

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вольтинский М. С. Изучение дробления капель в газовом потоке, Докл. АН СССР, 1949, т. 68, № 2, стр. 237.
2. Isshiku N. Theoretical and experimental study of atomization of liquid drop at high speed gasstream. Rept. Trans. Techn. Res. Just., 1959, No. 35.
3. Hamielec A. E., Johnson A. J. Viscous flow around fluid spheres at intermediate Reynolds number (I). Canadian J. Chem. Engng, 1962, vol. 40, No. 2.
4. Югай Ф. С., Волгин Б. П. Качественная картина движения жидкости в ускоряющемся газовом потоке. Инж.-физ. ж., 1965., т. 9, № 6, стр. 703.

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ ПРИ СИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЯХ ДИСКА

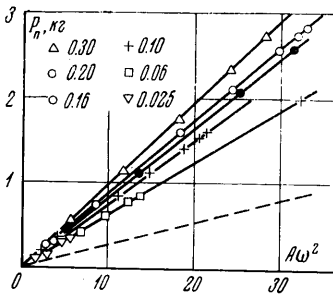
Ю. Н. САВЧЕНКО

(Киев)

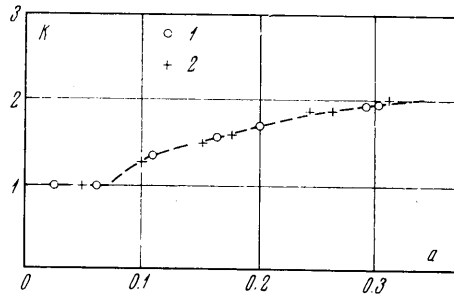
Известно, что при колебаниях тела в воде с малой амплитудой силы, действующие на тело, удовлетворительно выражаются формулой [1]

$$P_n = h''(m_0 + m^*) \quad (1)$$

Здесь  $h''$  — ускорение,  $m^*$  — присоединенная масса,  $m_0$  — масса тела. Соотношение (1) лежит в основе определения присоединенных масс по методу высокочас-



Фиг. 1



Фиг. 2

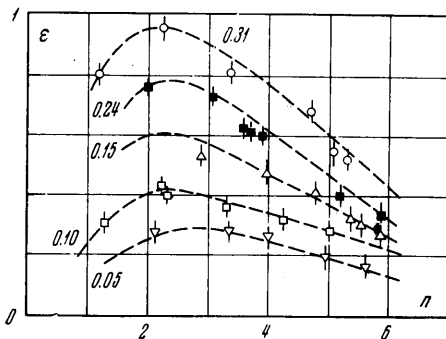
тотных малых колебаний [1, 2]. Однако предел применимости этого метода неизвестен. В частном случае колебания диска

для определения этого предела изучалось изменение силы в зависимости от амплитуды и частоты колебаний.

В экспериментальной установке, смонтированной в гидротомке, сообщались возвратно-поступательные синусоидальные колебания погруженному в неподвижную жидкость ножу с диском диаметра  $d = 102$  мм на конце. Тензодатчики на ноже регистрировали нормальную к плоскости диска силу  $P_n$ .

Перемещение ножа в вертикальном направлении  $h = A \sin \omega t$  регистрировалось при помощи реостатного датчика на фотобумаге шлейфового осциллографа одновременно с сигналом мгновенной силы  $P_n$ .

Результаты измерения амплитуды силы  $P_n$  представлены на графике фиг. 1, где для ряда значений амплитуды  $a = A/d$  построена зависимость силы  $P_n = f(A\omega^2)$ ; каждой фиксированной амплитуды  $a$  с изменением частоты  $\omega$  амплитуда силы  $P_n$  линейно зависит от амплитуды ускорения  $A\omega^2$ . Это обстоятельство, по-видимому, сви-



Фиг. 3

звездочкой отмечено теоретическое значение при  $m^* = \frac{8}{3}\rho R^3$ . Заметим, что для каждой фиксированной амплитуды  $a$  с изменением частоты  $\omega$  амплитуда силы  $P_n$  линейно зависит от амплитуды ускорения  $A\omega^2$ . Это обстоятельство, по-видимому, сви-

детельствует о несущественном влиянии вязкости жидкости (штриховая линия на фиг. 1 — характер изменения силы при колебаниях в воздухе).

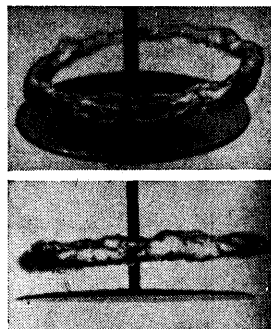
На графике фиг. 2 по оси ординат отложена безразмерная величина гидродинамической силы

$$K = \frac{1}{m^*} \left( \frac{P_n}{A\omega^2} - m_0 \right) \quad \left( m^* = \frac{8}{3} \rho R^3 \right)$$

а по оси абсцисс — безразмерная амплитуда колебаний  $a$ .

Эксперимент показал, что при малых относительных амплитудах, когда  $a < 0.07$ , измеренное значение гидродинамической силы совпадает с теоретическим значением и равно  $m^*A\omega^2$ , где присоединенная масса диска  $m^* \approx \frac{8}{3}\rho R^3$ . При дальнейшем увеличении амплитуды  $a$  гидродинамическая сила растет и при  $a = 0.33$  в два раза превышает теоретическую величину, рассчитанную по присоединенной массе диска  $m^*$ . При малых амплитудах фаза силы  $P_n$  близка к фазе ускорения. Возрастание  $K$  при амплитудах, больших  $a = 0.07$ , сопровождается увеличением сдвига фаз  $\epsilon$  между векторами силы и ускорения, как это можно заключить по фиг. 3, где представлены величины фазового сдвига  $\epsilon$  (в рад) между соответствующими максимумами гидродинамической силы  $P_n$  и перемещения  $h = A \sin \omega t$ , определенные по осциллограммам эксперимента, в зависимости от  $n \text{ сек}^{-1}$ .

Визуализация течения воздухом (фиг. 4) показала, что при больших амплитудах колебаний с кромок срысывается и остается за диском вихревое кольцо. Возвратное движение диска разрушает образовавшееся вихревое кольцо, которое разлетается радиально и исчезает, но зато за диском образуется новое вихревое кольцо. Разлет вихревого следа в виде кольца, по-видимому, вызывает диссипацию энергии, а его образование увеличивает кинетическую энергию и импульс жидкости. Этими причинами можно объяснить кажущееся увеличение присоединенной массы ( $K > 1$ ) и появление сдвига фаз  $\epsilon$ , что может быть истолковано как возникновение силы, находящейся в фазе со скоростью. Зарегистрированное вихревое течение в плоскости вертикального сечения по своей форме аналогично вихревому течению, возникающему за цилиндром в начале движения или за пластинкой при малых числах Рейнольдса [3, 4].



Фиг. 4

Поступило 27 III 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Риман И. С., Крепс И. Л. Присоединение массы тел различной формы. Тр. ЦАГИ, 1947, № 635.
2. Федяевский К. К. Приближенное теоретическое определение присоединенных масс прямоугольных пластин. ПММ, 1952, т. 16, вып. 3.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М. «Наука», 1969.
4. Taneda Sadatoshi Standing twin-vortices behind a thin flat plate normal to the flow. Repts Res. Inst. Appl. Mech., 1968, vol. 16, No. 54.

### О ПЕРЕМЕЩЕНИИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОРИСТЫХ СИСТЕМАХ

В. А. КАРПЫЧЕВ

(Москва)

В работе исследуется перемещение границы раздела двух несмешивающихся жидкостей, движущихся в поле центробежных сил при условии, что вращение системы перманентно, а фильтрация подчиняется линейному закону. Различие жидкостей по физическим свойствам (вязкости и плотности) при этом учитывается.

1. Ниже рассматривается фильтрация двух несмешивающихся жидкостей в малом пористом пласте цилиндрической формы радиуса  $r_0$ . Пласт вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega$ . Среда, слагающая пласт, считается однородной по пористости  $m$  ( $0 < m < 1$ ) и проницаемости  $k$ . Предполагается, что фильтрация следу-