

01;03
©1992 г.

О ДВИЖЕНИИ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ В НАКЛОННЫХ И ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБАХ

Ю.А.Бутман, Ю.П.Гупало, А.Н.Прокунин

Приведены результаты экспериментальных исследований стационарного движения одной или нескольких (первоначально соприкасающихся) сферических частиц в потоке ньютоновской жидкости в наклонной или горизонтальной трубе. Рассмотрены случаи ламинарного и турбулентного режимов при движении частицы по стенке или вблизи нее.

Скорость проскальзывания сферической частицы относительно жидкости оказалась постоянной для фиксированных значений параметров частицы, жидкости и режима течения. Это позволило построить зависимость коэффициента лобового сопротивления сферической частицы, катящейся по стенке трубы, от числа Рейнольдса, не зависящего от градиента сдвигового течения и от вращения частицы. Исследованы также трение сферических частиц о стенку в потоке жидкости и случаи потери устойчивости движения.

Введение

Аналізу движения частицы в однородном потоке уделялось достаточное большое внимание, причем при ламинарном режиме течения и малых числах Рейнольдса по диаметру частицы изучалось также движение частицы вдоль стенки вертикальной трубы или по направлению к плоской стенке (см., например, [1]) и движение частицы по стенке со смазочным слоем при моделировании подшипника [2]. В последнем случае присутствие жидкости сказывается лишь во взаимодействии частицы со стенкой через тонкий слой смазки.

В настоящей работе рассматривается случай, когда частица прижимается к стенке силами веса и силой, возникающей в результате гидродинамического взаимодействия ее с потоком, причем последняя может стать соизмеримой с весом частицы. Подобная ситуация создается, например, при выносе выбуренного шлама при горизонтальном и наклонном бурении нефтяных и газовых скважин, где концентрация частиц в буровом растворе незначительна [3]. Кроме того, исследуемый случай может представлять интерес и для выяснения механизма гидротранспорта разбавленных суспензий.

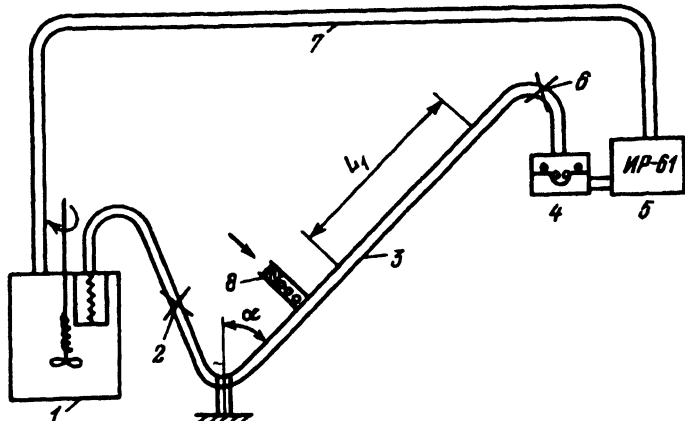


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — насос, 2 — кран, 3 — труба, 4 — ловушка для частиц, 5 — расходомер, 6 — кран, 7 — подводящие патрубки, 8 — устройство для ввода частиц.

Экспериментальная установка и методика эксперимента

В опытах используется замкнутая циркуляционная система (рис. 1), состоящая из термостата с находящимся в нем центробежным насосом 1, трубы, изготовленной из стекла 3, подводящих патрубков 7, устройства для ввода частиц 8, ловушки для частиц 4, расходомера 5. По трубе прокачивалась жидкость с заданным расходом. Расход измерялся индукционным расходомером ИР-61 и мог непрерывно изменяться. Скорость частицы определялась с помощью секундомера визуально по прохождению частицей фиксированного расстояния L_1 между рисками на трубе. Использование труб разных диаметров D ($D = 1.06$ и 2.12 см) и длин L ($L = 50$ и 100 см) дало возможность показать, что проводимые измерения в пределах ошибок эксперимента не зависят от влияния входного участка трубы. При длине трубы $L = 100$ см расстояние L_1 обычно принималось равным 70 см. Угол α отклонения трубы от вертикали изменялся дискретно ($\alpha = 0, 9, 29, 42, 60, 68, 76, 90^\circ$).

Частицы имели сферическую форму. В табл. 1 указываются материал, диаметры частиц d и их плотности ρ_s .

Опыты проводились с водой и водными растворами глицерина с вязкостью $0.024-0.039$ П. В случае, когда надо было исследовать движение нескольких частиц, движение жидкости перекрывали краном 2, через устройство 8 подавали последовательно несколько частиц и затем плавно снова открывали кран 2. Иногда опыты проводились без устройств 4 и 8, когда непосредственно в верхней части трубы ставилась сетка и вводилась в поток, например, одна частица. После прохода ее вверх по трубе перекрывали либо кран 2, либо 6, и частица скатывалась вниз. При этом можно было изучать и движение частицы вниз по стенке наклонной трубы. При проведении такого рода опытов иногда частицы вводились через верхнюю часть трубы.

Точность измерения расхода составляла 5–10% при малых расходах, увеличиваясь с его ростом. Время прохождения частицей фиксированного участка трубы измерялось с точностью до 0.2 с.

О коэффициенте сопротивления частицы в потоке жидкости. Для обработки экспериментальных результатов восполь-

Таблица 1.

№ п/п	Материал сферической частицы	Жидкость	d , см	D , см
1	Свинец, $\rho_s = 11.3$ г/см ³	Вода	0.20	2.12
2			0.24	$\left\{ \begin{array}{l} 1.06 \\ 2.12 \end{array} \right.$
3			0.42	
4			Раствор глицери- на, $\eta = 0.023$ П	0.24
5	Сталь, $\rho_s = 7.8$ г/см ³	Вода	0.40	2.12
6			0.48	$\left\{ \begin{array}{l} 1.06 \\ 2.12 \end{array} \right.$
7			0.56	
8	Стекло, $\rho_s = 2.2$ г/см ³	Вода	0.19	2.02
9			0.22	1.06
10			0.22	2.12
11			0.48	2.12
12			Раствор глицери- на, $\eta = 0.023$ П	0.22
13		Раствор глицери- на, $\eta = 0.031$ П	0.22	1.06

зуюемся известным определением коэффициента лобового сопротивления частицы

$$C = F_{\text{din}}(1/2\rho u^2 S)^{-1}, \quad (1)$$

где u — скорость частицы относительно жидкости; F_{din} — проекция силы, действующей на частицу, на направление скорости жидкости; ρ — плотность жидкости; S — площадь миделевого сечения частицы (в случае шара равная $\pi d^2/4$, d — диаметр частицы).

В классических экспериментах [4] сила сопротивления F_{din} измеряется при обтекании закрепленной частицы жидкостью (или газом) с известной продольной постоянной скоростью и (или) при осаждении частицы в покоящейся среде. Вычисленные таким образом значения коэффициента сопротивления C являются функцией лишь числа Рейнольдса

$$\text{Re}_p = \rho du / \eta, \quad (2)$$

где η — вязкость (ньютоновской) жидкости.

Зависимость $C(\text{Re}_p)$ для сферической частицы имеет монотонно убывающий характер при $\text{Re}_p < 2 \cdot 10^5$. В этой области Re_p будут лежать результаты наших измерений. Отметим еще, что при $8 \cdot 10^2 < \text{Re}_p < 2 \cdot 10^5$ коэффициент $C \approx \text{const}$ (рис. 2, кривая 1).

При исследовании стационарного движения частицы в потоке жидкости по вертикальной трубе [3] в качестве скорости обтекания частицы брали величину

$$u = \langle v \rangle_D - w, \quad (3)$$

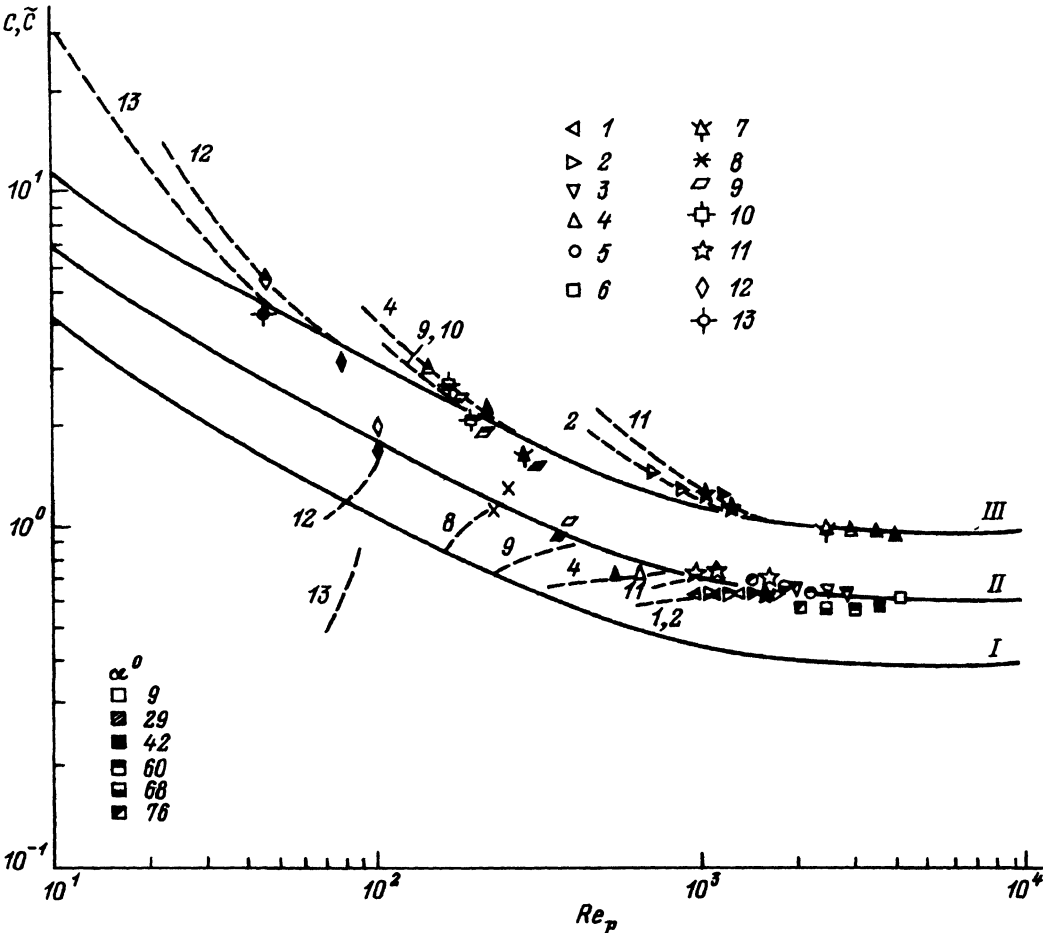


Рис. 2. Зависимости коэффициента лобового сопротивления сферической частицы C от числа Рейнольдса на частице Re_p .

I-III (сплошные линии) — классическая зависимость в однородном потоке жидкости, зависимости $C(Re_p)$ при движении частицы по стенке вверх и вниз по трубе. Соответствие точек и штриховых линий экспериментальным условиям приведено в табл. 1. 1-6 — углы $\alpha = 9, 29, 42, 60, 68, 76^\circ$.

т.е. скорость проскальзывания частицы относительно усредненного потока жидкости. Здесь $\langle v \rangle_D$ — средняя скорость жидкости в трубе; v — скорость потока жидкости в трубе, невозмущенного присутствием частицы; w — скорость центра тяжести частицы.

Частицы в зависимости от их размеров и плотности двигались на различных расстояниях от оси трубы. Разность (3) для частицы данного размера и плотности была постоянной при различных значениях средней скорости $\langle v \rangle_D$. Опыты в [3] проводились при числах Рейнольдса

$$Re = \rho D \langle v \rangle_D / \eta \quad (4)$$

(D — диаметр трубы) в диапазоне $10^4 < Re < 10^5$.

Величина C в области чисел Рейнольдса (2), вычисленных по диаметру частицы, $1.2 \cdot 10^3 \leq Re_p \leq 1.5 \cdot 10^4$ как в классических опытах (рис. 2,

кривая 1), не зависела от Re_p , но существенно определялась отношением d/D даже при $d/D \ll 1$. Видимо, последнее можно исключить, применяя более точное усреднение по размеру сферической частицы. Кроме того, удобнее для инженерных приложений усреднение скорости по диаметру трубы может оказаться слишком грубым и не отражать физическую картину из-за резкого падения величины C с ростом Re_p в области малых чисел Рейнольдса (рис. 2, кривая 1). Но последнее связано с определением положения частицы, которое не всегда просто осуществить.

В случае движения частицы по стенке горизонтальной или наклонной трубы ее положение вполне определено, что делает возможным пользоваться усреднением скорости жидкости (невозмущенной частицей) как по диаметру трубы, так и по диаметру самой частицы.

Для определения проекции F_{din} динамической силы на направление скорости жидкости используем квазистационарное приближение исходя из баланса динамической силы, массовой силы и силы трения. Тогда в проекции на направление скорости жидкости получим

$$F_{\text{din}} + F_m + F_f = 0.$$

Здесь F_m — массовая сила, действующая на частицу и определяемая выражением

$$F_m = -(\rho_s - \rho)\theta g \cos \alpha,$$

где θ — объем частицы; g — ускорение свободного падения; F_f — сила трения, определяемая взаимодействием частицы со стенкой как непосредственно при соприкосновении, так и при наличии тонкой пленки жидкости между частицей и стенкой.

По аналогии с законом “сухого” трения запишем

$$F_f = \mp k(\rho_s - \rho)\theta g \sin \alpha,$$

где знак плюс или минус зависит от того, движется ли частица вверх по наклонной трубе или вниз; k — “эффективный” коэффициент трения в указанном выше смысле; следует отметить, что такая форма записи *a posteriori* оправдана тем, что в опытах коэффициент k действительно оказался близок к постоянному.

Таким образом, получим зависимость проекции на направление скорости жидкости динамической силы, действующей на частицу,

$$F_{\text{din}} = (\rho_s - \rho)\theta g(\cos \alpha \pm k \sin \alpha) \quad (5)$$

от разности плотностей $\rho_s - \rho$ частицы и жидкости, объема частицы θ и угла наклона трубы α , отсчитываемого от вертикали.

Из (1) и (5) для сферической частицы следует, что

$$C = 4/3gd(\rho_s/\rho - 1)u^2(\cos \alpha \pm k \sin \alpha), \quad (6)$$

где g — ускорение свободного падения, ρ_s — плотность сферической частицы. Этой формулой и будем пользоваться для дальнейшей обработки экспериментальных данных.

О скорости восходящего движения частицы по трубе, ее остановке и трогании. При стационарном движении сферической частицы по горизонтальной трубе или вверх по наклонной трубе соотношение

$$\langle v \rangle_d - w = u \approx \text{const} \quad (7)$$

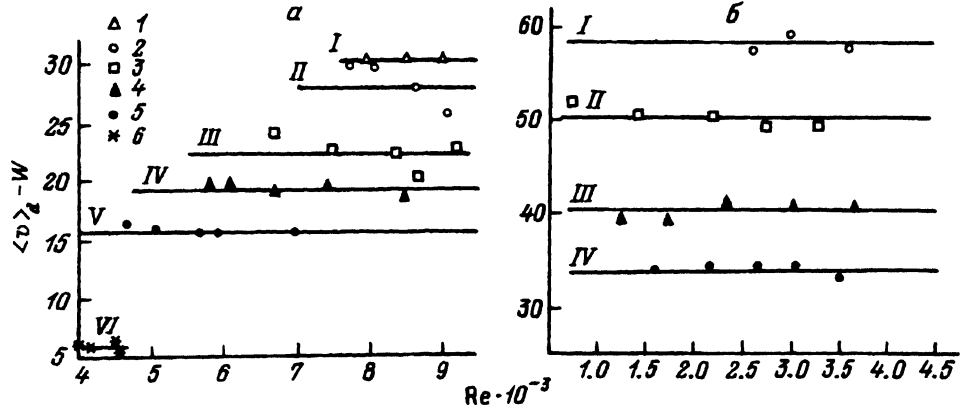


Рис. 3. Зависимость скорости проскальзывания сферической частицы относительно жидкости от числа Рейнольдса в трубе.

a — движение стеклянной частицы в воде вверх по трубе ($d = 0.48$ см, $D = 2.12$ см); *b* — движение стальной частицы в воде вниз по трубе ($d = 0.56$ см, $D = 2.12$ см). 1–6 — $\alpha = 9, 42, 60, 68, 76, 90^\circ$. На графиках приведены соответствующие каждому углу значения Рейнольдса на частице Re_p (*a, b*) и скорости седиментации u_s . *a* — Re_p : I — 1540, II — 1400, III — 1100, IV — 940, V — 754, VI — 340; *b* — Re_p : I — 3340, II — 2840, III — 2270, IV — 1930; u_s , см/с: I — 61.6, II — 40.1, III — 40.6, IV — 31.

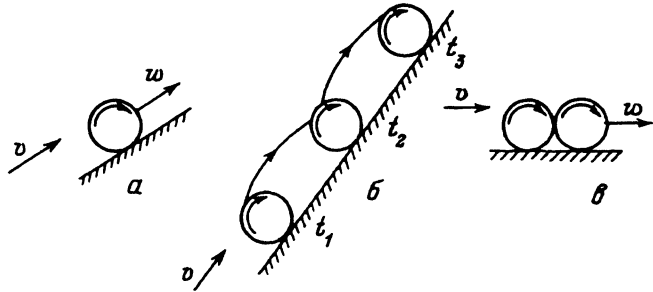
выполняется при произвольных Re (рис. 3, типичные данные). Здесь $\langle v \rangle_d$ — усредненная по диаметру частицы скорость невозмущенного потока жидкости, причем приближенно можно считать, что $\langle v \rangle_d = v(r_*)$, где $r_* = (D-d)/2$. В области ламинарного течения ($Re < 1.8 \cdot 10^3$) профиль скорости квадратичный; в области турбулентного течения ($Re \gtrsim 2.4 \cdot 10^3$ — логарифмический [5]).

В (7) константа зависит от угла наклона трубы α , материала и диаметра частицы, вязкости и плотности жидкости, переносящей частицу. При переходе от ламинарного к турбулентному течению в трубе значение константы в (7) может меняться.

Отличие от среднего разности $\langle v \rangle_d - w$ обычно не превышало 5–10%, но для стеклянных частиц с $d = 0.19$ см могло достигать 15%. В последнем случае разность $\langle v \rangle_d - w$ имела тенденцию к уменьшению с ростом числа Re .

Отметим еще, что при своем движении частица вращалась по часовой стрелке (рис. 4, *a*), а ее скорость вращения увеличивалась с увеличением расхода жидкости в трубе. При движении частиц по трубам, малоотклоняющимся от вертикали (малые α), возникали и другие явления. С увеличением вязкости жидкости ($\eta = 0.031$ П, раствор глицерина), например, для стеклянных шариков ($d = 0.19$ см) при $\alpha = 42^\circ$ частица, как обычно, катится вверх по трубе (рис. 4, *a*), при $\alpha = 29^\circ$ возникают мелкие вибрации частицы, при $\alpha = 9^\circ$ частица начинает совершать скачковые движения, как это показано на рис. 4, *b*.

При уменьшении расхода жидкости, согласно соотношению (7), уменьшается и скорость частицы w (вплоть до остановки частицы). При малых наклонах трубы к вертикали составляющая действующей на частицу силы тяжести вдоль трубы значительно больше силы трения, а потому скорости потока, соответствующие троганию и остановке частицы, различаются мало. В случае же горизонтальной трубы ($\alpha = 90^\circ$) эти скорости



Вид сверху (г-е)

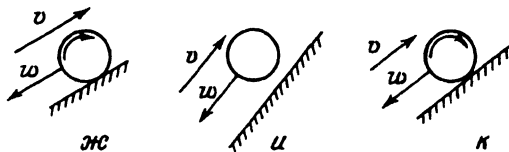
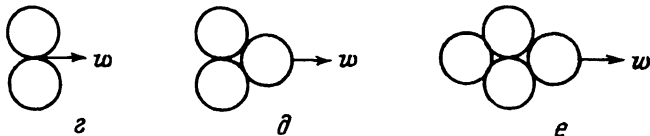


Рис. 4. Различные варианты движения частиц (t_i — моменты времени).

были существенно различными (гистерезисное явление): например, для свинцовых шариков в воде отношение этих скоростей составляло 1.5.

Коэффициент лобового сопротивления при движении шара вверх по стенке трубы. Речь пойдет об определении коэффициента лобового сопротивления сферической частицы C , катящейся вверх по стенке трубы в восходящем потоке жидкости. Рассмотрим сначала случай относительно мелких частиц (отношение d/D меняется от 0.1 до 0.4).

На рис. 2 точками и штриховыми кривыми с цифрами показаны экспериментальные зависимости

$$\tilde{C} = [4/3gd(\rho_s/\rho - 1)/u^2] \cos \alpha$$

(см. (6) при $k = 0$) от Re_p (2). Причем здесь использовалось среднее значение $u = \langle v \rangle_d - w$ (рис. 3) на интервале изменения числа Re . Каждому значку и штриховой кривой с номером (здесь обсуждаются точки и кривые, лежащие на и ниже сплошной кривой Π рис. 2) соответствуют опыты при фиксированных параметрах частицы и жидкости (табл. 1).

Каждый фиксированный значок имеет различную штриховку (см. пример на рис. 2), что соответствует различным углам α наклона трубы в опыте. Каждая штриховая кривая соответствует зависимости \tilde{C} ($Re_{кр}$) для различных α с наименьшим значением при $\alpha = 76^\circ$. На рис. 2 для упрощения последнего оставлены лишь точки, по которым проводилась

сплошная кривая II , и убраны точки, по которым были проведены штриховые кривые. Отметим еще, что сплошная кривая II соответствует увеличенным в 1.5 раз значениям коэффициента лобового сопротивления согласно классической зависимости I .

Кривая II была проведена по точкам, отвечающим опытам с малыми углами отклонения трубы от вертикали. Предварительно полагалось, что трение при таких углах α может быть малосущественным и движение определяется практически весом шарика в жидкости, т.е. (см.(6)) $\tilde{C} \approx C$. Для оценки правильности этого предположения в случае горизонтальной трубы ($\alpha = 90^\circ$) по кривой II и формуле (6) определялся коэффициент трения k (табл. 2, которая обсуждается ниже). На рис. 2 точкам отвечают случаи, когда определенная при $\alpha = 90^\circ$ сила F_f (5) отличалась от величины $P \times \cos \alpha$ не более чем на 20%. Отметим, что, когда сила трения значительно меньше веса частицы, практически все точки для исследованных значений углов α лежат на кривой (случай $Re_p > 10^3$). Когда сила трения увеличилась, лишь точки, соответствующие малым углам α , лежат на кривой II , а зависимости $\tilde{C}(Re_p)$ (штриховые линии) все круче отходят вниз от кривой II с уменьшением Re_p .

В принципе сила трения может и расти с уменьшением α , но это мало вероятно. В пользу этого заключения говорит следующее: 1) прижатие частицы к стенке по крайней мере за счет силы тяжести уменьшается; 2) если в формуле (6) положить $k = k(\alpha = 90^\circ) \approx \text{const}$ (формула (5)), то вычисленные значения коэффициента лобового сопротивления C хорошо совпадают со значениями, соответствующими полученной кривой II ; 3) кривая II инвариантна при малых α относительно изменения размеров и плотностей частиц, а также вязкости жидкости. Последний довод, по-видимому, самый убедительный.

Выше рассматривались случаи движения частиц, когда $d/D \ll 1$ и частица мало влияет на движение жидкости в трубе. В противном случае можно сделать поправку на уменьшение проходного сечения трубы согласно уравнению неразрывности. При этом в формулу (7) вместо $\langle v \rangle_d$ надо подставить $\langle v \rangle_a / [1 - (d/D)^2]$. Значения C , рассчитанные таким образом, при $d/D \approx 1/2$ для стеклянного шарика в воде показаны точками b (табл. 1) на рис. 2. Эти значения практически не отличаются от значений для такого же шарика, но при $d/D \approx 1/4$. Аналогичные результаты были получены и для других параметров частицы и жидкости.

Отметим еще, что при ламинарном и переходном режимах обтекания частицы ($Re_p \leq 2 \cdot 10^2$) имеет место ламинарный режим течения жидкости в трубе ($Re < 2 \cdot 10^3$); переходному режиму ($2 \cdot 10^2 \lesssim Re_p \lesssim 10^3$) соответствует турбулентный режим в трубе ($Re > 2 \cdot 10^3$); случаю турбулентного режима обтекания сферической частицы ($Re_p \gtrsim 10^3$) соответствует турбулентный режим в трубе ($Re > 2 \cdot 10^3$).

Кривой II (рис. 2) можно пользоваться для определения (см.(6), (7)) расхода жидкости, при котором сферическая частица перестает двигаться по трубам с различными углами наклона для различных ньютоновских жидкостей, а также для различных размеров и материалов частиц и труб, если известен коэффициент трения k , который в первом приближении можно положить постоянным (не зависящим от α , т.е. от скорости вращения частицы) в фиксированном процессе.

Таблица 2.

№ п/п	Материал частицы	Жидкость	Режим движения в горизонталь- ной трубе	d, см	D, см	а) Движение по гори- зонтальной трубе		б) Седиментация, $\alpha = 76^\circ$	
						Re _р	$h \cdot 10^2$ $h = kd/2$	Re _р	$h \cdot 10^2$ $h = kd/2$
1	Стекло	Вода	Ламинарный	0.19	1.00	49	0.54	—	—
2				0.22	1.06	59	0.56	120	0.33
3				0.48	2.12	—	—	440	0.20
4			Турбулентный	0.19	1.00	105	1.50	—	—
5				0.20	2.00	93	1.52	—	—
6				0.22	1.06	163	2.20	—	—
7				0.48	2.12	290	1.20	—	—
8		Раствор глицери- на, $\eta = 0.023$ П	Ламинарный	0.22	1.06	60	3.8	22	1.2
9		Раствор глицери- на, $\eta = 0.031$ П	Ламинарный	0.48	2.12	118	2.7	—	—
10				0.22	1.06	80	13.0	10	1.4
11	Сталь	Вода	Турбулентный	0.4	2.12	280	0.3	—	—
12	Свинец	Вода	Ламинарный	0.24	1.06	—	—	450	0.6
13				0.20	2.12	290	0.80	—	—
14			Турбулентный	0.24	2.12	324	0.80	—	—
15				0.42	2.12	450	0.74	—	—
16		Раствор глицери- на, $\eta = 0.023$ П		0.24	1.06	—	—	8	0.72

О движении двух и более частиц. Здесь картина многообразна. Остановимся на ней лишь общих чертах. При малых углах α , где одна частица совершала скачкообразное движение (рис. 4,б), две частицы двигаются вместе, меняясь непрерывно местами (обскакивая друг друга). Скорость при этом была соизмерима со скоростью одной частицы для фиксированного расхода жидкости. При больших α в области, где одна частица катится без скачков, две частицы, первоначально находившиеся в положении рис. 4,в, могли перейти в положение рис. 4,г и так стационарно двигаться (быстрее, чем одна). Между этими двумя типами движений двух частиц был возможен промежуточный режим, когда ведомая частица двигается вслед ведущей, колеблясь, но не перескакивая ведущую. Дальнейшее увеличение частиц в перечисленных случаях приводило к их роеобразному движению и не приводило к их остановке.

В предельном случае горизонтальной трубы две частицы стационарно двигались друг за другом (рис. 4,е), причем медленнее, чем одна. Стационарно друг за другом могут двигаться и три частицы. Но при этом крайне существенна была последовательность расположения сферических частиц, слегка отличавшихся по весу. Для четырех и более частиц дечечное движение было неустойчиво. В некоторых случаях при движении частиц в горизонтальной трубе могли появляться устойчивые образования типа показанного на рис. 4,д,е.

Скорость седиментации сферической частицы. При седиментации частиц в наклонных трубах частица скатывается вниз по стенке трубы при неподвижной жидкости, вращаясь против часовой стрелки (рис. 4,ж). Измерялась скорость поступательного движения ее центра масс $u = w = u_s$. По ней вычислялась, как и выше при движении частицы вверх по трубе, зависимость $\tilde{C} = 4/3gd(\rho_s/\rho - 1)u^{-2} \cos \alpha$ от Re_p (см.(2)). С использованием тех же рассуждений об оценке силы трения (см. формулу (6) со знаком минус), построена сплошная кривая III (где $C = \tilde{C}$) (рис. 2), соответствующая увеличенным в 2.5 раза значениям C согласно зависимости 1. Каждому значку (малые значения α) и штриховой кривой с номером (прочие α) здесь, как и прежде, соответствует опыт при фиксированных параметрах частицы и жидкости (табл. 1). Для вычисления коэффициента трения k использовались данные уже не для горизонтальных труб, а для труб с наибольшим реализуемым в экспериментах углом наклона $\alpha = 76^\circ$ (табл. 2, которая обсуждается ниже). Здесь корректно определять коэффициент трения лишь для опытов с малым Re_p (рис. 2).

Для процесса седиментации точкам (по которым построена кривая III) соответствуют случаи, когда сила трения $F_{тр}$ (определенная при $\alpha = 76^\circ$) составляла не более 20% от величины $P \cos \alpha$. Отметим, что, как и выше, когда сила трения была значительно меньше веса частицы, практически все значения \tilde{C} (Re_p) в исследованном диапазоне значений α лежат на кривой III (см. $Re_p > 10^3$). В случаях, когда сила трения растет, лишь точки для малых α лежат на кривой III, а зависимости \tilde{C} (Re_p) (штриховые линии) все резче отходят вверх от $C(Re_{кр})$ с уменьшением Re_p .

Если реализовать расходы жидкости, то обеспечивающие сохранение нисходящего движения частицы по стенке трубы (рис. 3,б)

$$\langle v \rangle_d + w = u \approx \text{const}, \quad (8)$$

где $\langle v \rangle_d$ — усредненная по диаметру частицы скорость невозмущенного потока жидкости, w — скорость частицы.

Постоянная $u = \text{const}$ в пределах 10% совпадала со скоростью седиментации u_s , измеренной в покоящейся жидкости (см., например, рис. 3, б). Здесь представлены опыты по движению стальной сферической частицы $d = 0.56$ см, $D = 2.12$ см в воде от числа Рейнольдса, вычисленного по диаметру трубы (см. (4)). При этом переход ламинарного течения в турбулентное не нарушает постоянства величины $\langle v \rangle_d + w$. Однако в случае более легких частиц значения $\langle v \rangle_d + w$, оставаясь постоянными как при ламинарном, так и при турбулентном режимах, были различными. Наиболее ярко это проявлялось для стеклянных частиц при $d = 0.22$ см.¹ Зависимость $C(\text{Re}_p)$ (не показанная на рис. 2) в этом случае для турбулентного режима располагается значительно ниже кривой III на рис. 2. Отметим еще, что при построении кривой III отсутствуют точки для $\alpha = 9^\circ$ при больших значениях Re_p и $\alpha = 9$ и 29° при $\text{Re}_p < 10^3$. Это связано с тем, что при движении в трубах с малым уклоном отклонения от вертикали сферические частицы “всплывали”. Наиболее существенным этот эффект оказался для легких стеклянных частиц в растворе глицерина (рис. 4, u), где явно наблюдалась прослойка жидкости между частицей и стенкой трубы. Частица при этом двигалась без вращения. При $\alpha = 9^\circ$ значения C были близки к соответствующим значениям согласно зависимости 1. Иногда в опытах наблюдали промежуточный режим между всплыванием невращающейся частицы

($\alpha = 9^\circ$) (рис. 4, u) и катящейся, вращающейся по часовой стрелке частицей ($\alpha = 42^\circ$) (рис. 4, ж). Так, при $\alpha = 29^\circ$ частица отрывалась от стенки, вращаясь при этом по часовой стрелке при своем нисходящем движении (рис. 4, к).

Обсуждение результатов эксперимента. Из рис. 2 следует, что коэффициент лобового сопротивления частицы при ее качении вверх по стенке (кривая II) меньше, чем вниз (кривая III). Это, по-видимому, является следствием разных направлений вращения частиц при их движении вверх и вниз по трубе, а также несимметричностью обтекающего частицу потока.

Перейдем теперь к рассмотрению результатов по исследованию влияния трения. В табл. 2 вместо коэффициента трения k приводятся значения $h = kd/2$, обычные для трения качения. Нормирование результатов на величину d значительно уменьшает их разброс (например, номера 2, 3, 4 и 7, а также 13 и 15 табл. 2). Хотя, согласно рис. 3, сферическая частица движется с постоянной скоростью проскальзывания относительно жидкости, ее скорость вращения меняется. Это, по-видимому, несущественно влияет на коэффициент h , ибо последний определяется скоростью проскальзывания.

Коэффициент h как при движении частицы вверх, так и при движении вниз зависит от параметров частицы и жидкости. При фиксированных значениях плотности и диаметра частицы величина h растет с ростом вязкости жидкости. Это особенно заметно для легких стеклянных частиц (номера 2, 8, 10 табл. 2), когда наблюдалось возрастание h в 25 раз. Трение при подъеме частицы вверх по трубе больше, чем при ее движении вниз, что особенно заметно на легких частицах с увеличением вязкости

¹ Наименьший диаметр, используемый в данной серии экспериментов.

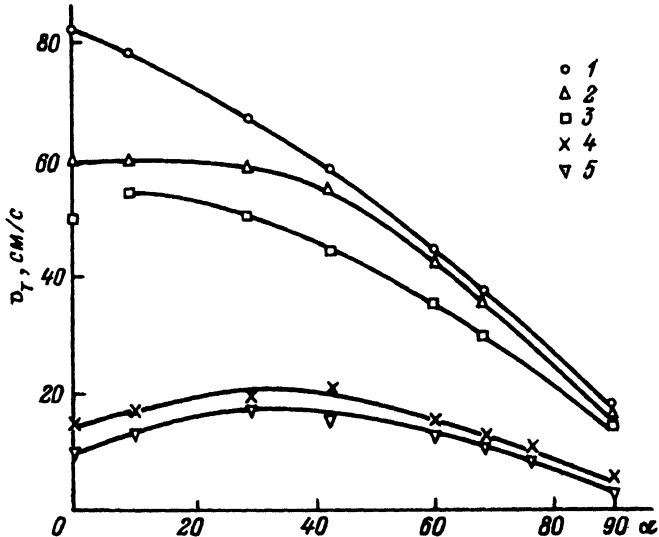


Рис. 5. Зависимость скорости трогания сферической частицы v_T от угла наклона трубы α .

1-3 — частицы из свинца диаметром 0.24 мм; 4, 5 — из стекла диаметром 0.22 мм. 1 — вода, 2-5 — растворы глицерина с вязкостями $(2.6, 3.1, 3.2, 3.9) \cdot 10^{-2}$ П соответственно.

жидкости (номера 2, 8, 10). По-видимому, это связано с тем, что при подъеме частицы вверх по наклонной трубе она дополнительно прижимается гидростатическими силами. В случае же движения вниз по трубе отжимается от стенки. Это приводит к всплыванию сферической частицы при углах, близких к вертикальному ($\alpha = 9.29^\circ$). Влияние турбулизации потока на коэффициент трения можно проследить на примере опытов 1-7 табл. 2. В случае движения сравнительно легких частиц вверх по трубе турбулизация приводит к резкому возрастанию коэффициента трения h , т.е. к увеличению гидродинамической прижимающей силы. С другой стороны, при движении достаточно легкой частицы вниз увеличение теперь уже отжимающей силы приводит к всплыванию частицы (см. выше обсуждение этого факта).

Благодаря увеличению силы трения с ростом вязкости жидкости эта сила может стать соизмеримой (особенно для легких частиц) с составляющей силы тяжести. Последнее приводит к существованию максимума скорости остановки или трогания в зависимости от угла наклона α , что и было установлено экспериментально.

На рис. 5 приводится зависимость средней по сечению трубы скорости трогания от угла наклона трубы.¹ Когда сила трения мала по сравнению с весом частицы, максимум на таких зависимостях практически не наблюдается (рис. 5, кривые 1-3). С ростом вязкости жидкости максимум проявляется для той же самой частицы все ярче (На кривых 4 и 5 максимальное значение $\alpha = \alpha_{\max} = 30^\circ$).

Максимум по α сохраняется и для скорости остановки сферической частицы. Отметим еще, что движение частицы при $\alpha < \alpha_{\max}$ — это обыч-

¹ Усреднение проводилось по сечению трубы для включения случая $\alpha = 0$, когда частица движения на некотором удалении от стенки.

ное ее качество по стенке; при $\alpha > \alpha_{\max}$ к этому добавляются небольшие скачки (рис. 4,б). Такого рода максимум (как на рис. 5) отмечался в [6] (без объяснения его природы) для частиц цилиндрической формы.

Выводы

1. Скорость проскальзывания сферической частицы относительно жидкости для фиксированных значений параметров частицы трубы, жидкости и режима течения (при изменении Re трубы по крайней мере в пять раз по сравнению с его значением при трогании) остается постоянной.
 2. Коэффициент лобового сопротивления сферической частицы, катящейся по стенке трубы, зависит от числа Re_p частицы, определенного по скорости ее проскальзывания, и не зависит от градиента скорости сдвига жидкости и частоты вращения частицы.
 3. Зависимости коэффициента лобового сопротивления C от Re_p различны при движении частицы вверх по наклонной трубе и в процессе седиментации. Значения C при движении частицы по стенке можно получить из классической зависимости C от Re_p для однородного потока умножением на постоянное число.
 4. Сила трения, возникающая за счет взаимодействия частицы со стенкой трубы, в исследованном диапазоне чисел Re практически не зависит от скорости вращения частицы, как и при сухом трении. Она значительно увеличивается для фиксированных значений параметров частицы и трубы с ростом вязкости жидкости.
 5. Сила трения при движении частицы вверх по потоку в наклонной трубе может значительно превышать ее величину при движении частицы против потока в области ламинарного течения жидкости. Это факт, по-видимому, связан с соответствующим прижатием и отжатием частицы жидкостью от стенки трубы. Турбулентность потока может усиливать это явление, приводя во втором случае к "всплытию" частицы.
 6. Так как сила трения в силу гидродинамического дополнительно прижатия частицы может стать соизмеримой с весом частицы, то при движении частицы вверх по трубе наблюдается максимум скорости ее трогания при изменении угла наклона трубы. В области, предшествующей максимуму (углы близкие к вертикали), движение частицы сопровождается небольшими ее прыжками, в остальной области углов наблюдается обычное качество. При движении частицы вниз по наклонной трубе при углах, близких к вертикали, частица может "всплывать".
- Авторы благодарят за обсуждение работы М.А. Галахова, С.С. Моисеева, А.Н. Осипцова, В.П. Стулова.

Список литературы

- [1] Ханпель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1978. 300 с.
- [2] Пинегин С.В. Трение качения в машинах и приборах. М.: Машиностроение, 1976. 262 с.
- [3] Шумилов Л.П. // Гидравлика бурения. М.: Недра, 1965. С. 82–105.
- [4] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
- [5] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 847 с.
- [6] Martin M. // Revue de l'institut francais du petrol. 1989. Vol. 44 N 4. P. 85–100. .

Поступило в Редакцию 20 августа 1991 г.
В окончательной редакции 16 декабря 1992 г.