



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. И. Заславский, И. М. Сотников, Экспериментальное исследование движения всплывающих вихревых колец, *Прикл. мех. техн. физ.*, 1983, том 24, выпуск 1, 20–26

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.86

16 марта 2025 г., 03:16:18



11. Цвелодуб О. Ю. Стационарные бегущие волны на вертикальной пленке жидкости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 4.
12. Пономаренко Ю. Б. Об одном виде стационарного движения в гидродинамике. — ПММ, 1964, т. 28, вып. 4.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехтеориздат, 1954.
14. Цвелодуб О. Ю. Стационарные бегущие волны на вертикальной пленке жидкости. — В кн.: Волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.

УДК 532.517.4

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ВСПЛЫВАЮЩИХ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ

Б. И. Заславский, И. М. Сотников

(Москва)

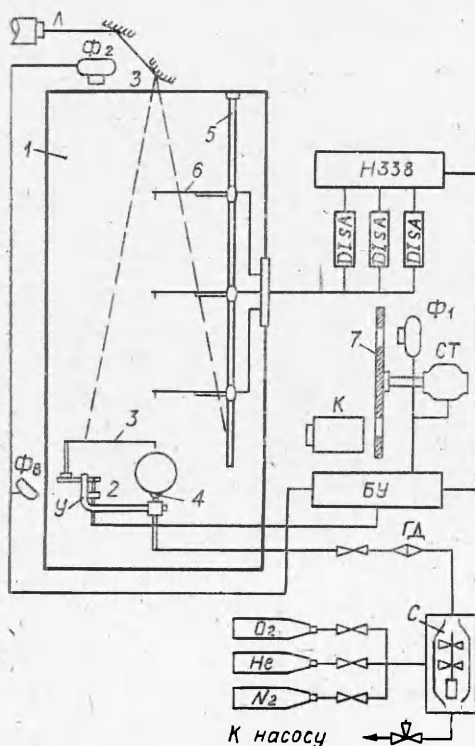
Экспериментальное изучение динамики и внутренней структуры всплывающих вихрей-термиков начато еще в 50-х годах. Работы зарубежных ученых обобщены в [1]. В отечественной литературе вопросы, связанные с движением термиков, обсуждались в [2—5]. Экспериментальные данные, полученные как в первоначальных, так и в более поздних работах, не охватывают многих аспектов рассматриваемых явлений и в некоторых случаях противоречат друг другу. Цель данных исследований — изучить с возможно большей полнотой движение термиков при различных значениях начального дефицита веса. В предлагаемой работе приводятся описание установки и результаты проведенных на ней опытов.

1. Установка представлена на фиг. 1. В ее состав входят: герметичный бассейн 1 размерами  $1,2 \times 1,2 \times 5$  м<sup>3</sup> с прозрачными боковыми стенками; устройство (У) для получения термиков; пневматическая и измерительная системы. В состав последней входят: термоанемометры (DISA), кино-(К) и фотокамеры, стробоскоп, а также аппаратура для визуализации картины движения термиков.

Устройство для получения термика состоит из патрубка с воронкообразным наконечником 4 для выдувания мыльного пузыря и пускового механизма, предназначенного для разрушения его оболочки.

Патрубок резиновым шлангом соединен с генератором дыма (Г<sub>д</sub>) и далее со смесителем (С), куда из баллонов подавались гелий, азот, кислород. Парциальные давления каждого газа в смесителе измерялись с помощью манометра МВП-2,5, что позволяло определять плотность смеси с относительной погрешностью менее 1%.

Варьирование плотности в процессе исследований проводилось путем изменения долей гелия и азота. Доля кислорода во всех опытах была равна 2,5% по объему. Он добавлялся для подкрашивания табачным дымом подаваемой в мыльный пузырь смеси. Малое количество кислорода обеспечивало малую задымленность и, следовательно, небольшие относительные ошибки при окончательном определении начальной плотности термика.



Фиг. 1

Пусковой механизм состоит из электромагнита  $\bar{z}$ , спицы  $\bar{3}$  и укрепленной на ее конце иглы.

Разрушение пленки осуществлялось в результате прокалывания пузыря иглой при ее движении вниз, которое начиналось после подачи пускового напряжения на электромагнит и длилось в течение  $\sim 0,02$  с.

Кроме устройства для получения термиков, установленного на дне бассейна, внутри последнего в углу имеется вертикальная стойка  $\bar{5}$ , на которой закреплены на трех уровнях тонкие штанги  $\bar{6}$  обтекаемой формы. На концах этих штанг укреплены преобразователи термоанемометров таким образом, что их оси совпадают с центральными осями патрубка и бассейна. Провода от преобразователей выведены через крышу бассейна и подключены к термоанемометрам, сигналы которых фиксировались с помощью самописца НЗЗ8.

Во время опыта визуализация подкрашенной дымом смеси осуществлялась с помощью фотовспышки ( $\Phi_{\text{в}}$ ) и оптического ножа — луча лазера (Л) ЛГ-106М, веерообразно разведенного с помощью выпуклого цилиндрического зеркала  $\bar{3}$ . Визуализированный таким образом термик фотографировался в процессе движения фотокамерами  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ . Последняя управлялась электрическими импульсами. При фотографировании использовался стробоскоп (СТ) — вращающийся перед объективом  $\Phi_1$  непрозрачный диск  $\bar{7}$  с двумя вырезанными секторами ( $\sim 10^\circ$ ). Диск установлен на оси коллекторного электродвигателя, питаемого от регулируемого выпрямителя.

Стробоскоп выполнял две функции:

1. Стробировал с заданной частотой световой поток, проходящий через объектив фотоаппарата  $\Phi_1$ . Благодаря стробированию на кадре, полученном при открытом в течение всего процесса затворе, экспонировалась кинограмма движущегося объекта.

2. Включал в промежутки времени, когда световой поток через объектив  $\Phi_1$  перекрыт диском, фотокамеру  $\Phi_2$  и фотовспышку  $\Phi_{\text{в}}$ , давая возможность фотографировать исследуемый объект сверху, не засвечивая кадр в фотоаппарате  $\Phi_1$ .

Заметим, что с помощью  $\Phi_1$  фотографировались сечения подкрашенного дымом термика, попавшие в плоскость оптического ножа. Эта строго вертикальная плоскость проходит через преобразователи термоанемометров и ось патрубка  $\bar{4}$ .

Фотокамера  $\Phi_2$  при фотографировании фиксировала на разных уровнях контуры термика в проекции на горизонтальную плоскость. Таким образом, с помощью  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  в процессе подъема через определенные промежутки времени (в наших опытах через 0,5—1 с) фактически фиксировалось пространственное расположение термика.

Кроме перечисленной аппаратуры и устройств, в состав установки входят приборы для измерения и варьирования частоты вращения диска стробоскопа, генерации пусковых импульсов для фотовспышки и камеры  $\Phi_2$ , синхронизирующие устройства.

2. Рассмотрим методику экспериментов. Опыт начинался с выдувания мыльного пузыря, в объем которого медленно подавалась предварительно подготовленная, подкрашенная дымом газовая смесь заданной плотности  $\rho_1$ . Максимальный эффективный радиус  $R_0 = \sqrt[3]{3Q_0/4\pi}$  ( $Q_0$  — начальный объем получаемых таким образом пузырей) определялся по фотографии, наиболее частые значения  $R_0 \sim 4,5$ —5 см. При попытке его увеличить пузыри отрывались. Процесс измерения начинался после подачи пусковых напряжений на электромагнит, включающий  $\Phi_1$ , и на электромагнит  $\bar{2}$ . Как показали опыты, после подачи напряжения на последний пленка разрушалась и объем заключенного в пузыре газа полностью освобождался менее чем за 0,04 с.

Термик начинал подниматься, и на высоте  $z \sim 1,5R_0$  от центра пузыря первоначально шарообразный объем трансформировался в тор — ядро всплывающего кольцевого вихря. Динамика его движения может быть

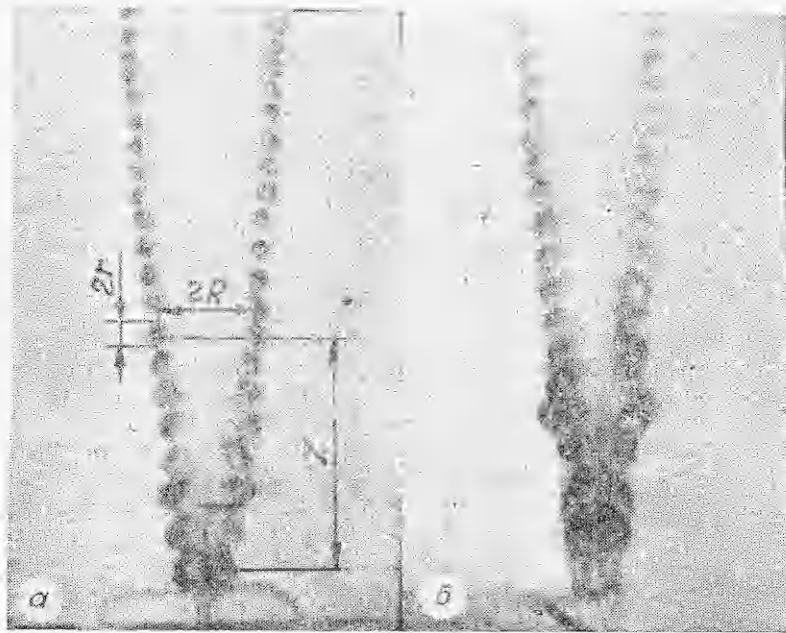
определена следующими функциями:  $R = R(t)$ ,  $r = r(t)$ ,  $\alpha = dR/dz = \alpha(t)$ ,  $w = w(t)$ ,  $\Gamma(t)$ ,  $\xi(t)$ , где  $r$ ,  $R$  — радиусы тороидального ядра и его осевой окружности,  $\alpha$  — угол раствора,  $w$  — скорость подъема,  $z(t)$  — координата центра ядра ( $z = 0$  — центр пузыря),  $\Gamma(t)$  — циркуляция,  $\xi = (\rho_0 - \rho_1)/\rho_0$  — относительный перепад плотности между ядром и внешней атмосферой.

Все эти функции могут быть определены экспериментально. В частности, первые четыре, если центр термика в процессе движения не выходит из плоскости оптического ножа, — из кинограммы, получаемой с помощью фотоаппарата  $\Phi_1$ . Действительно, аппарат  $\Phi_1$ , установленный в стробоскопе, позволяет получать, как было отмечено выше, на одном кадре последовательные через заданные промежутки времени снимки осевых сечений ядер, освещенных лучом оптического ножа.

Пример фотографий, полученных таким образом, приведен на фиг. 2. Здесь экспонирование движущегося объекта производилось через 0,1 с (диск с двумя отверстиями, скорость его вращения 5 об/с). Способы определения  $R$ ,  $r$ ,  $z$  пояснены на фиг. 2. Параметры  $\alpha = dR/dz$  и  $w = dz/dt$  при этом могут быть определены как  $\Delta R/\Delta z$  и  $\Delta z/\Delta t$  или путем дифференцирования функций  $R(t)$ ,  $z(t)$ . Как показали опыты, на начальном участке (до  $z \approx 10-15 R_0$ ),  $\alpha = \alpha_0 = \text{const}$ , этот параметр может быть измерен непосредственно угломером.

Часть опытов проводилась по более простой методике при неподвижном диске стробоскопа. Процесс подъема вихря в этом случае фиксировался просто открытым фотоаппаратом. При этом отдельные изображения сечений ядер сливаются в сплошные линии — треки. Такая методика исследования дает меньше информации, чем основная со стробоскопом, однако позволяет весьма просто определять основные геометрические параметры ядра и его траектории.

Если центр термика выходит из плоскости оптического ножа, определение вышеназванных функций усложняется. Необходимо ввести поправки, определяемые расстоянием  $L$  от центра термика до плоскости ножа. Это расстояние измерялось по фотоэнкам, полученным с помощью камеры  $\Phi_2$  (см. фиг. 1). В процессе опыта  $\Phi_2$  работает фактически как кинокамера — экспонируются несколько кадров. Они позволяют проследить за движе-



Ф и г. 2

нием проекции термика на горизонтальную плоскость и измерять  $L$  на любой заданной высоте. Это необходимо не только для правильного определения параметров  $R$ ,  $\alpha$ ,  $R_0$ , но и для циркуляции  $\Gamma$ .

Для определения последней использовались термоанемометры. Были применены однопитательные преобразователи. Сигнал преобразователя каждого из уровней записывался на одну из трех дорожек самописца, на четвертой фиксировались моменты включения камеры  $\Phi_2$ . При обработке записей измерялись максимальные амплитуды сигналов анемометров, которые затем переводились с помощью калибровочных кривых в значения  $u_i$  ( $u$  — скорость частиц на горизонтальной плоскости симметрии термика,  $i$  — номер уровня). Величина  $\Gamma_i$  определялась по формуле [4]

$$(2.1) \quad \Gamma_i = -\pi u_i R_i (1 - \delta_i^2) / E(\delta_i).$$

Здесь  $\delta_i = l_i / R_i$ ,  $E(\delta_i)$  — эллиптический интеграл;  $l_i$  — расстояние от центра вихревого кольца до преобразователя в момент пересечения первым соответствующего уровня — в момент измерения  $u_i$ . Во всех наших опытах  $l_i / R_i \ll 1$ .

В этом случае

$$(2.2) \quad \Gamma_i \approx 2R_i u_i (1 - 0,75\delta_i^2).$$

3. Результаты экспериментов представлены на фиг. 3—6. Здесь и ниже параметры  $\Gamma_i$ ,  $z$  заменены, следуя [2], безразмерными  $\Gamma_i^0 = \Gamma_i / R_0 \sqrt{gR_0}$ ,  $z^0 = z / R_0$ .

На фиг. 3 представлены значения  $\alpha$ , полученные при различных  $\xi$ ; на фиг. 4 — измеренные при тех же  $\xi$  на первых двух уровнях  $\Gamma_1^0$ ,  $\Gamma_2^0$  (высоты уровней  $z_1 = 0,7$  м,  $z_2 = 1,2$  м или соответственно  $z_1^0 \approx 14$ ,  $z_2^0 \approx 25$ ).

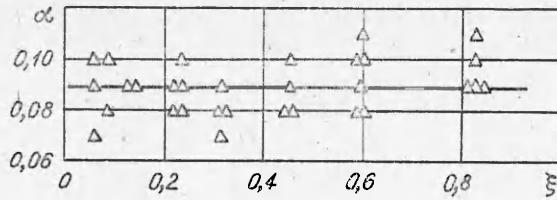
Проведенные опыты показали, что до высоты  $z^0 \approx 12-15$ , т. е. до первого уровня или несколько выше, практически сохраняются постоянными  $\alpha(t) = \alpha$  и  $\Gamma(t) = \Gamma$ . При  $z^0 > 12-15$  значение этих параметров начинает уменьшаться. Это наблюдение иллюстрируют кривые 1 ( $\Gamma_1^0(\xi)$ ) и 2 ( $\Gamma_2^0(\xi)$ ) на фиг. 4. Кривая 1 проведена через экспериментальные точки, полученные на первом уровне, 2 — на втором.

Причину уменьшения циркуляции можно установить на основании кинограмм, приведенных на фиг. 2. Визуализированные оптически сечением ядра на фотографиях четко очерчены, что позволяет с достаточной степенью точности определять  $R(z)$  и  $r(z)$  и, следовательно, объем тороидального ядра всплывающего вихря  $Q(z) = 2\pi^2 r^2 R$  на любой высоте. Значение  $Q_0$ , как было сказано выше, также определялось с помощью фотографии. Результаты измерений отношений  $Q/Q_0$  для двух типичных случаев ( $\xi = 0,46$ ;  $0,7$  — точки 4, 3 соответственно) приведены на фиг. 5. Как видно из приведенных графиков, при  $z^0 > 15$  начинается процесс потери массы легкого газа, а вместе с ним и снижения циркуляции. Здесь же приведены значения  $t^0 = t \sqrt{g\xi} / \sqrt{R_0}$ , полученные при обработке этих фотографий, а также в двух других опытах ( $\xi = 0,32$ ;  $0,83$  — точки 1, 2 соответственно).

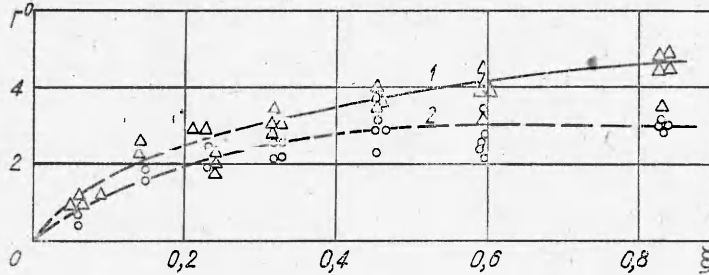
В процессе исследований замечено, что при одних и тех же начальных значениях  $R_0$  и  $\xi$  реализуется ряд структур течения внутри термиков.

Два крайних варианта этого ряда легко различаются. Для первого из них характерно однородное с четкими границами ядро (см. фиг. 2, а), характер движения такого термика не меняется на всем участке траектории, доступном наблюдению ( $z \sim 70R_0$ ). У второго ядро с расплывчатыми границами (см. фиг. 2, б), внутри ядра видна спиральная структура — вероятный след свернувшегося в процессе формирования термика вихревого слоя.

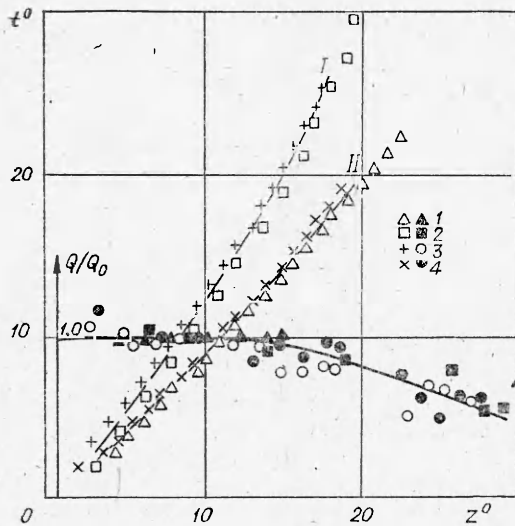
Эта структура менее устойчива, такой термик иногда рассыпается на высоте  $30-40 R_0$ . Промежуточные варианты обычно легко отнести к первому или второму виду движения. Заметим, что при  $\xi > 0,4$  чаще реализуется первый вариант, при  $\xi < 0,4$  (в особенности при  $\xi < 0,15$ ) —



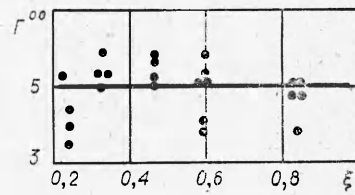
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

ся небольшие отличия в значениях  $\Gamma$  и  $\alpha$ : в первом случае несколько выше  $\Gamma$ , во втором —  $\alpha$ ; с этим различием, по-видимому, следует связать разницу в относительных временах  $t^0$  и, следовательно, относительных скоростях  $w^0 = dz^0/dt^0 = w/\sqrt{g\xi R_0}$ , которая видна на фиг. 5. Кривая I ( $w^0 \approx 0,8$ ) относится к четко выраженным термикам первого вида, кривая II ( $w^0 \approx 1,1$ ) — второго. Однако следует отметить, что для исчерпывающего установления такой закономерности данных в настоящее время недостаточно.

Наконец, в ряде опытов наблюдались термики третьего вида. Они образовывались из первоначально бесформенной массы легкого газа с воздушными включениями. Эта масса возникала при разрушении в результате взаимодействия двух одновременно возникавших термиков.

Формирование термика третьего вида происходит значительно медленнее. Его параметры нестабильны, например, для  $\alpha$  получены значения от 0,2 до 0,4. Заметим, что такие же значения  $\alpha$  приведены в [1]. Они получены при проведении опытов с термиками в воде, причем вода большей плотности, чем в резервуаре, вливалась в него из чашки. Очевидно, в [1] речь идет о термиках третьего вида — это ламинарные неконцентрирован-

ные всплывающие вихри. Они движутся значительно медленнее и поднимаются на меньшую высоту, чем рассмотренные выше.

Отметим, что параметр  $\alpha$  у исследованных нами термиков весьма стабилен: ни изменения  $\xi$ , ни искусственно вводимые возмущения (например, прокалывание пленки сбоку или снизу) существенно на значения  $\alpha$  не влияют ( $\alpha = 0,09 + 0,02$ , см. фиг. 3).

4. Термики, возникающие из первоначального шарового объема более легкого газа, чем внешняя среда, трансформируются в концентрированные всплывающие вихревые кольца. На начальном участке траектории ( $12-20 R_0$ ) с определенной степенью приближения можно считать, что единственным параметром, определяющим движение, служит дефицит веса [1]  $F = (4/3)\pi R_0^2 g \rho_0 \xi$ . При этом явная зависимость уравнений движения от  $\xi$  может быть исключена переходом к безразмерным переменным и функциям  $t^{00} = t\sqrt{g\xi}/\sqrt{R_0}$ ,  $z^0 = z/R_0$ ,  $v_i^{00} = v_i/\sqrt{\xi R_0 g}$ .

В этом случае

$$\Gamma^{00} = \Gamma^0/\sqrt{\xi} = \Gamma/R_0\sqrt{\xi R_0 g} = \text{const}, \quad w^{00} = w/\sqrt{\xi R_0 g}.$$

По нашим измерениям  $\Gamma^{00} \approx 5$  (см. фиг. 6),  $w^0 \approx 1$ . На высоте  $z^0 > 10 - 20$  влияние процессов обмена на движение термика становится существенным (см. фиг. 5), движение приобретает более сложный характер.

В заключение отметим, что на участке траектории  $4 < z^0 < 15$  можно получить связь между  $\alpha$  и  $\Gamma$  в предположении выполнимости для всплывающих кольцевых вихрей закона Бюно — Савара. Последнее предположение фактически использовано при выводе формулы (2.4). При  $r/R \ll 1$  кинетическая энергия таких кольцевых вихрей с точностью до  $(r/R)^2$  определяется формулой [9]

$$(4.1) \quad E_K = (1/2)\Gamma^2 R \rho_0 [\ln(8R/r) - 2].$$

Разумеется, с помощью фотографий, упомянутых выше, детально структура течения как внутри ядра, так и вне его не может быть определена. Вполне возможно, что истинное значение  $r$  отличается от измеренного и в (4.1) следует подставить некоторое эффективное значение  $r_e \neq r$ . Предположим, что  $r_e = r$ . В таком случае, дифференцируя (4.1) по  $t$  при  $\dot{Q} = \text{const}$  и приравнявая результат к  $-d\Pi/dt$ , где  $\Pi = -\rho_0 \xi Q_0 g z$  — потенциальная энергия, получаем

$$(4.2) \quad \Gamma^0 \approx 4\sqrt{\pi\xi/3\alpha} [2 \ln(8R/r) - 1].$$

На фиг. 4 сплошной линией проведена кривая  $\Gamma^0(\xi)$ , рассчитанная по формуле (4.2), при этом  $\alpha = 0,09$ ,  $R$  и  $r$  определены с помощью соответствующих кинограмм (типа изображенных на фиг. 2, а) на первом уровне.

Авторы выражают благодарность Т. Н. Анохиной за помощь в работе и С. А. Христиановичу, А. Т. Онуфриеву и М. Д. Щербину за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила 24 XII 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977.
2. Онуфриев А. Т. Теория движения кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва. — ПМТФ, 1977; № 2.
3. Тарасов В. Ф. О движении всплывающего вихревого кольца. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 23. Новосибирск: изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1975.
4. Горев В. А., Гусев П. А., Трошин Я. К. Моделирование подъема и сгорания облака легкого газа в атмосфере. — ДАН СССР, 1972, т. 205, № 4.
5. Заславский Б. И., Сотников И. М. О движении вихревых колец в однородной и стратифицированной средах. — В кн.: Метрология гидрофизических измерений. Тезисы докл. М., 1980.
6. Луговцов А. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. Ф. О движении турбулентного вихревого кольца. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 3. Новосибирск: изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1969.

7. Онуфриев А. Т., Христианович С. А. Об особенностях турбулентного движения в вихревом кольце.— ДАН СССР, 1977, т. 229, № 1.
8. Владимиров В. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. Ф. Подавление турбулентности в ядрах концентрированных вихрей.— ПМТФ, 1980, № 5.
9. Паттерман С. Гидродинамика сверхтекучей жидкости. М.: Мир, 1978.

УДК 533.6.011

## О САМОВОЗБУЖДАЮЩЕЙСЯ ОКРУЖНОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ ОКОЛО КРУГОВОЙ РЕШЕТКИ ПРОФИЛЕЙ

Е. С. Беляновский, В. Б. Курзин

(Москва, Новосибирск)

При течении жидкости через решетки турбомашин в ряде случаев имеет место явление самовозбуждения окружной неравномерности поля скоростей, вращающейся в сторону вращения решетки. К числу таких явлений относится вращающийся срыв, который возникает на определенных режимах в осевых турбомашинах. В радиальных решетках центробежных вентиляторов вращение поля скоростей замечено и описано еще Н. Е. Жуковским [1]. Недавно подобное явление обнаружено и при исследовании течения жидкости через круговую решетку [2]. Окружную неравномерность поля скоростей авторы этой работы моделируют смещением вихресточника из центра решетки. Однако механизм движения вихресточника ими не рассмотрен.

В данной работе указанная модель течения жидкости через плоскую круговую решетку замкнута с помощью уравнения движения вихресточника в поле скоростей, возмущенном профилями решетки. При этом вопрос о самовозбуждении окружной неравномерности сведен к задаче об устойчивости движения вихресточника.

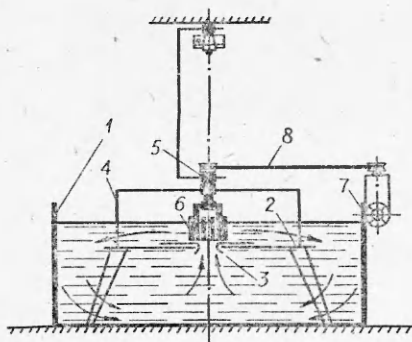
**1. Эксперимент.** Эксперимент проводился на гидрлотке, представляющем собой открытый бак диаметром 2 м и высотой 0,8 м (фиг. 1). В баке 1 установлен диск 2, имеющий в центре отверстие, в которое вставлен диффузор 3. На диске 2 установлена штанга 4, на которой смонтирован вал 5, вращающий решетку 6. Вращение вала осуществляется электродвигателем 7 через ременную передачу 8.

Визуализация характера течения осуществлялась посредством внесения в поток конфетти. На фиг. 2 приведены снимки, которые сделаны фотоаппаратом в неподвижном его положении (фиг. 2, а) и при синхронном с решеткой вращении (фиг. 2, б). На фотографиях хорошо видна окружная неравномерность поля скоростей, которая выражается, например, в различных углах натекания потока на профили. Отмечено, что эта неравномерность вращается с угловой скоростью, примерно в 50 раз меньшей скорости вращения решетки.

**2. Постановка задачи.** Рассмотрим плоское течение идеальной несжимаемой жидкости через круговую решетку, равномерно вращающуюся с угловой скоростью  $\omega$  (фиг. 3). Как известно, набегающий на круговую решетку поток жидкости обычно моделируется вихресточником, расположенным в центре решетки. Предположим, что случайное возмущение смещает его из центра в некоторое положение  $\epsilon_0$ . Тогда вихресточник начнет перемещаться со скоростью жидкости в той точке  $\epsilon(t)$ , с которой в данный момент совпадает его положение, т. е.

$$(2.1) \quad d\epsilon/dt = v(\epsilon).$$

Возникает вопрос, существует ли устойчивый предельный цикл движения вихресточника, удовлетворяющего уравнению (2.1). Эту задачу будем решать в предположении, что абсолютное движение жидкости вне вихре-



Ф и г. 1