

03;12

## Кризис сопротивления капель при переходных числах Рейнольдса в турбулентном двухфазном потоке факела распыла механической форсунки

© Н.Н. Симаков

Ярославский государственный технический университет,  
150023 Ярославль, Россия  
e-mail: simakov@ystu.yar.ru

(Поступило в Редакцию 11 апреля 2003 г. В окончательной редакции 2 июня 2003 г.)

При обработке экспериментальных данных о гидродинамике двухфазного потока в факеле распыла механической форсунки выявлена аномалия величины гидродинамического сопротивления капель: коэффициент сопротивления в 4–7 раз ниже известных значений. Для ее объяснения привлечен ряд гипотез. Их анализ привел к выводу о том, что в высокотурбулентном потоке имеет место „ранний“ (уже при переходных числах Рейнольдса  $Re > 50$ ) кризис сопротивления капель при их обтекании газом. Тем самым открыто новое физическое явление, возникновением которого объяснен ряд обнаруженных в эксперименте особенностей двухфазного течения, в частности ограниченность передаваемого газу потока импульса примерно половиной первоначально имевшегося у жидкостной струи.

Известно явление резкого и значительного (в 3...4 раза) уменьшения коэффициента сопротивления  $C_d$  шара (цилиндра или другого плохо обтекаемого тела), возникающее при числах Рейнольдса  $Re$  порядка  $10^5$ , называемое кризисом сопротивления [1–3]. Оно объясняется отрывом ламинарного пограничного слоя от поверхности обтекаемого тела, переходом его в турбулентный со смещением линии отрыва вниз по потоку в кормовую область. При этом происходит изменение профиля давления и улучшается обтекание тела потоком, приближаясь к идеальному [1,2].

При экспериментальном исследовании гидродинамики двухфазного потока в факеле распыла центробежно-струйной форсунки (конструкции Всесоюзного теплотехнического института) с диаметром выходного отверстия 2 мм обнаружено возникновение кризиса сопротивления капель при переходных числах Рейнольдса  $Re \approx 40–130$  [4].

В эксперименте при распылении воды в воздухе, ориентированной вертикально вниз, форсункой измерялись дисперсность распыла (спектр размеров и средний заутеровский диаметр капель  $d_{32}$ ), радиальные профили скоростей, концентраций и удельных потоков жидкости, скоростей и давлений газа на различных расстояниях (до 1 м) от форсунки при различных избыточных давлениях  $p = 300, 500, 900$  кПа жидкости на ней, а также изменение этих величин по оси факела с погрешностями в основном не более 5%.

Дисперсность распыла измерялась методом малоуглового светорассеяния [5]. При  $p = 500$  кПа средний объемно-поверхностный диаметр капель  $d_{32}$  оказался около  $140 \mu\text{m}$ , по высоте факела он уменьшался незначительно (на 12%), а с увеличением давления на форсунке уменьшался обратно пропорционально квадратному корню из его величины.

Скорости капель измерялись однолучевым лазерным времяпролетным методом [6], причем в его усовершенствованном варианте [4], давление и скорости газа — пневмометрическим методом с использованием усовершенствованных трубок Пито и Прандтля и высокочувствительного капиллярного микроманометра [4]. Оказалось, что в каждой точке измерений скорости капель распределены в широком диапазоне — их дисперсия составляет 25% от среднего значения.

На рис. 1–4 представлены некоторые результаты этого эксперимента: на рис. 1 — радиальные профили аксиальной компоненты  $U_z(r, z)$  средней скорости капель, на рис. 2 — поле скоростей газа  $W(r, z)$  при  $p = 500$  кПа, на рис. 3 и 4 — изменение тех же величин по оси ( $r = 0$ ) факела при различных давлениях  $p = 300, 500, 900$  кПа. На рис. 5 приведены кривые, аппроксимирующие при  $p = 500$  кПа экспериментальные зависимости  $U_z(0, z)$  и  $W(0, z)$ , а также графики для относительной скорости фаз  $W_{\text{rel}} = U - W$  и ускорения капель  $a_z$  на оси факела, которое можно вычислить по формуле

$$a_z = \frac{dU_z}{dt} = \frac{dU_z}{dz} \frac{dz}{dt} = U_z \frac{dU_z}{dz} = \frac{1}{2} \frac{dU_z^2}{dz}. \quad (1)$$

По данным, приведенным на рис. 5, пренебрегая силой тяжести капель  $m \cdot g$ , зная диаметр капель  $d = d_{32}$  и силу гидродинамического сопротивления  $F = m \cdot a_z$ , оказалось возможным определить их коэффициент сопротивления  $C_d$  из известной формулы

$$F = C_d S \rho (W_{\text{rel}})^2 / 2, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность газа (воздуха),  $S = \pi d^2 / 4$  — площадь миделева сечения капель.

Заметим, что для имевшего место в эксперименте с факелом форсунки диапазона чисел Рейнольдса  $Re = 40–130$  из литературы известны аппроксимации

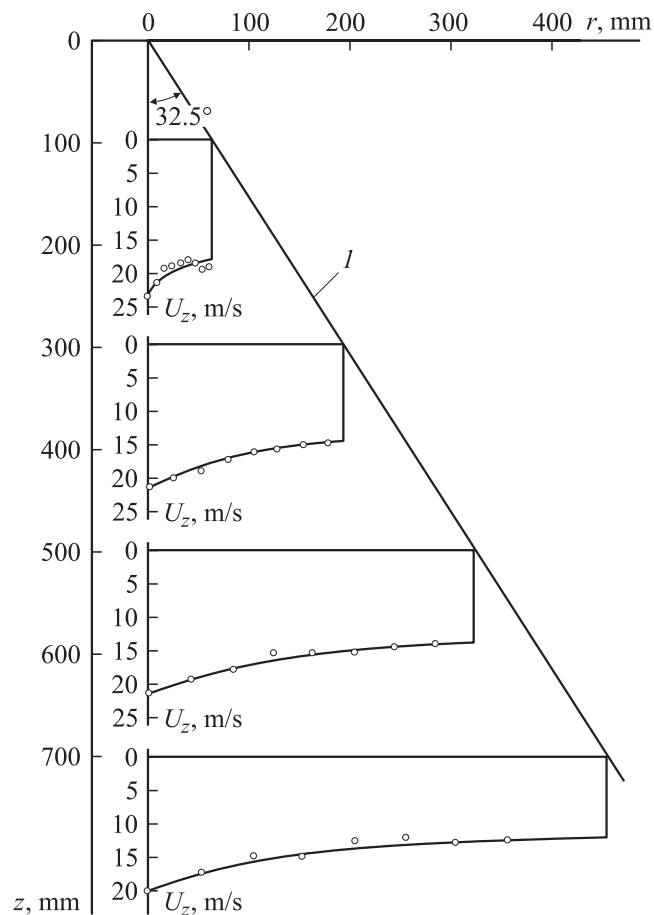


Рис. 1. Радиальные профили аксиальной скорости капель при давлении на форсунке  $p = 50$  кПа. 1 — граница факела.

экспериментальных данных для коэффициента сопротивления шара. Это широко используемая (например, в [7–9]) для одиночных шарообразных частиц формула Клячко

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

Известны также эмпирические формулы для объемной плотности суммарной силы  $F_\Sigma$  межфазного взаимодействия совокупности капель и газа. Это, например, формула Эргана [10], использованная в работах [11,12], или более подходящая для малоцентрированных дисперсных потоков модификация этой формулы [13,14]

$$dF_\Sigma/dV = \alpha(18\mu/(d_{32})^2 + 0.36\rho/d_{32}W_{rel})W_{rel} \quad (4)$$

( $V$  — объем,  $\alpha$  — объемная доля жидкости,  $\mu$  — коэффициент вязкости газа), которая дает для коэффициента сопротивления отдельной частицы

$$C_d = 24/Re + 0.48. \quad (5)$$

На рис. 6 и 7 представлены результаты определения по вышеописанной методике с использованием формул (1) и (2) коэффициента сопротивления капель из экспериментальных данных для факела форсунки совместно с графиками, соответствующими формулам (3)

и (5). Очевидно, гидродинамическое сопротивление капель, вычисленное по данным эксперимента, существенно (в 4–7 раз) ниже, чем дают формулы (3) и (5), особенно на удалении  $z > 300$  мм от форсунки, где по эксперименту  $C_d < 0.2$ .

Для объяснения отмеченной аномалии коэффициента сопротивления в качестве возможных причин выдвигались несколько гипотез: 1) полидисперсность распыла, обуславливающая различие в движении капель разных размеров и возникновение особенностей в усредненном, интегральном, движении дисперсной фазы; 2) деформация капель в турбулентном потоке, в частности колебания их формы с изменением поперечного к потоку размера частиц; 3) макролокальная неоднородность структуры капельного потока, выражающаяся в групповом движении капель; 4) непосредственное влияние пульсаций скорости газового потока, обтекающего каплю; 5) „затягивание» стока режима обтекания капли в область переходных чисел Рейнольдса  $Re \sim 1-100$  из-за турбулентности набегающего на каплю потока; 6) возникновение уже при  $Re \geq 50$  (из-за высокой степени турбулентности газового потока) известного для обтекания твердой сферы (при  $Re \sim 10^5$ ) явления кризиса сопротивления.

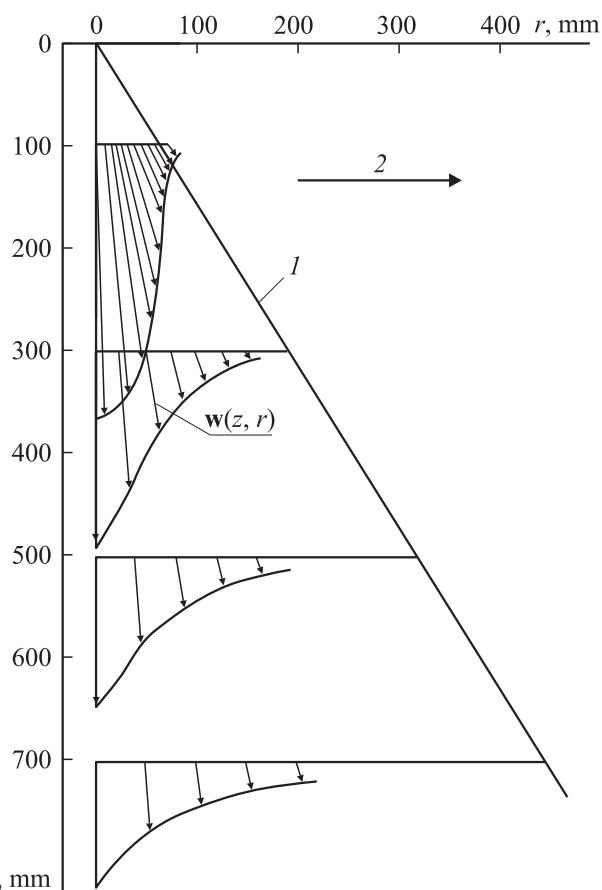


Рис. 2. Поле скоростей газа при давлении на форсунке  $p = 50$  кПа. 1 — граница факела, 2 — масштаб векторов скорости  $|\mathbf{W}| = 10$  м/с.

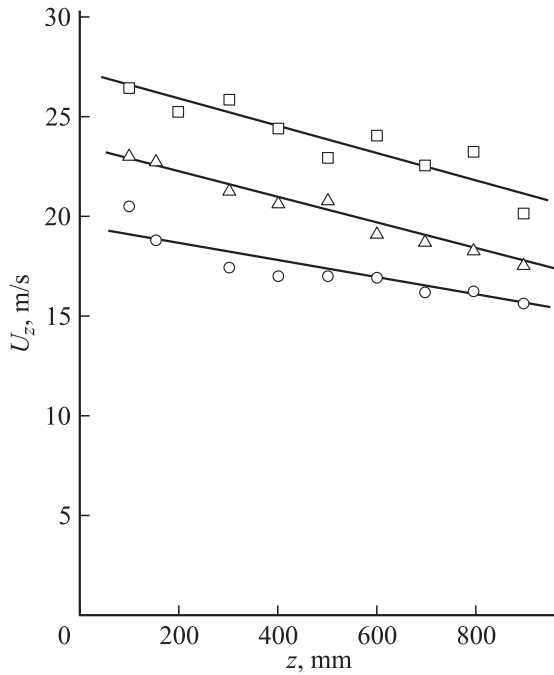


Рис. 3. Изменение скорости капель на оси факела распыла по его высоте.  $p$ :  $\circ$  — 300,  $\triangle$  — 500,  $\square$  — 900 кПа.

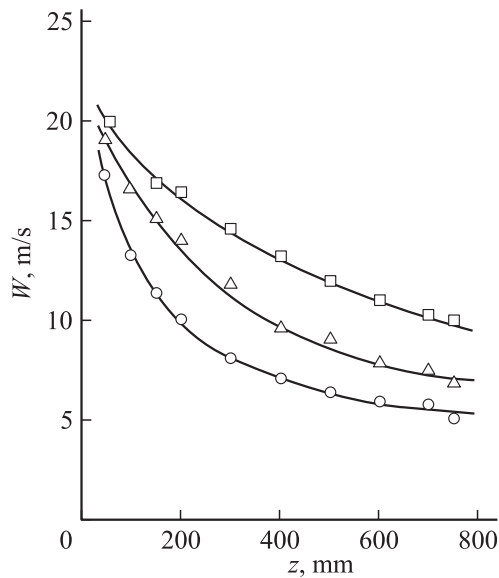


Рис. 4. Изменение скорости газа на оси факела по его высоте. Значки — то же, что и на рис. 3.

При анализе этих шести гипотез путем количественных оценок на основании имеющейся экспериментальной информации и литературных данных две первые из них были отклонены сразу как несостоятельные. Действительно, замена полидисперсной системы капель монодисперсной со средним размером  $d_{32}$  при сохранении общей массы и поверхности капель может изменить средний коэффициент сопротивления на десятки процентов, но не в несколько раз. Деформация — сплющивание

капель в направлении относительной скорости фаз может увеличить, но не уменьшить силу и коэффициент сопротивления [8].

Предпочтение поначалу было отдано третьей гипотезе, в соответствии с которой в факеле механической форсунки частицы диспергированной жидкости движутся не по отдельности, а в основном группами в виде скоплений, агломератов, сгустков, облаков [4]. Указанные группы капель возникают при распаде отдельных „нитей“ и пленок жидкости, образующихся при распаде струи, истекающей из сопла форсунки [15]. Групповое движение

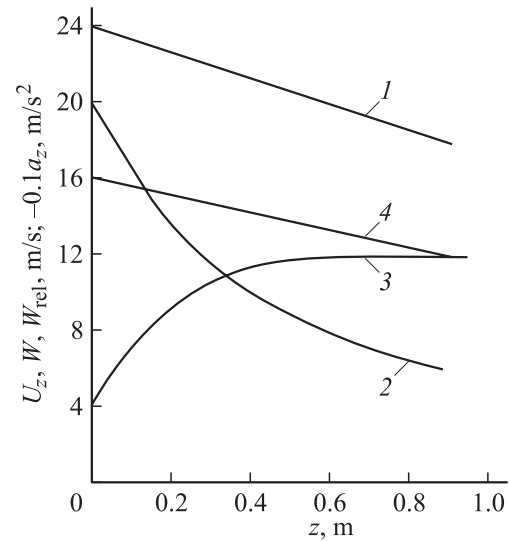


Рис. 5. Аппроксимация скоростей фаз и ускорения капель на оси факела. 1 — скорость капель  $U_z$ , 2 — скорость газа  $W$ , 3 — относительная скорость фаз  $W_{\text{rel}} = U_z - W$ , 4 — ускорение капель с противоположным знаком  $-0.1a_z$  при  $p = 500$  кПа.

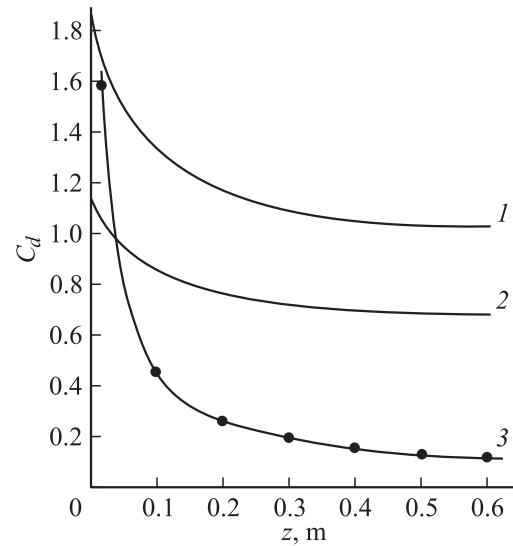
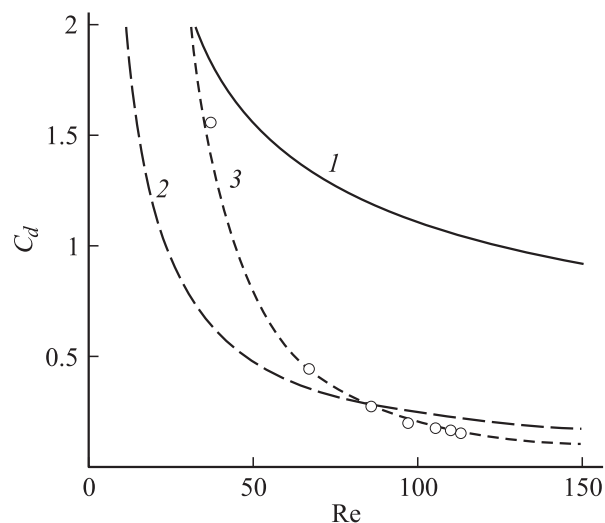


Рис. 6. Изменение величины коэффициента сопротивления капель по высоте факела. 1, 2 — расчет по формулам (3) и (5) соответственно; 3 — по данным эксперимента в факеле распыла форсунки при  $p = 500$  кПа,  $d = d_{32} = 140$   $\mu\text{m}$ .



**Рис. 7.** Зависимость  $C_d(Re)$ . 1 — по формуле (3); 2 — по формуле Стокса; 3 — аппроксимация  $C_d = 2000/Re^2$  экспериментальных данных ( $\circ$ ) для факела форсунки.

капель отличается тем, что внутри сгустков объемная концентрация жидкости выше, а между ними — ниже, чем средняя по объему, содержащему достаточное количество этих сгустков. Именно это и подразумевается под термином макролокальная неоднородность структуры капельного потока с учетом того, что размеры сгустков заметно больше размеров отдельных капель. Кроме того, при совместном движении группы капель газодинамическое сопротивление сгустка капель меньше суммарного сопротивления тех же капель при их движении поотдельности, чем и объяснялось обнаруженное новое явление, поначалу названное не кризисом, а просто аномалией сопротивления, выраженной в заниженных экспериментальных значениях  $C_d$  на рис. 6 и 7 по сравнению с известными, получаемыми по формулам (3) и (5). Данная гипотеза косвенно подтверждалась фотографированием капельного потока в факеле форсунки авторами работы [16], которые отчетливо наблюдали на фотоснимках группы капель.

Однако третьей гипотезе и приведенным выше рассуждениям можно противопоставить то обстоятельство, что аномалия (или кризис) сопротивления капель, согласно рис. 6, возникает на некотором удалении от форсунки, где концентрация капель существенно ниже, чем у корня факела, вблизи которого никакой аномалии нет. Кроме того, чем дальше от форсунки, тем больше турбулентные пульсации газового потока должны разрушать групповое движение капель.

Четвертая гипотеза о непосредственном влиянии пульсаций скорости газа также оказывается несостоятельной — оценка этого эффекта дает не уменьшение, а увеличение  $C_d$  и всего лишь на несколько процентов.

Основанием для выдвигания пятой гипотезы послужила аналогия с течением жидкости в трубах: в переходном от ламинарного к турбулентному режиму коэффициент сопротивления проходит через локальный

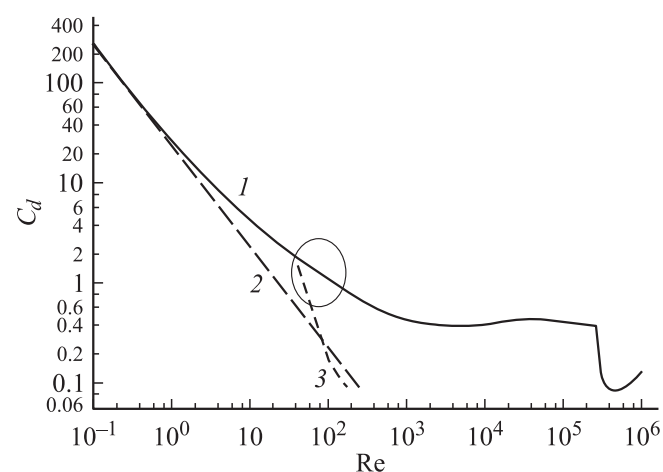
минимум [2]. С использованием аналогичных теории пристеночной турбулентности [1,2] представлений о существовании у поверхности капли ламинарного вязкого подслоя, граничащего снаружи с турбулентным пограничным слоем, удалось даже построить модель, объясняющую „затягивание“ стока режима обтекания капли в область переходных чисел Рейнольдса  $Re \approx 50-120$  (рис. 7, 8), правда, применив ряд довольно искусственных предположений. Кроме того, эти построения и объяснения не согласуются с тем обстоятельством, что у корня факела при меньших  $Re$  никакого псевдостоксова режима нет, а аномалия сопротивления возникает лишь при удалении от форсунки на расстояния  $z > 100$  mm (рис. 6, 7).

Таким образом, в нашем распоряжении осталась единственная — шестая гипотеза о том, что в факеле распыла форсунки действительно имеет место „ранний“ (т.е. возникающий уже при  $Re \approx 50$ , а не  $\sim 10^5$ ) кризис сопротивления капель, вызванный высокой степенью турбулентности обтекающего их газового потока. В связи с этим обратим внимание на следующие обстоятельства.

Хорошо известна полученная обобщением большого числа экспериментальных данных зависимость коэффициента сопротивления твердой сферы  $C_d(Re)$  от числа Рейнольдса в диапазоне  $10^{-2} < Re < 10^6$  [1,3,8], график которой (рис. 8), заимствованный из [1], иногда называют кривой Рэлея [9].

Для отдельных ее участков известно следующее. При  $Re < 1$  имеет место ламинарное обтекание, описываемое формулой Стокса  $C_d = 24/Re$ .

При  $Re \approx 20$  в „кормовой“ области (полярный угол  $\theta_L \leq 180^\circ$ ) возникает отрыв ламинарного пограничного слоя и образуются два вихря возвратного движения сплошной фазы [8,9].



**Рис. 8.** Зависимость коэффициента сопротивления шара от числа Рейнольдса. 1 — кривая Рэлея, воспроизведенная из книги [1]; 2 — по теории Стокса; кружком обозначена критическая область по числу  $Re$  в факеле форсунки; 3 — падение  $C_d$  в этой области по эксперименту [4].

В диапазоне  $20 < Re < 100$  положение линии отрыва смещается вверх по потоку до  $\theta_L \approx 120^\circ$ , протяженность вихрей позади капли растет до 1.2 диаметра шара, коэффициент сопротивления увеличивается по сравнению со стоксовским значением и может быть (вплоть до  $Re = 400-500$ ) аппроксимирован формулой Клячко (3) или формулой

$$C_d = 18.5/Re^{3/5} \quad (6)$$

[8,9,17].

При  $100 < Re < 500$  возникают колебания кормовых вихрей, линия отрыва погранслоя смещается к  $\theta_L \approx 80^\circ$  [8,9]. При  $Re \approx 500$  вихри срываются потоком и сносятся в кормовой след, ниже линии отрыва в некоторой „точке перехода  $T$ “ происходит переход к турбулентному течению в следе за шаром [2].

При  $500 < Re < 10^5$  происходит такое обтекание шара, которое называют турбулентным, но лучше было бы его назвать смешанным: в передней части до линии отрыва погранслоя ( $\theta_L \approx 80^\circ$ ) оно ламинарное, ниже точки  $T$  — турбулентное, с ростом  $Re$  точка  $T$  из следа перемещается вверх по потоку к поверхности шара, а когда она достигает линии отрыва  $\theta_L \approx 80^\circ$ , движение во всем оторвавшемся слое турбулизуется, коэффициент сопротивления в этом широком диапазоне остается практически неизменным  $C_d \approx \text{const} \approx 0.5$ .

При  $Re_{kr} \approx 2.5 \cdot 10^5$  возникает известный кризис сопротивления шара — коэффициент  $C_d$  резко падает до значений 0.1–0.2 [1–3,8]. Это объясняется тем, что при кризисе происходит отрыв ламинарного погранслоя, переход его в турбулентный со смещением линии отрыва вниз по течению к  $\theta \approx 120-140^\circ$  — ниже точки перехода  $T$  при  $\theta_T \approx 100^\circ$ , при этом улучшается обтекание, приближаясь к идеальному, давление в кормовой области шара заметно возрастает, уменьшая общее сопротивление [2].

Сказанное выше относится к случаю обтекания шара изначально ламинарным потоком. Известно, „что на явление кризиса влияет степень турбулентности набегающего на тело потока. Чем она больше, тем раньше (при меньших  $Re$ ) наступает турбулизация пограничного слоя. В связи с этим и падение коэффициента сопротивления начинается при меньших числах Рейнольдса (и растягивается по более широкому интервалу их значений)“ [3]. В работе [2] приводятся данные о том, что при увеличении интенсивности турбулентности ( $\varepsilon = w'_m/\bar{\omega}$ ) с 0.5 до 2.5% критическое число Рейнольдса  $Re_{kr}$  уменьшалось с  $2.70 \cdot 10^5$  до  $1.25 \cdot 10^5$  (вдвое, но не на три! порядка), так же отмечается, что „кризис сопротивления может осуществляться при рейнольдсовых числах, значительно меньших критических, если искусственно турбулизовать пограничный слой...“.

Как оказалось, при большой интенсивности турбулентности потока ( $\varepsilon \approx 30\%$  и более), имеющей место в факеле распыла форсунки [4], кризис сопротивления, согласно эксперименту, может возникать существенно раньше — уже при переходных числах  $Re \geq 50$ .

Возникновение „раннего“ кризиса сопротивления капель в факеле форсунки объясняет ряд обнаруженных в эксперименте особенностей двухфазного течения, в том числе: 1) даже на удалении 1 м от форсунки относительная скорость фаз значительна — до 12 м/с (рис. 1, 2, 5); 2) передача потока импульса от жидкости к газу как в свободном факеле, так и в распылительном аппарате ограничена примерно половиной первоначально имевшегося у жидкостной струи; 3) кризис сопротивления возникает не прямо у форсунки, а на некотором удалении от нее, поэтому в факеле распыла можно выделить две зоны течения: активную прикорневую, где фазы сильно взаимодействуют и обмениваются импульсом, и автономную на расстоянии  $z \geq 300$  мм, где взаимодействие фаз гораздо слабее, потоки их импульсов практически не изменяются, а радиальные профили всех гидродинамических характеристик автономны [4].

Кроме того, попытки численного расчета двухфазного потока в факеле форсунки по двумерной модели с использованием формул (3) или (5) — без учета „раннего“ кризиса сопротивления капель неизменно заканчивались неудачей: скорости газа оказывались существенно выше, а жидкости — ниже, чем в эксперименте [4]. А при использовании для расчета силы межфазного взаимодействия экспериментальных значений  $C_d$ , учитывающих „ранний“ кризис, согласие результатов расчета скоростей фаз с экспериментом оказалось более чем удовлетворительным [18].

Таким образом, в соответствии с вышеизложенным мы приходим к заключению, что в сильно турбулизованных потоках, аналогичных имеющим место в факелах распыла форсунок, может возникать „ранний“ кризис сопротивления движению частиц дисперсной фазы уже при переходных числах  $Re$  обтекания — порядка нескольких десятков, а не только  $\sim 10^5$ , как считалось прежде.

## Список литературы

- [1] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 712 с.
- [2] Лойцянский Г.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- [4] Симаков Н.Н. Канд. дис. Ярославль: ЯПИ, 1987. 241 с.
- [5] Шифрин К.С., Голиков В.И. // Исследование облаков, осадков и грозного электричества. Сб. докл. VI Межведомственной конф. М.: Изд-во АН СССР, 1961. С. 266–277.
- [6] Жигулев С.В. // Уч. зап. ЦАГИ. 1982. Т. 13. № 5. С. 142–147.
- [7] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.
- [8] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
- [9] Броунштейн Б.И., Фишбеин Г.А. Гидродинамика, массо- и теплообмен в дисперсных системах. Л.: Химия, 1977. 280 с.

- [10] *Ergun S.* // Chem. Eng. Progress. 1952. Vol. 8. N 2. P. 89.
- [11] *Гельперин Н.И., Басаргин Б.Н., Звездин Ю.Г.* // Теор. основы хим. технол. 1972. Т. VI. № 3. С. 434–439.
- [12] *Гельперин Н.И., Басаргин Б.Н., Звездин Ю.Г., Власов В.В.* // Теор. основы хим. технол. 1974. Т. VIII. № 3. С. 463–467.
- [13] *Звездин Ю.Г., Басаргин Б.Н.* // Теор. основы хим. технол. 1982. Т. XVI. № 5. С. 715–716.
- [14] *Звездин Ю.Г., Симаков Н.Н., Пластинин А.П., Басаргин Б.Н.* // Теор. основы хим. технол. 1985. Т. XIX. № 3. С. 354–359.
- [15] *Бородин В.А.* и др. Распыление жидкостей. М.: Машиностроение, 1967. 263 с.
- [16] *Басаргин Б.Н., Каталов В.И., Гуцин Ю.И.* Массообменные и теплообменные процессы хим. технол. Межвузов. сб. науч. тр. Ярославль: ЯПИ, 1976. С. 174–177.
- [17] *Берд Р., Стьюарт В., Лайфут Е.* Явления переноса. Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 687 с.
- [18] *Симаков Н.Н.* // Изв. вузов. Химия и хим. технология. 2002. Т. 45. Вып. 7. С. 125–129.