

УДК 532.529+533.6

## ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ГАЗА В ВЫСОКОГРАДИЕНТНОМ ПОТОКЕ ПО СКОРОСТИ ТРАССИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

В. М. Бойко, А. А. Пивоваров, С. В. Поплавский

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск

Рассмотрены методы восстановления скорости газового потока по измерению скорости частиц дисперсной фазы и показано, что существующие подходы ограничены малой скоростной неравновесностью фаз. Для измерения скорости газа в высокоградиентных потоках предложена методика коррекции данных PIV-диагностики на основе измерения параметров скоростной релаксации частиц. Методика экспериментально апробирована в потоке за проходящей ударной волной с субмикронными трассерами, показана возможность ее применения в течениях с газодинамическими разрывами.

Ключевые слова: двухфазные потоки, ударные волны, PIV-диагностика.

### ВВЕДЕНИЕ

В диагностике сверхзвуковых потоков особое место занимают оптические методы измерения скорости, такие как лазерные доплеровские измерители скорости (LDV) [1], панорамные доплеровские измерители скорости (PDV) [2], измерители скорости по изображению частиц (PIV) [3] и т. п. При этом, как правило, скорость газа определяется косвенно по скорости светорассеивающих (трассирующих) частиц, естественно присутствующих в потоке или специально в него введенных. Однако из-за большого различия плотностей газа и частиц их скорости зачастую не совпадают. Особенно сильно скоростное рассогласование несущей и дисперсной фаз проявляется в высокоскоростных градиентных течениях. Так, наличие ударных волн в сверхзвуковых течениях приводит к скачкам скорости, а трассирующие частицы, ввиду инерционности, не успевают их отслеживать с необходимым пространственным и временным разрешением. Подобная задержка отклика частиц на изменение параметров несущей фазы встречается также в потоках с сильным расширением, в турбулентных вихрях, при сильно искривленных линиях тока и т. п. Наблюдаемое в высокоградиентных течениях отличие скорости частиц от скорости газа следовало бы отнести к систематической погрешности измерения скорости потока. При этом учет погрешности фактически является поправкой к скорости частиц для определения

скорости газа.

Как правило, для уменьшения скоростного рассогласования фаз стремятся использовать наиболее мелкие фракции трассирующих частиц (микронных и субмикронных размеров). Однако с уменьшением размеров частиц до значений, существенно меньших длины волны зондирующего излучения, очень быстро (пропорционально шестой степени диаметра частицы [1, 3]) падает интенсивность рассеянного света, и работа LDV- и PIV-систем становится невозможной. Поэтому минимальные размеры трассирующих частиц должны определяться из соображений устойчивой работы этих систем, а для более точного описания поля скорости газа в высокоскоростных градиентных течениях необходима коррекция экспериментальных данных с учетом релаксационных параметров трассирующих частиц [4–9].

В общем случае движение одиночной сферической частицы в потоке вязкой жидкости или газа описывается уравнением Бассета — Бусинеска — Озеена [1, 3]:

$$\begin{aligned} \frac{\pi d^3}{6} \rho_p \frac{dV}{dt} = C_d \frac{\pi d^2}{8} \rho |U - V|(U - V) + \\ + \frac{\pi d^3}{6} \rho \frac{dU}{dt} + \frac{\pi d^3}{12} \rho \frac{d(U - V)}{dt} + \\ + \frac{3}{2} d^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int_{-\infty}^t \frac{d(U - V)/d\tau}{\sqrt{t - \tau}} d\tau + \sum F. \end{aligned}$$

Здесь  $\rho$ ,  $U$ ,  $\mu$  — плотность, скорость и динамическая вязкость газа;  $d$ ,  $V$ ,  $\rho_p$  — диа-

метр, скорость и плотность материала частицы;  $C_d$  — коэффициент аэродинамического сопротивления частицы. Первый член в правой части уравнения соответствует силе аэродинамического сопротивления, второй — силе Архимеда, третий — силе, обусловленной наличием «присоединенной» массы, четвертый — «наследственной» силе Бассе,  $\sum F$  — силы, приложенные со стороны внешнего потенциального поля.

Для движения частиц в газе это уравнение упрощается, поскольку плотность газа на три порядка меньше плотности частиц и, соответственно, последние три силы в данном уравнении много меньше силы аэродинамического сопротивления. Следовательно,

$$\frac{\pi d^3}{6} \rho_p \frac{dV}{dt} = C_d \frac{\pi d^2}{8} \rho |U - V|(U - V). \quad (1)$$

Впервые в этом (или близком к этому) виде аэродинамическую силу Ньютон ввел для «больших скоростей», но позже эта запись стала канонической, поскольку, как будет показано, при соответствующем выборе значения  $C_d$  это уравнение движения годится и для малых скоростей, когда реализуется так называемый режим Стокса.

Одним из первых методик «точного» (с учетом скоростного запаздывания) определения скорости газового потока по измеренным методом LDV параметрам движения частиц разработал Г. Л. Гродзовский [4]. Предполагалось, что движение мелких сферических частиц подчиняется закону Стокса, для которого известно точное значение  $C_d = 24/\text{Re}$  ( $\text{Re} \ll 1$ ). Тогда уравнение (1) принимает вид, соответствующий вязкой силе межфазного взаимодействия:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{18\mu}{d^2 \rho_p} (U - V). \quad (2)$$

Если ввести характерное время скоростной релаксации частицы

$$\tau_c = \frac{d^2 \rho_p}{18\mu}, \quad (3)$$

то из уравнения (2) по скорости и ускорению частиц, измеренным с помощью LDA, можно найти точное значение скорости газа:

$$U = V + \tau_c \frac{dV}{dt}. \quad (4)$$

Аналогичный подход для режима течения Стокса, но основанный на экспериментальном определении профиля и градиентов скорости частицы вдоль пространственной координаты, применен в более поздних работах [5, 6] для коррекции скорости газа по данным PIV. Используя замену  $dV_i/dt = V_j(dV_i/dx_j)$ , выражение (3) можно записать в виде, более подходящем к формату данных, получаемых трековыми методами ( $i$  — компонента скорости,  $j$  — индекс суммирования):

$$U_i = V_i + \tau_c V_j \frac{dV_i}{dx_j}. \quad (5)$$

Таким образом, существующие подходы к задаче восстановления скорости газа по скорости частиц дисперсной фазы ограничены малыми относительными числами Рейнольдса или малой скоростной неравновесностью фаз. Существует, однако, целый ряд приложений, в которых для относительного движения газа и частиц  $\text{Re} > 1$ , а поправка к скорости частиц в виде (4) или (5) не годится. В настоящей работе рассмотрен метод корректировки данных измерения скорости частиц для определения скорости газа в высокоградиентных потоках в условиях выраженной скоростной неравновесности фаз.

## 1. НЕСТОКСОВЫ РЕЖИМЫ МЕЖФАЗНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Если режим обтекания частиц изначально не является стоксовым ( $\text{Re} > 1$ ), то следует воспользоваться уравнением движения частиц в виде (1) с соответствующим выбором  $C_d$ . О выборе  $C_d$  подробно говорится в § 2, а здесь важно отметить, что обезразмеривание уравнения движения (1) в скалярной форме дает иной, нежели (3), вид постоянной времени скоростной релаксации  $\tau$ :

$$\frac{dV/U}{dt/\tau} = (1 - V/U)^2, \quad \tau = \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho} \frac{d}{C_d U}.$$

В отличие от величины  $\tau_c$  в (3), здесь постоянная времени  $\tau$  содержит искомую скорость газа  $U$  и, вообще говоря, не может использоваться для нахождения поправки к скорости частиц. В данном случае предпочтительнее представление уравнения движения (1) в градиентной форме:

$$V_j \frac{dV_i}{dx_j} = \frac{1}{\lambda_u} |U - V|(U_i - V_i), \quad \lambda_u = \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho} \frac{d}{C_d}, \quad (6)$$

где  $\lambda_u$  — характерная длина скоростной релаксации. Тогда восстановленная по данным PIV скорость газа в случае одномерного потока определяется выражением

$$U = V \pm \sqrt{\lambda_u V \left| \frac{dV}{dx} \right|}. \quad (7)$$

Здесь знак «+» соответствует случаю  $\frac{dV}{dx} > 0$ , знак «-» — случаю  $\frac{dV}{dx} < 0$ . Соответственно для двумерного поля скоростей решается система алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} V_x \frac{dV_x}{dx} + V_y \frac{dV_x}{dy} &= a = \\ &= \frac{1}{\lambda_u} (U_x - V_x) \sqrt{(U_x - V_x)^2 + (U_y - V_y)^2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_x \frac{dV_y}{dx} + V_y \frac{dV_y}{dy} &= b = \\ &= \frac{1}{\lambda_u} (U_y - V_y) \sqrt{(U_x - V_x)^2 + (U_y - V_y)^2}, \end{aligned}$$

и составляющие скорости газа находятся из соотношений

$$U_x = V_x \pm \sqrt{\frac{\lambda_u a^2}{\sqrt{a^2 + b^2}}}, \quad U_y = V_y \pm \sqrt{\frac{\lambda_u b^2}{\sqrt{a^2 + b^2}}}.$$

Таким образом, имея массив данных в виде зависимости скорости трассирующих частиц от пространственных координат и зная характерную длину скоростной релаксации, можно найти соответствующие корректирующие поправки для определения скорости газа.

## 2. ПОСТОЯННАЯ ДЛИНЫ СКОРОСТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ И ВЛИЯНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА $C_d$

При вычислении  $\lambda_u$  ключевым параметром является коэффициент аэродинамического сопротивления частицы  $C_d$ , который включает всю совокупность физических механизмов силового межфазного взаимодействия частиц и газа и в общем случае зависит от относительного числа Рейнольдса  $Re$  ( $= \rho d|U - V|/\mu$ ), относительного числа Маха  $M$  ( $= |U - V|/a$ ) и числа Кнудсена  $Kn$ , т. е.  $C_d = C_d(Re, M, Kn)$  [3, 9–11]. При известном значении  $C_d$  длину скоростной релаксации частиц  $\lambda_u$  можно

рассчитать по соотношению (6), если известны параметры трассирующих частиц (размеры, плотность, форма), а также распределение плотности газа в исследуемой области. Однако запыляющие устройства генерируют, как правило, полидисперсные фракции частиц. При этом фракционный состав часто зависит от режима работы конкретного устройства. К тому же в эксперименте трудно осуществить точное измерение размеров и определение формы частиц [3, 9, 10]. Особо следует отметить, что, несмотря на широкое использование различных способов селекции частиц по размерам, получать монодисперсные фракции микронных и субмикронных размеров с достаточно высокой плотностью засева потока пока не удается.

Относительно коэффициента аэродинамического сопротивления частицы известно, что аналитическое выражение  $C_d = 24/Re$  получено Стоксом лишь для гладкого шара в случае очень низких относительных скоростей ( $Re \ll 1$ ) в пренебрежении инерционными членами в уравнении Навье — Стокса. За пределами режима Стокса аналитические выражения базируются в основном на приближении Озеена  $C_d = (24/Re) + 4.5$  при  $Re < 1$ , которое учитывает инерционные члены только вдали от тела. Поэтому наиболее часто в расчетах движения частиц используют экспериментальные данные о коэффициенте  $C_d$ , полученные при исследовании обтекания гладкого шара континуумным несжимаемым изотермическим потоком газа бесконечной протяженности, когда  $C_d(Re)$  является однозначной функцией числа Рейнольдса (стандартная кривая, рис. 1 [3, 9, 10]).

С этой точки зрения «стандартная»

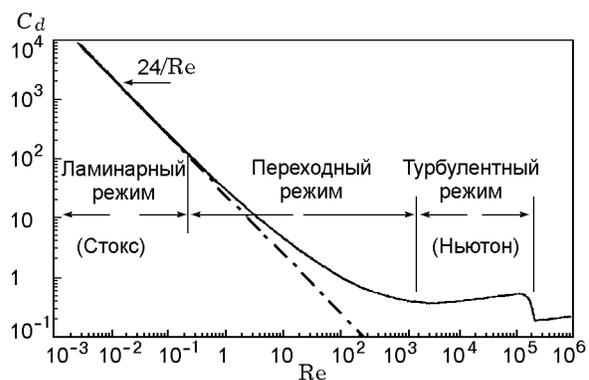


Рис. 1. Стандартная зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления сферы от числа Рейнольдса

кривая при  $Re > 1$  является полностью эмпирической. Для аппроксимации этой кривой предлагаются различные корреляционные зависимости и, в частности, в работе [12] следующие:

- а)  $C_d = (24/Re)(1 + 1.935Re^{0.63})$   
при  $1 < Re < 285$ ,
- б)  $C_d = (24/Re)(1 + 0.015Re + 0.22Re^{0.427})$  (8)  
при  $285 < Re < 2000$ ,
- в)  $C_d \approx 0.4 \div 0.5$  при  $2000 < Re < 3.5 \cdot 10^5$ .

Наряду с этим, коэффициент  $C_d$  существенно зависит от шероховатости поверхности частицы (твердой), вязкости и циркуляции жидкости (в жидкой капле), формы частицы, ее вращения и т. п. Коэффициент сопротивления изменяется при горении или испарении частицы. В градиентных течениях заметное влияние на коэффициент сопротивления оказывает и нестационарность пограничного слоя и следа. Например, при переходе через фронт скачка уплотнения частица практически мгновенно попадает в другие условия. При этом требуется некоторый промежуток времени, для того чтобы пограничный слой на поверхности частицы и след достигли квазистационарного состояния, когда можно применять соотношения, полученные в случае установившегося обтекания сферы. Кроме того, большинству измерений  $C_d$  присущи те или иные неточности, так что эти результаты часто оказываются непригодными для расчета неустановившегося (включая турбулентность) движения даже в бесконечной несжимаемой жидкой среде [13].

Как уже отмечалось, предположение о стоковом режиме течения существенно облегчает вычисления. Если же режим течения изначально не известен, то нельзя определить значение длины релаксации и, соответственно, точно вычислить скорость газа.

Более предпочтительным является способ измерения длины скоростной релаксации из калибровочных экспериментов с конкретным запыляющим устройством, работающим в оптимальном для данной установки режиме. В частности, достаточно точно  $\lambda_u$  можно найти по динамике ускорения трассирующих частиц при переходе через газодинамические разрывы с точно известными параметрами. Например,

для одномерного течения параметры газа за фронтом плоской ударной волны, распространяющейся в ударной трубе, вычисляются с высокой точностью при известных начальных параметрах газа и скорости фронта ударной волны.

Длину релаксации трассирующих частиц можно найти из выражения (6), записанного для одномерного случая в виде

$$\frac{dx}{\lambda_u} = \frac{VdV}{(U-V)^2}.$$

Но прежде заметим, что это фактически задача о нахождении профиля скорости  $V(x)$ , которая, к сожалению, не имеет решения в явном виде, но позволяет получить обращенную функцию  $x(V)$ . Действительно, решением данного уравнения при начальных условиях  $x = 0$ ,  $V = 0$  будет

$$\frac{x}{\lambda_u} = \frac{V/U}{1 - V/U} + \ln \left( 1 - \frac{V}{U} \right). \quad (9)$$

Этот неявно заданный профиль скорости частиц позволяет определять  $\lambda_u$  на произвольной стадии скоростной релаксации, если скорость газа  $U$  не менялась на отрезке  $x$ . Согласно (9) характер скоростной релаксации таков, что на длине пробега  $x = \lambda_u$  частицы приобретают скорость  $V \approx 0.682U$ .

Таким образом, соотношение (9) позволяет определить длину скоростной релаксации  $\lambda_u$  конкретного типа трассеров в тестовом эксперименте в ударной трубе из массива данных для скорости частиц  $V(x)$ , поскольку скорость потока газа  $U$  в ударной трубе постоянна и определяется достаточно точно.

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ СКОРОСТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЧАСТИЦ

Опыты по исследованию скоростной релаксации частиц при переходе через фронт плоской ударной волны (УВ) были выполнены на ударной трубе УТ-4М ИТПМ СО РАН с использованием системы PIV «Oxford Lasers». Камера низкого давления общей длиной 5 м состояла из рабочей и измерительной секций квадратного сечения  $52 \times 52$  мм. Измерительная секция длиной 300 мм оснащена двумя стеклянными окнами размером  $20 \times 200$  мм на противоположных сторонах и третьим окном размером  $52 \times 250$  мм, расположенным на

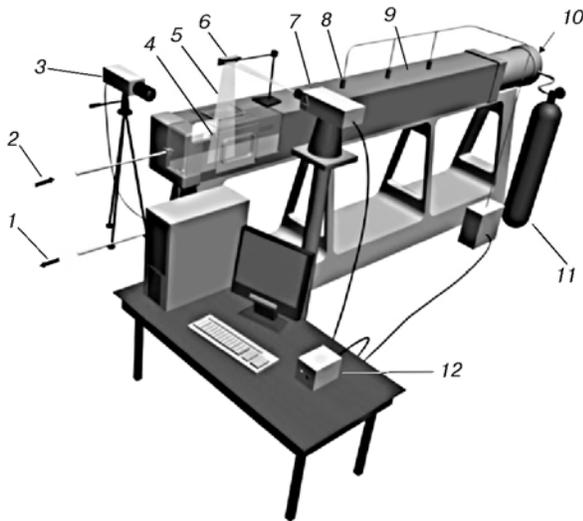


Рис. 2. Схема ударной трубы УТ-4М:

1 — сброс газа, 2 — подача трассеров, 3 — CCD-камера, 4 — измерительная секция, 5 — лазерный нож, 6 — поворотная призма, 7 — лазер, 8 — пьезодатчики давления, 9 — канал низкого давления, 10 — камера высокого давления, 11 — баллон со сжатым газом, 12 — блок синхронизации

съемной крышке. Вместо диафрагменного блока установлен быстродействующий пневматический клапан с электрическим запуском, что обеспечивало четкую синхронизацию с диагностическим оборудованием и хорошую повторяемость опытов. Схема установки представлена на рис. 2.

Толкающий газ — гелий или воздух при давлении до 5 МПа. Рабочий газ — воздух при начальном давлении  $0.01 \div 0.1$  МПа. Число Маха ударной волны  $M = 1.05 \div 3.5$ . Параметры газа за фронтом проходящей УВ рассчитывали по измеренной скорости фронта и начальным параметрам газа в камере низкого давления.

В данных опытах в качестве трассеров использовались аэрозоль (этанол) и туман (глицерин). Измерительная система PIV запускалась в момент появления фронта УВ в области наблюдения, что позволяло получать поля скоростей в области газодинамического разрыва на фронте УВ.

Для получения трассирующих частиц применялись жидкости, распыляемые двумя наиболее распространенными способами: эжекторным и конденсационным. При первом способе получается аэрозоль, дисперсный состав которого можно регулировать в небольших пределах путем изменения скорости истече-

ния струи соответствующей настройкой соплового насадка. При этом размеры образующихся микрокапель находятся в диапазоне  $1 \div 100$  мкм. В генераторе частиц второго типа жидкость испаряется нагревателем и далее пары конденсируются, образуя туман. В этом случае, согласно паспортным данным коммерческих генераторов тумана, размеры образующихся микрокапель находятся в диапазоне  $0.2 \div 60$  мкм. Для выделения тонкодисперсных фракций осуществлялась селекция частиц по размерам в центробежных сепараторах. Кроме того, запыление проводилось за  $20 \div 30$  с до запуска ударной трубы, что также способствовало гравитационному осаждению наиболее тяжелых частиц.

На рис. 3 представлено векторное поле скоростей трассирующих частиц на фоне визуализации течения по методу лазерного ножа в момент времени, соответствующий второй экспозиции метода PIV. При этом отчетливо наблюдается положение фронта УВ ( $x_2$ ), определяемое границей между относительно более темными и более светлыми участками изображения, обусловленными увеличением концентрации трассирующих частиц за фронтом УВ. На первом изображении  $x_1$  показывает положение фронта УВ. Здесь же представлены профили скорости аэрозоля и тумана за фронтом УВ и теоретический профиль скорости газа с «на-

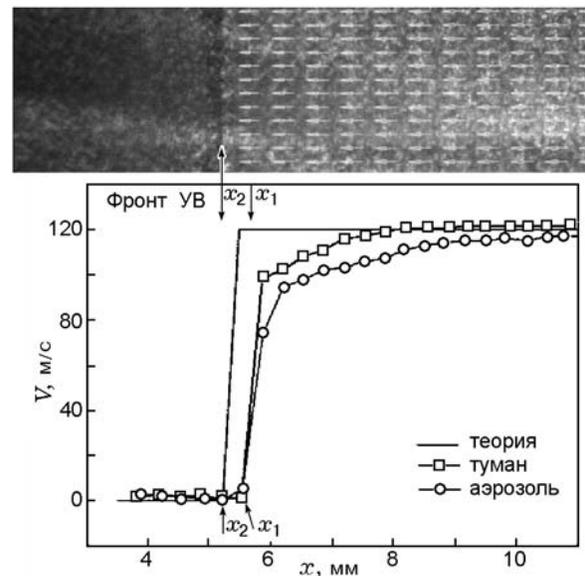


Рис. 3. Визуализация течения вблизи фронта УВ и профили скорости различных трассеров при скорости потока 125 м/с

клоном» скачка, соответствующим интервалу между импульсами лазера PIV. Хорошо видно, что отклик на газодинамический разрыв у частиц тумана и аэрозоля различный.

Для улучшения статистической представительности данных выполнены серии опытов в одинаковых условиях с различными трассирующими частицами. Получены поля безразмерной скорости, отнесенной к расчетной скорости газового потока за фронтом УВ, и построены профили скорости вдоль продольной координаты  $x$ , осредненные по 40 ÷ 50 реализациям для разных опытов и в разных сечениях потока. По экспериментальным данным  $V/U$  в соответствующих точках  $x$  по формуле (9) вычислены длины скоростной релаксации  $\lambda_u$  двух трассеров — аэрозоля (этанол) и тумана (глицерин).

На рис. 4 представлены типичные экспериментальные профили скорости частиц, зарегистрированные при использовании в качестве трассеров частиц тумана и аэрозоля. Здесь же приведены рассчитанные по формуле (9) профили скорости частиц при длине скоростной релаксации  $\lambda_u = 0.1$  и  $0.65$  мм. Видно, что на начальном участке экспериментальные профили скоростей двух трассеров удовлетворительно соответствуют расчетным с указанными параметрами релаксации, но начиная с  $x \approx 16 \div 17$  мм ускорение частиц аэрозоля возрастает, а их профиль скорости приближается к профилю скорости частиц тумана. Очевидно, что в

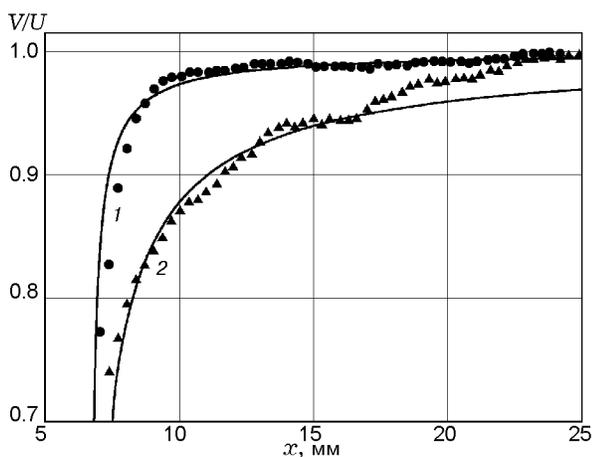


Рис. 4. Профили скорости частиц аэрозоля (треугольники) и тумана (кружки) за фронтом УВ:

1, 2 — расчет по (9): 1 —  $\lambda = 0.1$  мм, 2 —  $\lambda = 0.65$  мм

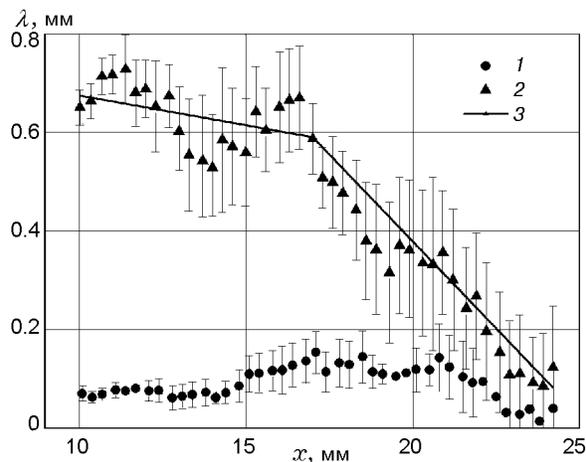


Рис. 5. Длина скоростной релаксации частиц тумана (1) и аэрозоля (2) (3 — линейно-кусочная аппроксимация)

ходе скоростной релаксации характер межфазного взаимодействия, коэффициент  $C_d$  частиц и длина скоростной релаксации изменяются.

На рис. 5 представлены экспериментальные профили длины скоростной релаксации трассеров вдоль направления распространения УВ. Видно, что параметр  $\lambda_u$  для обоих типов трассеров имеет некоторый участок, где он приблизительно постоянен, но в конечной фазе скоростной релаксации значение  $\lambda_u$  неизбежно и резко уменьшается. Так, для частиц аэрозоля на коротком отрезке  $x \approx 16 \div 17$  мм параметр  $\lambda_u$  уменьшается с  $0.65$  до  $0.1$  мм. Эта фундаментальная особенность межфазного взаимодействия в ходе скоростной релаксации рассматривается далее наряду с другими физическими ограничениями самого подхода к измерению скорости потока по скорости частиц дисперсной фазы.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показано выше, для определения скорости газа  $U$  по скорости частиц дисперсной фазы  $V$  достаточно иметь данные по  $V(x)$  и длине скоростной релаксации  $\lambda_u$ . Если параметры трассирующих частиц известны, то  $\lambda_u$  с точностью до  $C_d$  определяется по формуле (6). Если параметры трассирующих частиц ( $d$ ,  $C_d$ ) не определены, как, например, для микрокапель, их длину релаксации  $\lambda_u$  как интегральный параметр, включающий и  $d$ , и  $C_d$ , можно определить в тестовом эксперименте в ударной трубе по данным  $V(x)$  с дальнейшими вычис-

лениями по формуле (9). Обработка экспериментальных данных по предложенной процедуре показала, что в ходе скоростной релаксации величина  $\lambda_u$  непостоянна. Этого можно было ожидать и из общих соображений о релаксационном характере ускорения частиц, а также из полученного для ударной волны уравнения (7), в котором постоянной является не  $\lambda_u$ , а комплекс в правой его части, содержащий  $\lambda_u$ :

$$V + \sqrt{\lambda_u V \left| \frac{dV}{dx} \right|} = \text{const.}$$

Очевидно, что в ходе скоростной релаксации с изменением скорости частиц  $V$  и градиента скорости  $dV/dx$  будет меняться (уменьшаться) и  $\lambda_u$ . В идентичных условиях и на одинаковой длине фиксированной области регистрации для различных образцов трассеров уменьшение  $\lambda_u$  проявляется в большей или меньшей степени в зависимости от стадии скоростной релаксации, характерной для данного образца, что видно на рис. 5.

Уменьшение величины  $\lambda_u$  можно объяснить либо уменьшением размера трассеров за счет нагрева и испарения микрокапель этанола, либо увеличением коэффициента аэродинамического сопротивления. Уменьшение размера частиц должно сопровождаться уменьшением интенсивности рассеянного света, чего в исследуемой области не наблюдалось. Следовательно, быстрое уменьшение  $\lambda_u$  при постоянных параметрах  $\rho_p$ ,  $\rho$  и  $d$  может быть связано с увеличением  $C_d$ . Действительно, при рассмотрении зависимости  $C_d(\text{Re})$  (см. рис. 1) отмечено три характерных участка, которые в ходе скоростной релаксации реализуются в следующем порядке: первый ( $2 \cdot 10^3 \leq \text{Re} \leq 2 \cdot 10^5$ ) — режим турбулентного течения (Ньютон), где  $C_d \approx \text{const}$ ; второй ( $0.1 \leq \text{Re} \leq 2 \cdot 10^3$ ) — переходный режим; третий ( $\text{Re} \leq 0.1$ ) — режим ламинарного вязкого течения (Стокс), где  $C_d = 24/\text{Re}$ . Можно предположить, что в области  $x \approx 17$  мм происходит смена режима межфазного взаимодействия, при этом коэффициент аэродинамического сопротивления увеличивается на порядки с уменьшением числа  $\text{Re}$ . Эффект смены режима межфазного взаимодействия с резким увеличением  $C_d$  (и уменьшением  $\lambda_u$ ) наглядно показан на рис. 5, а более детально характер изменения  $C_d$  можно получить из следующих соображений, полезных не только для объяснения наблюдаемых эффек-

тов, но и для обоснованного выбора релаксационного участка, где проводятся измерения  $\lambda_u$ .

Расчетные профили скорости частиц за УВ получены из уравнения движения в предположении постоянства  $C_d$  ( $\lambda_u \approx \text{const}$ ), что для аэрозоля удовлетворительно выполняется при  $x/\lambda_u < 25$ , как видно из сравнения экспериментального и теоретического профилей. При этом выбор уравнения движения в ньютоновой форме связан с оценкой начального числа Рейнольдса. Оценки показывают сравнительно большое значение  $\text{Re}_0 \approx 118$  для размера каплей  $d \approx 10$  мкм, характерного для нижнего предела размеров при аэродинамическом диспергировании жидкости. Согласно (8) при  $\text{Re}_0 \approx 118$  начальное значение  $C_d \approx 8.2$ , что неплохо соответствует оценке  $d/C_d = 1.13$  мкм, полученной по измеренному значению  $\lambda_u = 0.7$  мм на начальном участке релаксации с учетом параметров течения: число Маха ударной волны  $M = 1.25$ , скорость газового потока за фронтом УВ  $U = 125$  м/с, плотность воздуха  $\rho = 1.7$  кг/м<sup>3</sup>, плотность жидкости (этанол)  $\rho_d = 789$  кг/м<sup>3</sup>.

Что касается частиц тумана (конденсат глицерина  $\rho_d = 1260$  кг/м<sup>3</sup>), то при тех же условиях для измеренной величины  $\lambda_u \approx 0.1$  мм одновременное соответствие аэродинамического размера ( $d/C_d \approx 0.16$  мкм) и аэродинамического сопротивления ( $C_d \approx 15$  при  $\text{Re} \approx 25$ ) имеет место при  $d \approx 2.4$  мкм. Это вполне согласуется с известными данными о состоянии микрокапель тумана в условиях интенсивной конденсации паров [14].

В заключение отметим, что вычисляемая или измеряемая величина  $\lambda_u$  накладывает естественное ограничение на пространственный масштаб исследуемых градиентных участков течения, а оценки размера трассеров для полидисперсной взвеси микрокапель весьма условны и имеют единственной целью определить область чисел Рейнольдса и коэффициента  $C_d$  для межфазного взаимодействия в потоке за УВ при характерных значениях параметра скоростной релаксации  $\lambda_u \approx 0.1 \div 0.7$  мм, типичных для аэрозолей и туманов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Durst F., Melling A., Whitelaw J. H.** Principles and practice of laser-doppler anemometry. — 2nd ed. — London: Acad. Press, 1981.
2. **Thurrow B. S., Jiang N., Lempert W. R., Samimy M.** Development of megahertz-rate pla-

- nar doppler velocimetry for high-speed flows // AIAA Journal. — 2005. — V. 43, N 3. — P. 500–511.
3. **Raffel M., Willert C. E., Wereley S. T., Kompenhans J.** Particle Image Velocimetry. A Practical Guide. — 2nd ed. — Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.
  4. **Гродзовский Г. Л.** О движении мелких частиц в газовом потоке // Учен. зап. ЦАГИ. — 1974. — Т. 5, № 2. — С. 80–89.
  5. **Schrijer F. F. J., Scarano F.** Particle slip compensation in steady compressible flows // 7th Intern. Symp. on Particle Image Velocimetry Rome, Italy, September 11–14, 2007.
  6. **Koike S., Takahashi H., Tanaka K., Hirota M., Takita K., Masuya G.** Correction method for particle velocimetry data based on the stokes drag law // AIAA Journal. — 2007. — V. 45, N 11. — P. 2770–2777.
  7. **Boiko V. M., Pickalov V. V., Poplavski S. V., Chugunova N. V.** Determination of the gas parameters in nonrelaxing two-phase flow on dynamics of admixture particles // Proc. ICMAR. Pt II. — Novosibirsk: Publishing House SB RAS, 2000. — P. 31–36.
  8. **Бойко В. М., Оришич А. М., Павлов А. А., Пикалов В. В.** Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. — Новосибирск: НГУ, 2009.
  9. **Melling A.** Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // Measur. Sci. Technol. — 1997. — V. 8. — P. 1406–1416.
  10. **Allen T.** Powder sampling and particle size determination. — Elsevier, 2003.
  11. **Henderson C. B.** Drag coefficients of sphere in continuum and rarefied flows // AIAA Journal. — 1976. — V. 14, N 6. — P. 707–708.
  12. **Clift R., Grace J. R., Weber M. E.** Bubbles, drops and particles. — New York: Acad. Press, 1978.
  13. **Loth E.** Numerical approaches for motion of dispersed particles, droplets and bubbles // Progr. in Energy and Combust. Sci. — 2000. — V. 26. — P. 161–223.
  14. **Мак-Картни Э.** Оптика атмосферы. — М.: Мир, 1979.

*Поступила в редакцию 8/VI 2012 г.*