

УДК 532.582.7

© 2007 г. П. В. КОЗЛОВ, А. Н. ПРОКУНИН, Р. В. СЛАВИН

О ВЛИЯНИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ ВОЗДУХА В ЖИДКОСТИ НА ДВИЖЕНИЕ ТВЕРДОГО ШАРИКА ВДОЛЬ СТЕНКИ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

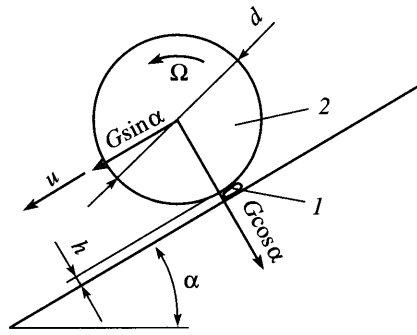
Экспериментально исследовано влияние на движение твердого шарика вдоль стенки концентрации растворенного в жидкости воздуха и атмосферного давления. Это влияние – следствие возникновения при движении шарика газового пузырька в смазочном слое шарик-стенка. Обнаружено, что в зависимости от концентрации воздуха в жидкости и атмосферного давления объем пузырька при движении шарика может как увеличиваться, так и оставаться неизменным. Наблюдения показывают, что изменение объема пузырька связано с нестационарным движением шарика.

Ключевые слова: твердый шарик, стенка, кавитация, атмосферное давление, растворенный в жидкости воздух, неравновесность, стационарное и нестационарное движение.

В [1–4] при движении твердого шарика вдоль наклонной стенки в жидкости наблюдался кавитационный воздушный пузырек в смазочном слое между шариком и стенкой. Нарушение симметрии в распределении давления в смазочном слое под шариком в случае появления пузырька приводит к возникновению подъемной силы кавитационной природы. В этом случае, если подъемная сила, определяемая углом наклона стенки и шероховатостями шарика и стенки, больше нормальной к стенке составляющей веса, возможно бесконтактное со стенкой движение тяжелого шарика [2, 4]. При достаточно больших шероховатостях поверхности шарика (при фиксированном угле наклона стенки) и достаточно больших атмосферных давлениях эффект пропадает. Исследовано также влияние поверхностного натяжения системы воздух–жидкость на движение шарика [3]. Исследования проводились при малых числах Рейнольдса, когда подъемная сила инерционной природы (сила Магнуса) значительно меньше кавитационной подъемной силы. В [5, 6] результаты [1–4] развиваются для частного случая дегазированной жидкости.

В настоящей работе экспериментально исследуется влияние неравновесности системы воздух–жидкость, возникающей из-за быстрого изменения атмосферного давления, на движение шарика.

1. Постановка задачи. Будем рассматривать движение шарика вдоль стенки (на расстоянии h от нее) в наклонной трубе диаметром D в ньютоновской жидкости при постоянной температуре под действием силы тяжести G (G – вес шарика в жидкости) с постоянными поступательной u и вращательной Ω скоростями (фиг. 1). Величина зазора h между шариком и стенкой отсчитывается от впадин шероховатостей поверхностей. Такое движение наблюдалось в большинстве рассматриваемых ниже экспериментов. Параметры, управляющие движением шарика: d – диаметр шарика, ρ_p и ρ_f – плотности шарика и жидкости, η – вязкость жидкости, h_p и h_w – средние высоты шероховатостей поверхности шарика и трубы (на фиг. 1 не показаны, $h_p \ll d$, $h_w \ll h_p$) g – ускорение свободного падения, α – угол наклона трубы, k_s – коэффициент трения скольжения. Последний параметр существен при движении шарика с проскальзыванием в контакте со стенкой. Несущественность трения качения для движения шарика была показана в [7].



Фиг. 1. Схемы движения шарика: 1 – воздушный пузырек, 2 – шарик

В случае (фиг. 1), когда между шариком ($d = 0.1\text{--}1$ см) и стенкой появляется пузырек (диаметр $10\text{--}10^3$ мк, толщина $0.1\text{--}10$ мк), размеры которого на порядки меньше диаметра шарика, надо учитывать еще параметры, связанные с ним. Это поверхностное натяжение σ [3], атмосферное давление (давление над свободной поверхностью жидкости в трубе) P_a [2], параметры, связанные с неравновесностью системы жидкость–воздух и т.п.

В жидкости обычно растворено некоторое количество воздуха. В случае равновесия системы жидкость–воздух количество растворенного воздуха определяется законом Генри $P_g = c\rho_g$, где P_g – давление воздуха над свободной поверхностью жидкости ($(P_a = P_g)$, c – константа, зависящая от свойств жидкости, газа и температуры, ρ_g – плотность воздуха в жидкости. В случае нарушения равновесия (быстрое уменьшение или увеличение P_a при постоянной температуре) время на его восстановление $t_e \sim H^2/D^*$, где H – характерный размер слоя жидкости (см. ниже), D^* – коэффициент диффузии системы жидкость–воздух. Будем учитывать неравновесность системы жидкость–воздух при $t \ll t_e$ с помощью разности $P_a - P_g \neq 0$.

При медленном стационарном движении шарика (стоксово приближение) [2, 3] вдоль стенки в жидкости при постоянной температуре будем считать, что сила сопротивления движению частицы F_τ , подъемная сила F_n (вызываемая кавитацией) и момент на частице M определены параметрами: u , Ω , η , ρ_p , ρ_f , d , D , h , σ , $P_a - P_g$, P_a . В случае бесконтактного стационарного движения шарика вдоль стенки наклонной трубы ($F_\tau = G \sin \alpha$, $F_n = G \cos \alpha$, $M = 0$) из размерностных соображений при $h \gg h_p$ следует

$$\omega = \omega(\alpha, d^*, P_1, P_2, P_3), \quad B_\tau = B_\tau(\alpha, d^*, P_1, P_2, P_3)$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\alpha, d^*, P_1, P_2, P_3), \quad B_n = B_n \operatorname{ctg} \alpha$$

$$\omega = \frac{\Omega d}{2u}, \quad B_\tau = \frac{8G \sin \alpha}{\pi d \eta u}, \quad \varepsilon = 2\frac{h}{d}, \quad G = \frac{\pi d^2}{6} f \quad (1.1)$$

$$d^* = \frac{d}{D}, \quad P_1 = \frac{P_a}{f}, \quad P_2 = \frac{\sigma}{fd}, \quad P_3 = \frac{P_a - P_g}{f}, \quad f = g(\rho_p - \rho_f)d$$

Зависимость движения шарика от параметра P_2 приведена в [3].

В случае, если движение сопровождается кавитацией, но подъемная сила мала по сравнению с $G \cos \alpha$, шарик движется в контакте со стенкой. В этом случае $M \neq 0$, а $\varepsilon \approx \varepsilon_p = 2h_p/d$ [8], т.е. к безразмерным параметрам α , d^* , P_1 , P_2 , P_3 надо добавить еще ε_p и k_s . Переход от контактного движения шарика, сопровождаемого кавитацией, к бескон-

тактному при различных ε_p экспериментально изучался в [2, 4]. В случае отсутствия кавитации параметры P_1 , P_2 и P_3 отсутствуют.

При движении шарика в контакте со стенкой

$$F_\tau = G \sin \alpha - k_s Q, \quad M = kQ \frac{d}{2}, \quad Q = G \cos \alpha - F_n \quad (1.2)$$

$$B_{\tau m} = B_\tau + B_m = \frac{8G \sin \alpha}{\pi \eta u d}, \quad B_m = \frac{16M}{\pi \eta u d^2}, \quad B_\tau = \frac{8F_\tau}{\pi \eta u d}$$

В случае бесконтактного движения шарика $B_{\tau m} = B_\tau$

Кавитация не появляется, если $P_a - P_m > 0$, где P_m – максимум модуля величины отрицательного давления (за вычетом атмосферного), возникающего в смазочном слое шарик-стенка в отсутствии кавитации [10]

$$P_m = 1.1 \frac{\eta u}{d \sqrt{\varepsilon^3}} \frac{1 + \omega}{1 - 0.4d^*} \quad (1.3)$$

Величина P_m ограничена сверху из-за ограниченности ε ($\varepsilon \geq \varepsilon_p$) для шероховатой частицы. В безразмерном виде неравенство $P_a - P_m > 0$ примет вид:

$$\frac{1.47}{B_\tau} \frac{1 + \omega}{1 - 0.4d^*} \frac{\sin \alpha}{\sqrt{\varepsilon_p^3}} < P_1$$

В работе ставились следующие задачи.

Изучение зависимости движения шарика в равновесном случае системы воздух–жидкость от атмосферного давления P_a (случай $P_a = P_g$).

Изучение движения шарика в неравновесном случае системы воздух–жидкость как при положительных, так и отрицательных значениях $P_a - P_g$.

Изучение возможности стационарного и нестационарного движения шарика с помощью наблюдения за поведением геометрических размеров пузырька.

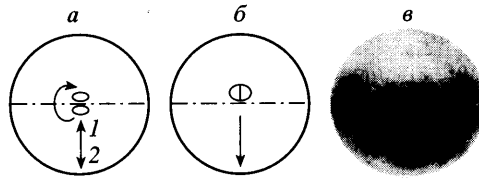
2. Методика эксперимента. Эксперимент по изучению движения шарика вдоль наклонной стенки стеклянной трубы, заполненной жидкостью, проводился при различных давлениях P_a в изотермических условиях. Скорости шарика u и Ω находились визуально с помощью секундомера, линейки и метки на шарике [8, 11]. Разброс величин $\omega = \Omega d / 2u$ составлял не более $\pm 3\%$.

Угол наклона трубы α мог изменяться от 0 до 90° . Шарик был из стали с фиксированным диаметром $d \approx 0.4$ см и различными шероховатостями поверхности $h_p = 0.4$ и 4 мкм [2] и $d = 1.1$ см ($h_p < 0.4$ мкм). Диаметр трубы $D \approx 4$ см, шероховатость ее поверхности $h_w \approx 0.02$ мкм. Участок трубы, на котором проводились измерения скоростей движения шарика, имел длину 20 см.

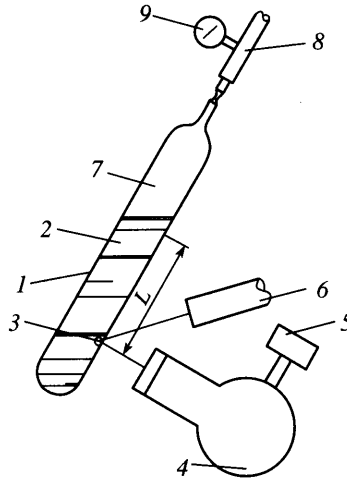
Использовались жидкости: глицерин с добавкой воды (вязкость $\eta = 10.3$ пз при $T = 12^\circ\text{C}$), силиконовая жидкость [12] (вязкость $\eta = 30.4$ пз при 12°C). Вязкость жидкости определялась из опытов по седиментации шарика вдоль оси симметрии трубы при $\alpha = 90^\circ$ [3]. Отметим, что для силиконовой жидкости [12] при скоростях деформации больше чем 10^4 с^{-1} вязкость уменьшается.

Шарик, находящийся в жидкости, из нижней части трубы доставлялся до верхней магнитом, находящимся с внешней стороны стенки трубы. После чего магнит убирался в перпендикулярном направлении, и шарик начинал двигаться вдоль наклонной стенки под действием собственного веса.

При движении шарика вдоль стенки вверх (фиг. 2, а, стрелка 1) с помощью магнита непосредственно за центром шарика возникает пузырек. При удалении магнита от стенки и последующем движении шарика вниз (стрелка 2, фиг. 2, а) для $P_a \leq P_g$ пузырек пе-



Фиг. 2. Сдвоенные и одинарный пузырек на поверхности шарика



Фиг. 3. Схемы экспериментов: 1 – труба, 2 – жидкость, 3 – стальной шарик, 4 – микроскоп, 5 – видеокамера, 6 – направленный источник света, 7 – воздушное пространство над жидкостью, 8 – патрубок к вакуумному насосу, 9 – манометр

рескакивает на противоположную сторону и сливается с вновь образованным от движения шарика уже вниз (фиг. 2, а, б). Иногда между этими соединившимися пузырьками существует жидкая перегородка (фиг. 2, б).

Чтобы избежать такого слияния пузырьков, после подъема шарика вверх последний оставался на некоторое время с помощью магнита неподвижным. Это продолжалось до тех пор, пока пузырек не отделялся от шарика и всплывал ($P_a \leq P_g$), что можно было визуально наблюдать для шарика с $d = 1.1$ см. При последующем движении шарика вдоль наклонной стенки образуется лишь одинарный пузырек (фиг. 2, в) [3, 4].

В случае частицы с $d = 0.4$ см пузырек мал и практически не виден. Здесь для избежания сдваивания пузырьков шарик доставлялся магнитом наверх по верхней стороне наклоненной трубы. Далее шарик отлавливался магнитом на нижней стороне трубы. После чего магнит убирался и шарик двигался вниз.

Отличие движений сферического шарика, сопровождаемого одинарным и сдвоенными пузырьками, составляло 5%. При увеличении пузырька (сдвоенный пузырек) скорость u увеличивалась, а отношение скоростей ω уменьшалось. Нижеприведенные экспериментальные данные соответствуют случаю, когда в начальный момент движения шарика пузырек отсутствует.

Для контроля равномерности движения шарика определялись размеры пузырька с помощью специальной установки (фиг. 3). Шарик 3 двигался вдоль наклонной стенки трубы 1 в жидкости. С помощью цифровой высокоскоростной видеокамеры 5, укреп-

ленной на микроскопе 4 (МБС-2), проводилась съемка пузырька, находящегося между шариком и стенкой. Для освещения пузырька использовался направленный источник света 6. Видеосъемка пузырька проводилась в фиксированном месте нижней части трубы. Движение шарика начиналось на различных расстояниях L от места съемки. Максимальная длина $L = 20$ см.

Атмосферное (статическое) давление в трубе над поверхностью жидкости P_a могло быстро ($t \ll t_e = H^2/D^*$) изменяться, что приводило к неравновесному состоянию системы воздух–жидкость. Для уменьшения давления P_a воздух в трубе откачивался вакуумным насосом (фиг. 3), после чего труба запаивалась в месте ее сужения. Для последующего увеличения давления P_a труба вскрывалась. Коэффициент диффузии системы жидкость–воздух $D^* \sim 10^{-5}$ см²/с.

Труба (в вертикальном положении) заполнялась жидкостью примерно наполовину и для получения равновесного состояния системы жидкость–воздух помещалась горизонтально. При этом средняя высота слоя жидкости $\langle H \rangle \approx 1.3$ см. Таким образом, время для восстановления равновесия $t_e \sim 2-3$ сут. Для сохранения неравновесного состояния системы жидкость–воздух труба располагалась в вертикальном положении. Здесь $H \approx 30$ см (высота столба жидкости), время $t_e \sim 10^3$ сут в этом случае.

Опыты по изучению движения шарика вдоль стенки проводились для четырех случаев состояния системы жидкость–воздух.

1. Равновесное состояние исходной системы жидкость–воздух ($P_a - P_g = 0$) при $P_a \approx 1$ атм.

2. Неравновесное состояние системы. Давление быстро понижалось ($t \ll t_e$) обычно до $P_a \approx 0.1$ атм. ($P_a - P_g = -0.9$ атм.).

3. Равновесное состояние системы ($P_a - P_g = 0$ при $P_a \approx 0.1$ атм. Система жидкость–воздух выдерживалась при этом давлении в течение времени $t \gg t_e$.

4. Неравновесное состояние системы. Давление быстро повышалось до $P_a \approx 1$ атм ($P_a - P_g = 0.9$ атм.).

В работе [2 (фиг. 9)] проводились опыты для различных $P_a - P_g$ для случая $P_a - P_g < 0$.

Для оценки величины зазора между шариком и стенкой ($\varepsilon = 2h/d$) и коэффициента сопротивления движению шарика B_τ воспользуемся методикой [11]. Из рассмотрения задачи о движении гладкого ($\varepsilon_p = 0$) сферического тела с постоянными скоростями u и Ω , с постоянным зазором h между ним и плоской стенкой в стоксовом приближении при $\varepsilon \rightarrow 0$ найдено [9] для случая $M = 0$:

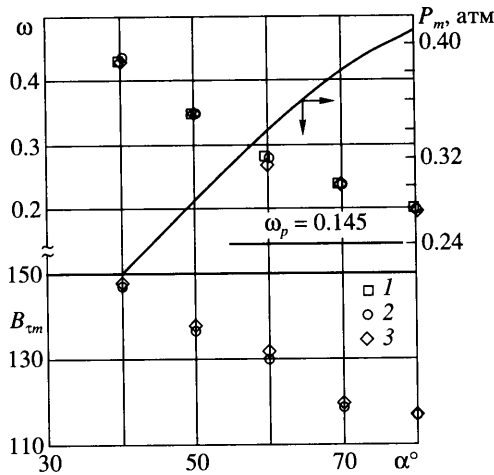
$$B_\tau = B_{\tau m} = -24 \left[\left(\frac{8}{15} \ln \varepsilon - 0.96 \right) - \left(\frac{2}{15} \ln \varepsilon + 0.25 \right) \omega \right] \quad (2.1)$$

$$\omega = \frac{0.1 \ln \varepsilon + 0.19}{0.4 \ln \varepsilon - 0.38}, \quad \varepsilon = \frac{2h}{d}$$

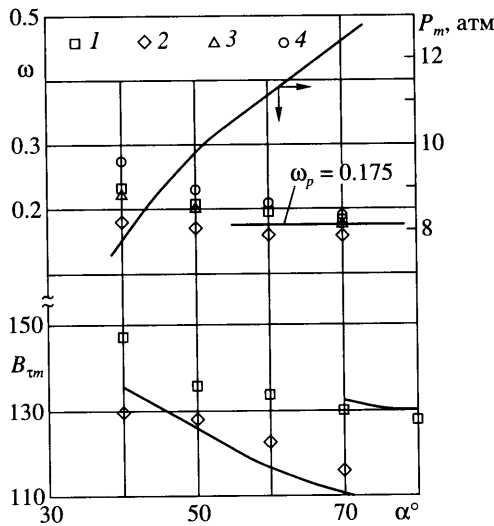
Для применения этих формул в случае движения шарика вдоль наклонной стенки трубы без контакта с последней предполагалось, что кавитация определяет только величину зазора между шариком и стенкой, но при этом в силу малости кавитационного пузырька слабо влияет на обтекание шарика жидкостью. Пренебрегалось также влиянием параметра $d^* \ll 1$ на движение шарика. Для вычисления h из (2.1) ω берется из экспериментальных измерений. По совпадению расчетных и экспериментальных значений B_τ судили о применимости (2.1) для оценки h .

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Зависимости ω и $B_{\tau m}$ от угла наклона трубы α (1.1), (1.2) при $d^* \approx 0.1$ ($d = 0.4$ см) для различных P_a и $P_a - P_g$ приведены на фиг. 4–6 для различных безразмерных шероховатостей ε_p . Ниже будем обсуждать лишь зависимости $\omega(\alpha)$. Отметим, что значения $B_{\tau m}$ при фиксированном α увеличиваются с повышением ω на каждой из фиг. 5, 6.

Сплошными линиями на фиг. 4–6 показаны расчетные зависимости $P_m(\alpha)$, $B_\tau(\alpha) = B_{\tau m}(\alpha)$ ((2.1) для области бесконтактного движения шарика) и $\omega(\varepsilon_p) = \text{const}$.

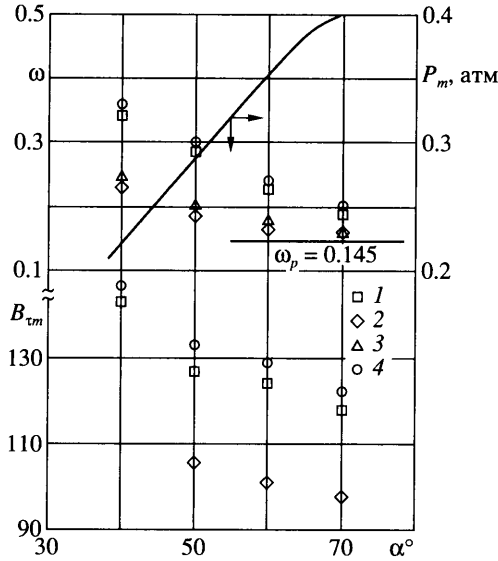


Фиг. 4. Зависимости отношения скоростей ω и коэффициента B_{cm} от угла наклона трубы α (1, 2) при движении шарика ($h_p = 4$ мк, $\epsilon_p = 2.02 \cdot 10^{-3}$) в глицерине (при отсутствии кавитации). Точки 1–3 – давление $P_a = 1.0, 1.7$ и 0.4 атм



Фиг. 5. Зависимости $\omega(\alpha)$ и $B_{cm}(\alpha)$ при движении шарика ($h_p = 0.4$ мк) в глицерине, сопровождаемого кавитацией. Равновесное состояние системы воздух–жидкость и $P_a = 1$ и 0.1 атм (1, 3), неравновесное состояние $P_a = 0.1, P_g = 1$ (2) и $P_a = 1, P_g = 0.1$ атм (4)

При расчете $P_m(\alpha)$ (1.3) полагали [8], что $\epsilon = \epsilon_p$, для u и ω использовались их экспериментальные значения (точки 1). Отметим, что зазор, создаваемый шероховатостями, может быть несколько более ϵ_p [13]. Это происходит в случае контакта шарика со стенкой по максимальному его выступам. Значение $\omega(\epsilon_p) = \omega_p$, при котором шарик касается стенки, рассчитанное из второй формулы (2.1), приведено на фиг. 4–6 прямыми линиями, параллельными оси α . При экспериментальных значениях $\omega < \omega_p$ шарик движется без контакта со стенкой. В этом случае при уменьшении ω с ростом α зазор ϵ между шариком и стенкой увеличивается [2].



Фиг. 6. Зависимости $\omega(\alpha)$ и $B_{\tau m}(\alpha)$ при движении шарика ($h_p = 4\text{мк}$) с кавитацией и без нее в силиконовой жидкости. Обозначения те же, что и на фиг. 5

При бесконтактном со стенкой движении шарика коэффициент сопротивления $B_{\tau} = B_{\tau m}$ можно вычислить, используя экспериментальные значения ω и формулы (2.1). Расчетные зависимости приведены на фиг. 5. Их согласованность с экспериментом говорит в пользу бесконтактности движения при $\omega < \omega_p$. При движении шарика в контакте со стенкой ($\omega > \omega_p$) расчетные зависимости $B_{\tau}(\alpha)$ (без учета трения) перестают соответствовать эксперименту (на фиг. 5 не показаны). Напомним, что в [2.11] правильность используемого здесь метода оценки бесконтактного движения шарика проверялась еще по независимости движения шарика при $\omega < \omega_p$ от геометрических размеров шероховатости ее поверхности.

Поступательная скорость шарика u в глицерине в зависимости от α (см.фиг. 4) приведена ниже:

α , град.	40	50	60	70	80
u , см/с	0.58	0.74	0.88	1.04	1.11
$u\eta$, дин/см	5.94	7.59	9.04	10.7	11.4

Здесь произведение ηu не зависит от температуры жидкости. Зависимости $\omega(\alpha)$, $B_{\tau m}(\alpha)$, $u(\alpha)$ не меняются при быстром ($t \ll t_e$) изменении P_a . Давление изменялось от $P_g = 1$ атм до $P_a = 1.0, 1.7$ или 0.4 атм. Независимость движения шарика от P_a и $P_a - P_g$ следует из отсутствия кавитации ($P_a - P_m > 0$), (1.3)). Влияние растворенного в жидкости воздуха ($P_g = c\rho_g$) здесь не сказывается. Шарик движется в контакте со стенкой ($\omega > \omega_p$) при всех исследованных углах α .

В случае движения шарика в глицерине при $\epsilon_p = 1.96 \cdot 10^{-4}$ ($h_p = 0.4$ мк) и $P_2 = 6.2 \cdot 10^{-2}$ (1.1) величина $P_a - P_m < 0$ для всех P_a в исследуемом диапазоне углов α , что говорит о возможности кавитации (фиг. 5). Видеосъемка через микроскоп при $\alpha = 70^\circ$ показала, что в этом случае при движении шарика возникает пузырек с характерным размером порядка 100 мк. При равновесном состоянии жидкости с растворенным в ней воздухом при ($P_a = 1$ атм) шарик движется в контакте со стенкой при $\alpha > 70^\circ$ (фиг. 5, точки 1). При

быстром снижении давления ($t \ll t_e$) до 0.1 атм ($P_a - P_g = -0.9$ атм) значения ω при фиксированном α уменьшаются (точки 2) и шарик двигается уже без контакта со стенкой ($\omega < \omega_p$). При выдержке затем системы более 2-х сут ($t \geq t_e$) она вновь приходит в равновесное состояние уже при давлении $P_a = P_g = 0.1$ атм (точки 3). Отметим, что точки 1 и 3 совпадают, т.е. движение шарика, сопровождаемое кавитацией для равновесной системы жидкость-воздух, не зависит от P_g . При разгерметизации трубы давление увеличивается до $P_a = 1$ атм ($P_a - P_g \approx 0.9$ атм), значения $\omega(\alpha)$ (точки 4) становятся больше соответствующих значений $\omega(\alpha)$ при равновесном состоянии системы (точки 1, 3). При выдержке по времени ($t > t_e$) система вновь переходит в равновесное состояние, и значения $\omega(\alpha)$ совпадают (на фиг. 5 не показано) с точками 1 и 3.

Изменение $\omega(\alpha)$ при $\alpha = 40^\circ$ по времени при переходе от неравновесного состояния системы воздух-жидкость в равновесное приведены ниже:

$t, \text{ч}$	0	18	43	60
ω	0.181	0.207	0.22	0.222

Труба с жидкостью между кратковременными опытами по определению ω находилась в горизонтальном положении ($H \approx 1.3$ см). Отсюда следует, что время достижения равновесия $t_e \sim H^2/D^*$.

В случае возникновения кавитации P_a влияет на размер начальной области развития кавитации, что, в свою очередь, может определять характер последующего движения шарика. В дальнейшем предполагается проверить это утверждение.

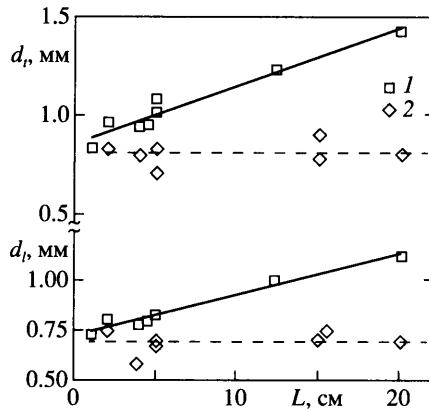
Зависимости $B_{\text{км}}$ и ω от α , полученные при движении шарика ($d = 0.4$ см, $\epsilon_p = 4.4 \cdot 10^{-4}$), сопровождаемого кавитацией в силиконовой жидкости ($P_2 = 1.9 \cdot 10^{-3}$) для $P_a - P_g = 0.9$ атм, приведены ниже

α°	$B_{\text{км}}$	ω	$B_{\text{км}}$	ω
30	150	0.45	151	0.43
50	143	0.24	138	0.24
70	120	0.177	123	0.178

Первые два столбца значений $B_{\text{км}}$ и ω соответствуют $P_a = 1, P_g = 0.1$ атм, вторые – $P_a = 1.9, P_g = 1$ атм. Зависимости $B_{\text{км}}(\alpha)$ и $\omega(\alpha)$ при фиксированном $P_a - P_g$ не изменяются для различных сочетаний P_a и P_g , что находится в согласовании с представлением (1.1). Отсюда следует, что рассмотрение стационарного движения шарика в дегазированной жидкости ($P_a = 1, P_g \approx 0$) [5, 6] есть лишь частный случай такого рассмотрения в жидкости с растрованным в ней воздухом [1–4, 14].

При движении шарика в силиконовой жидкости ($\epsilon_p = 2.02 \cdot 10^{-3}, h_p = 4$ мк) при $P_2 = 1.9 \cdot 10^{-2}$ и $P_a = P_g = 1$ атм в исследуемом диапазоне углов α кавитация отсутствует (точки 1), ибо $P_a - P_m > 0$ (фиг. 6). При быстром снижении давления до 0.1 атм значения ω при фиксированном α уменьшаются (точки 2). При выдержке более 2-х сут система жидкость-воздух приходит в равновесное состояние при $P_a = 0.1$ атм. В этом случае зависимость $\omega(\alpha)$ (точки 3) не совпадает с соответствующей зависимостью для $P_a = 1$ атм (точки 1). Этот результат того, что в случае $P_a = 1$ атм движение шарика происходит без кавитации ($P_a - P_m > 0$), при $P_a = 0.1$ атм – сопровождается кавитацией ($P_a - P_m < 0$). При вскрытии трубы ($P_a \approx 1$ атм) зависимость $\omega(\alpha)$ при неравновесном состоянии системы ($P_a - P_g = 0.9$ атм, точки 4) и при равновесии ($P_a - P_g = 0$, точки 1) зависимости $\omega(\alpha)$ практически совпадают, ибо кавитация отсутствует, как и в случае фиг. 4 ($P_a - P_m > 0$).

Фотографии проекций кавитационных пузырьков, возникающих при движении шарика на стенку трубы, имеют форму, близкую к эллипсу. Для надежности измерений



Фиг. 7. Зависимости главных осей воздушного пузырька (d_1 и d_2) от расстояния прохождения шариком L при $P_a - P_g < 0$ (рост пузырька, точки 1) и $P_a - P_g = 0$, $P_a = 1$ атм (размеры пузырька не изменяются, точки 2)

опыты проводились для достаточно большого шарика $d = 1.1$ см ($d^* = 0.27$) при температуре 22°C . Меньшая ось эллипса направлена вдоль движения частицы (d_1), большая – перпендикулярна движению (d_2). С уменьшением d отношение осей стремится к единице.

Зависимости главных осей d_1 и d_2 от расстояния между местом пуска частицы и местом ее съемки L при $\alpha = 70^\circ$ представлены на фиг. 7.

При $P_a - P_g = 0$ для $L > 1$ (фиг. 7, точки 2) величины d_1 и d_2 постоянны (если и есть отклонения, то в пределах ошибки эксперимента), что говорит о стационарности движения шарика вдоль стенки, при этом скорость шарика $u \approx 3$ см/с. Таким образом, резкий рост пузырька до стационарного размера происходит, по крайней мере, за время $t < 0.3$ с ($L < 1$ см).

При $P_a - P_g = 0.9$ атм, ($P_a = 1$ атм) размеры пузырька также не зависят от L при $L > 1$ см ($d_1 = 0.3$ мм, $d_2 = 0.41$ мм, на фиг. 7 не даны).

При $P_a - P_g = -0.9$ атм для $L > 1$ см геометрические размеры пузырька (фиг. 7, точки 1) и скорость u увеличиваются по мере движения сферической частицы вдоль трубы. Таким образом, значения ω и $B_{\text{тм}}$ для $P_a - P_g < 0$ (фиг. 5, 6, точки 2) можно рассматривать лишь как усреднение на участке 20 см. По-видимому, рост пузырька ограничен, но для проверки этого в дальнейшем требуется труба значительно большей длины.

Закключение. Экспериментально исследовано медленное движение шарика вдоль наклонной стенки трубы для случая, когда между шариком и стенкой может возникать кавитационный воздушный пузырек. Исследование проводилось как при равновесном, так и неравновесном состоянии жидкости и растворенного в ней воздуха.

Параметр $P_1 = P_a/g(\rho_p - \rho_f)d$ характеризует возможность кавитации при движении шарика вдоль стенки. Здесь P_a – давление над свободной поверхностью жидкости, при котором проводится эксперимент; ρ_p и ρ_f – плотности частицы и жидкости; d – диаметр частицы; g – ускорение свободного падения.

Для описания неравновесности системы введен безразмерный параметр $P_3 = (P_a - P_g)/g(\rho_p - \rho_f)d$, где P_g – давление над свободной поверхностью жидкости, при котором система жидкость-воздух находится в равновесии и которая определяет плотность воздуха в жидкости при проведении эксперимента.

В неравновесном случае при $P_a < P_g$ коэффициент проскальзывания $\omega = \Omega d/2u$ (u и Ω – скорости поступательного и вращательного движения частицы) уменьшается, а при $P_a > P_g$ увеличивается при фиксированном угле наклона трубы α по сравнению с равно-

весным случаем. Уменьшение ω при бесконтактном со стенкой движении шарика соответствует увеличению зазора между шариком и стенкой, т.е. более значительному проявлению эффекта кавитации.

В случае $P_a = P_g$ и $P_a > P_g$ ($P_a = 1$ атм) геометрические размеры пузырька не меняются на пути движения шарика $1 \leq L \leq 20$ см (стационарное движение шарика). В исследуемом случае $P_a < P_g$ геометрические размеры пузырька могут существенно расти с увеличением расстояния L , проходимого шариком (равномерного движения шарика не существует).

Авторы благодарят О.В. Воинова за помощь при постановке работы и А.А. Бармина за редактирование статьи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 05-08-18244-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Prokunin A.N., Voinov O.V.* On a cavitation in spherical particle slow motion in a liquid along a wall // USNCTAM 14. Blacksburg. 2002. P. 257.
2. *Прокунин А.Н.* Об одном парадоксе при движении твердой частицы вдоль стенки в жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 3. С. 107–122.
3. *Прокунин А.Н.* О микрокавитации при медленном движении твердой сферической частицы вдоль стенки в жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 5. С. 110–118.
4. *Prokunin A.N.* Microcavitation and detachment of a Stokes particle in near-wall slow motion // ICTAM 04. Proceedings. Warsaw, Poland. Abstracts book and CD-ROM, 2004.
5. *Ashmore J., del Pino C., Mullin T.* Cavitation in a lubrication flow between a moving sphere and a boundary // Phys. Rev. Lett. 2005. V 94. P. 124501–124504.
6. *Yong L., Seddon J.R.T., Mullin T., del Pino C., Ashmore J.* The motion of a rough particle in a Stokes flow adjacent to a boundary // J. Fluid Mech. 2006. V. 557. P. 337–346.
7. *Прокунин А.Н., Уильямс М.К.* О седиментации сферической частицы вдоль наклонной плоскости при больших числах Рейнольдса // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 4. С. 105–112.
8. *Smart J.R., Beimfohr S., Leighton D.T.* Measurement of the translational and rotational velocities of a noncolloidal sphere rolling down a smooth inclined plane at low Reynolds number // Phys. Fluids. A. 1993. V. 5. № 1. P. 13–24.
9. *Goldman A.J., Cox R.G., Brenner H.* Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall. I. Motion through a quiescent fluid // Chem. Eng. Sci. 1967. V. 22. № 4. P. 637–651.
10. *Nyrkova I.A., Semenov A.N., Khokhlow A.R., Linliu K., Chu B.* Motion of a probe ball in the fluid under centrifugal acceteration // J. Phys. II France. 1997. V. 7. № 11. P. 1709–1728.
11. *Прокунин А.Н.* О седиментации сферической частицы вдоль наклонной плоскости при малых числах Рейнольдса // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 4. С. 129–136.
12. *Johnson G.C.* Flow characteristics of linear, end-blocked dimethyl-polysiloxane fluids // J. Chem. Engng. Data. 1961. V. 6. № 2. P. 275–278.
13. *Galvin K.P., Zhao Y., Davis R.H.* Time-averaged hydrodynamic roughness of a noncolloidal sphere in low Reynolds number motion down an inclined plane // Phys. Fluids. 2001. V. 13. № 11. P. 3101–3109.
14. *Прокунин А.Н., Славин Р.В.* О влиянии неравновесной концентрации растворенного воздуха в жидкости на движение шарика вдоль стенки // Докл. РАН. 2007. № 6. С. 1–4.