

03;12

Экспериментальное подтверждение раннего кризиса сопротивления на одиночном шаре

© Н.Н. Симаков

Ярославский государственный технический университет,
150023 Ярославль, Россия
e-mail: nik_simakov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 22 декабря 2008 г. В окончательной редакции 16 декабря 2009 г.)

Недавно открытому явлению аномалии (или раннего кризиса) сопротивления каплей в турбулентном двухфазном потоке при переходных числах Рейнольдса ($Re \sim 10-10^2$) найдено экспериментальное подтверждение и для случая обтекания газовым потоком одиночного твердого шарика. С помощью специально сконструированных крутильных весов измерялась сила гидродинамического сопротивления пенопластового шарика диаметром 3 мм в турбулентной струе, создаваемой вентилятором. В эксперименте выяснилось, что для возникновения аномалии сопротивления существенно, чтобы степень турбулентности потока, обтекающего шар, была достаточно высокой.

Введение. Аномалия-кризис гидродинамического сопротивления каплей в факеле распыла форсунки

Распыливание жидкости в газе, например с помощью форсунок, является одним из трех способов увеличения поверхности фазового контакта для повышения интенсивности процессов межфазного тепло- и массообмена. Распылительные процессы широко используются в химических технологиях, энергетике, транспорте. Вместе с тем теоретические методы расчета таких процессов развиты недостаточно, что в свою очередь не позволяет правильно и надежно проектировать высокоэффективные распылительные аппараты, и потому это представляется серьезной научной проблемой.

Основу метода расчета процессов тепло- и/или массообмена в двухфазной системе газ-капли составляют уравнения, описывающие гидродинамику такой системы с учетом межфазного взаимодействия. Знание и понимание механизма взаимодействия фаз в возникающем при распыливании жидкости двухфазном потоке, называемом факелом распыла, определено, недостаточно (как будет показано ниже). В этом и кроется одна из главных причин вышеуказанной проблемы.

Гидродинамическую силу F , действующую на отдельную шаровую частицу (в частности, каплю) со стороны обтекающей ее жидкости (или газа), обычно определяют через скоростной напор $\rho V^2/2$ набегающего потока и миделево сечение $S = \pi d^2/4$ частицы по формуле

$$F = C_d S \rho V^2/2, \quad (1)$$

где C_d — коэффициент сопротивления, который зависит от числа Рейнольдса $Re = V d \rho / \mu$, характеризующего обтекание частицы газом. Здесь также использованы обозначения: d — диаметр частицы, ρ и μ — плотность и динамический коэффициент вязкости газа, $V = |\mathbf{U} - \mathbf{W}|$ — относительная скорость обтекания частицы газом, равная модулю разности векторов скорости частицы \mathbf{U} и газа \mathbf{W} .

При обтекании частицы ламинарным потоком в стоксовом режиме (когда $Re < 0.1 \ll 1$) значения C_d могут быть определены по известной и хорошо проверенной в экспериментах теоретической формуле Стокса

$$C_d = 24/Re. \quad (2)$$

График этой зависимости показан рис. 1 штриховой кривой. Для случаев обтекания частицы ламинарным (а тем более турбулентным) потоком при $Re > 1$ достаточно надежных и точных теоретических формул, аналогичных (2), в научной литературе нет. В этих случаях на практике пользуются эмпирическими данными. Так, с использованием формулы (2), а также многочисленных экспериментальных данных, полученных при $Re > 1$ для случая установившегося падения шара в неподвижной жидкости (газе) или обтекания шара ламинарным потоком в трубе (тоннеле), Рэлеем была предложена объединяющая эти данные стандартная кривая зависимости $C_d(Re)$, часто называемая кривой Рэлея [1–3].

Отдельные участки этой кривой были аппроксимированы аналитическими зависимостями, например, формулой Клячко:

$$C_d = 24/Re + 4/Re^{1/3}, \quad (3)$$

используемой в переходном диапазоне $2 < Re < 700$ не только для установившегося, но и для ускоренного движения шаровой частицы в сплошной среде [1,4–6]. График функции (3) показан на рис. 1 сплошной кривой.

Иногда условия движения шаровой частицы в сплошной среде заметно отличались от тех, при которых была получена кривая Рэлея, т.е. при установившемся ламинарном обтекании шара потоком газа или жидкости с равномерным полем скоростей. Тогда полученные экспериментально значения C_d также могли очень сильно — „на несколько тысяч процентов“ — отклоняться от стандартной кривой [1,7]. Такого рода отклонения — аномалии — могли быть обусловлены отличием формы частицы от шаровой, шероховатостью ее поверхности,

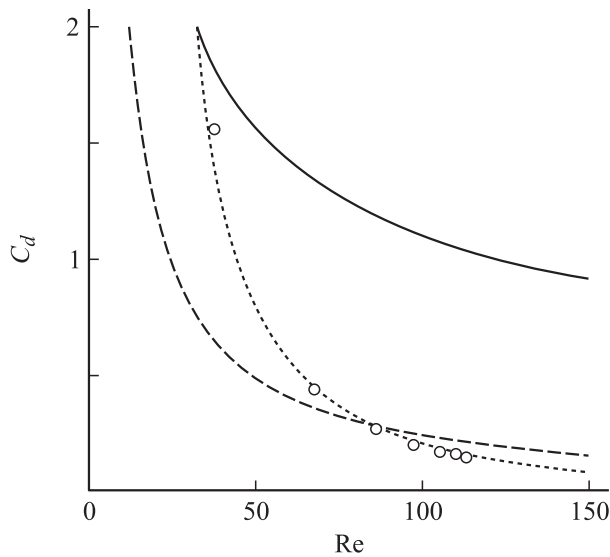


Рис. 1. Зависимость коэффициента сопротивления C_d сферической частицы от числа Рейнольдса: штриховая кривая — по формуле Стокса (2); сплошная — по формуле Клячко (3); кружки — эксперимент в факеле форсунки; пунктир — аппроксимация результатов эксперимента формулой (5).

наличием ускорения в движении частицы, ее вращением вокруг собственной оси, но особенно, — изначальной турбулентностью набегающего потока [1,7].

Очевидной особенностью стандартной кривой Рэлея при $Re \approx (2-3) \cdot 10^5$ является резкий (примерно в 4–5 раз) спад значений C_d , называемый кризисом сопротивления [1–3,7,8]. Это явление объясняют улучшением обтекания шара из-за отрыва от его поверхности ламинарного пограничного слоя с переходом в турбулентный и со смещением линии отрыва вниз по потоку [8]. Известно, что на кризис сопротивления сильно влияет относительная интенсивность турбулентности $\varepsilon = w'/W$ набегающего на тело потока, т.е. отношение амплитуды (или среднего квадратического значения) пульсаций w' скорости потока к ее среднему по времени значению W . С возрастанием ε кризис наступает „раньше“ — при меньших значениях Re [3,7,8]. Так, при увеличении ε потока газа в аэродинамической трубе от 0.5 до 2.5% критическое число Рейнольдса Re_c (соответствующее для шара значению $C_d = 0.3$) уменьшалось более чем вдвое: с $2.7 \cdot 10^5$ до $1.25 \cdot 10^5$ [8].

Иногда относительную интенсивность турбулентности определяют как $\varepsilon_1 = w'/V$ — отношение амплитуды пульсаций w' к среднему значению относительной скорости V шара в потоке [7]. Понятно, что $\varepsilon_1 = \varepsilon$ при обтекании неподвижного ($U = 0$) шара, $\varepsilon_1 > \varepsilon$ при движении шара в спутном потоке, $\varepsilon_1 < \varepsilon$ при их движении в противоположных направлениях. В статье [7] представлены данные о том, что с повышением степени турбулентности ε_1 от 14 до 40% известный при $Re \sim 10^5$ кризис сопротивления шара смещался в область значений Re_c от 2200 до 400 соответственно.

Заметим, что по отношению к стандартной кривой $C_d(Re)$ возникновение кризиса сопротивления проявляется себя резким (в несколько раз) уменьшением величины C_d при $Re \geq Re_c$ и, кроме того, наблюдавшимся в некоторых опытах последующим постепенным возвращением C_d к значениям, близким к стандартным, по мере увеличения Re в несколько раз от Re_c [7]. Отсюда можно заключить, что в разных частях широкого интервала $4 \cdot 10^2 < Re < 10^6$ обнаруженный кризис носит локальный характер. В работе [7] выведена согласующаяся с экспериментом зависимость

$$Re_c (w'/V)^2 = Re_c \varepsilon_1^2 \approx \text{const} = 45, \quad (4)$$

связывающая уменьшение Re_c с ростом w' и ε_1 . Причем авторы этой статьи полагали маловероятным возникновение кризиса сопротивления в интервале $1 < Re < 100$, так как здесь интенсивность турбулентности ε_1 должна быть выше 40%.

Однако относительно недавно явление аномалии, или раннего кризиса, сопротивления капель в факеле распыла форсунки было открыто и в этой области $1 < Re < 100$ значений числа Рейнольдса [9–11]. На рис. 1 светлыми кружками представлены экспериментальные данные для капель воды в факеле распыла форсунки [9], которые в исследованной области хорошо аппроксимируются зависимостью

$$C_d = 2000/Re^2, \quad (5)$$

показанной на рис. 1 пунктиром. Из рис. 1 очевидно, что с увеличением Re — при удалении капель от форсунки — их гидродинамическое сопротивление падает от нормальных значений, определяемых формулой Клячко (3), до аномально низких, близких к определяемым формулой Стокса (2). Аномалия-кризис и в данном случае заключается в том, что определенный из эксперимента коэффициент сопротивления капель в факеле распыла форсунки оказался в 4–7 раз ниже значений, соответствующих стандартной кривой в интервале $50 < Re < 130$.

Весьма примечательным является тот факт [11,12], что результаты численного расчета осесимметричного факела распыла по двумерной модели с учетом аномалии-кризиса сопротивления по формуле (5) согласовывались с экспериментом более чем удовлетворительно (рис. 2). А результаты расчета факела форсунки без учета аномалии сопротивления капель, например, по формуле Клячко (3) с экспериментом не согласовывались (рис. 3).

Для объяснения вновь обнаруженной в интервале $1 < Re < 200$ аномалии сопротивления в работах [9–11] привлекалось несколько (до семи) гипотез. Из них наиболее предпочтительными теперь представляются следующие три: 1) о влиянии группового движения капель; 2) о возникновении внутренней циркуляции воды в каплях несмотря на их млые размеры $d \sim 10^{-4}$ м и значительно большую, чем у воздуха, вязкость μ воды;

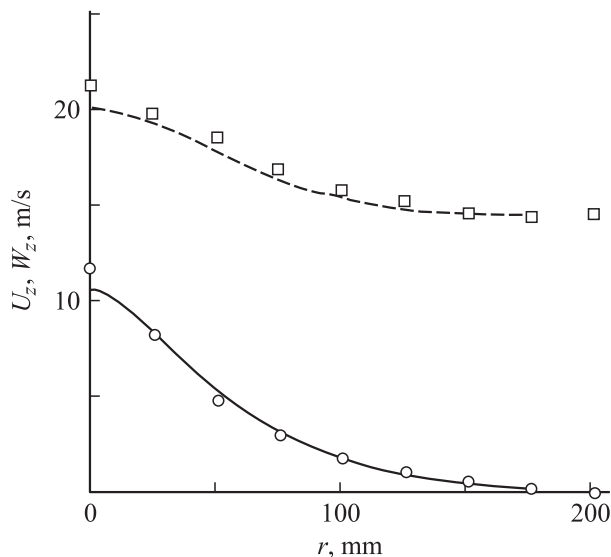


Рис. 2. Сравнение расчетных (кривые) и экспериментальных (символы) профилей аксиальной скорости газа W_z (кружки) и каплей жидкости U_z (прямоугольники) в поперечном сечении факела распыла форсунки на расстоянии $z = 300$ мм от нее.

3) о возникновении уже при $Re > 40$ явления кризиса сопротивления, подобного известному для обтекания твердой сферы при $Re \sim 10^5$.

Во второй и особенно в третьей гипотезе предполагалось, что существенным фактором для возникновения аномалии-кризиса является высокая степень турбулентности ($\epsilon > 30\%$, по оценкам в [9–11]) на-

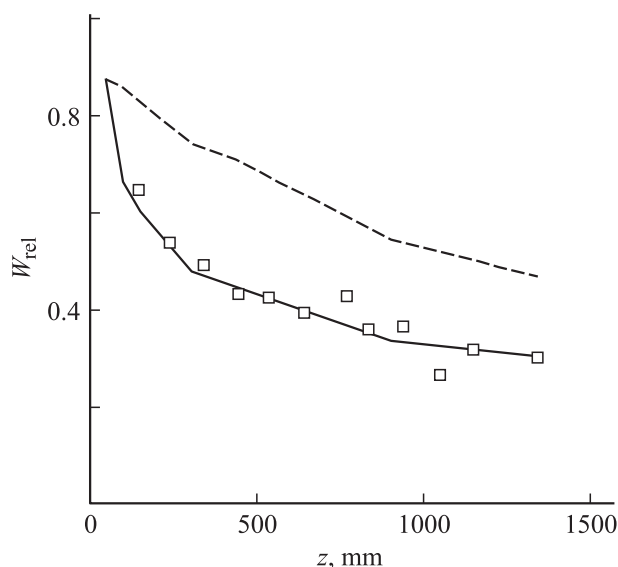


Рис. 3. Изменение скорости газа на оси свободного факела $W_{rel} = W_z(0, z)/U_0$ — отношение скорости газа на оси потока к начальной скорости каплей жидкости $U_0 = 26$ мм/с; квадраты — экспериментальные данные Миллера [13]; сплошная кривая — расчет по двумерной модели факела распыла форсунки с учетом кризиса сопротивления; штриховая — то же без учета кризиса сопротивления.

бегающего на каплю газового потока, обусловленная большим значением $Re_1 = WD\rho/\mu \sim 10^5$ для потока со скоростью W и диаметром D . Основанием для второй гипотезы послужило то известное обстоятельство, что внутренняя циркуляция жидкости в каплях (возможно, еще и усиленная высокой турбулентностью обтекающего их газового потока) может уменьшить сопротивление каплей [6]. Третья гипотеза возникла из аналогии обнаруженной аномалии с классически известным при $Re \sim 10^5$ явлением кризиса сопротивления шара. А поскольку новая аномалия возникает при гораздо меньших числах Рейнольдса ($50 < Re < 130$), то ее назвали *ранним кризисом*.

Чтобы установить истинность или ложность каждой из трех оставшихся гипотез, необходимо провести новый эксперимент в той же области переходных чисел Рейнольдса $Re \sim 10-10^2$, но уже с отдельной твердой шаровой частицей, обтекаемой сильнотурбулентным потоком газа.

Описание и результаты эксперимента по измерению коэффициента сопротивления одиночного шарика в турбулентной струе

С целью еще раз проверить (и по возможности подтвердить) явление кризиса сопротивления сферических частиц при небольших значениях числа Рейнольдса $Re \sim 10^2$ в переходной области, а также прояснить истинный механизм этого явления недавно был проведен новый эксперимент. В нем измерялся коэффициент сопротивления C_d твердого (пенопластового) шарика диаметром $d = 3$ мм в сильнотурбулентной воздушной струе с начальным диаметром $D \approx 40$ см, создаваемой напольным бытовым вентилятором.

В этом эксперименте казалось необходимым сначала обеспечить условия взаимодействия сферической частицы с турбулентным потоком, сходные с теми, что имели место для каплей воды в экспериментальном исследовании факела распыла форсунки [9]. Эти условия, как уже отмечалось, определяются двумя числами Рейнольдса. Одно из них — $Re = Vd\rho/\mu$ — характеризует обтекание частицы газом и зависит от ее диаметра d и относительной скорости $V = |\mathbf{U} - \mathbf{W}|$ частицы и газа. Другое число Рейнольдса $Re_1 = W/D\rho/\mu$ характеризует в целом набегающий на частицу газовый поток и зависит от его скорости W и диаметра D . В факеле распыла механической форсунки эти числа соответственно имели значения $40 < Re < 130$, $Re_1 \approx 10^5$, отличающиеся примерно в 1000 раз [9,10]. Заметим, что по принятой в научной литературе [3,8] классификации обтекание частицы происходило в переходном (от ламинарного к турбулентному) режиме $1 < Re < 500$. Но сам набегающий на частицу поток уже был сильнотурбулентным $Re_1 \gg 2000$.

Близкие к описанным условия ($120 < Re < 530$, $Re_1 \approx 0.5 \cdot 10^5$) оказалось возможным воссоздать при

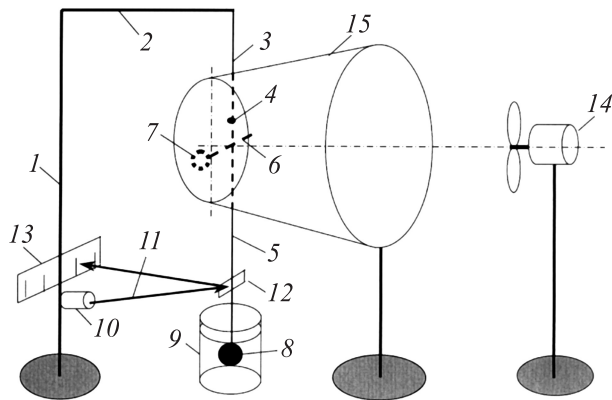


Рис. 4. Крутильные весы (элементы 1–13) для измерения гидродинамической силы сопротивления шарика 7 в воздушном потоке.

подвешивании на специальных крутильных весах одиночного шарика из пенопласта в турбулентной воздушной струе от вентилятора.

Конструкция крутильных весов и схема измерений приведена на рис. 4. На консольно прикрепленный к вертикальному штативу 1 горизонтальный стержень 2 подвешен отрезок полимерной нити 3 длиной $L_1 \approx 500$ мм, выполняющий роль упругого элемента весов (в данном случае в качестве него использована рыболовная леска диаметром $d_1 = 0.34$ мм). К нижнему концу нити в точке 4 жестко прикреплена металлическая (гитарная) струна 5 длиной $L_2 = 950$ мм и диаметром $d_2 = 0.25$ мм. На расстоянии 50 мм ниже точки 4 соединения нити со струной перпендикулярно ей припаяно металлическое коромысло 6 с длиной плеч $L_3 = 29$ мм из бронзовой проволоки диаметром $d_3 = 0.24$. На конце одного из плеч коромысла с помощью клея крепился легкий (пенопластовый) шарик 7 с диаметром $d = 3.0$ мм. На нижнем конце струны соосно с ней был закреплен массивный ($m = 112.7$ г) металлический шар 8 диаметром $d_4 = 30.5$ мм, который обеспечивал крутильным весам достаточно большие величины момента инерции $I = 1.05 \cdot 10^{-5}$ кг · м² и периода собственных колебаний $T \approx 16$ с. Шар 8 был погружен в сосуд 9, наполненный глицерином, что обеспечивало достаточно сильное затухание собственных колебаний весов. К штативу 1 был прикреплен небольшой источник света 10 (лазерная указка), от которого тонкий световой пучок 11 падал на маленькое (площадью $S \approx 5 \times 5$ мм) плоское зеркальце 12, жестко закрепленное на нижней части струны. А отраженный от зеркальца пучок падал на плоскую шкалу 13, также закрепленную на штативе 1.

Принцип действия данных крутильных весов заключался в следующем. Действовавшая на пенопластовый шарик 7 со стороны обтекавшего его воздушного потока гидродинамическая сила F создавала момент M , закручивавший упругую нить 4 и поворачивавший коромысло вместе со струной и зеркальцем. Угол поворота коромысла, пропорциональный крутящему моменту M , определялся по смещению светового зайчика по шкале 13.

Таким образом, крутильные весы как устройство для измерения действовавшей на шарик 7 гидродинамической силы F были образованы элементами 1–13 на рис. 4. Турбулентная воздушная струя, обдувавшая шарик 7, создавалась показанным на рис. 4 вентилятором 14. Во второй части описываемого эксперимента чувствительный элемент весов (коромысло 6 с шариком 7) размещался почти на выходе конфузора 15. Он был изготовлен из картона в форме боковой поверхности усеченного кругового конуса и установлен соосно с генерируемой вентилятором 14 воздушной струей.

На первом этапе эксперимента крутильные весы размещались непосредственно в воздушной струе от вентилятора без конфузора. Коромысло весов располагалось вблизи оси струи. Скорость обтекающего шарик воздуха варьировалась изменением, во-первых, расстояния между шариком и вентилятором, во-вторых, скорости вращения лопастей вентилятора. В месте расположения шарика скорость воздуха измерялась импеллерным (с крыльчаткой) анемометром Хрлогер 1. Причем сначала в некоторой „точке“ потока измерялась скорость воздуха, а потом вместо анемометра в эту же „точку“ помещался шарик на коромысле весов. В измерениях скорости воздуха в данной точке потока при данной скорости вращения ротора вентилятора цифровые показания анемометра снимались визуально и регистрировались вручную в журнале по 25 раз (иногда по 50 раз). Затем по этим данным определялись среднее значение скорости W и случайная ошибка. Последняя в разных опытах составляла от 2 до 15%, в большинстве случаев 5–7%.

На рис. 5 показаны некоторые результаты измерений скорости воздуха на оси турбулентной струи. По оси абсцисс отложена осевая координата z струи, отсчитываемая от вентилятора, по оси ординат — величина W^{-1} , обратная скорости W воздуха в данной точке потока. Очевидно, зависимость W^{-1} от z линейная, что является характерным свойством турбулентных струй [3,8] и в известной мере подтверждает достоверность измерений скорости воздуха в струе с использованием имеющегося анемометра.

Результаты измерений коэффициента C_d гидродинамического сопротивления пенопластового шарика, подвешенного на коромысле крутильных весов в свободной воздушной струе, показаны на рис. 6. Там же для сравнения представлены экспериментальные данные о кризисе сопротивления капель воды в факеле распыла форсунки. Еще раз заметим, что вновь исследованный интервал $120 < Re < 530$ является продолжением (даже с некоторым пересечением) предыдущего интервала $40 < Re < 130$, в котором как раз и было обнаружено явление аномалии сопротивления капель. На рис. 6 очевидно, результаты эксперимента, представленные крестиками, располагаются (с учетом ошибок измерений) вблизи сплошной кривой, соответствующей формуле Клячко (3). Поэтому для одиночного шарика в исследованном довольно широком диапазоне

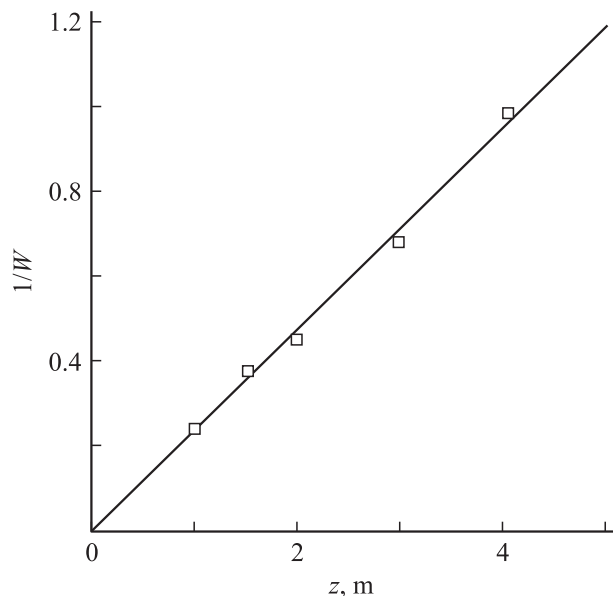


Рис. 5. Изменение скорости воздуха W на оси турбулентной струи. $1/W$ — величина, обратная скорости воздуха; z — осевая координата струи, расстояние от вентилятора; прямоугольные символы — экспериментальные данные; сплошная прямая — их линейная аппроксимация.

переходных чисел Рейнольдса $120 < Re < 530$ кризиса сопротивления, вопреки ожиданиям, не наблюдалось, несмотря на сильную турбулентность воздушной струи ($Re_1 \approx 0.5 \cdot 10^5 \gg 2000$).

Таким образом, обуславливающее вторую и третью из вышеприведенных гипотез предположение о том, что кризис сопротивления каплей был вызван собственно сильной турбулентностью газового потока, в описанных

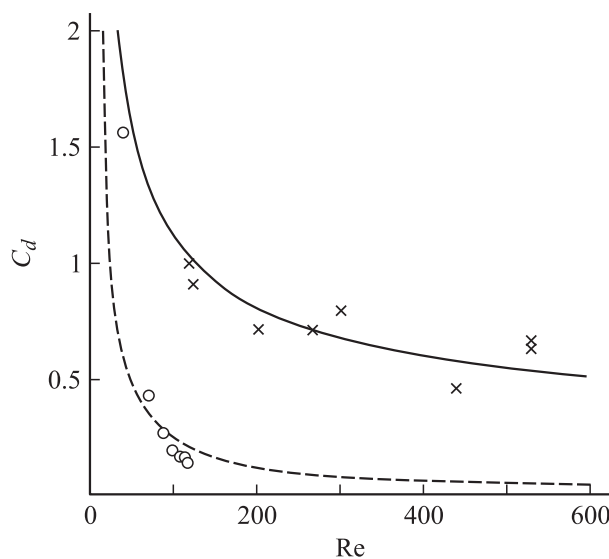


Рис. 6. Зависимость коэффициента сопротивления C_d сферической частицы от числа Рейнольдса. Крестики — эксперимент с одиночным шариком в свободной воздушной струе; другие обозначения, как на рис. 1.

опытах не подтвердилось. Напротив, согласно данным рис. 6, при обтекании шарика даже очень сильно турбулентным ($Re_1 \approx 0.5 \cdot 10^5$) газовым потоком средние по времени значения гидродинамической силы F , а с ней и коэффициента сопротивления C_d могут оставаться практически теми же, как на стандартной кривой, соответствующей ламинарному потоку. И это очень важный вывод для моделирования и расчета движения как одиночных шаров в потоке сплошной среды, так и двухфазных дисперсных систем.

Размышления о причинах не оправдавшихся ожиданий (обнаружить ранний кризис на одиночном шаре, обтекаемом воздушной струей) заставили вспомнить об особенностях двухфазного течения в факеле распыла форсунки, о необычном характере обтекания каплей газом и привели к следующим соображениям. Капли, образующиеся при распаде закрученной струи жидкости, истекающей из центробежно-струйной форсунки, разлетаются в некотором конусе с углом раствора, называемым корневым углом факела распыла. В нашем случае он составлял 65° [9]. Движущиеся капли увлекают за собой окружающий газ (в частности, воздух), создавая турбулентную струю. Газ движется подобно каплям: расходящимся в пределах того же конуса неоднородным потоком, но с меньшей скоростью $W < U$, чем капли. Можно сказать, что в неподвижной лабораторной системе отсчета, связанной с форсункой, каждая отдельная капля движется в конически расширяющемся (как в диффузоре) и потому замедляющемся газовом потоке, обгоняя его. Заметим, что, согласно эксперименту, относительная скорость фаз $V = |U - W|$ в свободном факеле распыла форсунки сначала возрастает [9,10]. На оси факела она не убывает, по крайней мере, до расстояния 1 м от форсунки, где еще проводились измерения. Если теперь мысленно перейти в систему отсчета, связанную с каплей, то в ней неподвижную каплю обтекает разгоняющийся газовый поток, как это было бы, например, в конфузоре.

Таким образом, в двух упомянутых системах отсчета можно усмотреть два возможных особых случая обтекания капли неоднородным по скорости потоком газа:

- обгон каплей замедляющегося (как в диффузоре) потока;
- отставание капли (вплоть до неподвижности) от разгоняющегося (как в конфузоре) газового потока.

На основании данных эксперимента в факеле распыла форсунки [9] можно предположить, что в этих двух случаях особые условия течения способны предотвратить отрыв газового потока от поверхности капли (или отодвинуть его возникновение до больших значений относительной скорости фаз V). Тем самым может улучшиться обтекание каплей газом, уменьшится ее сопротивление, создав эффект аномалии C_d в области переходных чисел Рейнольдса $1 < Re < 500$. В случае b данное предположение даже более понятно, если не очевидно. Действительно, газ, набегающий на шарообразную (допустим, неподвижную) частицу конически

сходящимся и разгоняющимся потоком, эффективнее проникает в „кормовую“ область течения за шаром, чем в потоке с изначально однородным и параллельным полем скоростей, что должно приводить к смещению линии отрыва, раз возникшего, вниз по течению. При этом можно ожидать, что обтекание частицы газом улучшится, а C_d — уменьшится.

С другой стороны, можно просто предположить, что для возникновения кризиса сопротивления шарика в свободной струе от вентилятора число Рейнольдса для нее $Re_1 = WD\rho/\mu \approx 0.5 \cdot 10^5$ (вместе с амплитудой пульсаций скорости w') оказалось не вполне достаточным. Известно, что локальная интенсивность турбулентности ε изменяется по радиусу струи (или потока в трубе), сначала возрастающая, потом убывающая [1,8,9]. На оси струи величина Re_1 мало изменяется по длине струи L , отсчитываемой от полюса, поскольку ее характерный диаметр D возрастает прямо пропорционально L , а характерная скорость W на оси струи убывает обратно пропорционально той же величине [3,8]. Однако в конически сужающейся трубе — конфузоре — при сохранении расхода газа, который прямо пропорционален величине WD^2 , число Re_1 может увеличиваться обратно пропорционально убывающему диаметру трубы D , и вместе с ним будет увеличиваться амплитуда w' пульсаций скорости.

Для проверки гипотезы о влиянии на кризис сопротивления неоднородности поля скоростей набегающего на шар потока (с одновременным увеличением числа Re_1) поле вышеописанного эксперимента с одиночным шариком, подвешенным на крутильных весах и обтекаемым свободной турбулентной струей, был проведен еще один эксперимент. Он отличался тем, что на пути воздушной струи от вентилятора 14 соосно с ней устанавливался конфузор 15, на выходе из которого располагались крутильные веса (рис. 4). Чувствительный элемент весов (коромысло b с пенопластовым шариком 7 на одном из плеч) размещался внутри конфузора вблизи его оси и выходного сечения. Конфузор был изготовлен из картона в форме боковой поверхности усеченного кругового конуса. Диаметр входного отверстия конфузора (или большего основания конуса) составлял 420 мм, диаметр выходного отверстия — 135 мм (второе меньше), длина образующей — 470 мм. Геометрические размеры конфузора подбирались так, чтобы угол между осью и образующей конуса составлял 17° — так же как граница факела распыла в его автотельной зоне (т.е. на расстоянии $z > 300$ мм от форсунки) в экспериментальном исследовании [9]. При этом величина Re_1 , увеличившись примерно втрое, приблизилась к значениям, имевшим место в факеле распыла форсунки [9].

Результаты эксперимента по измерению гидродинамического сопротивления шарика, обдуваемого воздушной струей в конфузоре, представлены на рис. 7 символами — квадратиками. Там же для сравнения кружками показаны данные эксперимента о раннем кризисе сопротивления каплей в факеле форсунки. Из рис. 7 видно,

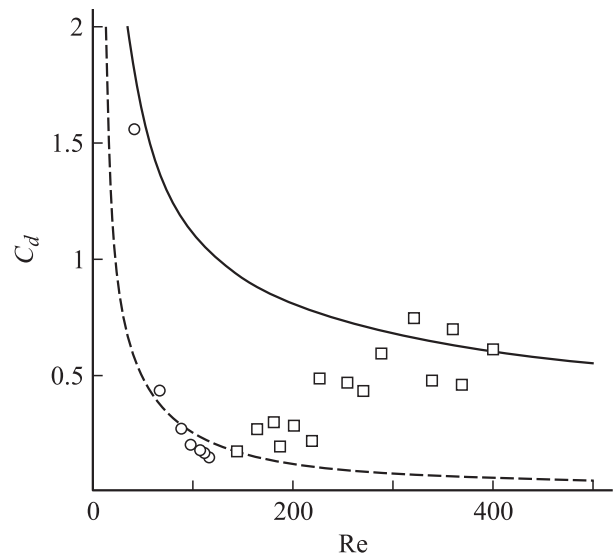


Рис. 7. Зависимость коэффициента сопротивления C_d сферической частицы от числа Рейнольдса. Прямоугольники — эксперимент с одиночным шариком, обдуваемым воздушной струей в конфузоре; другие обозначения, как на рис. 1.

во-первых, что аномалия сопротивления проявилась и при обдуве одиночного шара в конфузоре, а не только на каплях в факеле распыла. Во-вторых, диапазон $140 < Re < 300$, где теперь обнаружен ранний кризис сопротивления одиночного шара, является продолжением диапазона $40 < Re < 130$, где такой же кризис был ранее обнаружен для капель жидкости [9,10], что свидетельствует о некоторой общности данного явления.

Особенно значителен эффект раннего кризиса в интервале $50 < Re < 200$, где измеренный коэффициент C_d сопротивления шара в 4–7 раз меньше по сравнению с известными из литературы значениями. Например, теми, которые по формуле Клячко (3) с погрешностью не более 10% аппроксимируют в переходном диапазоне $2 < Re < 400$ экспериментальные данные кривой Рэлея [6]. Отметим, что интервал $50 < Re < 200$ достаточно широкий: относительная скорость фаз в нем изменяется в 4 раза. Согласно рис. 7, на последующем интервале $200 < Re < 400$ коэффициент сопротивления шара C_d постепенно увеличивается, приближаясь к стандартным значениям на кривой Рэлея.

Что явилось решающим фактором для возникновения кризиса сопротивления шарика в конфузоре: неоднородность поля скоростей набегающего потока или дополнительное увеличение в нем величин Re_1 и w' — пока не ясно.

Заключение

Таким образом, открытому и описанному в работах [9–10] явлению аномалии, или раннего кризиса, сопротивления капель в факеле распыла форсунки найдено еще одно экспериментальное подтверждение —

для одиночного твердого шарика, обдуваемого воздушной струей в конфузоре. Сходные, по сути, результаты обоих экспериментов, полученные разными методами для существенно различных объектов, свидетельствуют о достаточной общности нового явления.

Как и при других значениях критического числа Рейнольдса $400 < Re_c < 2200$, необходимым условием возникновения раннего кризиса сопротивления шара в потоке газа, по-видимому, является сильная турбулентность ($Re_1 \sim 10^5$) обтекающего шар потока с относительной интенсивностью $\varepsilon > 30\%$. Механизм явления заключается в том, что при данных особенностях потока улучшается в целом обтекание шара газом, предотвращается (или отодвигается до более высоких значений относительной скорости V) отрыв пограничного слоя от поверхности шара, а после его возникновения линия отрыва оказывается сдвинутой вниз по течению. Все это в большей или меньшей степени приводит к уменьшению гидродинамического сопротивления шара.

В первой части описанного эксперимента обнаружилось, что сильная турбулентность ($Re_1 \sim 10^5$) газового потока, являясь необходимым условием, сама по себе еще не обуславливает возникновение раннего кризиса сопротивления. И тогда средние по времени значения коэффициента сопротивления шара, обтекаемого свободной турбулентной струей, даже не отличаются заметно от аналогичных значений в ламинарном потоке (рис. 6) в довольно широком интервале $120 < Re < 530$ переходного диапазона.

Достаточным условием возникновения кризиса при данном значении критического числа Рейнольдса Re_c , возможно, является критерий (4). Но этот вывод для интервала $10 < Re < 400$ требует дополнительного количественного уточнения.

Наряду с простым, но менее конкретным названием — *аномалия сопротивления* — другое название нового явления — *ранний кризис* — также имеет право на использование из-за сходства с известным при больших числах $Re > 10^5$ явлением кризиса сопротивления: в обоих случаях улучшается обтекание шара и весьма заметно уменьшается его сопротивление.

Границы раннего кризиса $50 < Re < 200$ с его количественной мерой (уменьшением C_d в 4–7 раз) установлены приблизительно. При последующем увеличении числа Рейнольдса в интервале $200 < Re < 400$ коэффициент сопротивления шара C_d постепенно увеличивался, приближаясь к стандартным значениям на кривой Рэлея.

Стоит особо указать на необходимость учета нового явления — раннего кризиса сопротивления капель — при моделировании таких двухфазных потоков, в которых значения скорости и жидкости заметно различаются, межфазное взаимодействие играет значительную роль, а сильная турбулентность может сделать это взаимодействие аномальным. Указанные обстоятельства вполне могут иметь место в распылительных процессах и аппаратах. И тогда попытки их моделирования и расчета без учета раннего кризиса сопротивления, например, как

в работе [13], рискуют оказаться не вполне надежными, при всем нашем уважении к авторам.

Список литературы

- [1] *Torobin L.B., Gauvin W.H.* // *Can. J. Chem. Eng.* 1959. Vol. 37. N 4. P. 129–141.
- [2] *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 712 с.
- [3] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- [4] *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.
- [5] *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
- [6] *Броунштейн Б.И., Фишбеин Г.А.* Гидродинамика, массо- и теплообмен в дисперсионных системах. Л.: Химия, 1977. 280 с.
- [7] *Torobin L.B., Gauvin W.H.* // *Can. J. Chem. Eng.* 1960. Vol. 38. N 6. P. 189–200.
- [8] *Лойцянский Г.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
- [9] *Симаков Н.Н.* Канд. дис. Ярославль: ЯПИ, 1987. 241 с.
- [10] *Симаков Н.Н.* // *ЖТФ.* 2004. Т. 74. Вып. 2. С. 46–51.
- [11] *Simakov N.N., Simakov A.N.J.* // *Appl. Phys.* 2005. Vol. 97. P. 114 901.
- [12] *Симаков Н.Н.* // *Изв. вузов. Химия и химическая технология.* 2002. Т. 45. Вып. 7. С. 125–129.
- [13] *Ghosh S., Hunt J.C.R.* // *Proc. R. Soc. London. Ser. A.* 1994. Vol. 444. P. 105.