

Фарадеевские волны и вихри на поверхности сверхтекучего гелия He-II

А. А. Левченко^{+*}, Л. П. Межов-Деглин^{+*1)}, А. А. Пельменев[#]

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 143432 Черногловка, Россия

^{*} Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 143432 Черногловка, Россия

[#] Филиал института энергетических проблем химической физики им. В.Л. Тальрозе РАН, 143432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 13 июля 2017 г.

Показано, что взаимодействие между фарадеевскими волнами, которые возбуждаются на поверхности He-II при интенсивных вертикальных колебаниях рабочей ячейки, может приводить к появлению макроскопических вихрей на поверхности сверхтекучей жидкости, как и на поверхности обычной классической жидкости. Визуализация явлений на поверхности He-II легкими стеклянными трейсерами диаметром ~ 0.2 мм, локализованными под поверхностью He-II, позволила наблюдать возникновение вихревой решетки на поверхности колеблющейся сверхтекучей жидкости в квадратной и цилиндрической ячейках и эволюцию структуры вихрей при выключении накачки.

DOI: 10.7868/S0370274X17160093

Введение, постановка задачи. Распространение капиллярно-гравитационных волн на поверхности классической несжимаемой жидкости, например воды, может быть описано в терминах потенциально-го течения жидкости [1, 2]. Такое приближение подтверждается наблюдениями слабого затухания поверхностных волн, причем завихренность на поверхности будет отлична от нуля только в узком вязком слое под поверхностью жидкости, глубину δ которого можно оценить из соотношения $\delta \sim (\nu/\omega)^{1/2}$, где ν – кинематическая вязкость и ω – частота волны. Для воды $\nu \approx 10^{-2}$ см²/с и при накачке на частоте $f_p = \omega/2\pi = 10$ Гц глубина вязкого подслоя $\delta \sim 0.14$ мм. В линейном приближении завихренность направлена вдоль поверхности жидкости $\Omega = \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x}\right)$ и ее вертикальная компонента равна нулю [1] (двумерные вихри). Затухание турбулентного каскада нелинейных поверхностных волн, возникающего при интенсивной накачке, определяется объемной вязкостью жидкости ν и трением волн и вихрей о дно и стенки сосуда. Время вязкого затухания волны в объеме равно $\tau_v = (2\nu k^2)^{-1}$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор, λ – длина волны. Закон дисперсии гравитационно-капиллярных волн на поверхности классической жидкости в линейном приближении можно записать как

$$\omega^2 = \text{th}(kd) \{gk + (\sigma/\rho)k^3\}. \quad (1)$$

Хотя вязкость ν не входит в (1), от нее зависит положение высокочастотного края инерционного интервала ω_b в прямом турбулентном каскаде капиллярных волн Колмогорова–Захарова (КЗ), который формируется на поверхности при интенсивной накачке. В области частот

$$f_b = \omega_b/2\pi \sim (\eta_p^2 \omega_p^{17/6} / \nu)^{6/5} \quad (2)$$

время нелинейного взаимодействия волн становится сравнимым со временем вязкого затухания τ_ν , и волновой перенос энергии сменяется вязким затуханием [2]. Здесь η_p^2 – квадрат амплитуды волны на частоте накачки $f_p = \omega_p/2\pi$, g – ускорение силы тяжести, σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ – плотность жидкости, d – толщина слоя жидкости в экспериментальной ячейке.

Турбулентный каскад капиллярных волн КЗ наблюдается, например, при вертикальных колебаниях плоской рабочей ячейки с жидкостью (плоского резонатора) на частоте одной из собственных мод резонатора. При дальнейшем возрастании амплитуды колебаний на поверхности жидкости в ячейке из-за развития параметрической неустойчивости могут возникать стоячие фарадеевские волны на половинной частоте $f_w = f_p/2$. Амплитуды высокочастотных гармоник ниже амплитуды волны на частоте f_w , поэтому в первом приближении ими можно пренебречь [1, 2].

В работе [3] была предсказана возможность возникновения завихренности и генерации двумер-

¹⁾ e-mail: mezhov@issp.ac.ru

ной турбулентности на поверхности жидкости при нелинейном взаимодействии двух фарадеевских волн. В серии опубликованных недавно работ [4–6] сообщалось о наблюдении на поверхности воды двумерных вихрей, генерация которых обусловлена нелинейным взаимодействием между двумя стоячими капиллярно-гравитационными волнами в прямоугольной ячейке с неколлинеарными волновыми векторами k . Возникающая на поверхности воды завихренность определяется выражением [5, 6]:

$$\Omega = (2 + 2^{1/2}) \sin(\phi) H_1 H_2 \omega k^2 \sin(kx) \sin(ky), \quad (3)$$

где ϕ – сдвиг фаз между взаимодействующими фарадеевскими волнами, H_1 и H_2 – амплитуды волн.

Более того было показано, что в квадратной ячейке и в цилиндрической ячейке с нарушенной симметрией вихри могут формироваться при амплитудах переменного вертикального ускорения не только выше, но и ниже уровня параметрической Фарадеевской неустойчивости. В задачи данных исследований входила попытка наблюдения классических вихрей различных размеров на свободной поверхности квантовой жидкости – сверхтекучего He-II, аналогично тому, что было обнаружено в экспериментах [4–6] на поверхности классической жидкости.

Гидродинамические и турбулентные явления в объеме сверхтекучего He-II изучены довольно подробно [1]. Установлено, что при больших скоростях противотока нормальной и сверхтекучей компонент, например, при больших тепловых потоках в He-II или при быстром вращении жидкости, в объеме могут возникать дискретные тонкие вихревые нити ?- квантовые вихри. Радиус ядра квантового вихря в отличие от классического вихря строго определен и равен 0.1 нм. Взаимодействие между квантовыми вихрями может приводить к образованию вихревых клубков макроскопических размеров (квантовая турбулентность). Подробный обзор современных результатов изучения квантовой турбулентности в объеме He-II приведен в [7] и в ряде других статей, опубликованных в том же сборнике. Проблемы взаимодействия квантовой и классической вихревой турбулентности в объеме (турбулентное течение нормальной компоненты в He-II при больших скоростях движения) обсуждаются в опубликованных в 2016-2017 годах работах группы авторов [8, 9].

Гораздо менее изучены явления на свободной поверхности He-II. Квантовые эффекты являются основными при изучении устойчивости свободной поверхности жидкости. Коршуновым С.Е. [10] была предсказана возможность обнаружения квантового аналога неустойчивости Кельвина–Гельмгольца

(КГ) свободной поверхности He-II при скорости противотока нормальной и сверхтекучей компонент под поверхностью выше некоторой пороговой. В отличие от классического случая здесь неустойчивость развивается под действием встречного движения нормальной и сверхтекучей компонент по одну сторону границы раздела между жидкостью и паром, и полный поток массы жидкости равен нулю. Результаты прямых наблюдений возникновения неустойчивости КГ на поверхности He-II при протекании в объеме теплового потока плотностью выше некоторой пороговой в экспериментах Ремизова и др. [11] качественно согласуются с предсказаниями теории [10].

В то же время спектры капиллярно-гравитационных волн на поверхности He-II [12] хорошо описываются теми же выражениями (1), (2), которые применяют при описании законов дисперсии поверхностных волн и турбулентных волновых спектров классических жидкостей. Квантовые эффекты проявляются только в уменьшении объемного затухания и, соответственно, в возрастании частоты края инерционного интервала капиллярных волн ω_b в прямом турбулентном спектре капиллярных волн. Например, при переходе от нормального He-I при $T = 2.3$ К к сверхтекучему He-II при $T = 1.7$ К кинематическая вязкость жидкости падает в два раза от $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ до $\sim 0.89 \cdot 10^{-4}$ см²/с, и в соответствии с оценками (2) при одинаковых амплитудах волн η_p ширина инерционного интервала ω_b возрастает практически вдвое. Однако при этом в ~ 1.5 раза уменьшается глубина вязкого подслоя $\delta \sim (\nu/\omega)^{1/2}$.

Следует заметить, что при частоте гравитационных волн 10 Гц глубина вязкого подслоя в He-II в интервале температур 1–2 К практически постоянна, $\delta \approx 0.014$ мм, и на порядок меньше глубины слоя δ в воде. В опубликованной в 2017 г. работе [13] предсказана возможность возникновения квантовых вихревых нитей и вихревых клубков в тонком пристеночном слое сверхтекучей жидкости при течении He-II вдоль обычной твердой стенки с характерными неровностями порядка 1 нм. В результате скорость вращения сверхтекучего He-II в неподвижном контейнере конечных размеров со временем будет затухать из-за вязких потерь как в пристеночном слое, так и в объеме, в отличие от незатухающего электрического тока, наведенного в сверхпроводящем колечке. Возможность наблюдения двумерных вихрей, которые в соответствии с результатами исследований [3–6] могут возникать на свободной поверхности He-II при нелинейном взаимодействии неколлинеарных гравитационно-капиллярных волн, ранее не обсуждали.

Эксперимент. Конструкция низкотемпературной вставки, предназначенной для изучения нелинейных явлений на поверхности He-II, описана в [14]. Вставка крепится на верхней крышке металлического гелиевого криостата, снабженного оптическими окнами, наружной видеокамерой и призмным перископом для наблюдения и регистрации явлений на поверхности жидкости в рабочей ячейке. Температуру жидкого ^4He в криостате понижали до ~ 1.5 К откачкой паров гелия механическим насосом. Прозрачную цилиндрическую или прямоугольную (квадратную) рабочую ячейку с характерными размерами в несколько сантиметров со стенками высотой до 1.5 см крепили на виброплатформе, совершавшей вертикальные колебания заданной частоты f_p и амплитуды A . Рабочую ячейку заполняли He-II из наружной гелиевой ванны с помощью термомеханического насоса. Поверхность He-II освещали двумя светодиодами, расположенными внутри криостата над ячейкой. За положением уровня He-II в рабочей ячейке следили с помощью призмного перископа, что позволяло периодически добавлять He-II в рабочую ячейку, когда уровень жидкости опускался ниже 1.5 мм. Длительность одного рабочего цикла достигала 15 мин.

Экспериментально установлено [12, 15, 16], что закон дисперсии поверхностных волн малой амплитуды в He-I и He-II в закрепленной на виброплатформе плоской ячейке, которая совершает вертикальные колебания, хорошо описывается выражениями типа (1), (2), используемыми при описании волн на поверхности классической жидкости. При вертикальных колебаниях ячейки одновременно увлекаются как нормальная, так и сверхтекучая компоненты He-II. Стоячие волны на поверхности возбуждаются под действием периодической силы, обусловленной вертикальными колебаниями гелиевого мениска, который образуется на смачиваемой жидким ^4He твердой стенке ячейки. Относительное ускорение поверхности $\delta g/g = A(2\pi f_p)^2$. В экспериментах [16] было обнаружено, что с повышением интенсивности накачки до уровня $\delta g/g \geq 0.05$ на поверхности жидкого гелия в цилиндрической ячейке диаметром в несколько сантиметров развивается параметрическая неустойчивость, и формируются стоячие фарадеевские волны на половинной частоте $f_w = f_p/2$ (в цилиндрической ячейке возбуждаются радиальные и азимутальные моды). Относительное значение порогового ускорения ячейки $\delta g/g$, необходимого для генерации волн Фарадея на поверхности жидкого гелия (как сверхтекучего He-II, так и нормального He-I) почти на порядок ниже, чем на поверхности воды. Характерное время развития неустойчивости на поверхно-

сти гелия при накачке вблизи порога было порядка 50 с.

В наших экспериментах с He-II измерения выполняли при температуре $T = 1.5$ К как в цилиндрических ячейках с внутренним диаметром до 70 мм, так и в квадратных ячейках внутренними размерами 48×48 мм² и высотой стенок 15 мм. При накачке на одной из собственных мод плоского резонатора с He-II в диапазоне частот $f_p = 10$ –40 Гц и малом относительном ускорении ячейки $\delta g/g < 0.02$ на поверхности жидкости в квадратной ячейке можно было наблюдать возникновение решетки стоячих гравитационно-капиллярных волн, частота которых совпадала с частотой накачки f_p . При интенсивности накачки выше пороговой на поверхности формировалась решетка из стоячих фарадеевских волн. Примеры наблюдения решетки фарадеевских волн на поверхности He-II в квадратной и цилиндрической ячейках показаны на рис. 1. Глубина слоя жидкости в квадратной ячейке – 6 мм, в цилиндрической – 5 мм. Частота накачки в обоих случаях $f_p = 25$ Гц. Частота стоячих фарадеевских волн $f_w = 12.5$ Гц. Хорошо видны решетка стоячих волн в квадратной ячейке и ячеистая структура поверхности He-II в цилиндрической ячейке. Относительное ускорение платформы $\delta g/g$ в случае квадратной ячейки равнялось 0.2, а цилиндрической – 0.07. Ускорение поверхности He-II было заметно выше определенного в экспериментах [16] порогового, поэтому время установления фарадеевских волн было на порядок, по крайней мере, короче чем 50 с.

Для визуализации вихрей, возникающих на поверхности He-II при вертикальных колебаниях ячейки, мы использовали полые стеклянные микросферы марки A16/500 (3MTM Glass Bubbles Floated Series) со средним диаметром 60 мкм и плотностью 0.14–0.16 г/см³. Заранее отсортированные по плотности в предварительных экспериментах с He-II стеклянные микросферы образуют в жидком гелии агрегаты (трейсеры) средним диаметром 0.2–0.3 мм, которые плавают в тонком слое под поверхностью жидкости, практически не искажая плоскую линию поверхности раздела жидкость – пар (высота выступов менее 0.2 мм) и под действием сил поверхностного натяжения могут собираться на неподвижной поверхности в “примесные пятна” макроскопических размеров. Средние расстояния между отдельными трейсерами в “пятне” сравнимы с диаметрами стеклянных трейсеров. Захват трейсеров макроскопическими вихрями, которые образуются на поверхности He-II в результате взаимодействия между нелинейными поверхностными волнами, позволяет следить за воз-

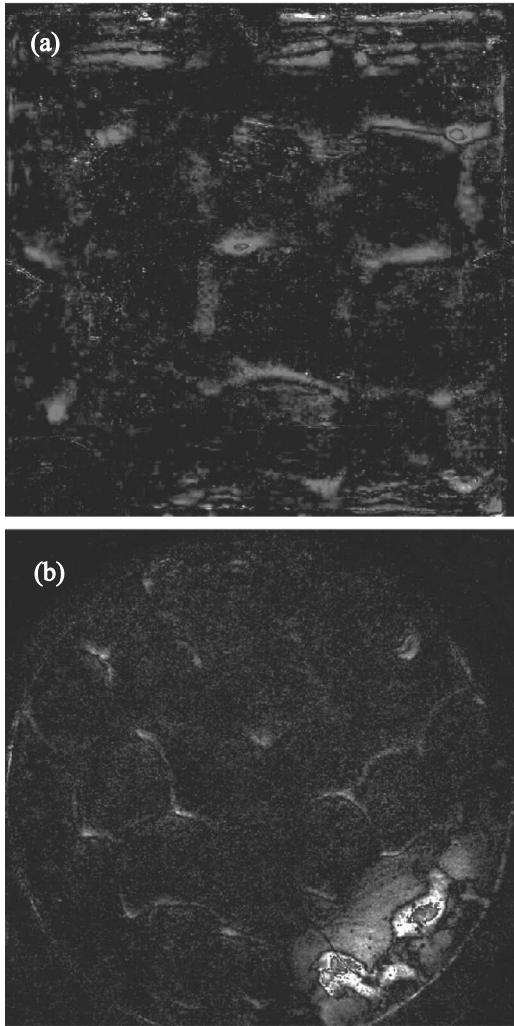


Рис. 1. Решетка из стоячих фарадеевских волн на свободной поверхности He-II в квадратной (а) и в цилиндрической (б) ячейках. Частота волн $f_w = 12.5$ Гц. Значения волновых векторов k совпадают с рассчитанными по формуле (1)

никновением и движением вихрей разных размеров на поверхности квантовой жидкости по траекториям треков захваченных частиц.

На рис. 2 приведена фотография примесного пятна в форме “снежинки”, плавающей на поверхности He-II в квадратной ячейке. Уровень гелия в ячейке ≥ 3 мм. Размер кадра $3 \cdot 3$ см². При включении накачки на частоте $f_p = 12.5$ Гц и ускорении выше $\delta g/g = 0.04$ через ~ 20 с на поверхности жидкости развивается неустойчивость Фарадея. При просмотре видеозаписи на поверхности хорошо различима квадратная решетка, образуемая фарадеевскими волнами частотой $f_w = 6.25$ Гц. При этом, судя по трекам движения отдельных стеклянных трейсеров,

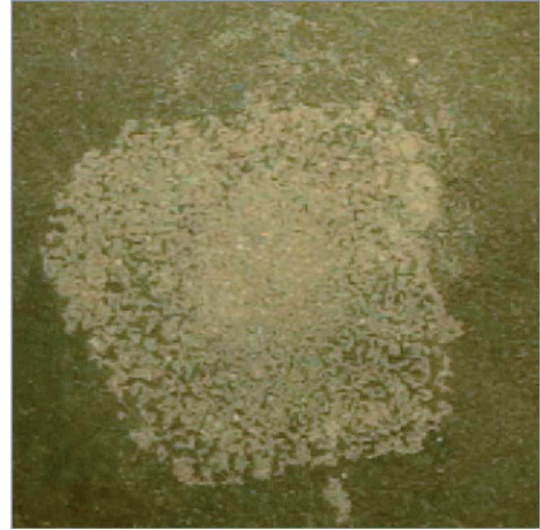


Рис. 2. (Цветной онлайн) Фотография “примесного пятна”, образованного стеклянными трейсерами диаметром ~ 0.2 мм на колеблющейся поверхности He-II в квадратной ячейке. Размер кадра 3×3 см², частота стоячих фарадеевских волн $f_w = 6.25$ Гц

внутри пятна на поверхности He-II возникают макроскопические вихри. При последующей обработке видеозаписи явлений на поверхности жидкости для построения поля скоростей трейсеров $V(x, y)$ и завихренности $\Omega(x, y)$ мы воспользовались программой PIVLAB [17].

Трейсеры позволяют наблюдать возникновение и эволюцию решетки макроскопических вихрей, порождаемых фарадеевскими волнами. На рис. 3 последовательно показаны завихренность $\Omega(x, y)$ на поверхности колеблющейся жидкости и соответствующий ей фурье-образ $\Omega(k_x, k_y)$. Соседние вихри в решетке вращаются в противоположные стороны. Кадр (а) соответствует съемкам через ~ 30 с после включения накачки. Обработку проводили по видеокадрам, усредненным в течение 16 с. Периодические вертикальные колебания (волны на поверхности жидкости) при обработке сглаживались. На кадрах (б)–(д) приведены результаты наблюдений завихренности через 16, ~ 32 и ~ 48 с после первого кадра. Полученные результаты позволяют судить о формировании на поверхности He-II и эволюции со временем прямоугольной вихревой решетки, аналогично тому, что наблюдали в экспериментах [4–6] на поверхности воды. Быстрое изменение вихревой решетки на поверхности He-II наблюдается в первые 30–40 с, далее завихренность со временем практически не изменяется.

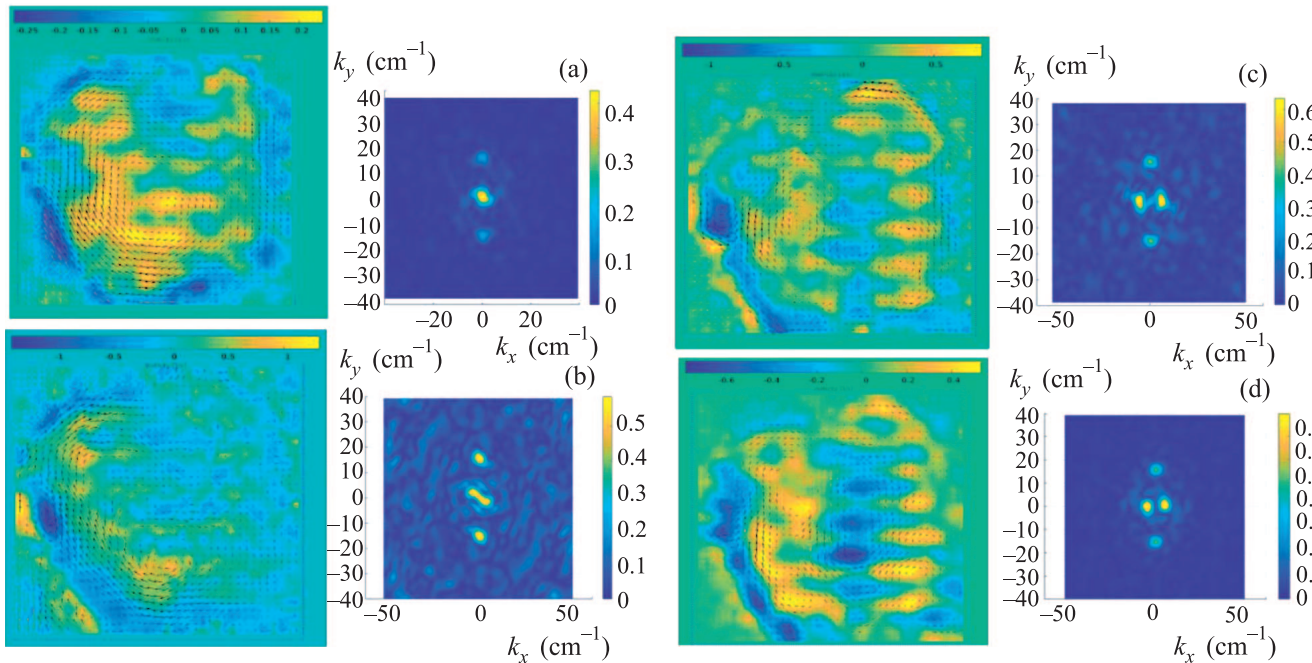


Рис. 3. (Цветной онлайн) Завихренность $\Omega(x, y)$ в “пятне стеклянных трейсеров” на поверхности He-II. Желтые и синие поля на цветном кадре соответствуют вращению в противоположных направлениях; интенсивность цвета пропорциональна возрастанию Ω . Размер выделенного участка кадра $3 \times 3 \text{ см}^2$; частота фарадеевских волн $f_w = 6.25 \text{ Гц}$. Справа приведены соответствующие фурье-образы завихренности $\Omega(k_x, k_y)$

На рис. 4 показаны треки стеклянных трейсеров, движущихся в “примесном пятне” на поверхности He-II в вибрирующей цилиндрической ячейке. Частота накачки $f_p = 10 \text{ Гц}$, относительное ускорение платформы $\delta g/g \approx 0.035$, частота стоячих радиальных и азимутальных фарадеевских волн $f_w = 5 \text{ Гц}$. Высота уровня жидкости в ячейке $d = 5 \text{ мм}$. На кадре (а) показаны треки трейсеров, которые были записаны в течение 20 с (волны на поверхности при обработке видеокadresов сглажены). Кадр (b) иллюстрирует изменение вихревой картины через 30 с после выключения накачки (волны затухают быстрее). После выключения накачки на поверхности He-II со временем образовалось несколько макроскопических вихрей, вращающихся в противоположные стороны.

При длине фарадеевских волн (см. рис. 3, 4) $\lambda \geq 0.5 \text{ см}$ ($k \leq 12 \text{ см}^{-1}$) характерное время затухания волн за счет вязкости в объеме He-II составляет $\tau_\nu \sim (2\nu k^2)^{-1} \geq 35 \text{ с}$, т.е. существенную роль в данных измерениях играет также поглощение энергии за счет трения о дно и стенки ячейки, как и в экспериментах [4–6]. Оценить точно время формирования и развала волновой решетки и решетки вихрей на поверхности He-II при включении/выключении накачки нам не удалось из-за ограниченности времени наблюдений (длительность цикла измерений ме-

нее 15 мин). Измерения проводили, как правило, при уровне накачки выше порогового, который требовался для возникновения фарадеевских волн частотой $f_w \approx 5\text{--}10 \text{ Гц}$ на поверхности, но за 15 мин уровень He-II в открытой ячейке понижался от 6–8 мм до 2–3 мм вследствие испарения гелия под действием внешнего теплоподвода, а также вытекания He-II наружу по боковым стенкам рабочей ячейки, так что влияние поглощения энергии волн и вихрей, обусловленного трением о дно и стенки ячейки, со временем быстро возрастало.

Закключение. Визуализация вихревого движения на поверхности He-II легкими стеклянными трейсерами характерным диаметром $\sim 0.2\text{--}0.3 \text{ мм}$, которые удерживались в тонком слое под поверхностью силами поверхностного натяжения, позволила наблюдать возникновение на колеблющейся поверхности сверхтекучей жидкости классических вихрей различных размеров. Вихри генерировались взаимодействующими между собой неколлинеарными гравитационно-капиллярными фарадеевскими волнами. Обработка зарегистрированных видеокadresов с использованием программы PIVLAB [17] позволила наглядно продемонстрировать формирование на поверхности He-II в квадратной ячейке не только волновой, но и регулярной вихревой решетки, кото-

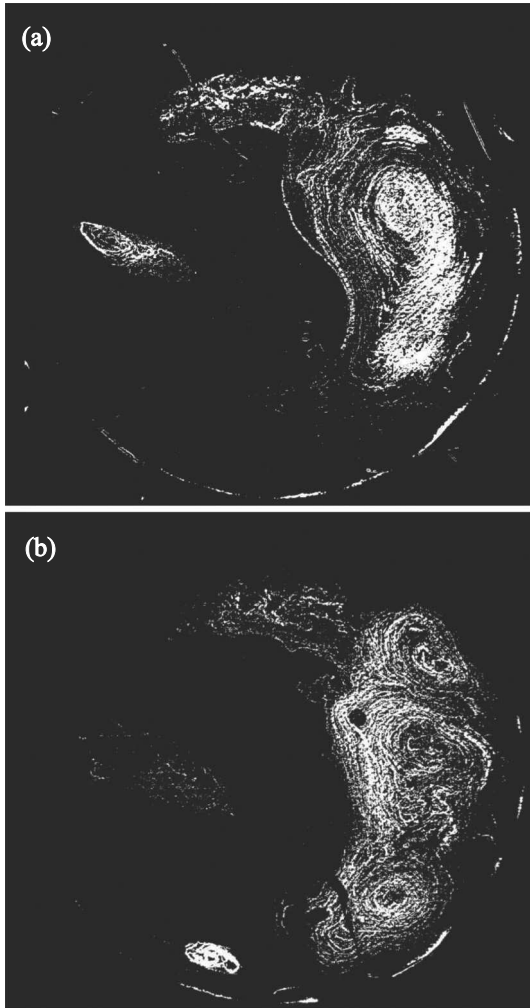


Рис. 4. Вихри на поверхности He-II в цилиндрической ячейке диаметром 70 мм. (а) – Траектории трейсеров, движущихся в “примесном пятне” при частоте стоячих фарадеевских волн $f_w = 5$ Гц, ускорение виброплатформы $\delta g/g \approx 0.035$, время записи треков 20 с. (б) – Траектории трейсеров в том же “пятне” через 30 с после выключения накачки, соседние вихри вращаются в противоположные стороны

рую образуют вихри, вращающиеся в противоположных направлениях, аналогично тому, что наблюдалось на поверхности обычной классической жидкости в экспериментах [4–6]. Также наблюдали появление макроскопических вихрей на поверхности He-II в цилиндрической ячейке, обусловленное нелинейным взаимодействием радиальных и азимутальных

фарадеевских волн, и последующая эволюция взаимодействующих между собой макроскопических вихрей при выключении накачки.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант # 14-22-00259. Авторы благодарны А.В. Лохову за техническую помощь и С.В. Филатову за полезные обсуждения.

1. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics*, Pergamon Books Ltd. (1987).
2. V. Zakharov, V. Lvov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I*, Vol. 1, Springer-Verlag, Berlin (1992).
3. N. Francois, H. Xia, H. Punzmann, S. Ramsden, and M. Shats, *Phys. Rev. X* **4**(2), 1 (2014).
4. S. V. Filatov, M. Yu. Brazhnikov, and A. A. Levchenko, *JETP Lett.* **102**(7), 432 (2015).
5. S. V. Filatov, S. A. Aliev, A. A. Levchenko, and D. A. Hramov, *JETP Lett.* **104**(10), 702 (2016).
6. S. V. Filatov, V. M. Parfenyev, S. S. Vergeles, M. Yu. Brazhnikov, A. A. Levchenko, and V. V. Lebedev, *Phys. Rev. Lett.* **116**(5), 054501 (2016).
7. C. F. Barenghi, L. Skrbek, and K. R. Sreenivasan, *PNAS* **111**, 4647 (2014).
8. J. Gao, W. Guo, V. S. L'vov, A. Pomyalov, L. Skrbek, E. Varga, and W. F. Vinen, *JETP Lett.* **103**(10), 648 (2016).
9. S. Babuin, V. S. L'vov, A. Pomyalov, L. Skrbek, and E. Varga, *Phys. Rev. B* **94**, 174504 (2016).
10. S. E. Korshunov, *JETP Lett.* **75**(8), 423 (2002).
11. I. A. Remizov, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhov-Deglin, *J. Low Temp. Phys* **185**(3), 324 (2016).
12. Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, И. А. Ремизов, *УФН* **82**(12), 879 (2012).
13. G. W. Stagg, N. G. Parker, and C. F. Barenghi, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 135301 (2017).
14. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, *ПТЭ* **6**, 133 (2016).
15. P. J. King and A. F. G. Wyatt, *Proc. of the Royal Society of London. Series A, Mathem. Phys. Sciences* **322**(1550), 355 (1971).
16. H. Abe, T. Ueda, M. Morikawa, Y. Saitoh, R. Nomura, and Yu. Okuda, *Phys. Rev. E* **76**, 046305 (2007).
17. W. Thielicke and E. J. Stamhuis, *J. Open Research Software* **30**, 2(1) (2014).