Z2* и *Canon PowerShot SX50HS* (частота кадров 15...30 кадр/с, F/2,8–3,6) в подвижной жестко связанной с сосудом системе координат. Последующая обработка видеок кадров осуществлялась в оболочке *ImageJ 1.46r*. Разрешение видеоизображения составляло 0,15 мм/пиксель.

Экспериментальное значение коэффициента затухания b оценивалось следующим образом. На одной из резонансных частот Ω колебаний сосуда возбуждалась первая волновая мода $n = 1$. Затем вибростенд выключался, и после полной остановки сосуда (время порядка периода волны) выполнялась кино- или видео-

съемка процесса затухания волновых движений жидкости. Измерения смещения свободной поверхности жидкости от положения равновесия по материалам кино- или видеосъемки проводились с точностью 0,1 см. Величина b определялась как $b = T^{-1} \ln(H_m / H_{m+1})$, где $T = 2\pi / \omega$ — период волны; H_m, H_{m+1} — значения высоты волны, взятые через период колебаний. Оценки коэффициента затухания b осуществлялись в диапазоне волновых высот $H \sim 1...3$ см, соответствующих крутизне $\Gamma \sim 0,008...0,025$.

Предполагается, что эффект демпфирования достигается за счет изменения режима обтекания пластин, при котором энергия волн рассеивается в процессе вихреобразования и формирования тонких структур. Эти потери энергии максимальны в областях наибольшей горизонтальной составляющей скорости, нормально или под некоторым углом к которой располагаются пластины.

Картина осциллирующего течения при наличии пластин-демпферов. В экспериментах с волновым потоком около пластин-демпферов выражен эффект структуризации: в первоначально однородной суспензии взвешенных частиц за время $t / T = 0,28$ формировались области с повышенной и пониженной концентрациями частиц во всем объеме жидкости (рис. 2, а). Аналогичные изменения поля концентраций наблюдались и в осциллирующем течении над профилированным дном [12].

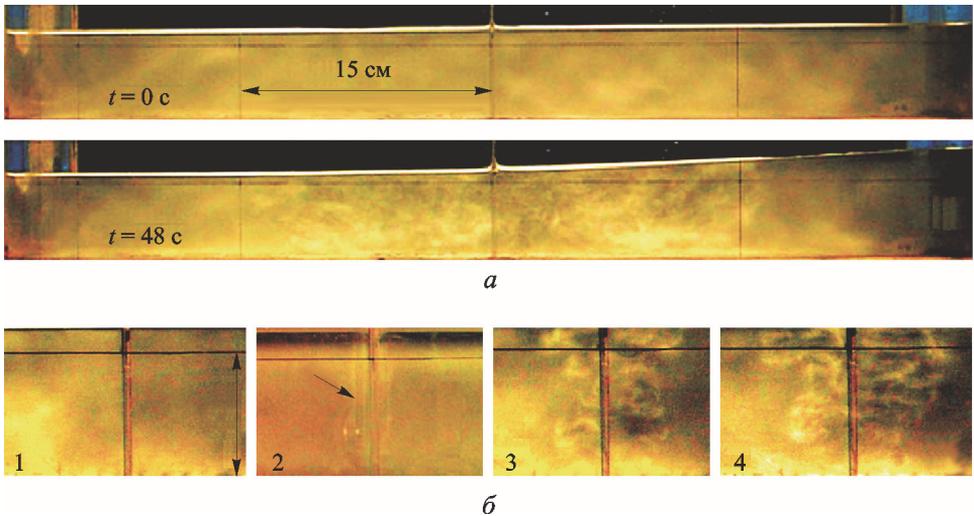


Рис. 2. Осциллирующий поток в сосуде ($L = 60$ см, $W = 13,3$ см) около одиночной пластины шириной $l = 1,5$ см при $\alpha = 90^\circ$, период волны $T = 1,62$ с:
 а — $t / T = 0,30$; б — кадры 1–4 при $t / T = 0, 3, 6, 9$ и $H = 0,5, 0,7, 0,8, 1,0$ см (скорость видеосъемки 15 кадр/с)

Более детально эволюция первоначально однородного поля концентрации дисперсной фазы при установлении модальных колебаний в сосуде с двумя расположенными нормально к потоку пластинами представлена на рис. 2, б.

В начально однородном поле концентраций (кадр 1) через три периода волны формируется вертикальный вихревой шнур, внешняя граница которого отмечена стрелкой на кадре 2. Изменение концентрации обусловлено действием однородного по вертикали присоединенного вихря (фотография соответствует предельному положению границы вихря на тыльной стороне пластины). За волновой период наблюдаются два вихря — по одному с каждой стороны пластины, что отражает смену направления течения жидкости.

С увеличением высоты волны вихревые системы теряют устойчивость и распадаются на группы вихрей меньшего масштаба (кадр 3, см. рис. 2, б), которые отрываются от пластин и отличаются собственным движением во внешнем волновом поле. Структуру вихревых течений характеризует новое долгоживущее поле возмущений концентрации. Светлые линии соответствуют границам компактных вихревых элементов.

Далее размеры областей жидкости, вовлеченной в вихревое движение, увеличиваются, а форма усложняется (кадр 4, см. рис. 2, б). В целом вихревая компонента течения характеризуется собственными временными и пространственными масштабами. Отметим, что формирование и срыв присоединенных вихрей наблюдалось при высоте волны $H > 0,5$ см.

Внутреннюю структуру течения иллюстрирует рис. 3, на котором представлены результаты наложения последовательных видеок кадров — изображений частиц-трассеров с временным шагом $1/15$ с.

В бассейне с гладкими стенками (рис. 3, а) трассеры, расстояния между которыми характеризуют локальные значения скоростей волнового течения, располагаются вдоль слабоискривленных линий. Отклонение траекторий от горизонтальных обусловлено нелинейными эффектами в стоячей волне крутизной $\Gamma = 0,05$ — узел волны колеблется и не является неподвижной точкой свободной поверхности.

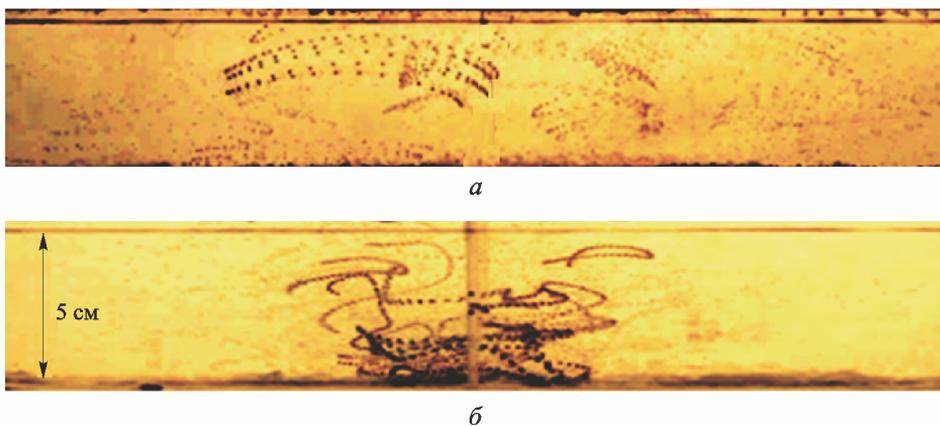


Рис. 3. Траектории частиц в сосуде ($L = 60$ см, $W = 13,3$ см) (а) с гладкими стенками ($T = 1,53$ с, $H = 5,8$ см, продолжительность регистрации 4,59 с) и с одной пластиной (б), установленной под углом 90° ($T = 1,63$ с, $H = 1,1$ см, продолжительность регистрации 1,63 с); скорость регистрации 15 кадр/с

Течение около пластины, установленной в центре бассейна (для наглядности оставлена одна пластина), сопровождается существенным усложнением траекторий частиц в границах вихревой области (рис. 3, б). Форма траекторий (в которых выделяются петли, винтовые линии, смены направлений) и наблюдаемые пересечения указывают на сложный трехмерный характер течения — результат наложения волновой и вихревой компонент.

Аналогичные вихревые структуры наблюдались при возбуждении волн в более узком сосуде ($L = 50$ см, $W = 10$ см) с одной пластиной шириной $l = 3$ см под углом $\alpha = 40^\circ$ к волновому потоку (рис. 4) — формирование вертикального вихревого шнура (кадры 1, 2); потеря устойчивости и срыв вихревых систем, рост областей завихренности в горизонтальном направлении (кадры 3, 4). Отметим, что формирование и срыв присоединенных вихрей наблюдалось при высоте волны $H > 0,5$ см (кадр 2).

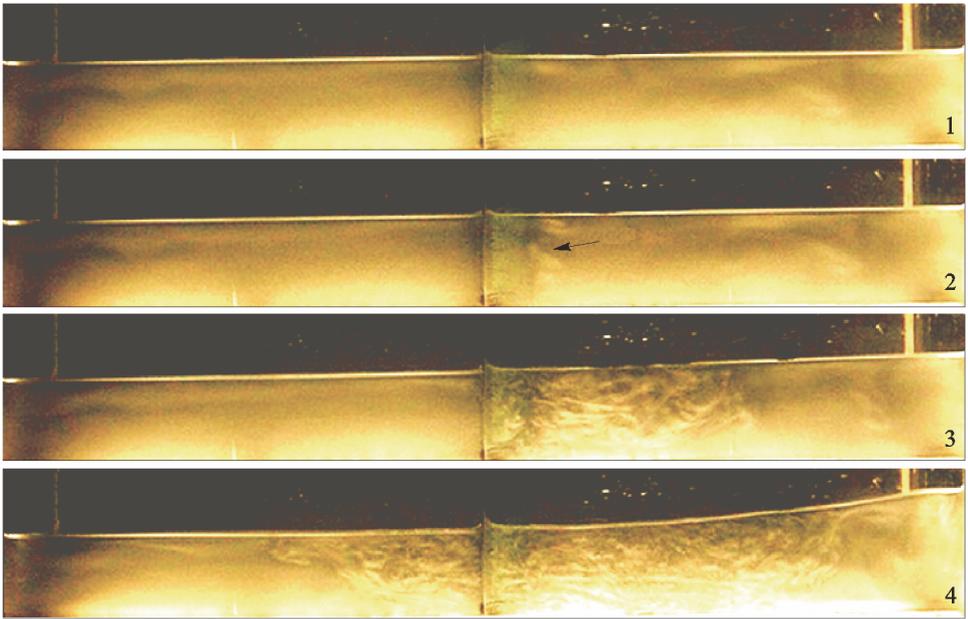


Рис. 4. Осциллирующий поток в сосуде ($L = 50$ см, $W = 10$ см) около одной пластины шириной $l = 3$ см при $\alpha = 40^\circ$, $h = 5$ см, $s = 2,25$ см, период волны $T = 1,47$ с: кадры 1–4 — $t/T = 0, 5, 15, 25$ и $H = 0,5, 0,8, 1,4, 2,5$ см (скорость видеосъемки 15 кадр/с)

С увеличением глубины жидкости картина вовлечения жидкости в вихревое движение и соответствующие возмущения поля концентрации в целом сохранялась, хотя при $h = 20$ см область завихренности не охватывала всю толщу жидкости в отличие от случая мелкой воды — кадры 3 и 4 (см. рис. 4).

Изучалось влияние ориентации (см. рис. 1) пластин в осциллирующем сосуде ($L = 60$ см, $W = 13,3$ см) на общую картину течения [13]. Одновременное исследование вихревых образований по глубине жидкости и на ее свободной поверхности позволило выявить новые эффекты (рис. 5–7).

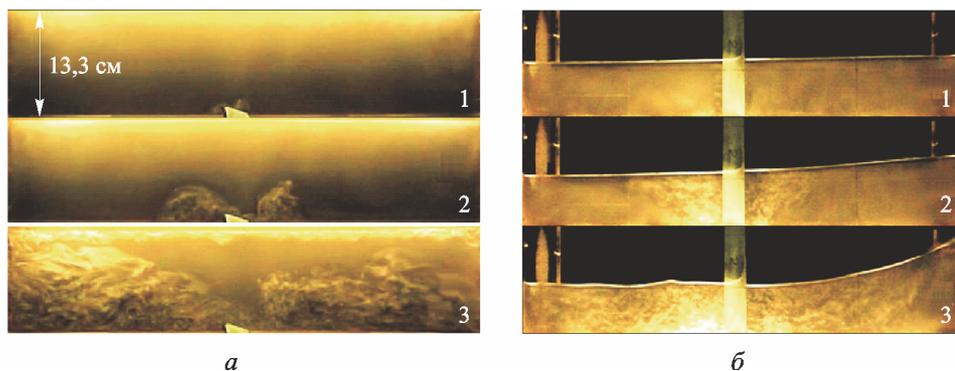


Рис. 5. Осциллирующий поток около демпфирующей пластины шириной $l = 3$ см в случае конфигурации I, $\alpha = 20^\circ$:

a — вид сверху; *б* — вид спереди; $h = 6$ см, $s = 2,25$ см, $T = 1,55$ с; кадры 1–3 — $H = 0,8, 2,0, 5,5$ см и $t / T = 0, 5, 15$

В экспериментах с одной пластиной (конфигурация I) первая сформировавшаяся вихревая пара отчетливо выражена на свободной поверхности (рис. 5, *a*, кадр 1) и менее четко на фронтальном изображении (рис. 5, *б*, кадр 1), где представлен только левый вихрь с наклонной осью, а изображение основного правого вихря затеняется пластиной. На следующей паре фотографий течение сохраняет структурные формы только на виде сверху (см. рис. 5, *a*, кадр 2). На фронтальном изображении левый вихрь занимает обширную структурированную область (см. рис. 5, *б*, кадр 2); суспензия во внешней части выступающего из-за пластины правого вихря распределена более равномерно.

С течением времени дрейфующая вихревая область достигает левой торцевой стенки сосуда, не перекрывая всю ширину сосуда (см. рис. 5, *a*, кадр 3). На фронтальном изображении жидкость слева от пластины полностью занята вихревой структурой (см. рис. 5, *б*, кадр 3), тогда как справа часть изображения остается невозмущенной. Тонкий слой с неоднородным распределением концентрации располагается вдоль всей тыльной стенки. На кадре 3 (см. рис. 5, *б*) тонкие структуры поля концентрации отмечаются во всей области течения.

Постановка двух параллельных пластин (конфигурация II) заметно усложняет картину течения — теперь ориентированные в противоположные стороны вихревые системы образуются и у фронтальной, и у тыльной стенок (см. рис. 6). С началом движения по всей глубине жидкости у кромок пластин формируются вихревые шнуры с вертикальным расположением границы (рис. 6, *б*, кадр 1), практически не проявляющиеся на свободной поверхности (рис. 6, *a*, кадр 1).

С увеличением высоты волны радиусы шнуров возрастают, и одновременно появляются возмущения поля концентрации у прикрепленных к стенкам и отклоненных сторон пластин в виде четырех разнесенных пятен (см. рис. 6, кадр 2). Светлый тон пятен указывает на захват частиц вихревым течением и локальное повышение концентрации дисперсной фазы. Со временем линейные размеры четырех разнесенных областей вихревого течения увеличиваются.

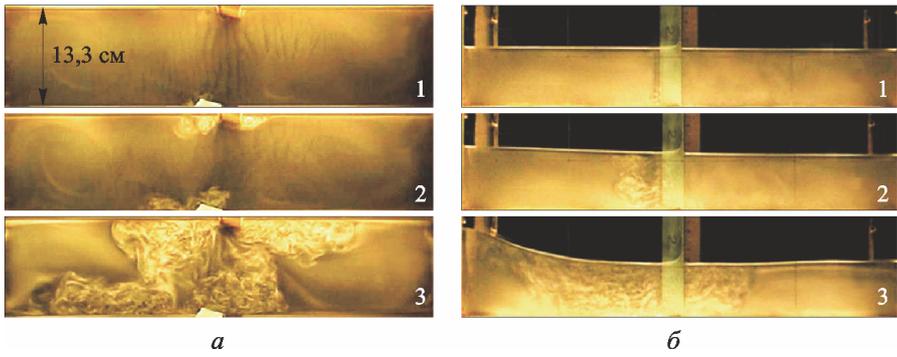


Рис. 6. Осциллирующий поток около демпфирующих пластин шириной $l = 3$ см в случае конфигурации II, $\alpha = 20^\circ$:

a — вид сверху; b — вид спереди; $h = 6$ см, $s = 2,25$ см, $T = 1,60$ с; кадры 1–3 — $H = 0,7, 1,5, 4,5$ см и $t/T = 0, 5, 15$

Отметим, что ширина разделяющего вихревые структуры участка среды с исходной концентрацией постепенно уменьшается, а форма усложняется, поскольку темп роста поперечных размеров двух вихревых систем у прикрепленных сторон пластин существенно выше, чем у отклоненных сторон. Здесь вихревые системы вытягиваются в продольном направлении (см. рис. 6, a , кадр 3). Внешние фронты вихревых систем теряют однородность и устойчивость. Сначала фронты становятся наклонными, затем — изрезанными (см. рис. 6, b , кадр 3).

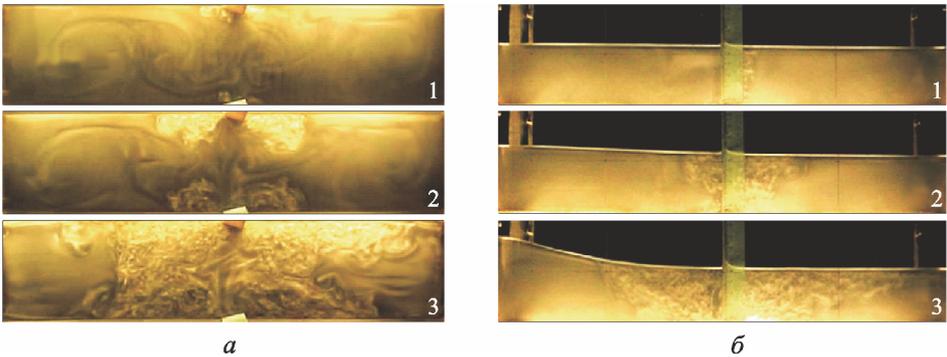


Рис. 7. Осциллирующий поток около демпфирующих пластин шириной $l = 3$ см в случае конфигурации III, $\alpha = 20^\circ$:

a — вид сверху; b — вид спереди; $h = 6$ см, $s = 2,25$ см, $T = 1,60$ с; кадры 1–3 — $H = 0,6, 1,7, 4,3$ см и $t/T = 0, 5, 15$

Встречное расположение пластин (конфигурация III) изменяет симметрию и динамику установления общей структуры течения (см. рис. 7). С началом колебаний вихревые структуры около пластин оказываются более выраженными (рис. 7, a , кадр 1) по сравнению с течениями в конфигурации II. Кромка вихря справа от пластин в вертикальной плоскости более четко очерчена, чем слева (рис. 7, b , кадр 1). Ядро вихря визуализирует темная вертикальная полоска, которая присутствует на всех кадрах, представленных на рис. 7, b .

Дополнительная общая особенность структуры — периодичность по всей глубине бассейна с толщиной слоев 3 мм, более выраженная справа от пластин. На виде сверху также наблюдается развитие двух пар разделенных вихревых систем, ассоциируемых с примыкающими и отстоящими сторонами пластин (см. рис. 7, кадры 1–3). Однако вихревые системы растут неравномерно: в области поджатия потока — существенно быстрее. В изображениях свободной поверхности справа от пластин (см. рис. 7, а, кадры 2, 3) также выражена темная полоса — войд, область пониженной концентрации дисперсной фазы.

Как и во всех предыдущих экспериментах, здесь изображение структурировано — выделяются длинные полосы с шагом 7 мм. В левой четверти длины сосуда распределение дисперсной фазы не меняется с течением времени (см. рис. 7, а, кадр 3).

Для уточнения структуры течения наряду с мелкими практически неразличимыми частицами дисперсной фазы использовались маркеры — сферические частицы полиэтиленового сополимера диаметром 0,3 мм и плотностью 0,95 г/см³, которые не покидали свободную поверхность в течение всего эксперимента. Результаты регистрации положения частиц на свободной поверхности представлены на рис. 8.

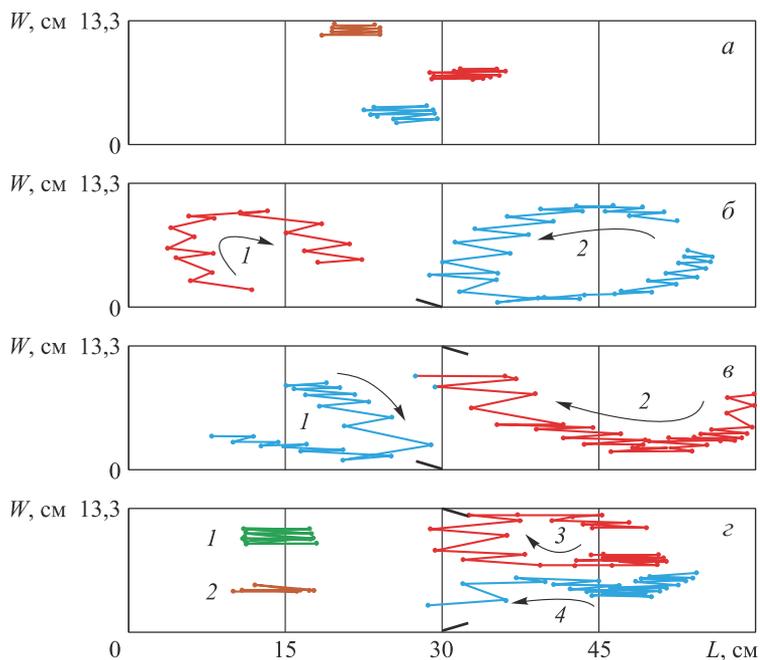


Рис. 8. Траектории частиц-грассеров на свободной поверхности жидкости:

а — гладкие стенки сосуда, $H = 4,3$ см, $T = 1,56$ с, время движения частиц $t/T = 20$; б — конфигурация I, $H = 4,5$ см, $T = 1,57$ с, 1, 2 — $t/T = 8, 18,5$; в — конфигурация II, $H = 4,1$ см, $T = 1,65$ с, 1, 2 — $t/T = 10, 18$; г — конфигурация III, $H = 4,2$ см, $T = 1,56$ с, 1–4 — $t/T = 7, 7, 14, 18$

В сосуде с гладкими стенками частицы вблизи узла движутся по прямолинейным траекториям, параллельным продольным стенкам, устойчиво осцил-

лируя около положения равновесия (рис. 8, *a*; регистрация в течение $\tau = 20$ периодов волны), что согласуется с выводами линейной теории.

Одиночная пластина разделяет волновое течение в сосуде на два изолированных вихря с противоположными направлениями вращения (рис. 8, *b*; длительность регистрации левого вихря $\tau_l = 8$, правого — $\tau_r = 18,5$). Вихрь меньшего размера располагается в левой части сосуда, что согласуется с возмущенной картиной дисперсной фазы на свободной поверхности (см. рис. 5, *a*). Согласованное пограничное течение между вихрями занимает всю глубину жидкости, на что указывает темная полоса с обедненной концентрацией дисперсной фазы слева от пластины на всех кадрах, приведенных на рис. 5, *b*. Большая длина траектории маркера в правой части сосуда обусловлена продолжительностью его пребывания в поле зрения видеокамеры. Размахи колебаний маркера в центральной части сосуда и у торцевой стенки различаются приблизительно в 2 раза.

Топология течения в вихревых ячейках в сосуде с параллельными пластинами существенно иная — оба маркера вращаются по ходу часовой стрелки (рис. 8, *b*; $\tau_l = 10$, $\tau_r = 18$). Такая картина течения свидетельствует о формировании в центральной части сосуда сдвигового слоя, который проявляется в виде обедненной дисперсной фазой полосы, представленной на рис. 6, *a* (кадры 1–3).

При встречном расположении пластин картина течения теряет симметрию относительно центра сосуда (рис. 8, *z*; $\tau_{1-4} = 7, 7, 14, 18$). Слева траектории маркеров 1, 2 сохраняют свою типичную для сосуда с гладкими стенками форму прямолинейных отрезков. В правой части маркеры 3, 4 визуализируют два согласованных вихря с противоположным направлением вращения. Возникающее продольное струйное течение в форме темной полосы (см. рис. 7, *a*) длительное время растягивает вихревые структуры вдоль стенок сосуда.

Изменение продольных (l_x) и поперечных (l_y) размеров образующихся вихревых систем, приведенное на рис. 9, описывается простыми степенными закономерностями $l = At^n$ (l , см, t , с) как и в экспериментах с развитием возмущений над вихревыми рифелями.

Для конфигурации I получено $l_x = 0,67t^{1,1}$, $l_y = 0,25t^{1,1}$ (рис. 9, *a*), при этом измеренная площадь пятна на свободной поверхности квадратично возрастает со временем — $S_I = 0,38 t^2$. Динамика размеров пятен около двух параллельных пластин неодинакова: длина увеличивается почти по линейному закону $l_x = 0,76t^{1,1}$, а ширина — по коэф. ξ рневому $l_y = 1,04t^{0,5}$ (рис. 9, *b*); при этом площадь меняется по линейному закону $S_{II} = 5,02 t$. При встречном расположении пластин варьируются только коэффициенты; характер временной зависимости сохраняется: $l_x = 0,52t^{1,1}$; $l_y = 1,04t^{0,5}$; $S_{III} = 3,87 t$.

Влияние пластин-демпферов на резонансные зависимости. В экспериментах с поверхностными волнами Фарадея в прямоугольном сосуде с гладкими стенками в качестве интегральной волновой характеристики строится резонансная зависимость установившейся высоты волны от частоты $H(\Omega)$ вертикальных колебаний

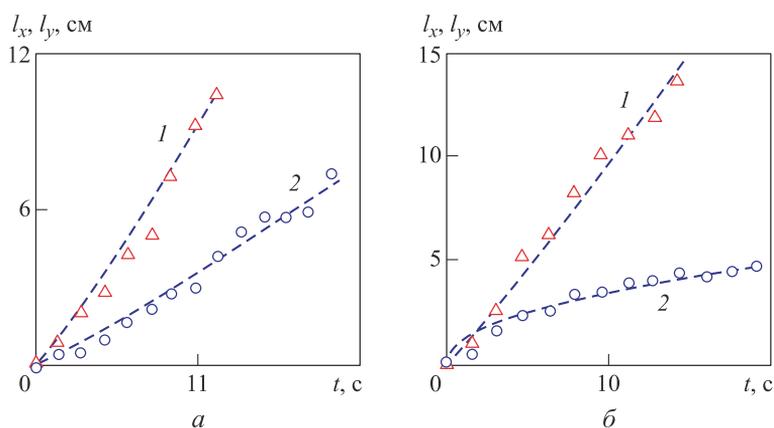


Рис. 9. Динамика линейных размеров вихревых систем, наблюдаемых на свободной поверхности жидкости для конфигураций I (а) и II (б):

1, 2 — временные зависимости продольного (l_x) и поперечного (l_y) размеров вихревых пятен

сосуда [9]. Такая характеристика также используется при сравнительной оценке эффективности демпфирующих элементов в сосуде с гладкими стенками и с пластинами шириной $l = 4,5$ см, расположенными вдоль боковых стенок ($\alpha = 0^\circ$), резонансная зависимость $H(\Omega)$ приведена на рис. 10.

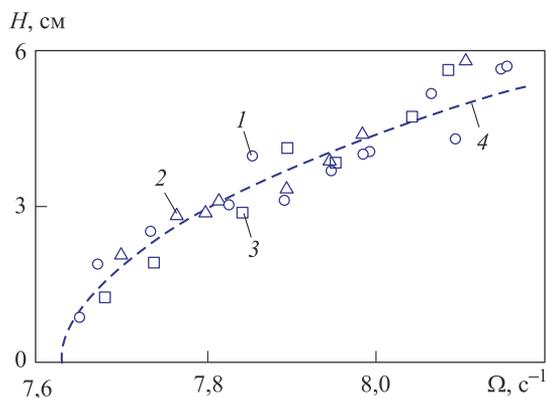


Рис. 10. Резонансная зависимость первой волновой моды, $h = 6$ см:

1 — гладкие стенки сосуда; 2, 3 — с пластинами шириной $l = 4,5$ см, $\alpha = 0^\circ$ в соответствии с конфигурациями II и III, приведенными на рис. 1, а, б; 4 — базовая кривая

Каждой экспериментальной точке соответствует установившийся режим колебаний — при частоте $\Omega/2$ волна характеризуется стационарным значением высоты H . Совпадение данных в пределах погрешности показывает, что при таком размещении пластины практически не влияют на резонансные характеристики. Полученная интерполяционная кривая 4 (см. рис. 10) — $H(\Omega) = \sqrt{-393,8 + 51,6\Omega}$ — далее рассматривается как базовая.

Проведенные эксперименты показали, что для исследованных конфигураций I–III интенсивность образования вихрей, нарушающих волновое движение, зависит как от ширины пластины, так и от ее углового положения. Общий параметр, учитывающий эти факторы, — эффективная ширина пластины $w^* = l \sin \alpha$, или перекрытие канала $W^* = Nw^*$, где N — число пластин. При одинаковом угле α в случае конфигураций II и III указанные параметры одинаковы, что предполагает аналогичный характер изменения формы резонансных зависимостей. Сделанный вывод подтверждается зависимостями $H(\Omega)$, приведенными на рис. 11. Полученная ранее базовая кривая представлена на этом рисунке для сравнения.

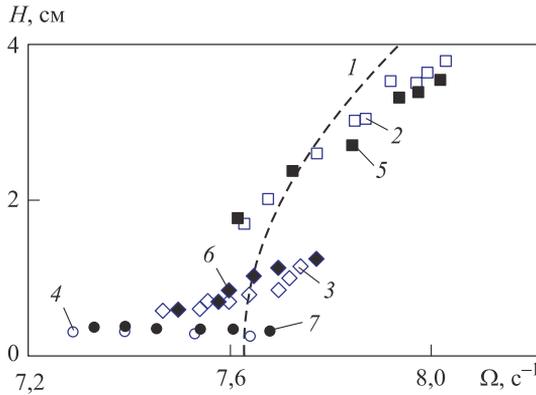


Рис. 11. Резонансные зависимости для двух пластин шириной $l = 4,5$ см:

1 — базовая кривая; 2–4, 5–7 — конфигурации II, III пластин (см. рис. 3, а); 2 и 5, 3 и 6, 4 и 7 — $\alpha = 14, 25, 48^\circ$

Эксперименты показали слабое влияние встречной и параллельной ориентаций (II и III) пластин шириной $l = 4,5$ см на форму резонансных зависимостей при $\alpha > 0^\circ$ (см. рис. 11). Данные для конфигураций II и III, которые на зависимости обозначены пустыми и заполненными символами, совпадают в пределах погрешности измерений при одинаковых углах α . При малых отклонениях пластин от боковых стенок $\alpha = 14^\circ$ кривые 2 и 5 группируются в окрестности базовой кривой 1. При промежуточных значениях $\alpha = 25^\circ$ наблюдается смещение зависимостей в область низких частот и четырехкратное уменьшение высот стационарных волн. При $\alpha = 48^\circ$ частотный сдвиг увеличивается, а высота волн (0,3 см) не зависит от частоты колебаний сосуда.

Далее рассматриваются только эффекты демпферов конфигурации II. Демпфирующее действие пластин, расположенных параллельно друг другу в узле волны, изменяет резонансные характеристики $H(\Omega)$ и определяется их угловым положением α или шириной перекрытия поперечного сечения сосуда в центральной части.

Резонансные кривые для нескольких пластин шириной $l = 4,5, 3$ и $1,5$ см приведены на рис. 12. На всех зависимостях четко прослеживается эффект подавления

колебаний жидкости как для пар пластин по конфигурации II (рис. 12, а–в), так и в случае одиночной пластины (рис. 12, г). Экспериментальные точки на кривых (см. рис. 12, а–в) распадаются на две группы. При малых значениях угла α точки группируются вблизи базовой кривой 1. При отклонении пластин больше 25° наблюдается не только существенное подавление колебаний, но и изменение резонансных свойств — уменьшение собственной частоты.

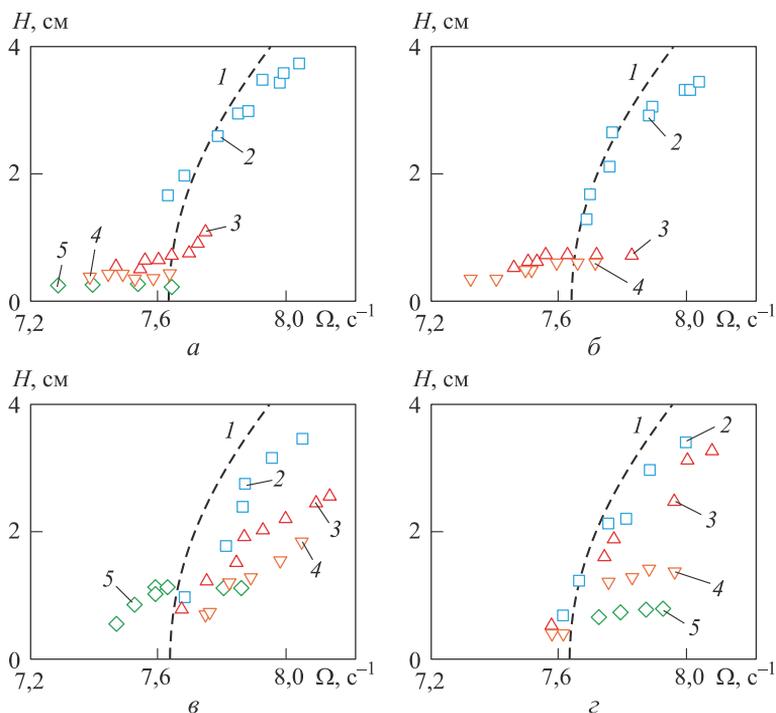


Рис. 12. Резонансные зависимости (1 — базовая кривая):

а — ширина $l = 4,5$ см (конфигурация II), 2–5 — $\alpha = 14, 25, 36, 48^\circ$; б — ширина $l = 3$ см (конфигурация II), 2–4 — $\alpha = 24, 44, 56^\circ$; в — ширина $l = 1,5$ см (конфигурация II), 2–5 — $\alpha = 45, 60, 70, 90^\circ$; г — $l = 3$ см, одиночная пластина (конфигурация I), 2–5 — $\alpha = 35, 44, 56, 90^\circ$

Для широких пластин ($l = 4,5$ и 3 см) максимальное демпфирование (восьмикратное по высоте волны) получено при ориентациях $\alpha = 48$ и 56° . При больших значениях угла α волны не возбуждались.

Для пары узких пластин $l = 1,5$ см (см. рис. 12, в) и одиночной пластины $l = 3$ см (см. рис. 12, г) максимальное (трехкратное) демпфирование волновых движений наблюдалось при поперечном расположении $\alpha = 90^\circ$. Установка узкой пластины не приводит к низкочастотному смещению резонансных зависимостей во всем диапазоне значений угла α .

С увеличением глубины жидкости h расширяется диапазон значений угла α , в котором удается параметрически возбуждать колебания жидкости (рис. 13). В целом резонансные свойства системы сохраняются, собственная частота не меняется. Эффективность пластин-демпферов существенно зависит от углового по-

ложения. При малых углах экспериментальные зависимости практически не отклоняются от базовой кривой 1. При больших значениях угла α одна из точек попадает в окрестность кривой 1, а для остальных высота волны $H \sim 1$ см практически не изменяется. Наблюдается значительное подавление по высоте волны, т. е. эффективность демпфирующего действия пластин сохраняется при увеличении глубины жидкости.

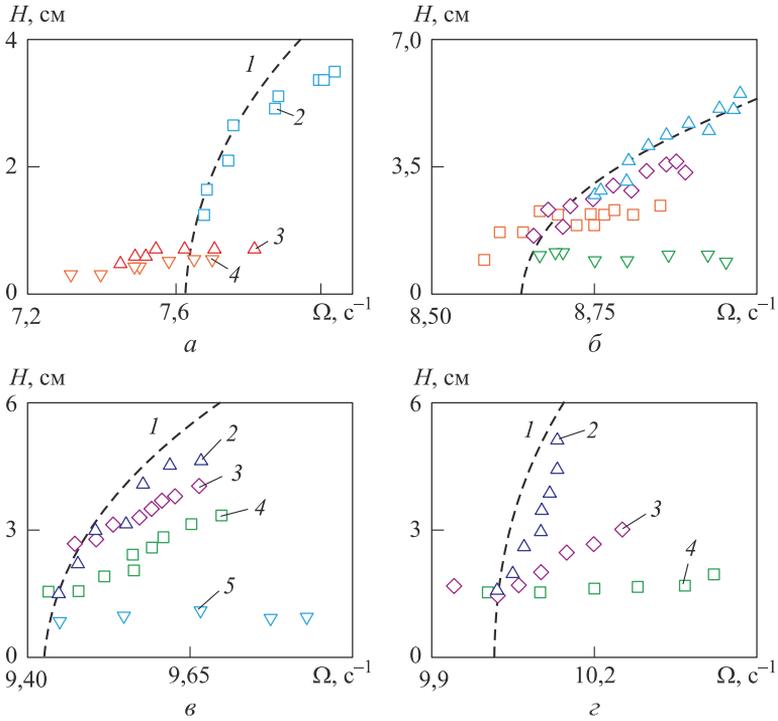


Рис. 13. Резонансные зависимости при наличии пары пластин шириной $l = 3$ см с конфигурацией II (1 — базовая кривая):

$a - h = 6$ см, 2-4 — $\alpha = 24, 44, 56^\circ$; $б - h = 8$ см, 2-5 — $\alpha = 8, 35, 44, 56^\circ$; $в - h = 10,2$ см, 2-5 — $\alpha = 14, 24, 44, 90^\circ$; $г - h = 12$ см, 2-4 — $\alpha = 8, 56, 90^\circ$

Для глубин ($h = 6$ и 8 см) максимальное демпфирование получено при ориентациях $\alpha = 56^\circ$ и при этом наблюдаемые высоты волн во всем диапазоне неустойчивости $H = 0,5$ и $1,1$ см (рис. 13, а, б). При больших значениях угла α волны не возбуждались. Для глубин ($h = 10,2$ и 12 см) (рис. 13, в, г) максимальное демпфирование волновых движений наблюдалось при поперечном расположении пластин $\alpha = 90^\circ$ и высоте волны $H = 1,0$ и $1,5$ см.

В целях обобщения представленных выше результатов проведена серия экспериментов по демпфированию волн в сосуде ($L = 50$ см, $W = 10$ см). Отметим, что в качестве демпфирующих элементов использовалась пара пластин шириной $l = 3$ см (конфигурация II).

Резонансные зависимости $H(\Omega)$ для жидкости глубиной $h = 5$ и 10 см в сосуде с гладкими стенками и с пластинами приведены на рис. 14. Далее получен-

ные интерполяционные кривые 1 (см. рис. 14) $H(\Omega) = \sqrt{-368,35 + 43,82\Omega}$ и $H(\Omega) = \sqrt{-3729,15 + 341,5\Omega}$ для волн на свободной поверхности жидкости глубиной $h = 5$ и 10 см рассматриваются как базовые.

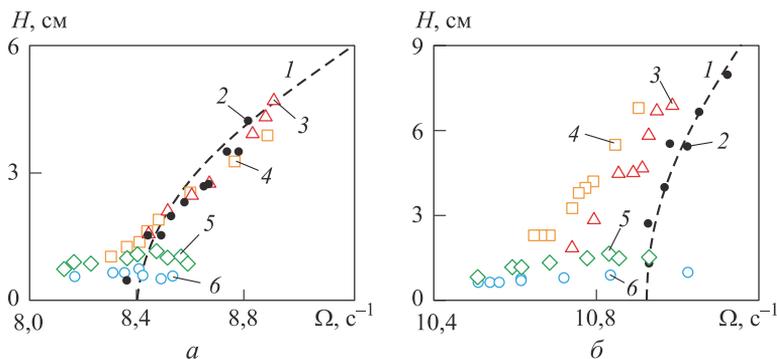


Рис. 14. Резонансные зависимости (1 — базовая кривая; 2 — кривая, для сосуда с гладкими стенками):

a — $h = 5$ см, 3-6 — $\alpha = 5, 25, 35, 40^\circ$; b — $h = 10$ см, 3-6 — $\alpha = 15, 35, 55, 90^\circ$

Существенный эффект подавления колебаний жидкости как для малой глубины $h = 5$ см, так и в случае большой глубины $h = 10$ см наблюдается на зависимостях, приведенных на рис. 14. При малых значениях угла α точки группируются вблизи базовой кривой 1. При отклонении пластин на угол, больший 35° и 55° ($h = 5$ и 10 см), происходит не только существенное подавление колебаний, но и изменение резонансных свойств — уменьшение собственной частоты первой моды.

Для глубины $h = 5$ см (рис. 14, a) максимальное демпфирование (13-кратное по высоте волны) получено при ориентации $\alpha = 40^\circ$. При больших значениях угла α волны не возбуждались.

Для глубины $h = 10$ см (рис. 14, b) максимальное (11-кратное) демпфирование волновых движений наблюдалось при поперечном расположении $\alpha = 90^\circ$. Увеличение глубины до 10 см приводит к низкочастотному смещению резонансных зависимостей во всем диапазоне значений угла α .

Критическое перекрытие сосуда. Анализ экспериментальных данных, приведенных выше, позволяет сделать вывод о том, что наибольшее демпфирование достигается при максимальном перекрытии пластинами поперечного сечения сосуда $W^* = 2l \sin \alpha$ и при близком к нормальному по отношению к потоку их расположению. Отметим также наличие критического значения перекрытия сечения сосуда $W_{кр}^* = 2l \sin \alpha_{кр}$, определяющего полное демпфирование колебаний жидкости.

Значения критического перекрытия $W_{кр}^*$ в размерном и безразмерном виде для двух сосудов приведены в таблице.

Значения критического перекрытия $W_{кр}^*$ в размерном и безразмерном виде для двух сосудов

Размеры сосуда, см	h , см	h/λ	l , см	$\alpha_{кр}$	H , см	$W_{кр}^*$, см	$W_{кр}^*/W$
50×10×40	5	0,05	3	40	0,6	3,86	0,386
60×13,3×30	6	0,05	3	56	0,5	4,97	0,374
			4,5	36	0,4	5,29	0,398

При $h/\lambda = 0,05$ имеем практически совпадающие значения критического перекрытия сосуда $W_{кр}^*/W \approx 0,4$, выше которых волновые движения жидкости отсутствуют во всем частотном диапазоне.

Коэффициент затухания волн в сосуде с пластинами-демпферами. Рассмотрим последовательно влияние пластин-демпферов на коэффициенты затухания волн в сосудах размерами $L = 60$ см, $W = 13,3$ см и $L = 50$ см, $W = 10$ см. Для обоих сосудов исследовано влияние глубины на степень затухания.

Оценим влияние ориентации (конфигураций II и III) пластин-демпферов, установленных в сосуде ($L = 60$ см, $W = 13,3$ см) на степень затухания. Данные эксперимента для пары пластин шириной $l = 4,5$ см, приведенные на рис. 15, показывают одинаковый эффект.

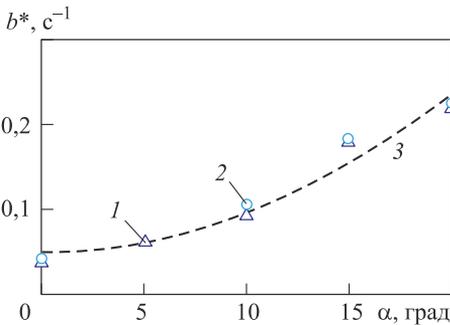


Рис. 15. Зависимости коэффициента затухания волн от углового положения пары пластин шириной $l = 4,5$ см:
1, 2 — конфигурации пластин II, III; $h = 6$ см;
3 — интерполяционная кривая

Значения коэффициента затухания для конфигураций II и III практически совпадают во всем диапазоне изменения угла α (см. рис. 15). Кривая 3 — интерполяционная кривая, описываемая функцией $b^* = A + B\alpha^2$, где $A = 0,048$, $B = 0,0005$. Возрастание величины b^* отражает влияние вихревой компоненты течения (см. рис. 2–4), в которую переходит часть волновой энергии. Вихри малых масштабов ускоряют диссипацию энергии основного течения.

Сравнительное влияние ширины и углового положения пластин при конфигурациях I, II на коэффициент затухания b^* иллюстрируют зависимости, приведенные на рис. 16, а. Наибольший коэффициент затухания (кривая 1) обеспечивает пластина шириной $l = 4,5$ см. С уменьшением ширины пластины эффективность действия пластин снижается (кривые 2, 3).

Отметим, что паре пластин шириной $l = 1,5$ см в конфигурации II и одной пластине шириной $l = 3$ см (конфигурация I) соответствуют одинаковые угловые зависимости коэффициентов затухания (кривые 3, 4).

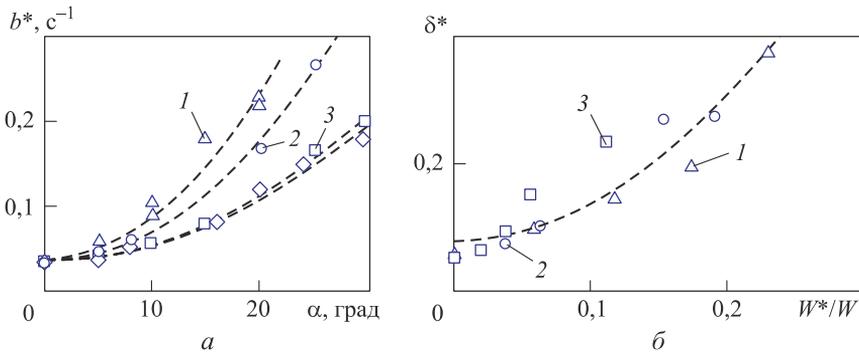


Рис. 16. Зависимости коэффициента затухания волн от углового положения пластины (а) и декремента от относительного перекрытия W^*/W сосуда ($L = 60$ см, $W = 13,3$ см) (б):

1–3 — пара пластин шириной $l = 4,5, 3, 1,5$ см; 4 — одиночная пластина $l = 3$ см; $h = 6$ см
 ($W^* = Nw^*$, $w^* = l \sin \alpha$)

Полученные данные описываются интерполяционными зависимостями вида $b^* = A_1 + B_1 \alpha^2$, где для кривых 1–4 значения коэффициентов определены как $A_1 = 0,0512, 0,0342, 0,0354, 0,0389$ с⁻¹ и $B_1 = 0,00045, 0,00036, 0,00019, 0,00017$ с⁻¹/град. При использовании безразмерных переменных — декремента $\delta^* = b^*T$ и относительного перекрытия W^*/W сосуда — все кривые, приведенные на рис. 16, а, группируются вокруг универсальной зависимости $\delta^* = A_2 + B_2 (W^*/W)^2$ ($A_2 = 0,079, B_2 = 5,602$), представленной на рис. 16, б.

Сложный характер взаимодействия волнового потока с пластинами иллюстрирует рис. 17, а, на котором представлены зависимости коэффициента затухания волн от углового положения пластин в сосудах с жидкостью различной глубины h . Наибольшее значение коэффициент затухания достигается при минимальной глубине $h = 6$ см. С увеличением высоты h коэффициент демпфирования убывает и достигает минимальных значений при $h = 12$ см.

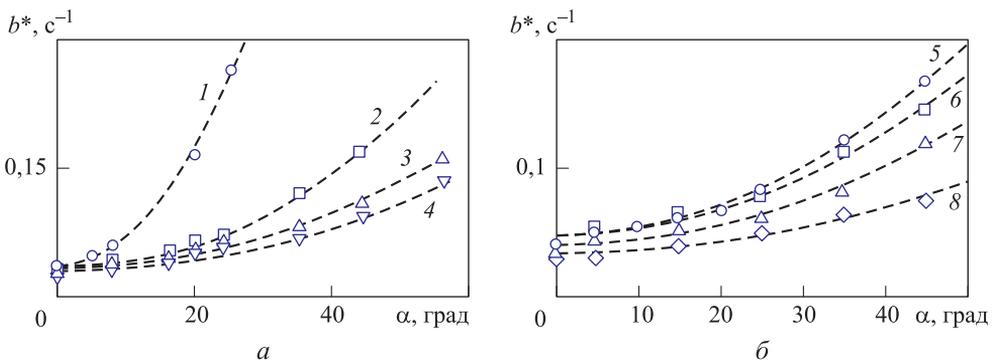


Рис. 17. Зависимости коэффициента затухания волн от углового положения пары пластин ($l = 3$ см) для конфигурации II при значениях глубины жидкости $h = 6$ (1), 8 (2), 10,2 (3), 12 (4) см (а) и $h = 5$ (5), 10 (6), 15 (7), 20 (8) см (б)

Соответствующие интерполяционные зависимости имеют вид $b^* = A_3 + B_3 \alpha^2$, коэффициенты которых для кривых 1–4 составляют $A_3 = 0,0342, 0,0293, 0,0337, 0,0300 \text{ с}^{-1}$ и $B_3 = 0,00036, 0,00007, 0,00004, 0,00003 \text{ с}^{-1}/\text{град}$. Здесь значения A_3 отвечают угловому положению пластин $\alpha = 0^\circ$ в конфигурации II. Наблюдаемое на зависимости уменьшение эффективности демпфирования волнового движения пластинами с увеличением значения высоты h объясняется неоднородным распределением горизонтальной компоненты скорости жидкости по глубине.

Зависимости коэффициента затухания волн от углового положения пластин шириной $l = 3 \text{ см}$ (конфигурация II) в сосуде ($L = 50 \text{ см}, W = 10 \text{ см}$) при различных значениях глубины жидкости h представлены на рис. 17, б. Наибольшее значение коэффициента затухания достигается при минимальной глубине $h = 5 \text{ см}$. С увеличением значения высоты h коэффициент демпфирования убывает и достигает минимальных значений при $h = 20 \text{ см}$. Интерполяционные зависимости имеют вид $b^* = A_3 + B_3 \alpha^2$, коэффициенты которых для кривых 5–8 равны $A_3 = 0,044, 0,040, 0,038, 0,031 \text{ с}^{-1}$ и $B_3 = 6 \cdot 10^5, 5 \cdot 10^5, 4 \cdot 10^5, 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}/\text{град}$. Здесь значения A_3 соответствуют $\alpha = 0^\circ$.

Наблюдаемое на приведенных зависимостях (см. рис. 17) уменьшение эффективности демпфирования волнового движения пластинами с увеличением значения высоты h объясняется неоднородным распределением горизонтальной компоненты скорости жидкости по глубине. Эффект демпфирования достигается за счет изменения режима обтекания пластин, при котором энергия волн рассеивается в процессе вихреобразования и формирования тонких структур. Эти потери энергии максимальны в областях наибольшей горизонтальной компоненты скорости, нормально или под некоторым углом к которой располагаются пластины.

Для первой моды $n=1$ узел как неподвижная точка волновой поверхности расположен в центре сосуда $x = L/2$; амплитуда горизонтальной компоненты скорости жидкости в узле максимальна и составляет $U(z) = 0,5H\omega \text{ ch}k(z+h) / \text{sh}kh$.

Для сосуда с гладкими стенками поле скорости для $h = 5$ и 20 см в момент, соответствующий горизонтальному положению свободной поверхности жидкости, показано на рис. 18. В случае $h = 5 \text{ см}$ (рис. 18, а) скорость частиц жидкости не зависит от глубины жидкости (мелкая вода). Это подтверждается кадрами 2, 3 (см. рис. 4), где наблюдаются процесс формирования вихрей и области завихренности по всей длине пластины. При $h = 20 \text{ см}$ горизонтальная компонента скорости заметно изменяется с глубиной (рис. 18, б). Можно предположить, что заметное уменьшение коэффициента затухания для $h = 15$ и 20 см объясняется неоднородным распределением горизонтальной компоненты скорости по вертикали, что влияет на формирование области завихренности и в конечном счете на потерю волновой энергии.

Заключение. В проведенных экспериментах впервые исследовано влияние поперечных пластин-демпферов на параметры стоячих поверхностных волн в вертикально колеблющемся прямоугольном сосуде.

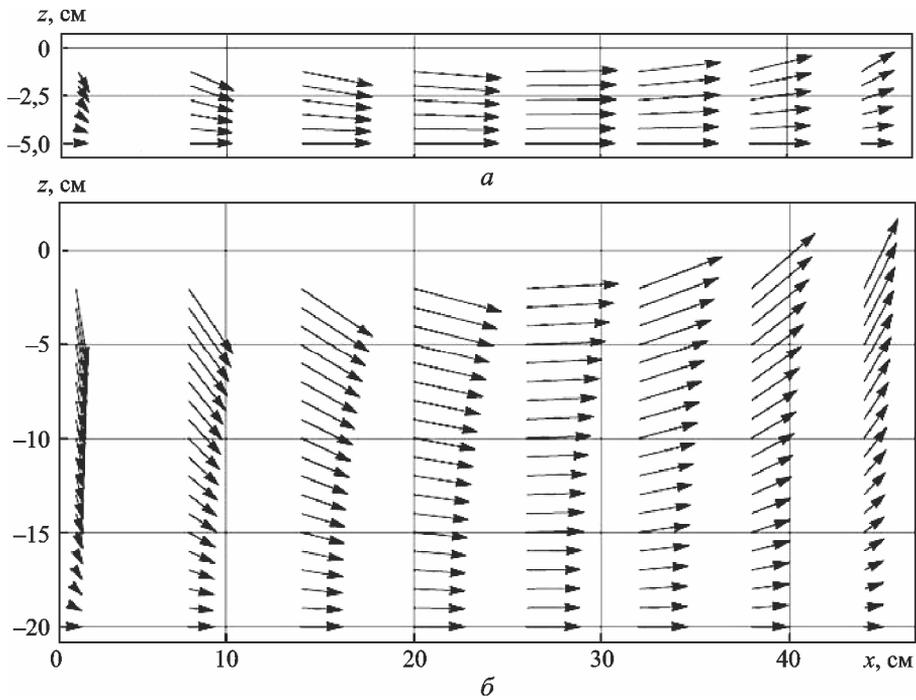


Рис. 18. Поле скоростей $h = 5$ см, $T = 0,74$ с, $H = 0,8$ см, $U(0) = 2,77$ см/с (а) и $h = 20$ см, $T = 0,43$ с, $H = 2,53$ см; $U(0) = 2,81$ см/с (б)

Наблюдения для первой волновой моды показали, что при колебаниях жидкости на краях пластин (установленных в узле стоячей волны) периодически образуются и срываются вихри, обеспечивающие более высокое демпфирование по сравнению с вязкой диссипацией.

Методами трассерной визуализации волнового течения показано, что демпфирующее действие вертикальных пластин обусловлено переносом волновой энергии в систему трехмерных нестационарных вихрей по всей глубине жидкости. Установлено, что на свободной поверхности жидкости эти вихревые структуры проявляются как медленные циркуляционные течения, симметрия которых зависит от конфигурации пластин-демпферов.

Проведены количественные оценки эффективности действия пластин по изменению вида и частотному смещению резонансных зависимостей параметрически возбуждаемых волн. Определены значения коэффициента затухания стоячих волн при различных угловых положениях демпфирующих пластин. Коэффициент затухания не зависит от способа ориентации пластин (параллельная или встречная) и определяется эффективным перекрытием поперечного сечения сосуда.

Получено значение критического перекрытия сосуда, соответствующее полному подавлению волнового движения. Рассмотрено влияние глубины жидкости

на демпфирующие свойства пластин-демпферов. Показано, что с увеличением глубины коэффициент затухания уменьшается, что связано с неоднородностью поля скорости жидкости по вертикали.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ibrahim R.A.* Liquid sloshing dynamics: Theory and applications. Cambridge Univ. Press, 2005. 948 p.
2. *Krata P.* The impact of sloshing liquids on ship stability for various dimensions of partly filled tanks // Int. J. on Marine Navigation and Safety of Sea Transportation. 2013. Vol. 7. No. 4. P. 481–489. DOI: 10.12716/1001.07.04.02
URL: http://www.transnav.eu/Article_The_Impact_of_Sloshing_Liquids_Krata,28,459.html
3. *Мукишев Г.Н., Рабинович Б.И.* Динамика тонкостенных конструкций с отсеками, содержащими жидкость. М.: Машиностроение, 1971. 563 с.
4. *Abramson H.N.* The dynamic behavior of liquids in moving containers // NASA SP-106. 1966. 467 p.
5. *Craig K.J., Kingsley T.C.* Design optimization of containers for sloshing and impact // Struct. Multidisc. Optim. 2007. Vol. 33. No. 1. P. 71–87. DOI: 10.1007/s00158-006-0038-6
URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s00158-006-0038-6>
6. *Sarpkaya T.S.* Wave forces on offshore structures. Cambridge Univ. Press, 2010. 322 p.
7. *Рабинович Б.И.* Неустойчивость жидкостных ракет и космических аппаратов. М.: ИКИ РАН, 2006. 40 с.
8. *Slosh Suppression* — NASA space vehicle design criteria // NASA Technical Report SP-8031. 1969. 36 p.
9. *Калиниченко В.А., Нестеров С.В., Секерж-Зенькович С.Я., Чайковский А.А.* Экспериментальное исследование поверхностных волн при резонансе Фарадея // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1995. № 1. С. 122–129.
10. *Калиниченко В.А., Со А.Н.* Экспериментальное исследование связанных колебаний сосуда с жидкостью // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 1. С. 14–25. DOI: 10.18698/1812-3368-2015-1-14-25
11. *Калиниченко В.А., Со А.Н., Чашечкин Ю.Д.* Вихревое демпфирование колебаний жидкости в прямоугольном сосуде // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2015. № 5. С. 41–53.
12. *Чашечкин Ю.Д., Калиниченко В.А.* Образы топографии в структуре суспензии в стоячих волнах // ДАН. 2012. Т. 446. № 3. С. 283–287.
13. *Калиниченко В.А., Со А.Н., Чашечкин Ю.Д.* Картины циркуляционных течений в волнах Фарадея при наличии пластин-демпферов // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2016. № 5. С. 64–71.

Калиниченко Владимир Анатольевич — д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН (Российская Федерация, 119526, Москва, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1), профессор кафедры «Теоретическая механика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Со Аунг Наинг — аспирант кафедры «Теоретическая механика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Чашечкин Юлий Дмитриевич — д-р физ.-мат. наук, руководитель Научно-образовательного центра «Потоки и структуры в жидкостях: физика геосфер» физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова в Институте проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, профессор, заведующий лабораторией механики жидкостей Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН (Российская Федерация, 119526, Москва, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1).

Шкапов Павел Михайлович — д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой «Теоретическая механика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Пробьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Калиниченко В.А., Со А.Н., Чашечкин Ю.Д., Шкапов П.М. Динамика и структура периодических течений в прямоугольном сосуде с демпферами // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2017. № 4. С. 29–51. DOI: 10.18698/1812-3368-2017-4-29-51

DYNAMICS AND STRUCTURE OF PERIODIC FLOWS IN A RECTANGULAR VESSEL WITH DAMPERS

V.A. Kalinichenko^{1,2}

A.N. Soe²

Yu.D. Chashechkin¹

P.M. Shkapov²

kalin@ipmnet.ru

kalarlay@mail.ru

chakin@ipmnet.ru

spm@bmstu.ru

¹ **Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation**

² **Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation**

Abstract

The purpose of the work was to experimentally investigate the effect of transverse damper plates located both normally and at an arbitrary angle to the direction of the flow, on the parameters of standing surface waves in a vertically oscillating rectangular vessel. By means of tracer imaging we show that the damping action of the plates (installed in the standing wave node) is due to the transfer of wave energy to the system of three-dimensional nonstationary vortices along the entire depth of the liquid. The results of investigating the wave currents pattern on the free surface of a liquid in the presence of dampener plates in a vessel are of scientific and practical interest. We quantitatively estimated the effectiveness of the plates' action in changing the shape and frequency shift of the resonance dependences of parametrically excited waves. Finally, we obtained a universal dependence of the wave decrement on the relative overlap of the central cross section of the vessel

Keywords

Parametric resonance, standing waves, resonance dependence, plate-damper, decrement

REFERENCES

- [1] Ibrahim R.A. Liquid sloshing dynamics: Theory and applications. Cambridge Univ. Press, 2005. 948 p.
- [2] Krata P. The impact of sloshing liquids on ship stability for various dimensions of partly filled tanks. *Int. J. on Marine Navigation and Safety of Sea Transportation*, 2013, vol. 7, no. 4, pp. 481–489. DOI: 10.12716/1001.07.04.02
Available at: http://www.transnav.eu/Article_The_Impact_of_Sloshing_Liquids_Krata,28,459.html
- [3] Mikishev G.N., Rabinovich B.I. Dinamika tonkostennykh konstruktсий s otsekami, sodержashchimi zhidkost' [Dynamics of thin-walled constructions with liquid-containing compartments]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1971. 563 p.
- [4] Abramson H.N. The dynamic behavior of liquids in moving containers. *NASA SP-106*. 1966. 467 p.
- [5] Craig K.J., Kingsley T.C. Design optimization of containers for sloshing and impact. *Struct. Multidisc. Optim.*, 2007, vol. 33, no. 1, pp. 71–87. DOI: 10.1007/s00158-006-0038-6
Available at: <https://link.springer.com/article/10.1007/s00158-006-0038-6>
- [6] Sarpkaya T.S. Wave forces on offshore structures. Cambridge Univ. Press, 2010. 322 p.
- [7] Rabinovich B.I. Neustoychivost' zhidkostnykh raket i kosmicheskikh apparatov [Instability of liquid-propellant rocket and spacecraft]. Moscow, SRI RAS Publ., 2006. 40 p.
- [8] Slosh Suppression — NASA space vehicle design criteria. *NASA Technical Report SP-8031*. 1969. 36 p.
- [9] Kalinichenko V.A., Nesterov S.V., Sekerzh-Zen'kovich S.Ya., Chaykovskiy A.A. Experimental study of surface waves with Faraday resonance excitation. *Fluid Dynamics*, 1995, vol. 30, iss. 1, pp. 101–106. DOI: 10.1007/BF02029933
Available at: <http://link.springer.com/article/10.1007/BF02029933>
- [10] Kalinichenko V.A., Soe A.N. An experimental study of coupled vibrations of the tank with liquid. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2015, no. 1, pp. 14–25 (in Russ.).
DOI: 10.18698/1812-3368-2015-1-14-25
- [11] Kalinichenko V.A., Soe A.N., Chashechkin Yu.D. Vortex-induced damping of fluid oscillations in a rectangular vessel. *Fluid Dynamics*, 2015, vol. 50, iss. 5, pp. 635–645.
DOI: 10.1134/S0015462815050051
Available at: <https://link.springer.com/article/10.1134/S0015462815050051>
- [12] Chashechkin Yu.D., Kalinichenko V.A. Topographic patterns in the suspension structure in standing waves. *Doklady Physics*, 2012, vol. 57, no. 9, pp. 363–366.
DOI: 10.1134/S102833581209008X
Available at: <https://link.springer.com/article/10.1134/S102833581209008X>
- [13] Kalinichenko V.A., Soe A.N., Chashechkin Yu.D. Circulation flow patterns in the Faraday waves in the presence of damper plates. *Fluid Dynamics*, 2016, vol. 51, iss. 5, pp. 639–646.
DOI: 10.1134/S0015462816050082
Available at: <https://link.springer.com/article/10.1134/S0015462816050082>

Kalinichenko V.A. — Dr. Sc. (Phys.-Math.), Leading Researcher of Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences (Vernadskogo prospekt 101, korp. 1, Moscow, 119526 Russian Federation), Professor of Theoretical Mechanics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Soe Aung Naing — post-graduate student of Theoretical Mechanics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Chashechkin Yu.D. — Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor, Head of Research and Education Center for Flows and Structures in Fluids: Physics of Geospheres, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University at Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences, Head of Fluid Mechanics Laboratory, Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences (Vernadskogo prospekt 101, korp. 1, Moscow, 119526 Russian Federation).

Shkapov P.M. — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Head of Theoretical Mechanics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Kalinichenko V.A., Soe A.N., Chashechkin Yu.D., Shkapov P.M. Dynamics and Structure of Periodic Flows in a Rectangular Vessel with Dampers. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2017, no. 4, pp. 29–51. DOI: 10.18698/1812-3368-2017-4-29-51