

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,  $\rho$  и  $\mu$  — 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

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

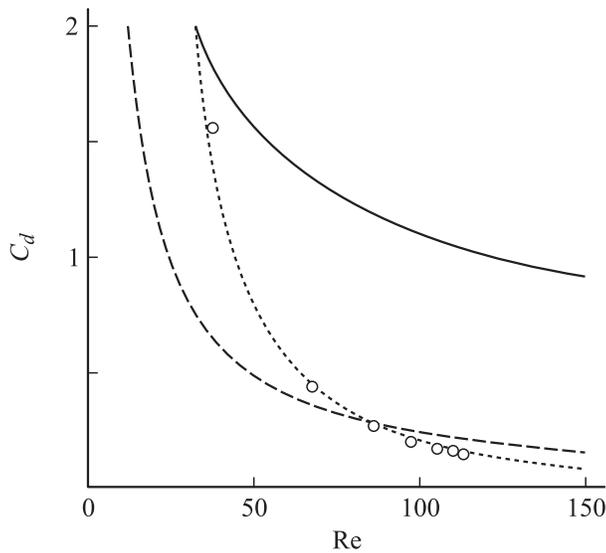
График этой зависимости показан рис. 1 штриховой кривой. Для случаев обтекания частицы ламинарным (а тем более турбулентным) потоком при  $Re > 1$  достаточно надежных и точных теоретических формул, аналогичных (2), в научной литературе нет. В этих случаях на практике пользуются эмпирическими данными. 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  $\varepsilon$  кризис наступает „раньше“ — при меньших значениях  $Re$  [3,7,8]. Так, при увеличении  $\varepsilon$  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  $\varepsilon_1$  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  $\varepsilon_1$ . Причем авторы этой статьи полагали маловероятным возникновение кризиса сопротивления в интервале  $1 < Re < 100$ , так как здесь интенсивность турбулентности  $\varepsilon_1$  должна быть выше 40%.

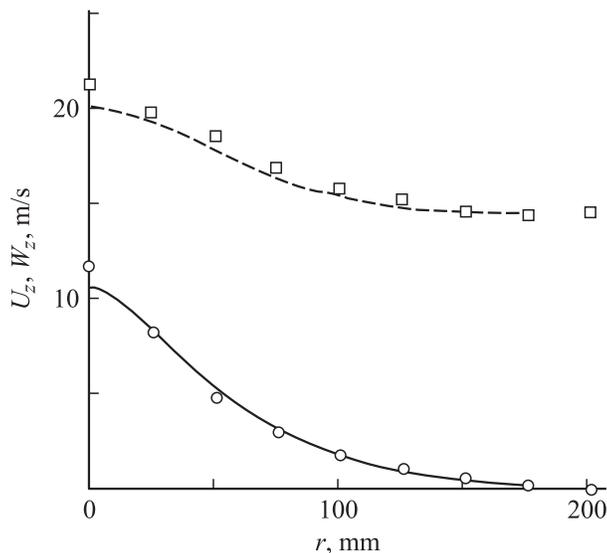
Однако относительно недавно явление аномалии, или раннего кризиса, сопротивления капель в факеле распыла форсунки было открыто и в этой области  $1 < Re < 100$  значений числа Рейнольдса [9–11]. На рис. 1 светлыми кружками представлены экспериментальные данные для капель воды в факеле распыла форсунки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

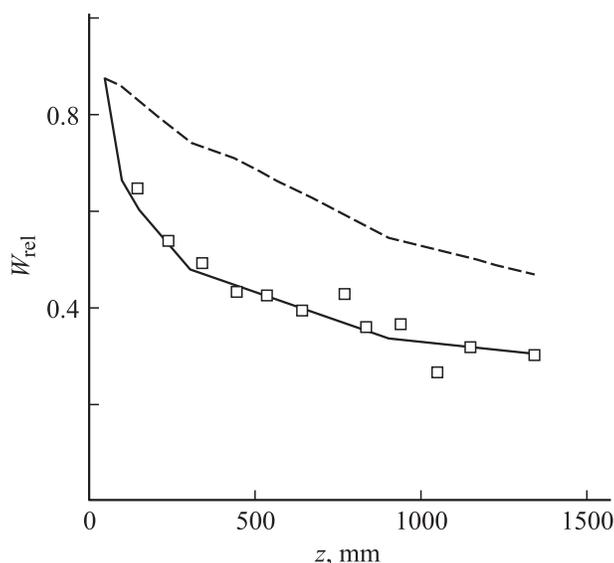
Для объяснения вновь обнаруженной в интервале  $1 < Re < 200$  аномалии сопротивления в работах [9–11] привлекалось несколько (до семи) гипотез. Из них наиболее предпочтительными теперь представляются следующие три: 1) о влиянии группового движения капель; 2) о возникновении внутренней циркуляции воды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



**Рис. 2.** Сравнение расчетных (кривые) и экспериментальных (символы) профилей аксиальной скорости газа  $W_z$  (кружки) и капель жидкости  $U_z$  (прямоугольники) в поперечном сечении факела распыла форсунки на расстоянии  $z = 300$  mm 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 ( $\varepsilon > 30\%$ , 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 капель жидкости  $U_0 = 26$  mm/s; 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 капель [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*.

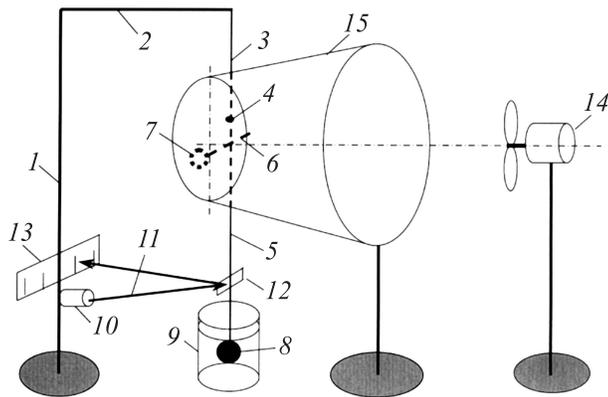
Чтобы установить истинность или ложность каждой из трех оставшихся гипотез, необходимо провести новый эксперимент в той же области переходных чисел Рейнольдса  $Re \sim 10-10^2$ , но уже с отдельной твердой шаровой частицей, обтекаемой сильнотурбулентным потоком газа.

### 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  $d = 3$  mm в сильнотурбулентной воздушной струе с начальным диаметром  $D \approx 40$  cm, 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 капель 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 · м<sup>2</sup> 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.

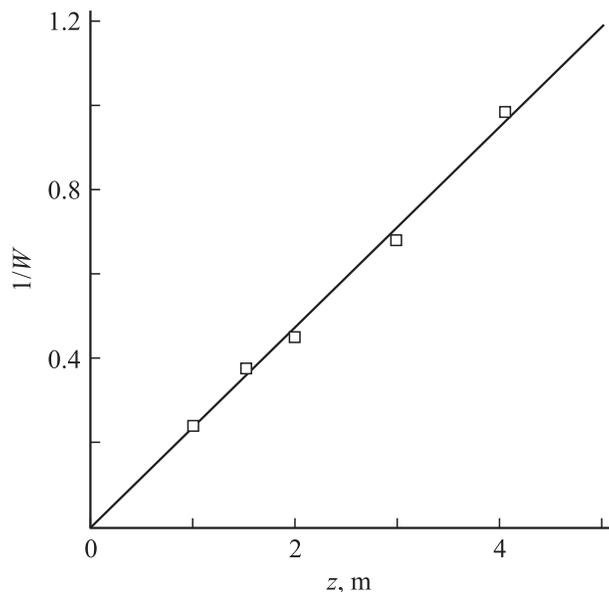
Принцип действия данных крутильных весов заключался в следующем. Действовавшая на пенопластовый шарик 7 со стороны обтекавшего его воздушного потока гидродинамическая сила  $F$  создавала момент  $M$ , закручивавший упругую нить 4 и поворачивавший коромысло вместе со струной и зеркальцем. Угол поворота 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.

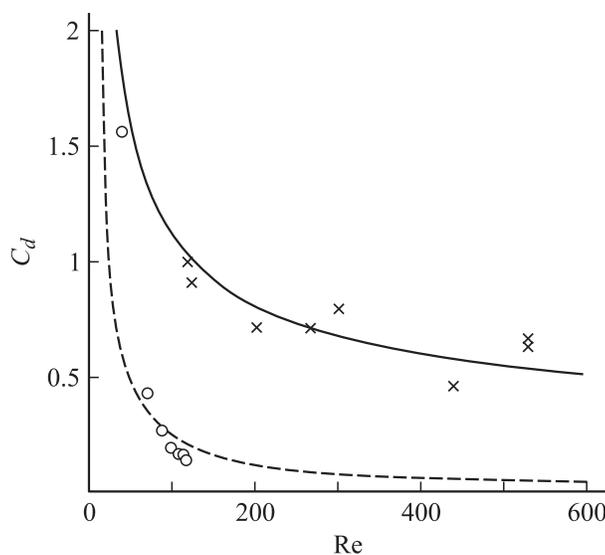
Результаты измерений коэффициента  $C_d$  гидродинамического сопротивления пенопластового шарика, подвешенного на коромысле крутильных весов в свободной воздушной струе, показаны на рис. 6. Там же для сравнения представлены экспериментальные данные о кризисе сопротивления капель воды в факеле распыла 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  $65^\circ$  [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.

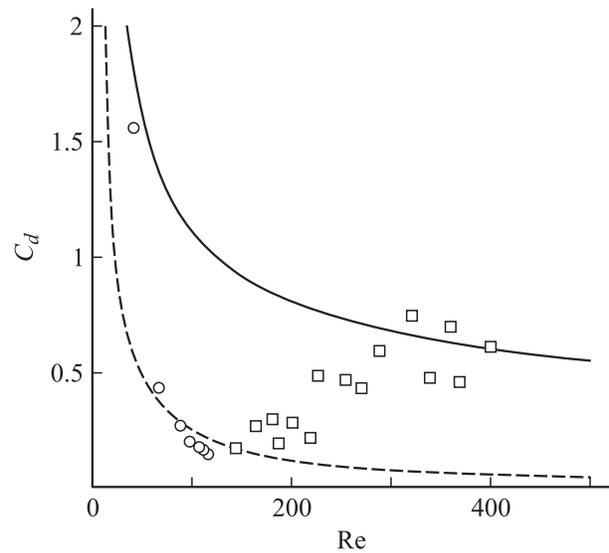
На основании данных эксперимента в факеле распыла форсунки [9] можно предположить, что в этих двух случаях особые условия течения способны предотвратить отрыв газового потока от поверхности капли (или отодвинуть его возникновение до больших значений относительной скорости фаз  $V$ ). Тем самым может улучшиться обтекание капли 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  $\varepsilon$  изменяется по радиусу струи (или потока в трубе), сначала возрастаая, потом убывая [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  $17^\circ$  — 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.