

А. РОЗЕНШТЕЙН

## ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКОВ «ГАЗ — ТВЕРДЫЕ ЧАСТИЦЫ» ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Экспериментальные исследования двухфазных течений «газ — твердые частицы» связаны с измерениями следующих параметров: потока массы примеси  $q_s = q_{sd}U_s$ , локальной числовой  $N_s$  ( $см^{-3}$ ) и массовой  $q_{sd}$  ( $г \cdot см^{-3}$ ) концентраций частиц, скоростей движения твердой  $U_s$  и газовой  $U_0$  фаз. Применение зондовых методов [1, 2] позволяет получать информацию только о потоке массы  $q_s$  и скорости движения газовой фазы  $U_0$ , что недостаточно для создания методов расчета двухфазных потоков, учитывающих относительное движение фаз. Необходимость получения данных о локальной концентрации  $q_{sd}$  и скорости движения частиц твердой фазы  $U_s$  обусловила разработку методики, способной заполнить пробел, а в ряде случаев полностью заменить зондовые измерения, которые, кроме принципиальных ограничений, обладают рядом недостатков, связанных с возмущением исследуемых потоков и изменением в процессе измерения параметров зондов.

Измерение концентрации твердой фазы. Для измерения локальной числовой или массовой концентраций частиц в определенных двухфазных течениях может быть применен оптический метод, основанный на зависимости интенсивности рассеянного света от свойств рассеивающей среды. В ряде случаев это обстоятельство может быть использовано для измерения поля распределения твердой примеси в двухфазном потоке.

При прохождении параллельного монохроматического луча света с начальной интенсивностью  $I_0$  через полидисперсную среду с функцией распределения частиц по размерам  $f_N(D)$  для интенсивности света  $I(\beta)$ , рассеянного достаточно малым объемом  $v$  под углом  $\beta$  к направлению распространения основного луча, можно записать [3]

$$I(\beta) = I_0 N_s v \int_0^{\infty} \sigma(q, \beta, m) f_N(D) dD, \quad (1)$$

где  $\sigma(q, \beta, m)$  — функция, характеризующая рассеивающую способность частицы;  $D$  — размер частицы;  $q = \frac{\pi D}{\lambda}$  — дифракционный параметр;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $m$  — показатель преломления вещества частицы.

При переходе к массовой функции распределения по размерам  $f_M(D)$  выражение (1) примет следующий вид (предполагается, что частицы состоят из одинакового материала):

$$I(\beta) = I_0 q_{sd} v \int_0^{\infty} \sigma(q, \beta, m) f_M(D) \frac{dD}{D^3}. \quad (2)$$



Интегрирование в (1) и (2) ведется по всем размерам частиц в объеме  $v$ .

Из (1) и (2) видно, что для определения  $Q_{sd}$  по измеренным величинам  $I(\beta)$  и  $I_0$  необходима информация о функциях  $\sigma(q, \beta, m)$  и  $f_M(D)$ . В некоторых частных случаях, например, для двухфазных потоков типа «газ — жидкость», содержащих сферические частицы с  $q \gg 1$ , функция  $\sigma(q, \beta, m)$  известна, а исследование индикатриссы рассеяния в области малых углов [4] позволяет определить функцию  $f_M(D)$  и значение  $Q_{sd}$ . При исследовании потоков «газ — твердые частицы» определение  $Q_{sd}$  или  $N_S$  по измеренной величине  $I(\beta)$ , как правило, невозможно.

Однако если в процессе течения подобных потоков деформации функции распределения частиц по размерам не происходит, то становится возможным измерение величин относительных концентраций, а следовательно, и профилей относительного распределения примеси в потоке. В соответствии с уравнением (2) для двух достаточно малых областей потока, размер которых определяется сечением освещающего луча и параметрами приемной оптической системы, можно записать

$$\frac{Q_{sd}(x_i y_i z_i)}{Q_{sd}(x_h y_h z_h)} = \frac{I^*(\beta, x_i y_i z_i) I_0^*(x_h y_h z_h)}{I^*(\beta, x_h y_h z_h) I_0^*(x_i y_i z_i)}, \quad (3)$$

где  $x, y, z$  — координаты соответствующего объема;  $I_0^*(x, y, z)$  — интенсивность освещающего луча в данном объеме;  $I^*(\beta, x, y, z)$  — интенсивность рассеянного света.

При измерении профиля относительной концентрации вдоль оси  $x$  выражение (3) с учетом ослабления падающего и рассеянного излучения запишется в следующем виде:

$$\frac{Q_{sd}(x)}{Q_{sd}(0)} = \frac{I^{**}(\beta, x) \exp \left\{ - \int_{-R}^0 k(0, y) dy + \int_0^{l_x} k(0, y) dy \right\}}{I^{**}(\beta, 0) \exp \left\{ - \int_{-R_x}^0 k(x, y) dy + \int_0^{l_x} k(x, y) dy \right\}}, \quad (4)$$

где  $I^{**}(\beta, x)$  — интенсивность рассеянного света в плоскости фотоприемника (ФП);  $k(x, y)$  — коэффициент ослабления среды. Соответствующие обозначения приведены на рис. 1. Выражение (4) получено в предположении применимости закона Бугера к исследуемой среде [5]. При небольших  $\beta$ , расположенных в плоскости  $yz$ , различием в ослаблении на участках  $(0, R_x)$  и  $(0, l_x)$  можно пренебречь. В этом случае выражение (4) примет следующий вид:

$$\frac{Q_{sd}(x)}{Q_{sd}(0)} = \frac{I^{**}(\beta, x) \exp \left[ - \int_{-R}^R k(0, y) dy \right]}{I^{**}(\beta, 0) \exp \left[ - \int_{-R_x}^{R_x} k(x, y) dy \right]}. \quad (5)$$

В (5) отношение экспоненциальных членов эквивалентно отношению интенсивностей освещающего луча после прохождения соответствующих участков потока. Окончательно запишем:

$$\frac{Q_{sd}(x)}{Q_{sd}(0)} = \frac{I^{**}(\beta, x) I_0^{**}(0)}{I^{**}(\beta, 0) I_0^{**}(x)}, \quad (6)$$

где  $I_0^{**}(0)$  — интенсивность луча после прохождения участка  $(-R, R)$ ;  $I_0^{**}(x)$  — то же после прохождения участка  $(-R_x, R_x)$ .



При определении профиля относительной концентрации в соответствующих точках измеряются интенсивность рассеянного света  $I^{**}(\beta, x)$  и интенсивность ослабленного освещающего луча  $I_0^{**}(x)$  на линейном участке работы ФП. Величины  $\frac{Q_{sd}(x)}{Q_{sd}(0)}$  рассчитываются по формуле (6).

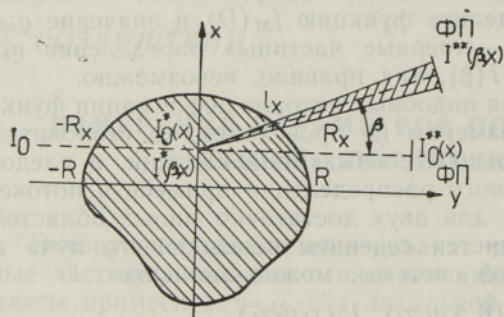


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

Так как величина  $I_0$  в выражение (6) не входит, то при одновременном измерении  $I^{**}(\beta, x)$  и  $I_0^{**}(x)$  изменение интенсивности источника излучения в процессе эксперимента не влияет на конечный результат вычислений. Следует отметить, что переход от выражения (5) к равенству (6) возможен лишь при условии, если ФП, регистрирующий интенсивность прямого ослабленного луча, расположен на расстоянии

$$L \gg \frac{a_0 \bar{D}}{2\lambda}$$

от рассеивающего

объема;  $\bar{D}$  — средний размер частиц примеси;  $a_0$  — размер диафрагмы ФП. При этом величиной дифракционно-рассеянного под малыми углами света, попавшего на ФП, можно пренебречь [6].

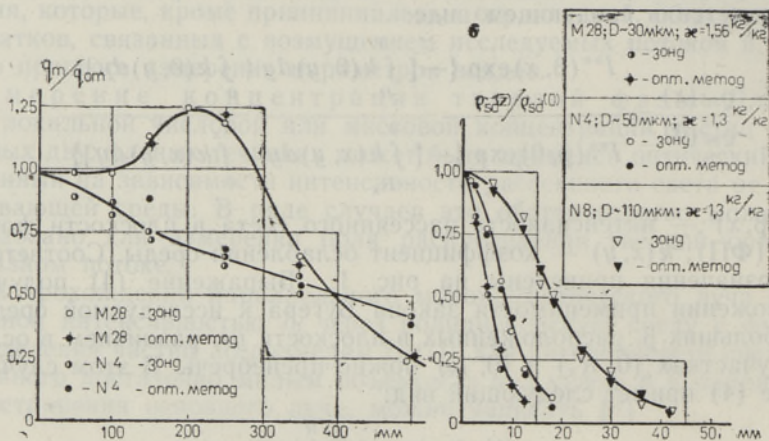


Рис. 2. Распределение примеси  $Al_2O_3$  по оси двухфазной струи (а); радиальное распределение примеси  $Al_2O_3$  различной крупности в сечении  $z = 250$  мм двухфазной струи (б).

На рис. 2 изображены профили относительной концентрации частиц различной крупности по оси (а) и в сечении  $z = 250$  мм (б) турбулентной двухфазной струи. Локальные значения концентраций примеси соотнесены к значению на оси струи в начальном сечении (а) и в  $z = 250$  мм (б). В качестве твердой фазы использовались частицы  $Al_2O_3$  с узкой функцией распределения частиц по размерам. Измерение скорости частиц с помощью ЛДИС [7] совместно с зондовыми измерениями потока массы позволило сопоставить данные, полученные обоими методами. Хорошее совпадение результатов измерений, полученных независимыми методами, наблюдалось для исследованных потоков в диапа-



зоне оптических плотностей  $0,1 \leq \tau \leq 5,0$  и размеров частиц  $15 \text{ мк} \leq D \leq 110 \text{ мк}$ . Относительная погрешность оптического метода, определяемая сопоставлением расхода, подсчитанного по профилям потока массы, с общим расходом примеси, не превышала 13%. Полученные данные показывают представительность (в пределах указанной погрешности) оптического метода измерения распределения твердой примеси с узкой функцией распределения частиц по размерам для различных типов двухфазных течений.

Измерение скоростей газовой и твердой фаз. Возможность измерения скоростей частиц твердой фазы оптическим методом с помощью ЛДИС была показана в работе [7]. Однако для аэродинамики двухфазных потоков большое значение имеет определение не только абсолютной скорости движения частиц, но и скорости скольжения последних относительно несущего газового потока. В работе [8] был предложен прямой способ определения скорости скольжения, основанный на анализе спектра рассеянного излучения. Если в потоке наряду с большими частицами твердой фазы, имеющими скорость  $U_s$ , содержатся мелкие частички, двигающиеся со скоростью потока  $U_0$ , то спектр рассеянного излучения  $P(\omega)$  будет содержать две компоненты на частотах соответственно  $\omega_s$  и  $\omega_0$ , которые определяются скоростями движения частиц  $U_s$  и  $U_0$

$$P(\omega) = P_1(\omega) + P_2(\omega). \quad (7)$$

При узкой функции распределения частиц по размерам спектры  $P_1(\omega)$  и  $P_2(\omega)$  имеют максимумы на частотах  $\omega_s$  и  $\omega_0$  и скорость скольжения определяется по величине смещения  $\Delta\omega = \omega_s - \omega_0$ .

Простота методики не исключает недостатков, связанных с трудностью разделения сигналов при малых скоростях скольжения частиц твердой фазы. Последнее обстоятельство имеет место не только при небольших скоростях газовой фазы  $U_0 < 30 \text{ м/сек}$ , но и в различных областях потока, где скорости частиц твердой и газовой фаз совпадают [7]. В подобных случаях для выделения сигналов от конкретной фазы можно использовать зависимость амплитуды доплеровского сигнала от величины  $KD$ , где параметр  $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ ,

$\Lambda$  — период интерференционной картины, образующейся в области пересечения двух когерентных лазерных лучей. При определенном соотношении периода  $\Lambda$  и размера частицы  $D$  амплитуда доплеровского сигнала становится минимальной [9], что в ряде случаев позволяет определить размер частицы [10].

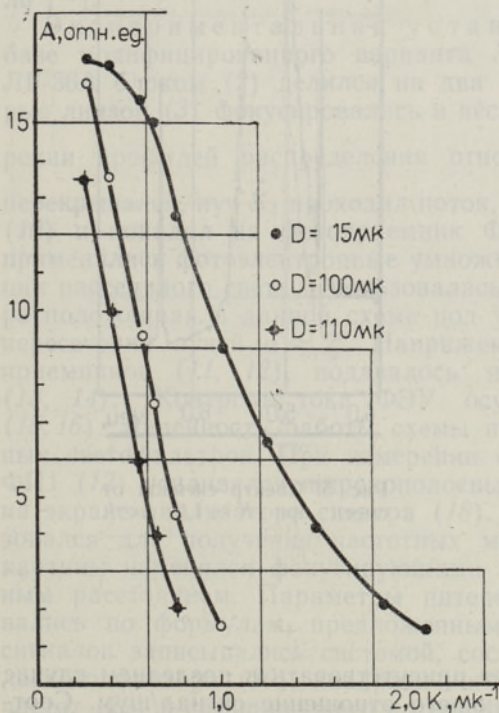


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала от параметра  $K$  для различных размеров частиц.

На рис. 3 показаны экспериментально определенные зависимости амплитуды доплеровского сигнала от величины  $K$  для частиц со средним размером 15, 100 и 110  $\mu\text{к}$ . Подобные зависимости были найдены для всех фракций, используемых в процессе исследования. Анализ экспериментальных кривых позволил определить для каждой фракции интервалы значений  $K$ , в которых выделение доплеровского сигнала невозможно. Последнее обстоятельство открывает возможность исследования характеристик движения только газовой фазы в двухфазном потоке путем введения в поток частиц дыма или другой примеси с функцией распределения частиц по размерам, не совпадающей с таковой основной фракции. При соответствующем подборе периода интерференционной картины  $\Lambda$  возможно наблюдение сигналов либо от обеих фаз, либо только от частиц-меток, имитирующих течение газового потока.

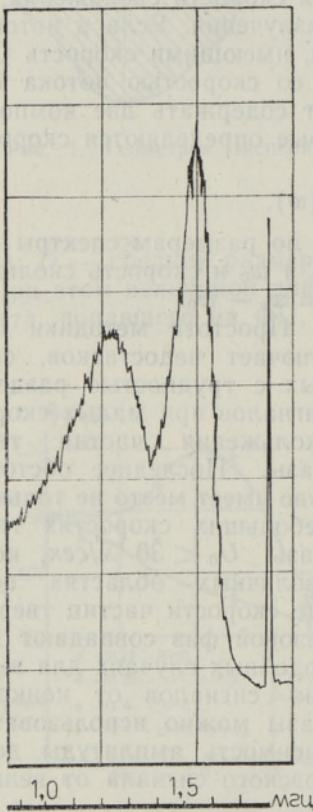


Рис. 4. Спектр доплеровского сигнала от смеси частиц размерами 100 ( $f = 1,23 \text{ МГц}$ ) и 5  $\mu\text{к}$  ( $f = 1,55 \text{ МГц}$ ) при  $K = 0,8 \text{ мк}^{-1}$ .

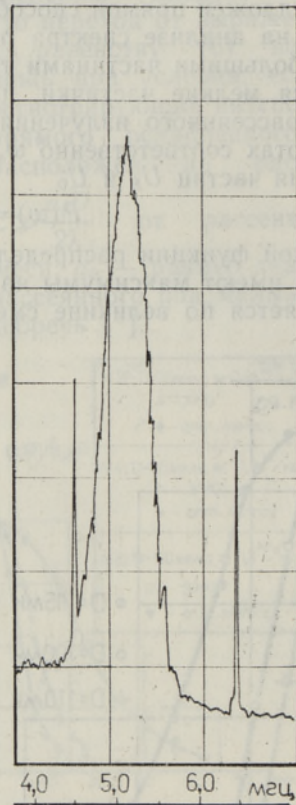


Рис. 5. Спектр сигнала от смеси при  $K = 1,6 \text{ мк}^{-1}$ .

Сигнал от основной фракции будет присутствовать в последнем случае в виде постоянного фона, ухудшающего отношение сигнал/шум. Соответствующий вид спектров доплеровских сигналов приведен на рис. 4 и 5. В первом случае представляется возможность прямого определения скорости скольжения твердой фракции по величине смещения миниму-



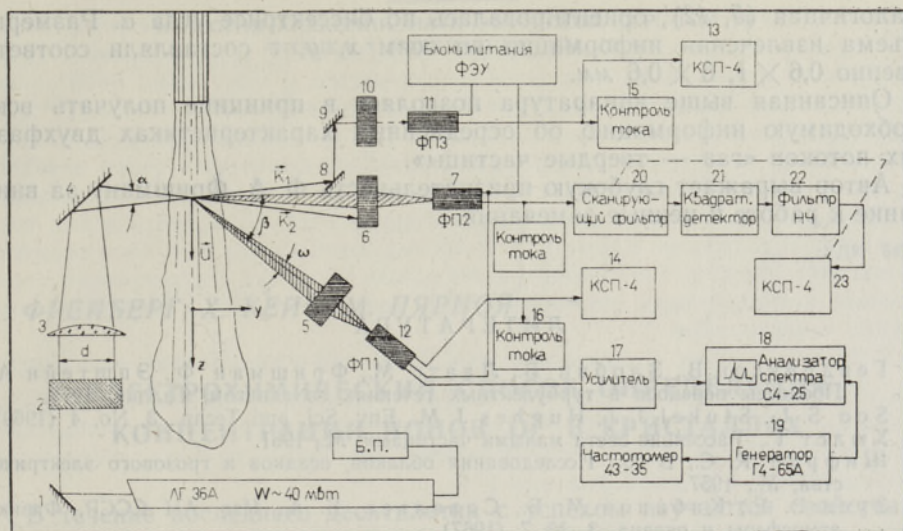


Рис. 6. Схема экспериментальной установки.

мов доплеровских сигналов от обеих фаз. Во втором случае возможно определение осредненных и пульсационных характеристик только газовой фазы двухфазного потока с использованием различных типов следящих систем [11] или спектрального анализа доплеровского сигнала [12].

Экспериментальная установка (рис. 6) смонтирована на базе модифицированного варианта ЛДИС [7]. Луч света от лазера ЛГ-36А блоком (2) делился на два луча равной интенсивности, которые линзой (3) фокусировались в исследуемой точке потока. При измерении профилей распределения относительной концентрации луч  $K_2$  перекрывался, луч  $K_1$  проходил поток, диафрагму и нейтральный фильтр (10) и попадал на фотоприемник ФПЗ. В качестве фотоприемников применялись фотоэлектронные умножители типа ФЭУ-51. Для регистрации рассеянного света использовалась приемная система ЛДИС (5, 12), расположенная в данной схеме под углом  $\beta = 20^\circ$  к биссектрисе угла пересечения лучей  $\alpha \approx 2^\circ$ . Напряжение, снимаемое с нагрузки фотоприемников (11, 12), подавалось на самопишущие потенциометры (13, 14). Контроль тока ФЭУ осуществлялся микроамперметрами (15, 16). Линейность работы схемы проверялась с помощью нейтральных светофильтров. При измерении скорости движения фаз сигнал с ФП1 (12) усиливался широкополосным усилителем (17) и наблюдался на экране анализатора спектра (18). Генератор сигналов (19) использовался для получения частотных меток. Период интерференционной картины изменялся фокусирующими линзами (3) с различным фокусным расстоянием. Параметры интерференционной картины рассчитывались по формулам, предложенным в [13]. Спектры доплеровских сигналов записывались системой, состоящей из сканирующего узкополосного фильтра (20), квадратичного детектора (21), фильтра низких частот (22) и самопишущего потенциометра (23). В качестве сканирующего узкополосного фильтра использовался селективный микровольтметр В6-1, скорость сканирования синхронизировалась с движением ленты самописца. При записи спектров приемная система ЛДИС (6, 7);



аналогичная (5, 12), ориентировалась по биссектрисе угла  $\alpha$ . Размеры объема извлечения информации по осям  $x$ ,  $y$ ,  $z$  составляли соответственно  $0,6 \times 1, 6 \times 0,6$  мм.

Описанная выше аппаратура позволяет в принципе получать всю необходимую информацию об осредненных характеристиках двухфазных потоков «газ — твердые частицы».

Автор выражает глубокую признательность Ф. А. Фришману за внимание к работе и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гендриксон В., Злобин В., Лаатс М., Фришман Ф., Эпштейн А., Процессы переноса в турбулентных течениях со сдвигом, Таллин, 1973.
2. Soo S. L., Stukel J. J., Hughes J. M., Env. Sci. and Techn., 3, No. 4 (1969).
3. Хюлст Г., Рассеяние света малыми частицами, М., 1961.
4. Шифрин К. С., В сб.: Исследования облаков, осадков и грозового электричества, М., 1957.
5. Зуев В. Е., Кабанов М. Б., Савельев Б. А., Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 3, № 7 (1967).
6. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М., 1951.
7. Розенштейн А., Самуэль К., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 23, 58 (1974).
8. Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В., Фабрикант В. А., Доклады научно-техн. конференции МЭИ, секция физ., М., 1969.
9. Ринкевичюс Б. С., Янина Г. М., Радиотехника и электроника, 18, № 7 (1973).
10. Ринкевичюс Б. С., Янина Г. М., Тр. МЭИ, Физика, вып. 94 (1971).
11. Disa Information, No. 12 (1971).
12. Ринкевичюс Б. С., Смирнов В. И., Чернов В. Ф., Тр. МЭИ, Физика, вып. 144 (1972).
13. Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М., Оптические квантовые генераторы, М., 1968.

*Институт термодинамики и электрофизики  
Академии наук Эстонской ССР*

Поступила в редакцию  
18/III 1974

A. ROZENSTEIN

#### IIBSETE VOOLUSTE PARAMETRITE MÖÖTMISEST OPTILISTE MEETODITE ABIL

Artiklis käsitletakse iibsete vooluste mitmesuguste parameetrite keskendatud väärtuste mõõtmist optiliste meetodite abil. On ära toodud kasutatud optilise kontsentratsioonimõõtuuri ja laser-doplerkiirusmõõtuuri skeemid.

A. ROSENSTEIN

#### THE MEASUREMENTS OF PARAMETERS OF THE "GAS—PARTICLES" FLOWS WITH OPTICAL METHODS

The possibility of measuring, by optical methods, the various parameters in two-phase flows is discussed. The block-diagramme of Laser Doppler Anemometer and Laser measuring device of concentration of particles is described. The comparison of experimental results with other methods is presented.