

Формирование и затухание вихревого движения на поверхности жидкости (Миниобзор)

С. В. Филатов, А. А. Левченко¹⁾, Л. П. Межов-Деглин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 13 апреля 2020 г.

После переработки 13 апреля 2020 г.

Принята к публикации 14 апреля 2020 г.

В этом кратком обзоре представлены результаты экспериментальных исследований, которые выполнялись в рамках проекта Российского научного фонда # 17-01525. Изучались процессы формирования и затухания вихревых структур на поверхности воды. Вихревые движения в жидкости возбуждались гравитационными волнами, распространяющимися на поверхности под углом друг к другу. Показано, что процесс формирования и затухания завихренности на поверхности может быть описан суммой двух механизмов: стоковым увлечением и генерацией соленоидального течения взаимодействующими между собой нелинейными поверхностными волнами. Установлено, что после включения (или выключения) волновой накачки на временах, меньших времени вязкого затухания волны, процессы формирования и затухания вихревых структур обусловлены изменениями в волновой системе. На временах, много больше времени вязкого затухания, процесс формирования обусловлен только нелинейным механизмом генерации завихренности, а процесс затухания обусловлен вязкими потерями. В промежуточном временном интервале интенсивное взаимодействие вихрей приводит к перераспределению энергии между разными масштабами.

DOI: 10.31857/S1234567820100031

Введение. Волны и вихри играют определяющую роль в динамике атмосферы и океанов на Земле [1–3]. В этих системах происходит, в основном, поглощение солнечной энергии и последующее ее перераспределение по поверхности планеты. Две системы непрерывно взаимодействуют друг с другом: атмосфера получает энергию от более теплых вод и суши, энергия ветра разгоняет волны на поверхности, волны на поверхности, возбуждаемые ветрами в атмосфере, генерируют вихри в океане, которые в свою очередь изменяют распределение температурного поля и влияют на формирование ветра. Кроме этого, система волн на поверхности воды взаимодействует с вихревым движением на поверхности и в объеме океанов. Можно сказать, что именно от состояния этих двух глобальных систем зависят условия жизни и деятельности человека.

В теории поведение этих двух сложных нелинейных систем описывают в рамках статистического подхода. В настоящее время развиты общие методы, описывающие механизмы формирования турбулентных энергетических каскадов, как в системе нелинейных волн, так и в системе вихрей [1–4], развиты

компьютерные программы моделирования процессов взаимодействия нелинейных систем.

Таким образом, изучение механизмов взаимодействия волновых и вихревых систем важно и актуально для понимания глобальных процессов в атмосфере и в океане.

Впервые генерацию вихревого движения на поверхности воды нелинейными волнами наблюдали при изучении параметрической неустойчивости в сосуде, совершающем вертикальные колебания [5] (Фарадеевская неустойчивость [6]). Совсем недавно [7, 8] мы обнаружили новый механизм генерации вихрей нелинейными волнами на поверхности воды: взаимодействие двух нелинейных взаимно перпендикулярных волн одинаковой частоты приводит к формированию на поверхности жидкости квадратной решетки из вихрей с периодом, равным длине волны возбуждения [8, 9]. В дальнейшем было экспериментально показано, что генерация вихрей обусловлена взаимодействием нелинейных волн, распространяющихся под углом друг к другу, так что генерация вихрей не является уникальной особенностью волн Фарадея, как предполагалось в работе [5].

Каскад энергии в системе вихрей, формирование которого наблюдали в работах [10, 11], был похож

¹⁾e-mail: levch@issp.ac.ru

на обратный каскад, присущий двумерным системам [3, 4, 12, 13]. Эти результаты были получены на глубокой воде, и скорости жидкости существенно зависели от всех трех координат. Однако формирование обратного турбулентного каскада энергии, в результате которого на поверхности формируются крупномасштабные вихри, невозможно объяснить в рамках трехмерного подхода. В работах [14, 15] мы показали, что подобные крупномасштабные вихри формируются в результате нелинейного взаимодействия волн, которые возникают в результате распада волны на частоте накачки. Энергия, которая поступает в процессе волновой накачки, переносится в большие масштабы по системе волн, и далее она передается в вихревое движение.

В настоящее время работы по изучению вихревых течений, порождаемых поверхностными волнами, находятся в самом начале, поэтому имеется большое число задач, которые только предстоит решить. Наши исследования направлены на экспериментальное исследование некоторых из этих задач: во-первых – формирование вихревого движения нелинейными поверхностными волнами, и во-вторых – затухание вихрей после выключения накачки.

Теоретическая модель, описывающая формирование вихрей волнами, была предложена в [8], где было показано, что за генерацию завихренности на поверхности жидкости ответственно нелинейное взаимодействие поверхностных волн. Результаты прямых измерений [9] подтвердили предсказанную теорией зависимость завихренности от амплитуды и разности фаз для волн, распространяющихся вдоль поверхности под углом в 90° . Вертикальная завихренность на поверхности жидкости Ω определяется как

$$\Omega = \frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x}, \quad (1)$$

где V_x и V_y – компоненты скорости жидкости.

В соответствии с предсказаниями теории [8] в случае, когда на свободной поверхности жидкости возбуждаются стоячие волны на частоте ω в двух взаимно перпендикулярных направлениях, завихренность Ω , которую рассчитывают по трекам декорирующих частиц, локализованных в тонком слое под поверхностью, зависит от амплитуды волн H_1 и H_2 , волнового вектора κ , и разности фаз между волнами ψ :

$$\Omega = -(1 + \sqrt{2}) \sin \psi H_1 H_2 \omega k^2 \sin(kx) \sin(ky). \quad (2)$$

В случае волн, бегущих по поверхности, завихренность не зависит от разности фаз ψ и описывается выражением

$$\Omega = (1 + \sqrt{2}) H_1 H_2 \omega k^2 \sin(kx - ky). \quad (3)$$

Как видно из выражений (2) и (3), завихренность на поверхности определяется суммой двух членов [10–16]. Первый член обусловлен стоковым увлечением, а за второй ответственно нелинейное взаимодействие волн (эйлерово течение).

Процесс формирования вихревого движения волнами может существенно измениться при возникновении примесной пленки на исходно чистой поверхности жидкости [17, 18], например, при конденсации на поверхности воды примесных паров из окружающей атмосферы. Поэтому при проведении измерений для правильного учета влияния объемной вязкости на процесс генерации завихренности нелинейными волнами и последующее затухание вихрей при выключении волновой накачки необходимо тщательно контролировать состояние поверхности жидкости.

При учете влияния тонкой сжимаемой поверхностной пленки установившееся распределение завихренности на поверхности Ω , которая формируется при взаимодействии двух перпендикулярных волн, можно описать выражением [18]:

$$\Omega = \left[1 + \sqrt{2} + \frac{\varepsilon^2}{2\gamma(\varepsilon^2 - \varepsilon\sqrt{2} + 1)} \right] \Lambda, \quad (4)$$

где

$$\Lambda = -H_1 H_2 \omega k^2 \sin(\psi) \sin(kx) \sin(ky) \quad (5)$$

и $\gamma = \sqrt{\nu k^2 / \omega} \ll 1$ – безразмерный параметр, характеризующий слабое затухание волны на чистой поверхности жидкости. Здесь ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости, ε – параметр, учитывающий наличие вязких потерь в пленке. В отсутствие пленки $\varepsilon = 0$ и формула (4) переходит в (2).

После включения волновой накачки процесс формирования эйлеровой завихренности Ω_E на поверхности жидкости [18] описывается выражением (6)

$$\Omega_E(t) = \left[\frac{\varepsilon^2}{2\gamma(\varepsilon^2 - \varepsilon\sqrt{2} + 1)} + \sqrt{2} \right] \Lambda \times \text{Erf}(\sqrt{2\nu k^2 t}), \quad (6)$$

$$\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x d\zeta e^{-\zeta^2}.$$

Что существенно для эксперимента, на коротких временах, $t \ll \tau_{\text{vis}}$, эйлерова компонента завихренности должна возрастать в среднем по корневому закону,

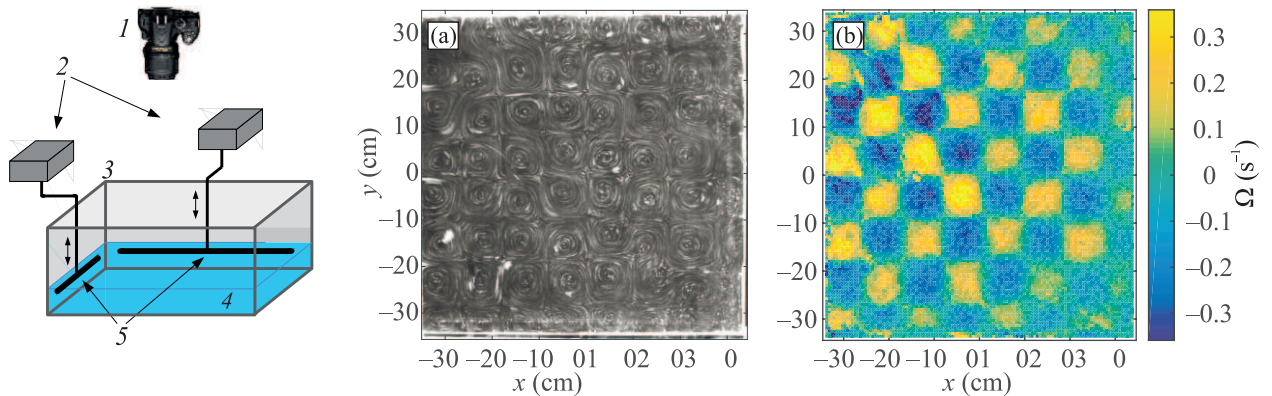


Рис. 1. (Цветной онлайн) Рисунок из работы [15]. (а) – Схема экспериментальной установки. 1 – видеокамера; 2 – сабвуферы; 3 – плунжеры; 4 – прозрачная ванна размерами $70 \times 70 \times 25 \text{ см}^3$; 5 – слой воды. Рисунок из работы [9]. (б) – Левый кадр – треки полиамидных частиц на поверхности воды, которые наблюдали при накачке двумя плунжерами на частоте 3 Гц с угловой амплитудой волны в центре ванны 0.035 рад ; правый кадр – распределение завихренности на поверхности при разности фаз между волнами $\psi = 90^\circ$

$\Omega_E \sim (2\nu k^2 t)^{1/2}$, а на временах $t \gg \tau_{\text{vis}}$ завихренность будет возрастать по экспоненциальному закону, $\Omega_E \sim (1 - \exp(-2\nu k^2 t))$. Таким образом, при длительной волновой накачке изменение амплитуды завихренности будет связано только с эйлеровым движением жидкости, возбуждаемым нелинейными волнами, тогда как стоковая завихренность Ω_S к этому времени выйдет на константу. Тем не менее, достичь стационарного распределения завихренности, описываемого выражением (2), на больших временах не очень сложно, так как при длительной накачке на поверхности должно успеть сформироваться крупномасштабное вихревое течение [19], которое уменьшает значение амплитуды завихренности узлов решетки в силу их растяжения [20].

После выключения накачки волны и вихри на поверхности затухают в результате вязкого трения. Характерные времена вязкого затухания в объеме жидкости t_{vis} зависят от масштаба структуры L и коэффициента кинематической вязкости жидкости ν , $t_{\text{vis}} \sim L^2/\nu$ [21]. Поэтому если при длительном возбуждении волн на поверхности жидкости в результате их нелинейного взаимодействия сформировались вихри масштаба, сравнимого с размером экспериментальной ячейки, их можно будет наблюдать и после полного затухания поверхностных волн.

В цели настоящих экспериментов входило изучение процессов формирования вихревого движения поверхностными гравитационными волнами, наблюдение вихревого движения масштаба больше длины волны накачки, а также исследование процессов затухания вихревого движения после выключения накачки.

Естественно, что время формирования решетки вихрей гравитационными волнами определяется вязким временем τ_{vis} и временем пробега волной τ_{tf} расстояния между противоположными стенками прямоугольной экспериментальной ванны. При этом время формирования вихрей большого масштаба определяется интенсивностью нелинейных процессов, и зависит, в основном, от частоты и амплитуды волн накачки. При постановке исследований, обсуждаемых в настоящем обзоре, частоту и амплитуду волн выбирали таким образом, чтобы можно было проследить за процессами формирования решетки вихрей, возникновением крупномасштабного вихря, сравнимого с размерами ванны, и за процессами затухания вихрей.

Были предприняты специальные усилия, чтобы доказать, что завихренность, генерируемая нелинейными волнами, действительно обусловлена двумя вкладками: стоковым увлечением и соленоидальным течением, формируемым волнами в вязком подслое (эйлерова завихренность). В настоящий обзор вошли материалы, которые ранее были опубликованы в работах [18–20, 22–25].

Экспериментальная методика. Схема установки и пример решетки вихрей, сформированной стоячими взаимно перпендикулярными волнами на поверхности воды, показаны на рис. 1. Воду заливают в прозрачную прямоугольную ванну 3 размерами $70 \times 70 \times 25 \text{ см}^3$, изготовленную из листового стекла толщиной 1 см. Толщина слоя воды составляет примерно 10 см. Для возбуждения волн на поверхности воды используются два горизонтальных плунжера 5, изготовленных из трубки из нержавеющей

стали диаметром 10 мм. Плунжеры наполовину погружены в воду и совершают вертикальные колебания. Для создания вертикальных колебаний плунжеров используются сабвуферы 2 (TS-W254R фирмы Pioneer, номинальной мощностью 250 Вт).

Для регистрации вихревого движения поверхность воды декорируется белыми частичками полиамида PA-12. Средний размер полиамидных частиц 30 мкм. На поверхности воды частицы собираются в плоские агрегаты – трассеры, средним диаметром 0.2–0.3 мм. Чтобы не возникало паразитной засветки, съемки проводили в затемненном помещении. Трассеры на поверхности подсвечиваются светодиодами, расположенными по периметру ванны. Для записи явлений на поверхности жидкости использовали фотокамеру Canon EOS 70D с частотой записи 24 (25) кадров в секунду, соединенную с наружной системой записи и обработки результатов наблюдений. Такая частота съемки позволяет выбирать снимки колеблющейся поверхности, находящейся в одной фазе волны и исключать из дальнейшей обработки осциллирующую составляющую перемещения пробной частицы, плавающей на поверхности. Для выявления треков движения частиц на поверхности снимки суммируются. Обработка полученных изображений программой PIVLab [26] позволяет вычислить скорости движения частиц вдоль поверхности V_x и V_y , затем рассчитать вертикальную завихренность на поверхности по формуле (1) и распределение энергии по поверхности, воспользовавшись выражением

$$E(x, y) = \frac{1}{2} \rho (V_x^2 + V_y^2). \quad (7)$$

Распределение энергии по волновому вектору $E(k)$ вычисляется усреднением по кольцу в k -пространстве:

$$E(k) = \frac{1}{2S\Delta k} \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} [|V_k|^2], \quad (8)$$

где интегрирование проводится по кольцу $k < q < k + \Delta k$. Полученное значение нормируется на площадь поверхности жидкости S . Здесь V_k – фурье-компонента скорости частицы.

Амплитуду волн на поверхности воды рассчитывали по измеряемой скорости колебаний частиц в волновом поле по методике, описанной в работе [14], а также по перемещению точек трафарета, расположенного на дне ванны, при отклонении поверхности воды от равновесной плоской формы, возбуждаемой волной, как описано в статье [25].

Применение описанной выше методики измерения завихренности предполагает, что скорость

неконтролируемого течения жидкости на поверхности много меньше скорости соленоидального течения, формируемого нелинейными поверхностными волнами. Чтобы свести к минимуму скорость конвективного течения, возникающего из-за перепада температуры между придонными и поверхностными слоями жидкости, дно и боковые стенки экспериментальной ванны были теплоизолированы – покрыты слоем пенопласта толщиной 5 см. Для предотвращения конденсации примесей из окружающего воздуха при длительных экспериментах сверху ванна была закрыта прозрачным стеклом.

При изучении проникновения завихренности в объем жидкости применялась методика лазерного листа [27]. Лазерный луч, проходя через цилиндрическую линзу, раскрывался в расходящийся плоский лист толщиной около 1 мм, так что подсвечивались только те частицы полиамида, которые находились в плоскости листа. Частицы, имеющие нулевую плавучесть, были предварительно отобраны из порошка PA-12 в разделительной колонне.

Экспериментальные результаты. На рисунке 2 показана зависимость от времени модуля завихренности $|\Omega|(t)$ на поверхности воды, на которой

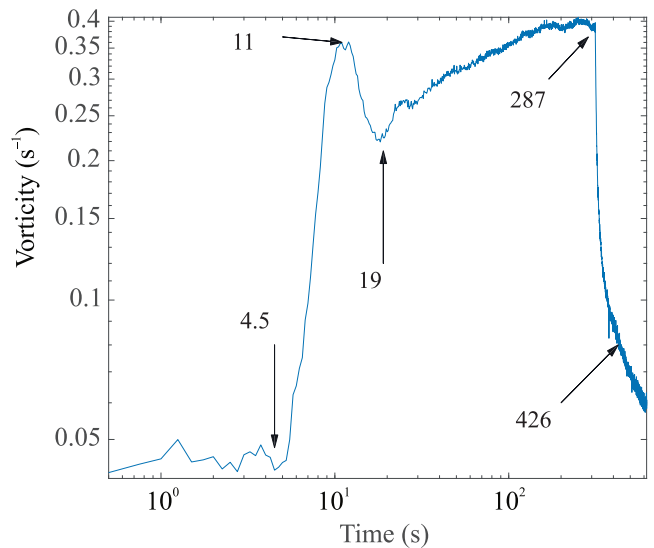


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость модуля завихренности $|\Omega|$ от времени при включении в момент $t = 4.5$ с и выключении в момент $t = 287$ с возбуждения поверхностных волн на частоте 4 Гц с угловой амплитудой, равной 0.1 рад

возбуждаются стоячие волны на частоте $f = 4$ Гц с угловой амплитудой H , равной 0.1 рад. Разность фаз волн, распространяющихся в перпендикулярных направлениях, составляет 90° . Через 4.5 с после нача-

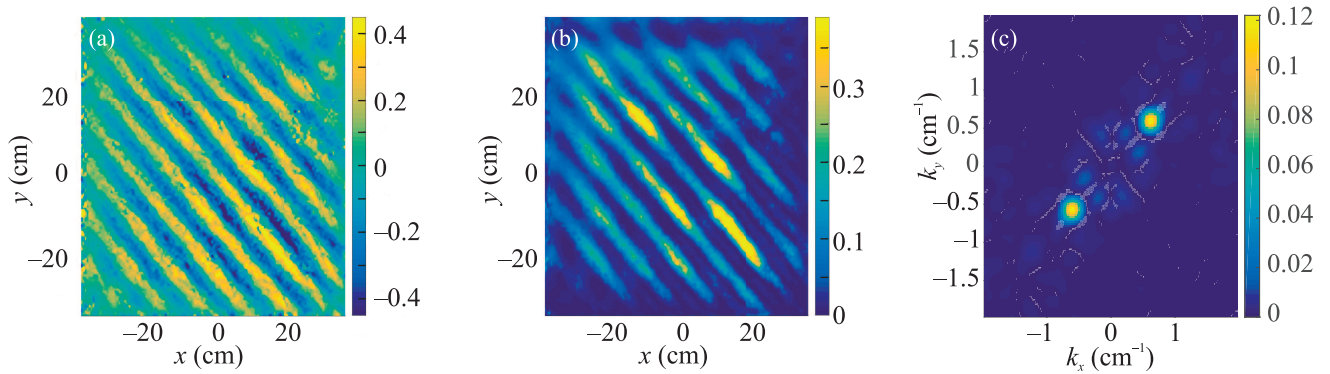


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределение завихренности Ω (a) и энергии $E(xy)$ (b) по поверхности воды после накачки в течение 3.5 с волнами с угловой амплитудой, равной 0.1 рад на частоте 4 Гц. (c) – Фурье-распределение энергии в k -пространстве

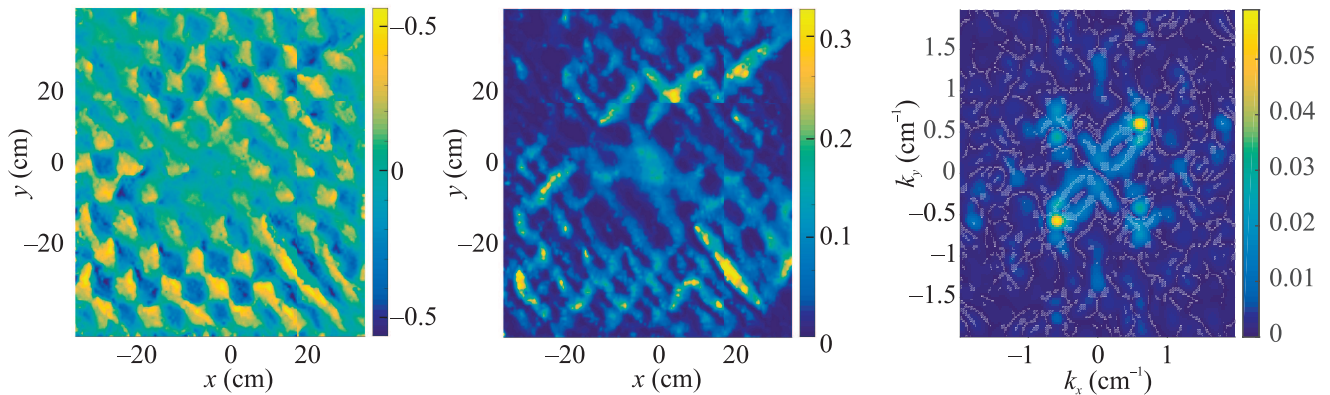


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Распределение завихренности по поверхности после возбуждения поверхности волнами на частоте 4 Гц с угловой амплитудой 0.1 рад в течение 19 с. (b) – Распределение энергии по поверхности $E(xy)$. (c) – Фурье-распределение энергии в k -пространстве

ла записи на приводы плунжеров подали переменное напряжение. Видно, что сначала амплитуда модуля завихренности быстро возрастает и достигает максимума, а потом значительно уменьшается. Начиная с 20-й секунды, модуль завихренности вновь растет и выходит на стационарное значение приблизительно к 200-й секунде. В момент $t = 287$ с волновую накачку выключают, и завихренность на поверхности воды начинает быстро затухать.

На рисунке 3 показано распределение завихренности $\Omega(xy)$ (рис. 3a) и энергии $E(xy)$ (рис. 3b) по поверхности воды после накачки в течение 3.5 с волнами с угловой амплитудой, равной 0.1 рад на частоте 4 Гц. Через 3.5 с после включения накачки распределение завихренности по поверхности $\Omega(xy)$ на рис. 3a представляет собой систему валов, идущих параллельно диагонали экспериментальной ванны, как это и предсказывается формулой (3).

Распределение энергии по поверхности $E(xy)$ на рис. 3b выглядит аналогично распределению $\Omega(xy)$.

Отметим, что амплитуда распределения энергии вдоль диагональных валов изменяется почти в четыре раза (при этом скорость изменяется в два раза). На рисунке 3c показано Фурье-распределение энергии в пространстве волновых векторов. На рисунке видны два хорошо выраженных пика, имеющих координаты в k -пространстве, равные $(0.64 \text{ см}^{-1}; 0.64 \text{ см}^{-1})$ и $(-0.64 \text{ см}^{-1}; -0.64 \text{ см}^{-1})$. Так как волновой вектор волны на частоте 4 Гц равен 0.64 см^{-1} , очевидно, что масштаб возникшей структуры совпадает с длиной волны накачки.

Через 19 с после включения накачки распределения как энергии, так и завихренности существенно изменяются. На рисунке 4a, где показано распределение завихренности Ω по поверхности, хорошо видна решетка вихрей, которая уже начала размываться вихревыми течениями большого масштаба. Это отчетливо видно в центре рис. 4a и b. В распределении энергии по поверхности $E(xy)$ можно отметить присутствие пиков, отражающих решетку вих-

рей, а также наличие предпочтительного направления вдоль диагонали, идущей от нижнего правого угла к верхнему левому. В Фурье-распределении энергии по волновым векторам (рис. 4с) имеются четыре хорошо выраженные пика, свидетельствующие о наличии квадратной решетки. Однако их интенсивность попарно отличается примерно вдвое. Кроме этого, можно отметить присутствие энергии на масштабах как больше, так и меньше масштаба накачки, равного 0.64 см^{-1} .

Напомним, что групповая скорость $V_{gr} = \frac{d\omega}{dk}$ гравитационной волны определяется выражением $V_{gr} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}}$ и составляет $\approx 19.6 \text{ см/с}$ для волны частотой 4 Гц. Расстояние от плунжера до стенки ванны волна пробегает за время $\tau_{tf} = 68/19.6 = 3.5 \text{ с}$. На рисунке 3 приведены распределения завихренности и энергии по поверхности в момент, когда бегущие волны от плунжеров достигли противоположных стенок ванны. Из рисунка 2 видно, что максимальная завихренность достигается к 7-й секунде после включения накачки, за время удвоенного пробега волны от стенки до стенки, т.е. когда на поверхности успела сформироваться решетка вихрей. Последующее уменьшение модуля завихренности связано, по-видимому, с биениями, возникающими в системе стоячих волн, так как частота накачки, равная $f_r = 4.00 \text{ Гц}$, немного меньше резонансной частоты резонансной моды нашей ванны, $f_r = 4.075 \text{ Гц}$. К 25-й секунде переходные процессы в системе стоячих волн практически завершились – на кривой $\Omega(t)$ наблюдается только небольшой второй пик. Расстояние по времени между двумя пиками составляет приблизительно 12 с, что близко к обратной разности частоты накачки и резонансной частоты, $(f_r - f_p)^{-1} = 13 \text{ с}$.

После прохождения минимума завихренность $\Omega(t)$ возрастает в интервале от 19-й до 150-й секунды, и к 200-й секунде выходит на стационарное значение. Рост Ω обусловлен генерацией эйлеровой завихренности в вязком подслое, толщина которого $\delta \approx \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}$ равна приблизительно 40 мкм, что меньше размера полиамидных частиц, т.е. все декорирующие частицы увлекаются течением жидкости. Отличие экспериментальной зависимости $\Omega(t)$ от предсказаний теории (3) может быть связано с развитием крупномасштабного вихревого течения. Отметим, что в разных измерениях кривые $\Omega(t)$ после максимума могут кардинально различаться. По-видимому, это связано со структурой больших вихрей, случайным образом возникающих на поверхности воды после включения накачки.

Чтобы ослабить нелинейное взаимодействие вихрей и процесс передачи энергии в большие масшта-

бы в системе волн, эксперименты были проведены на вязких растворах вода–глицерин при малых амплитудах накачки. Эффективное число Рейнольдса для рассматриваемых экспериментов можно оценить как $Re = \Omega/(\nu k^2) \approx 1$. В этом случае решетка вихрей сохраняется при больших временах накачки. На рисунке 5 приведена зависимость завихренности от времени $|\Omega|(t)$ на поверхности 38% раствора вода–глицерин после включения накачки волн с крутизной $kH_1 = 5.4 \cdot 10^{-3}$ и $kH_2 = 4.8 \cdot 10^{-3}$. Массовая плотность жидкости $\rho = 1.091 \text{ г/см}^3$, кинематическая вязкость $\nu = (3.1 \pm 0.05) \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ (это было измерено специально с помощью вискозиметра).

На рисунке 5а показана экспериментальная зависимость модуля завихренности от времени $|\Omega|(t)$, кривая 1, а также приведены результаты теоретического расчета по формуле (6) – кривая 2. Модуль завихренности вихревых течений можно описать как сумму дрейфа Стокса и вклада Эйлера, т.е. $\Omega = \Omega_S + \Omega_E$. Оба вклада одинаково зависят от горизонтальных координат (в том числе от знака), поэтому $|\Omega| = |\Omega_S| + |\Omega_E|$. Зависимость стоковского вклада от времени довольно проста: $|\Omega_S| = e^{2kz} |\Lambda(t)|$, и это слагаемое легко найти, воспользовавшись выражением (5), поскольку мы измеряем $H_{1,2}(t)$ и $\psi(t)$ (см. кривую 3 на рис. 5а).

Эйлеров вклад $|\Omega_E|$ описывается уравнением (6). Следовательно, единственным неизвестным параметром является модуль эластичности пленки ϵ . Варьируя решение по этому параметру и находя наилучшее соответствие экспериментальным данным, получаем $\epsilon = 0.33 \pm 0.02$, что соответствует синей кривой 2 на рис. 5а. Пунктирными горизонтальными линиями показаны значения завихренности для случая свободной поверхности $\epsilon = 0$ и для найденного параметра $\epsilon = 0.33$. Видно, что при одинаковом волновом движении наблюдаемые в данных измерениях вихревые течения были бы в несколько раз слабее, если бы поверхность жидкости не была загрязнена.

В наших экспериментах эйлерово время $t_E = 2\nu k^2$ составляет $\approx 125 \text{ с}$ и оказывается значительно длиннее стоковского времени $t_S \approx 10 \text{ с}$, которое определяли по затуханию волн (рис. 5б). Поэтому два механизма можно хорошо разделить по временной зависимости $|\Omega|(t)$ (рис. 5а). Колебания с периодом $\approx 24 \text{ с}$, которые видны на экспериментальной кривой формирования, соответствуют случаю биения волн. С учетом этого замечания можно заключить, что экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с аналитическими расчетами.

При выключении накачки амплитуда колебаний плунжеров падает до нуля в течение одной секун-

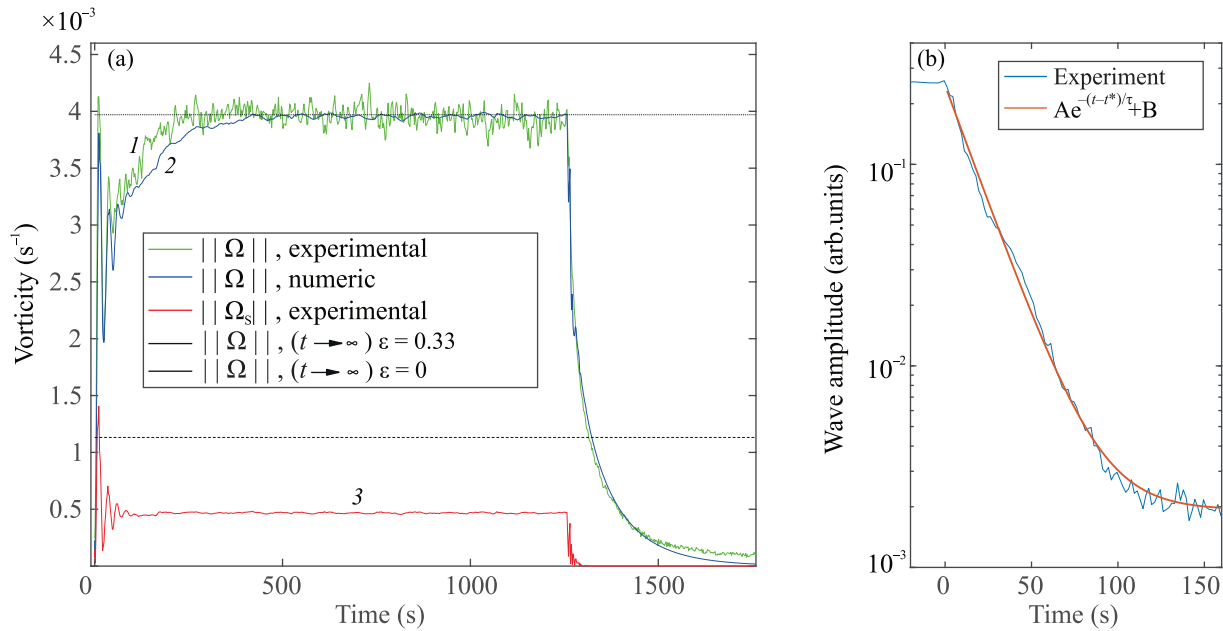


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Завихренность $|\Omega| = |\Omega_S| + |\Omega_E|$ как функция времени для 38 % раствора глицерина и воды. Зеленая кривая 1 соответствует экспериментальным данным, а синяя кривая 2 показывает результаты численного расчета по формуле (9) (см. ниже). Красная кривая 3 демонстрирует зависимость стоковского вклада $|\Omega_S|$ от времени, найденную по экспериментально измеренным значениям амплитуд волн $H_{1,2}(t)$ и $\psi(t)$. Пунктирные горизонтальные прямые показывают временные асимптотические решения для случая свободной чистой поверхности $\varepsilon = 0$ и для найденного параметра $\varepsilon = 0.33$. (б) – Затухание амплитуды волны после выключения накачки. Сплошная красная линия – расчет по формуле $A = Ae^{-\Delta t/\tau} + B$

ды. Этим определяется начальная стадия процесса затухания возбуждений в жидкости. Эта стадия и последующая эволюция завихренности на поверхности жидкости хорошо различимы на рис. 5а. Видно, что наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и аналитическими кривыми. Здесь важно отметить, что вклад стоковского дрейфового движения затухает намного быстрее, чем вклад эйлерова течения, это позволяет в нашем эксперименте наблюдать вихревые течения тогда, когда волновое движение уже затухло. Эти наблюдения однозначно доказывают существование вклада эйлеровой составляющей в вихревые течения и показывают, что соотношение $t_E \gg t_S$ справедливо.

Отметим, что при распространении волны вдоль поверхности возникают как вертикальные, так и горизонтальные колебания жидкости. Это позволяет рассчитать амплитуду волновых колебаний, измерив только горизонтальную скорость по методике, описанной в [25]. На рисунке 6 показана зависимость измеренной в эксперименте амплитуды колебаний поверхности воды от времени $H(t)$ после выключения накачки на частоте 3 Гц. Видно, что в течение первых нескольких минут амплитуда волны колеблется относительно среднего положения.

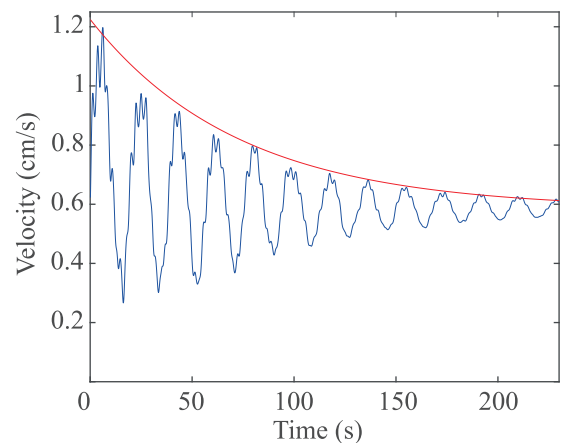


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость от времени амплитуды колебаний поверхности воды после выключения накачки на частоте 3 Гц. Сплошная кривая – зависимость $0.58 + 0.60e^{-t/75}$

Колебания амплитуды волны экспоненциально затухают с характерным временем τ около 75 с. Сплошная кривая на рис. 6 соответствует функции $0.58 + 0.60e^{-t/75}$. Следовательно, затухание волн на поверхности можно приблизительно описать формулой

$$H_x = H_0(1 + \sin(\omega_0 t)e^{-t/\tau}), \quad (7)$$

где $\omega_0 \approx 0.34 \text{ с}^{-1}$, и оцененное по экспериментальной зависимости время $\tau_s \approx 75 \text{ с}$. Зная зависимость амплитуды волны от времени, можно установить эволюцию во времени стокового вклада в завихренность по формуле (3):

$$\Omega_S \sim H_x H_y \sim H_0^2(1 + 2\sin(\omega_0 t)e^{-t/\tau} + \sin^2(\omega_0 t)e^{-2t/\tau}). \quad (8)$$

Усредняя по периоду $2\pi/\omega_0$, получим

$$\langle \Omega_S \rangle \sim H_0^2(1 + 1/2e^{-2t/\tau}). \quad (9)$$

Из выражений (8), (9) видно, что амплитуда завихренности на поверхности жидкости, вызванная стоковым дрейфом, должна осциллировать, и ее амплитуда колебаний должна уменьшаться с характерным временем $\tau/2$. Среднее значение завихренности Ω_S также должно уменьшаться с характерным временем около 37 с. Однако, как видно на рис. 7, наблюдавшееся в экспериментах поведение

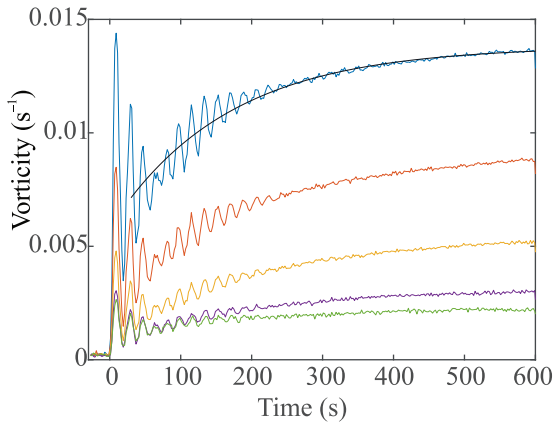


Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость от времени среднего модуля завихренности вихревой решетки $|\Omega|$ в слое воды на разных глубинах: равных сверху вниз $z = 0.5, 1.25, 2.0, 2.75$ и 3.5 см . Сплошная линия соответствует зависимости $(1.4 \cdot 10^{-2} - 8 \cdot 10^{-3})e^{-t/165}$. Амплитуда волны на частоте накачки равняется 0.5 мм

$\Omega_S(t)$ противоположно этому: среднее значение амплитуды завихренности вихревой решетки $|\Omega|$ со временем только увеличивается. Таким образом, рассчитанная по результатам измерений зависимость завихренности вихревой решетки от времени не может быть объяснена вкладом только стокова увлечения. На рисунке 7 видно, что биение волны затухает к 300-й секунде после включения накачки, завихренность Стокса Ω_S достигает постоянного значения, и на больших временах изменение амплитуды завихренности связано только с эйлеровым движением жидкости, возбужденным нелинейными волнами.

Рассмотрим теперь распределение завихренности по глубине воды. На рисунке 8 представлена зави-

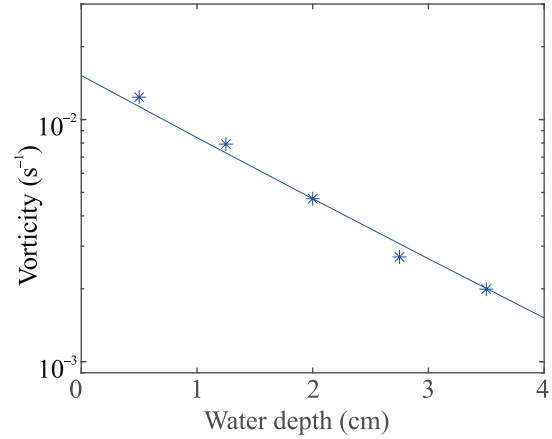


Рис. 8. (Цветной онлайн) Распределение среднего модуля завихренности решетки вихрей по глубине жидкости на 600-й секунде после включения накачки. Сплошная прямая соответствует функции $|\Omega| = 6.3 \times 10^{-3}(e^{-2kz} + e^{-\sqrt{2}kz})$

симость модуля завихренности вихревой решетки от глубины z на 600-й секунде после включения накачки. Полагаем, что к 600-й секунде значение завихренности в узлах решетки вихрей близко к стационарному значению, описываемому формулой (5). Распределение завихренности по глубине описывается суммой двух членов [8]

$$\Omega(z) = (e^{-2kz} + \sqrt{2}e^{-\sqrt{2}kz})\Lambda. \quad (10)$$

На рисунке 8 сплошной линией показана зависимость, пропорциональная $e^{-2kz} + \sqrt{2}e^{-\sqrt{2}kz}$, где $k = 0.36 \text{ см}^{-1}$. Видно, что наблюдается хорошее согласие между экспериментальными точками и теоретической зависимостью (5).

Итак, экспериментально показано, что в формировании завихренности поверхностными волнами вносят вклад два механизма: стоково увлечение и генерация вихревого движения в вязком подслое нелинейными волнами – эйлерово течение. Присутствие упругой пленки на поверхности жидкости увеличивает значительно вклад эйлерова течения. Вихревое течение со временем распространяется в объеме жидкости. В стационарном состоянии распределение завихренности по глубине хорошо описывается в рамках развитой теоретической модели [8].

Распад решетки вихрей. На рисунке 9а–с показаны треки полиамидных частиц перед выключением накачки на частоте 3 Гц, которая длилась разное время. После 5 с накачки на поверхности сформирована вихревая решетка с периодом, равным длине

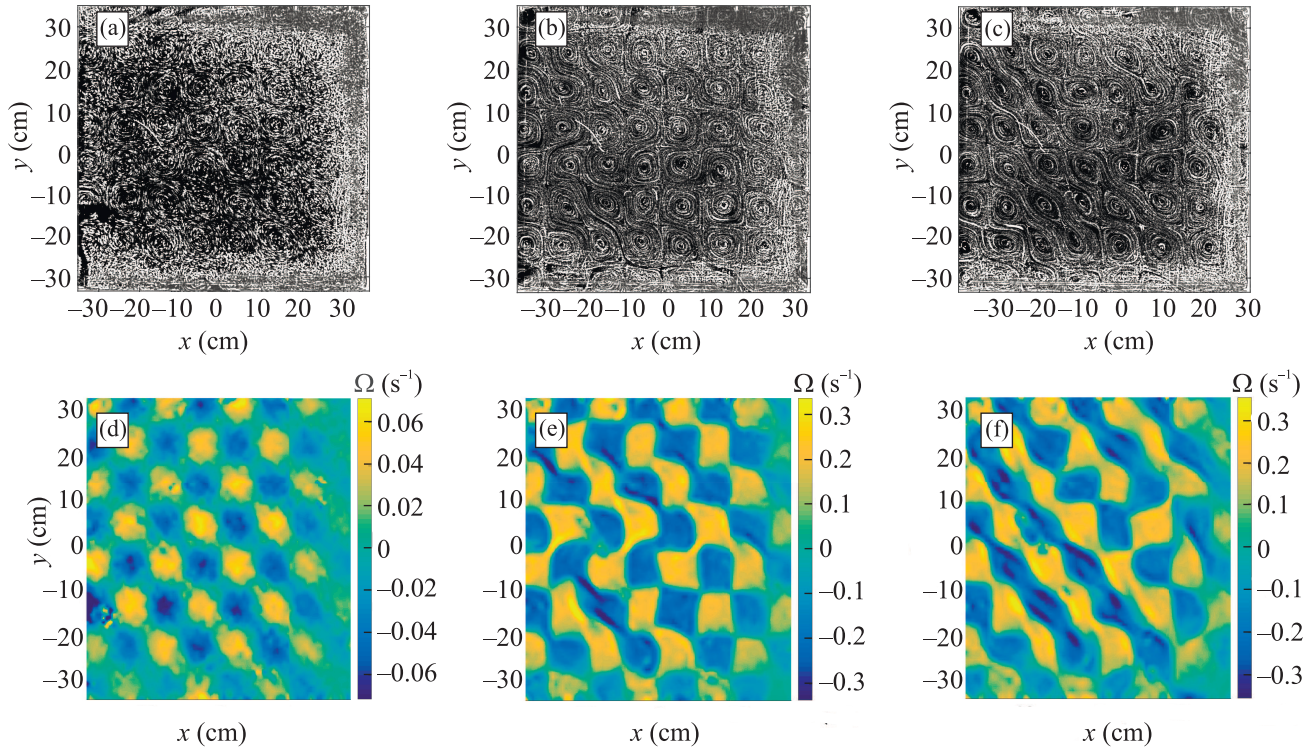


Рис. 9. (Цветной онлайн) Треки полиамидных частиц (a)–(c) и распределение завихренности (d)–(f) на поверхности воды после возбуждения поверхности взаимно перпендикулярными стоячими волнами частотой 3 Гц и амплитудой 0.062 рад при накачке в течение 5, 60 и 300 с

волны накачки. Через 60 с после начала накачки наблюдается объединение соседних узлов решетки в единые вихри большего масштаба. Это хорошо видно в верхнем правом углу рис. 2b, c. Через 300 с процесс объединения в единый вихрь нескольких узлов решетки виден более отчетливо. На распределении завихренности по поверхности (рис. 9d–f) этот процесс прекрасно виден. Через 5 с после включения накачки решетка выглядит совершенной, через 60 с решетка выглядит деформированной, а через 300 с на поверхности появляются валы, направленные по диагонали ванны, что свидетельствует об установлении движения частиц, направленного от одной стенки ванны к противоположной. Тут следует отметить, что в выбранных нами условиях накачки крупномасштабные вихри не успевают сформироваться.

На рисунке 10 приведены зависимости от времени энергии вихревого движения на поверхности воды в интервале волновых векторов от 0 до 2.5 см^{-1} после выключения накачки. Вихри генерируются двумя перпендикулярно распространяющимися волнами с разностью фаз, равной 90° . Частота волн накачки равняется 3 Гц. Угловая амплитуда волны в установившемся режиме составляет 0.062 рад. До момента выключения накачки поверхность воды воз-

буждается плунжерами в течение 5, 60 и 300 с. Результаты измерений показаны на рис. 10a в двойном логарифмическом масштабе, а на рис. 10b – в полулогарифмических координатах.

Хорошо видно, что после выключения накачки зависимость от времени энергии вихревого движения $E(t)$ определяется длительностью времени накачки. Сразу после выключения длительной накачки энергия быстро убывает. Убывание энергии можно описать экспоненциальной зависимостью $E \sim \exp(-t/\tau_1)$ с характерным временем τ_1 , равным приблизительно 7 с для всех трех кривых. На рисунке 10b прекрасно видно, что после 60 и 300 с накачки затухание энергии вихревого движения на больших временах, более 100 с после выключения накачки, происходит по экспоненциальному закону $E \sim \exp(-t/\tau_2)$ с характерным временем, близким к $\tau_2 = 130 \pm 20$ с для кривой 2 и 180 ± 20 с – для кривой 3. Отметим, что после накачки в течение 5 с второй экспоненциальный участок кривой $E(t)$ не наблюдается, по-видимому, из-за близости измеряемых величин скорости движения частиц к пределу чувствительности нашей методики.

На рисунке 11 показаны зависимости от времени плотности энергии W на разных масштабах волно-

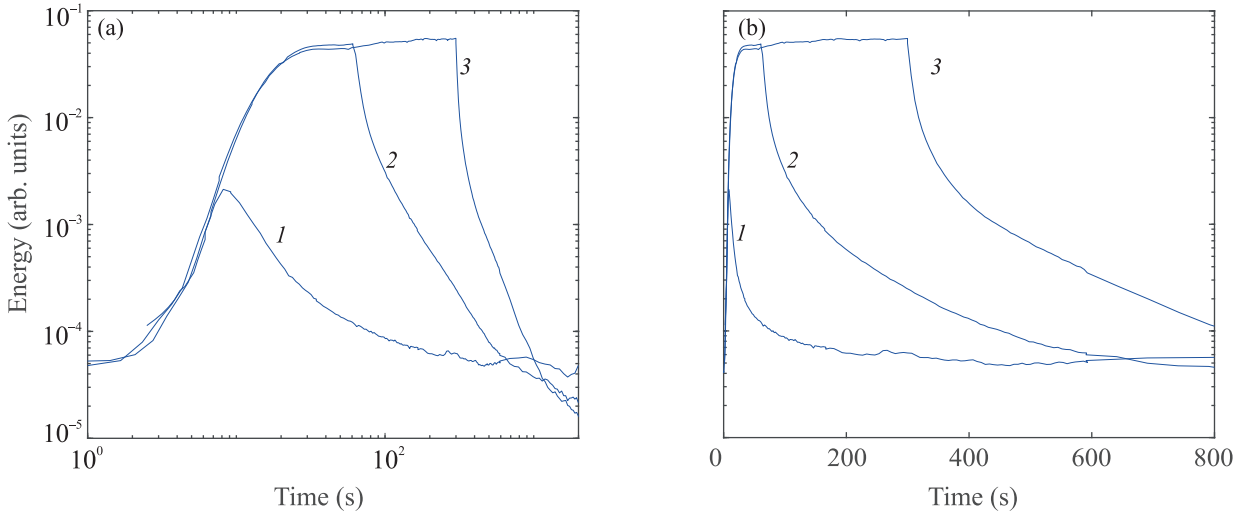


Рис. 10. (Цветной онлайн) Зависимость энергии вихревого движения от времени $E(t)$ при длительности волновой накачки в течение 5 (кривая 1), 60 (кривая 2) и 300 с (кривая 3). Частота накачки 3 Гц, амплитуда волны в установившемся режиме 0.062 рад. (а) – Двойной логарифмический масштаб. (б) – Полулогарифмический масштаб

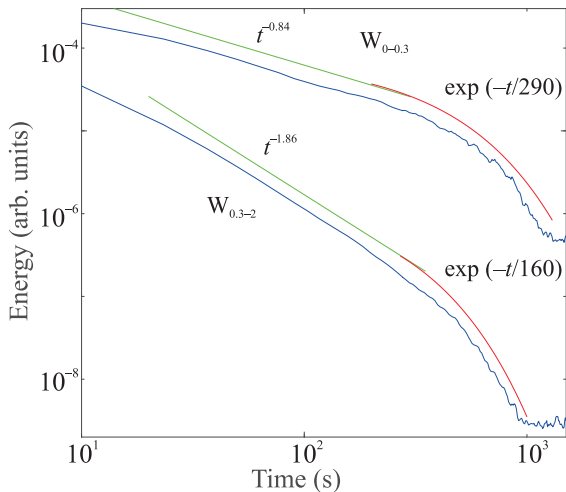


Рис. 11. (Цветной онлайн) Зависимость плотности энергии \mathbf{W} от времени после выключения накачки на разных масштабах волновых векторов. Верхняя кривая – плотность энергии в круге волновых векторов диаметром 0.3 см^{-1} ; нижняя кривая – в кольце, ограниченном радиусами $0.3\text{--}2 \text{ см}^{-1}$. Амплитуда волн накачки 0.093 рад. Прямые синие линии соответствуют степенной зависимости (верхняя часть $t^{-0.8}$, нижняя – $t^{-1.86}$). Красные кривые (наложены на экспериментальные кривые при t свыше 100 с) соответствуют экспоненциальным зависимостям (верхняя кривая – $\exp(-t/290)$, нижняя – $\exp(-t/160)$)

вых векторов, в круге $0\text{--}0.3 \text{ см}^{-1}$ $W_{0-0.3}(t)$ и в кольце $0.3\text{--}2 \text{ см}^{-1}$ $W_{0.3-2}(t)$ после выключения накачки. На первом этапе, сразу после выключения накачки, приблизительно до 20-й секунды, энергия уменьшается

из-за затухания волнового движения. Это приводит к уменьшению стокового вклада в суммарную завихренность и, следовательно, в энергию вихревого течения.

Хорошо видно, что во временном интервале от 20 до 250 с экспериментальные данные хорошо описываются степенными зависимостями $\mathbf{W} \sim t^m$ с показателями m , равными -1.86 и -0.84 . Степенные зависимости свидетельствуют о наличии развитого нелинейного взаимодействия между вихревыми структурами [28, 29]. Оценка числа Рейнольдса по выражению $Re \sim \Omega L^2/\nu$ дает значение, близкое к $Re \sim 1000$ при возбуждении вихревого движения в течение 300 с волнами с амплитудой 0.031 рад, $Re \sim 2000$ – при возбуждении волнами амплитудой 0.062 рад и $Re \sim 4000$ – при накачке волнами амплитудой 0.093 рад. Таким образом, следует отметить, что вихревое движение является сильно нелинейным, что и приводит к сильному вихревому взаимодействию.

На рисунке 10 видно, что экспоненциальное затухание энергии начинается приблизительно с 250-й секунды после выключения накачки. Энергия вихрей к этому времени уменьшается в несколько сотен раз, число Рейнольдса падает до $Re \sim 100$, и процесс нелинейного взаимодействия вихрей останавливается. На больших временах затухание обусловлено вязкими потерями, поэтому энергия уменьшается экспоненциально с характерными временами, равными $\tau_1 = 160$ с в кольце радиусом от 0.3 до 2 см^{-1} и $\tau_2 = 290$ с в круге радиусом 0.3 см^{-1} .

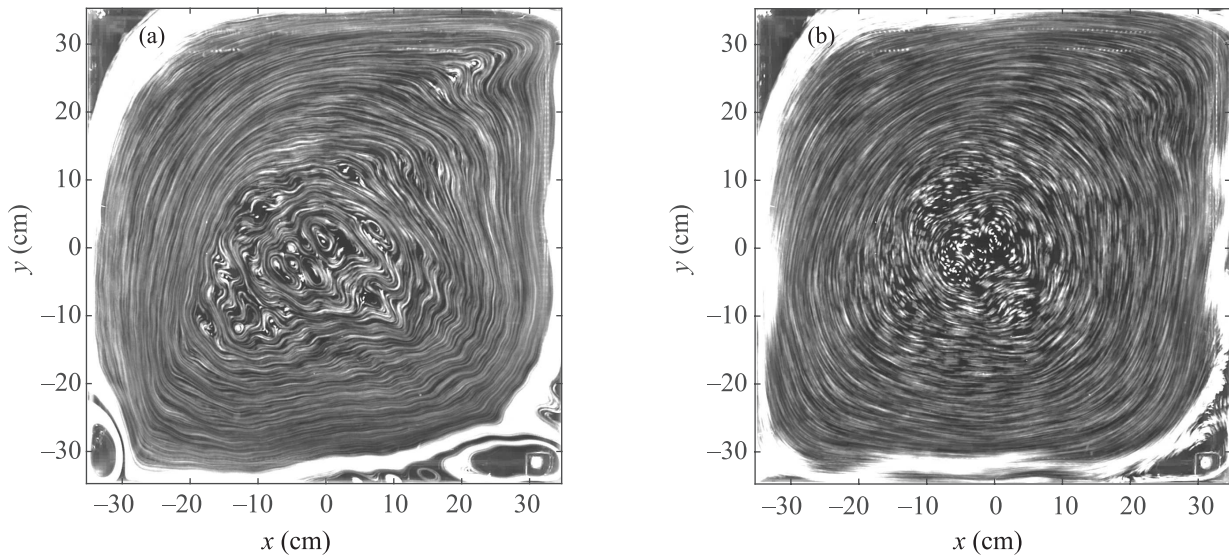


Рис. 12. (а) – Треки полиамидных трассеров на поверхности воды, сформировавшиеся через 20 мин после включения накачки двумя плунжерами частотой 6 Гц. (б) – Треки трассеров на поверхности воды, которые сформировались через 20 с после выключения накачки

Время затухания вихря размером $L = 2\pi/0.3 \approx 20$ см, обусловленное вязкими потерями в объеме жидкости, можно оценить как $\sim L^2/\nu \approx 4 \cdot 10^4$ с. Это время более чем на два порядка больше, чем экспериментально измеренное время затухания, следовательно, вихри проникают в объем жидкости и сильно взаимодействуют с дном и стенками экспериментальной ванны, а также теряют энергию в примесной пленке, образующейся на поверхности воды при длительных измерениях.

В области от 1000 до 1500 с затухание вихревого движения в интервале от 0.3 до 2 см^{-1} закончилось, плотность энергии достигла уровня шума. Однако в круге радиусом 0.3 см^{-1} плотность энергии $\mathbf{W}_{0-0.3}$ продолжает экспоненциально уменьшаться до уровня шума.

Таким образом, в процессе затухания решетки вихрей, сформированной взаимодействием нелинейных гравитационных волн на поверхности жидкости, наблюдается нелинейное взаимодействие вихревых течений. Энергия переносится в большие масштабы за счет слияния вихрей решетки. На коротких временах энергия уменьшается экспоненциально в результате затухания стока увлечения, а на длинных – из-за вязких потерь.

Затухание крупномасштабных вихрей. Увеличение амплитуды и длительности волновой накачки приводит к формированию на поверхности воды крупномасштабного вихревого течения [19]. При непрерывной накачке вихревая решетка со временем разрушается с образованием вихрей большего

масштаба. В вихревом движении формируется распределение энергии по волновому вектору – прямой каскад энергии [14, 15]. В системе нелинейных волн энергия накачки переносится в крупные масштабы, а затем передается в вихревое движение. Поэтому затухание вихревого движения, сформированного поверхностными волнами, определяется процессами, протекающими как в системе поверхностных волн, так и в вихревом движении. Такими процессами являются нелинейное взаимодействие в системах волн и вихрей, приводящее к перераспределению энергии в пространстве волновых векторов, и перевод энергии волн и вихрей в тепло в результате вязких потерь в объеме жидкости, а также в результате трения о дно и стенки рабочей ванны. Затухание турбулентных распределений в системах капиллярных и гравитационных волн было исследовано недавно в работах [30, 31].

На рисунке 12а показаны треки трассеров из полиамидных частиц, которые сформировались на поверхности воды в результате непрерывной волновой накачки на частоте 6 Гц в течение 20 мин. Хорошо видно, что перед выключением накачки на поверхности успел сформироваться вихрь размером, близким к длине прямоугольной ванны, а также множество мелких вихрей, формирующих решетку с периодом, равным длине волны накачки. В углах ванны расположились смазывающие вихри с завихренностью, противоположной по знаку завихренности большого вихря.

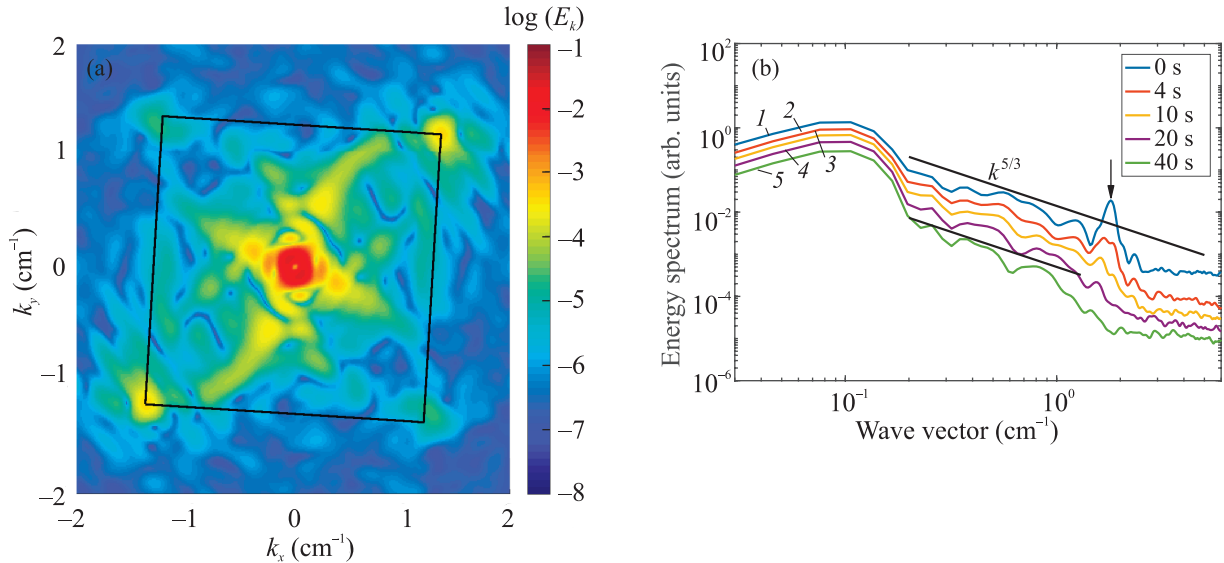


Рис. 13. (Цветной онлайн) (а) – Распределение энергии вихрей $E(k_x, k_y)$ в векторном пространстве через 20 мин после непрерывной волновой накачки на частоте 6 Гц двумя плунжерами. (б) – Одномерное распределение энергии вихревого движения $E(k)$ по волновым векторам. Кривая 1 – после 20 мин непрерывной накачки на частоте 6 Гц, кривые 2–5 – через 4, 10, 20, 40 с после выключения накачки

Через 20 с после выключения накачки на поверхности наблюдается один вихрь максимальных размеров, рис. 12б. В то же время вихри малых размеров на поверхности воды почти полностью исчезли, лишь несколько небольших вихрей наблюдаются в углах ванны.

На рисунке 13 показано распределение вихревой энергии в двумерном векторном пространстве $E(k_x, k_y)$, в диапазоне векторов k от 0 до 2 см^{-1} , которое сформировалось на поверхности через 20 мин непрерывной накачки двумя плунжерами на частоте 6 Гц. Обратим внимание на присутствие четырех пиков, соединенных прямыми линиями на рис. 13а. Эти пики в распределении вихревой энергии свидетельствуют о формировании на поверхности воды решетки вихрей в результате нелинейного взаимодействия между собой волн частотой 6 Гц [8]. Хорошо видно, что квадрат слегка повернут вокруг центра рис. 13а. Эти изменения положения пиков в k -пространстве обусловлены “сносом” малых вихрей решетки большим вихрем, сформировавшимся на поверхности воды.

Как видно на рис. 13а, величина смещения узла решетки на уровне $k \approx 1.3 \text{ см}^{-1}$ равна приблизительно $\Delta k \approx 0.2 \text{ см}^{-1}$. Характерное время смещения узла решетки $\Delta \tau$ по порядку величины близко к периоду волны накачки, поэтому положим $\Delta \tau \leq 0.16 \text{ с}$. Полагая, что смещение узлов решетки в реальном пространстве $\Delta L = V_{\text{сн}} \Delta \tau$, где $V_{\text{сн}}$ – скорость смещения

вихря, легко получить оценку для скорости сноса узлов решетки большим вихрем из простого соотношения:

$$k + \Delta k = 2\pi / (L + \Delta L),$$

где L – расстояние между узлами решетки.

Отсюда скорость смещения $V_{\text{сн}} = (2\pi / (\Delta k + k) - L) / \Delta \tau \approx 1 \text{ см/с}$.

С другой стороны, среднюю азимутальную скорость в большом вихре легко оценить из соотношения $\Omega \cdot R / 2 \approx V_{\text{аз}}$, где R – радиус вихря. Подставляя $\Omega = 0.1 \text{ см}^{-1}$, $R = 25 \text{ см}$, получим, что средняя азимутальная скорость $V_{\text{аз}} \approx 1.25 \text{ см/с}$. Найденное значение $V_{\text{аз}}$ оказывается близко к экспериментально найденной скорости смещения вихрей решетки $V_{\text{сн}} \approx 1 \text{ см/с}$. Это свидетельствует в пользу того, что большой вихрь на поверхности воды деформирует решетку вихрей, создаваемую взаимодействием нелинейных волн накачки. Отметим также пики, составляющие ромб вблизи центрального пика. Эти пики свидетельствуют об образовании решетки волнами частотой 3 Гц, возникшими в результате распада волны накачки частотой 6 Гц и распространяющимися под углом друг к другу [15].

Через 20 с после выключения накачки узлы вихревой решетки на поверхности успели затухнуть. Напомним, что энергия в вихревое движение поступает из волнового поля, причем она поступает в узлы вихревой решетки, а затем распространяется по

разным масштабам. На рисунке 13b видно, что к 20-й секунде энергия волнового движения на частоте накачки падает почти в десять раз, так что энергия практически перестает поступать в вихревое движение. Приведенные одномерные распределения вихревой энергии по волновому вектору $E(\kappa)$ были получены в разные моменты времени: распределение 1 сформировалось после 20-ти минут накачки, кривые 2–5 получены через 4, 10, 20 и 40 с после выключения накачки. На кривой 1 четко различаются два пика. Первый пик, отмеченный стрелкой при волновом векторе $\kappa = 1.85 \text{ см}^{-1}$, соответствует энергии, сосредоточенной в вихревой решетке, созданной нелинейными волнами. Второй мощный пик при волновом векторе $\kappa \approx 0.12 \text{ см}^{-1}$ соответствует энергии, сосредоточенной в крупномасштабном вихре, прекрасно видимом на рис. 1a. Распределение энергии в интервале волновых векторов κ от 0.2 до 6 см^{-1} можно описать в среднем степенной функцией, пропорциональной $\kappa^{-5/3}$, характерной для прямых каскадов вихревой энергии на глубокой воде [4]. Турбулентное распределение сформировалось на волновых векторах как выше, так и ниже вектора волны накачки. Через 4 с после выключения накачки (кривая 2) пик на волновом векторе $\kappa = 1.85 \text{ см}^{-1}$ заметно уменьшился, но он еще виден на кривых 3–5, полученных через 10, 20 и 40 с после выключения накачки. Наиболее быстро энергия затухает на волновых векторах, превосходящих 2 см^{-1} . Каскад энергии затухает со стороны больших волновых векторов – край распределения $E(\kappa)$ перемещается в сторону малых волновых векторов. Важно отметить, что все распределения энергии $E(\kappa)$, полученные до 40 с, в интервале волновых векторов $0.2\text{--}2 \text{ см}^{-1}$ можно описать степенной функцией, пропорциональной $\kappa^{-5/3}$. Для наглядности на рис. 13b приведены две прямые линии, пропорциональные $\kappa^{-5/3}$, подчеркивающие сохранение функциональной зависимости. Такое поведение затухания турбулентного каскада свидетельствует о квазистационарном режиме затухания, когда энергия в каскад поступает из области больших масштабов. При этом энергия перераспределяется по каскаду за время нелинейного взаимодействия вихрей, которое много короче времени затухания большого вихря.

Квазиadiaбатическое затухание турбулентного каскада энергии наблюдалось ранее в системе капиллярных волн на поверхности жидкого водорода [30]. Энергия каскада была сосредоточена в основном в первом пике, который, затухая, поставлял энергию в турбулентный каскад. При этом время распростра-

нения энергии по каскаду оказалось значительно меньше характерного времени затухания первого основного пика.

Нужно подчеркнуть, что отмеченный стрелкой на рис. 13b пик энергии на распределении 1 сформировался в результате взаимодействия между собой нелинейных волн накачки. На рисунке 13b хорошо видно, что по мере затухания положение максимума пика смещается в сторону малых волновых векторов: от 1.85 см^{-1} после накачки в течение 20 мин до 1.7 см^{-1} через 40 с после выключения накачки. Как можно оценить из рис. 13b, амплитуда пика энергии большого вихря при $\kappa = 0.12 \text{ см}^{-1}$ за это время уменьшилась более, чем в 4 раза, что привело к уменьшению средней скорости сноса вихрей $V_{\text{сн}}$ вдвое и, соответственно, к ослаблению степени деформации решетки вихрей.

На рисунке 14 представлена зависимость амплитуды пика энергии вихря при волновом векторе

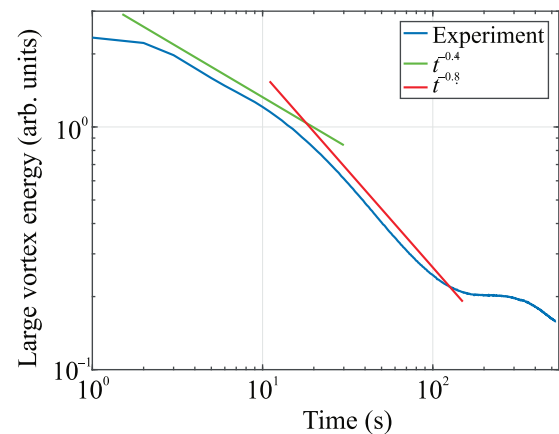


Рис. 14. (Цветной онлайн) Зависимость амплитуды пика энергии вихря при волновом векторе $\kappa = 0.12 \text{ см}^{-1}$ от времени после выключения накачки

$\kappa = 0.12 \text{ см}^{-1}$ от времени после выключения накачки в двойном логарифмическом масштабе. Отчетливо видно, что на зависимости $E(t)$ можно выделить четыре участка. На первом отрезке от 0 до 3 с экспериментальные данные хорошо описываются экспоненциальной функцией $E(t) \sim \exp(-t/\tau_{tn})$ с характерным временем $\tau_{tn} = 8 \pm 1 \text{ с}$. Уменьшение энергии связано с затуханием волнового движения после выключения накачки. Далее хорошо выделяются два участка со степенной зависимостью энергии от времени: на втором участке от 3 до 20 с $E(t) \sim t^{-0.4}$, и на третьем участке от 30 до 100 с $E(t) \sim t^{-0.8}$, где уменьшение энергии обусловлено передачей энергии по каскаду в результате нелинейного взаимодействия большого и малых вихрей. На четвертом участке от

200 до 600 с зависимость $E(t)$ опять близка к экспоненциальной $E(t) \sim \exp(-t/\tau_2)$ с характерным временем $\tau_2 = 930$ с, т.е. наблюдается экспоненциальное затухание классического вихря в результате его трения о стенки и дно ванны [21], так как время вязкого затухания свободного вихря, которое можно оценить как $L^2/\nu \sim 10^5$ с, существенно больше τ_2 .

Таким образом, затухание развитого турбулентного каскада, как показали измерения, происходит в квазиadiaбатическом режиме. В течение длительного времени после выключения накачки, когда транспорт энергии по каскаду обусловлен в основном нелинейным взаимодействием между вихрями, сохраняется степенное распределение энергии по волновому вектору.

Закключение. Процессы формирования вихревого движения нелинейными гравитационными волнами, а также затухание вихрей, определяются экспериментально измеряемыми параметрами: временем затухания волны (стоксово время), временем вязкого затухания волны (эйлерово время) и временем пробега волны накачки от плунжеров до противоположной стенки.

Появление упругой пленки на поверхности жидкости существенно изменяет динамику формирования завихренности и приводит к значительному увеличению эйлерова вклада.

Результаты изучения процессов формирования завихренности после включения накачки можно описать только с учетом вкладов двух механизмов генерации завихренности: стоксова и эйлерова течения.

Завихренность, которая формируется нелинейными поверхностными волнами, проникает в объем жидкости. Распределение завихренности по глубине слоя жидкости хорошо описывается в рамках модели, учитывающей стоксовы и эйлеровы вклады. При формировании вихревой решетки на поверхности энергия переносится в большие масштабы в результате слияния вихрей.

Распад вихревой решетки после выключения накачки происходит в нелинейном режиме. При числах Рейнольдса Re порядка 1000 наблюдается степенная зависимость энергии от времени. На больших временах затухания, при числах Рейнольдса $Re \approx 100$ и менее вихри затухают классически экспоненциально в результате вязких потерь.

Затухание развитого каскада энергии вихревого течения, сформированного на поверхности воды в результате взаимодействия нелинейных волн, происходит в квазиadiaбатическом режиме. Энергия поступает в каскад со стороны большого масштаба, устанавливается прямой каскад, энергия по каскаду пе-

реносится на малые масштабы, где и затухает в результате вязких потерь.

1. V. E. Zakharov, V. S. L'vov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1992).
2. А. С. Монин, Г. М. Жихарев, УФН **160**, 1 (1990).
3. R. H. Kraichnan and D. Montgomery, Rep. Prog. Phys. **43**, 549 (1980).
4. R. H. Kraichnan, Phys. Fluids **10**, 1417 (1967).
5. A. von Kameke, F. Huhn, G. Fernandez-Garcia, A. P. Muñuzuri, and V. Pérez-Muñuzuri, Phys. Rev. Lett. **107**, 074502 (2011).
6. M. Faraday, Philos. Trans. R. Soc. London **121**, 299 (1831).
7. С. В. Филатов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Письма в ЖЭТФ **102**, 486 (2015).
8. S. V. Filatov, V. M. Parfenyev, S. S. Vergeles, M. Y. Brazhnikov, A. A. Levchenko, and V. V. Lebedev, Phys. Rev. Lett. **116**, 054501 (2016).
9. С. В. Филатов, С. А. Алиев, А. А. Левченко, Д. А. Храмов, Письма в ЖЭТФ **104**, 714 (2016).
10. N. Francois, H. Xia, H. Punzmann, and M. Shats, Phys. Rev. Lett. **110**, 194501 (2013).
11. N. Francois, H. Xia, H. Punzmann, S. Ramsden, and M. Shats, Phys. Rev. X **4**, 021021 (2014).
12. B. H. Burgess and R. K. Scott, J. Fluid Mech. **811**, 742 (2017).
13. И. В. Колоколов, В. В. Лебедев, Письма в ЖЭТФ **106**, 633 (2017).
14. С. В. Филатов, Д. А. Храмов, А. А. Левченко, Письма в ЖЭТФ **106**, 330 (2017).
15. С. В. Филатов, А. В. Орлов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, Письма в ЖЭТФ **108**, 550 (2018).
16. O. N. Mesquita, S. Kane, and J. P. Gollub, Phys. Rev. A **45**, 3700 (1992).
17. V. M. Parfenyev and S. S. Vergeles, Phys. Rev. Fluids **3**, 064702 (2018).
18. V. M. Parfenyev, S. V. Filatov, M. Yu. Brazhnikov, S. S. Vergeles, and A. A. Levchenko, Phys. Rev. Fluids **4**, 114701 (2019).
19. С. В. Филатов, Д. А. Храмов, А. М. Лихтер, А. А. Левченко, Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **12**, 73 (2017).
20. S. V. Filatov, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhev-Deglin, Physics of Wave Phenomena **27**, 327 (2019).
21. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, Fluid Mechanics, Pergamon, N.Y. (1989), v. 6.
22. S. V. Filatov and A. A. Levchenko, Journal of Surface Investigations **14**(4), (2020).

23. S. V. Filatov, A. A. Levchenko, and D. A. Khramov, *Results in Physics* **13**, 102229 (2019).
24. S. V. Filatov, A. A. Levchenko, A. M. Likhter, and L. P. Mezhev-Deglin, *Mater. Lett.* **254**, 444 (2019).
25. С. В. Филатов, А. А. Левченко, М. Ю. Бражников, Л. П. Межов-Деглин, *ПТЭ* **5**, 135 (2018).
26. W. Thielicke and E. J. Stamhuis, *J. Open Research Software* **2**(1), 30 (2014).
27. H. Xia and M. Shats, *Int. J. Mod. Phys. Conference Series* **19**, 257 (2012).
28. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, *Phys. Rev. E* **93**, 033104 (2016).
29. А. А. Пельменев, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 545 (2019).
30. G. V. Kolmakov, A. A. Levchenko, M. Yu. Brazhnikov, L. P. Mezhev-Deglin, A. N. Silchenko, and P. V. E. McClintock, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 074501 (2004).
31. F. Haudin, A. Cazaubiel, L. Deike, T. Jamin, E. Falcon, and M. Berhanu, *Phys. Rev. E* **93**, 043110 (2016).