

М. ЛААТС, Ф. ФРИШМАН

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ОСИ СВОБОДНОЙ ДВУХФАЗНОЙ СТРУИ ДИФфуЗИОННО-ТЕПЛОВЫМ МЕТОДОМ

За последнее десятилетие наблюдается повышенный интерес к проблеме турбулентности газового потока типа газ—твердые частички [1—4], в частности, двухфазной струи [5,6]. Теоретические разработки однозначно указывают, что мелкая, пролетающая несущую среду с малой относительной скоростью примесь, участвуя в относительном пульсационном движении фаз, должна приводить к «гашению» турбулентных пульсаций несущего газового потока. Малочисленные опытные данные относятся к более крупной примеси, которая почти не увлекается турбулентными молями и свидетельствует о своем ничтожном или малом влиянии на турбулентность [7,8].

Исследование закономерностей осредненного движения двухфазной струи [9] показало, что мелкая влекомая примесь ($\delta = 7 \div 80$ мкм) приводит к заметному замедлению развития струй, однако выделить влияние примеси на струйную турбулентность можно лишь качественно вследствие исключительной сложности самих характеристик осредненного движения. В настоящей работе сделана попытка непосредственного измерения одной из характеристик турбулентности — интенсивности поперечных пульсаций в двухфазной струе.

Наиболее продуктивным как в количественном, так и в качественном отношении методом для изучения внутренней структуры турбулентного газового потока является термоанемометрический метод. К сожалению, специфические особенности двухфазного потока вызывают некоторые принципиальные возражения и ряд трудностей методического порядка. В частности, требования более высокой механической прочности датчика приводят к необходимости резкого ухудшения его частотных характеристик. Это наряду с изменением условий охлаждения датчика, вызываемым его износом, налипанием частиц, а также изменением теплофизических свойств среды и фрикционного разогрева датчика, сводит на нет большинство преимуществ термоанемометра, если не исключает его применения вообще. Поэтому нами был избран диффузионный метод изучения характеристик турбулентности, который считается перспективным для изучения внутренней структуры двухфазного потока [10] и уже нашел применение при изучении подобных систем. Выбор одной из разновидностей этого метода — диффузионно-теплого, обусловлен спецификой изучаемого объекта и подробно мотивирован в нашей предыдущей работе [11].

В двухфазном потоке рассеивание тепла может характеризоваться дисперсией измеренного распределения избыточных температур

$$\sigma_{\text{изм п}}^2 = \sigma_{\text{оп}}^2 + \Delta\sigma_{\text{п}}^2 + \Delta\sigma_{\text{мп}}^2 + \Delta_{\text{то}}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{оп}}^2$ — «тейлоровская» дисперсия, связанная только с турбулентностью окружающего потока;

$\Delta\sigma_{\text{п}}^2$ — вклад в рассеивание тепла возмущений, связанных с обтеканием источника;

$\Delta\sigma_{\text{мп}}^2$ — вклад механического перемешивания потока частицами, пролетающими поток с относительной скоростью $\Delta u = \mathbf{v} - \mathbf{u}$;

$\Delta_{\text{то}}$ — искажение профиля избыточных температур, обусловленное межфазовым теплообменом.

Прежде всего необходимо оценить вклад межфазового теплообмена в перераспределение избыточного теплосодержания по ширине следа. Измерения осредненных параметров двухфазной струи [11] показывают, что с известным приближением параметры, определяющие теплообмен (отношение скоростей, концентрация), для данной примеси могут считаться неизменными по длине и ширине теплового следа. Для построения расчета воспользуемся методикой расчета межкомпонентного теплообмена, разработанной З. Р. Горбисом. Согласно [12], имеем при $Bi \ll 0,1$ для второй переходной области ($1 < Re < 30$, $\delta = 32$; 48; 80)

$$Q_{\text{п}} = \alpha s_{\text{п}} \Delta t_{\text{ср}} \tau, \quad (2)$$

$$Nu = 1,05 Pr^{0,5} Re^{0,5} k_{\lambda}; \quad (3)$$

мелкие примеси ($\delta < 20$ мкм) по параметрам относительного движения попадают в область кондуктивного теплопереноса

$$Nu \geq 1,85. \quad (4)$$

Как и в (3), здесь подразумеваются частицы второй группы неправильной формы (корунд).

Очевидные дополнительные условия будут следующими:

$$s_{\text{п}} = \frac{6\chi}{Q_{\text{п}}\delta}, \quad (5)$$

$$\tau = \frac{x_{\text{м}} - y/k}{u}, \quad (6)$$

где $k = f(\varepsilon)$ — тангенс угла расширения следа как функция от уровня турбулентности потока.

Из уравнений (2) — (6), подставляя численные значения коэффициентов, получаем в конечном счете количество тепла, приобретаемое дисперсной фазой за время теплообмена τ ,

$$Q_{\text{п}} = 7,7 \cdot 10^{-3} \Delta u^{0,5} \delta^{-1,5} \chi \tau \Delta t_{\text{ср}}; \quad (7)$$

для мелкой примеси с учетом (4)

$$Q_{\text{п}} = 6,22 \cdot 10^{-5} \delta^{-2} \chi \tau \Delta t_{\text{ср}}. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь элемент следа достаточно малой толщины dy (рис. 1). Принимая во внимание, что приобретаемое дисперсной фазой

за столь короткое время теплообмена ($\tau \leq 0,5 \cdot 10^{-3}$ сек) количество тепла мало, согласно обозначениям рис. 1 можно принять $t_{1п} \approx t_{2п} = t_0$. Тогда

$$\Delta t_{ср} \approx \frac{t_{1B} + t_{2B}}{2} - t_0. \quad (9)$$

Поскольку средняя избыточная температура элемента следа выражается той же формулой $\theta_{ср} = t_{ср} - t_0 = \frac{t_{1B} + t_{2B}}{2} - t_0$, то избыточное тепло-содержание газа в элементе следа

$$Q_B = c_p \theta_{ср} = c_p \left(\frac{t_{1B} + t_{2B}}{2} - t_0 \right). \quad (10)$$

Тогда отношение приобретенного дисперсной фазой количества тепла к аккумулированному в элементе следа теплу $Q_{п}/Q_B$ получается просто делением формул (7) и (8) на $c_p \Delta t_{ср}$.

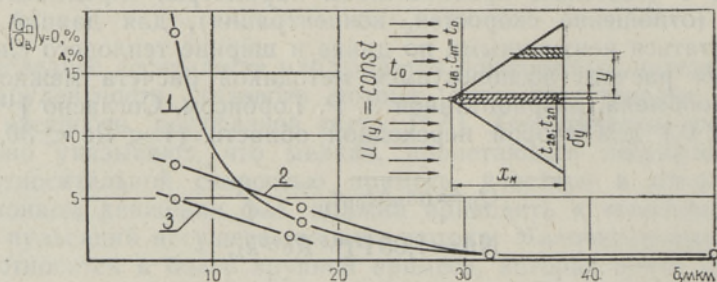


Рис. 1. Схема теплового следа и оценка межфазового теплообмена.

На рис. 1 показана зависимость этого отношения от размера частиц для элемента, выделенного на оси следа при одинаковой осевой концентрации $\kappa_m = 0,5$ (кривая 1). При максимальных опытных осевых концентрациях это отношение будет несколько меньшим (кривая 2).

Важнее оценить влияние межфазового теплообмена на перераспределение температуры газовой фазы по ширине измеряемого сечения. Очевидно, с удалением от оси следа τ согласно (6) будет уменьшаться и $(Q_{п}/Q_B)_y < (Q_{п}/Q_B)_{y=0}$. Вообще, это должно приводить к искажению профиля температуры, отклонению от нормального распределения и увеличению дисперсии. Расчеты, проведенные для самых неблагоприятных условий ($\kappa_m = \max$) с соответствующими k и v в (6), показывают, что эта деформация невелика (кривая 3).

Хотя расчетные искажения профиля могут существенно уменьшиться, когда учитывается нестационарность теплообмена (строгая методика отсутствует), межфазовый теплообмен все же ограничивает применение диффузионно-теплового метода малыми концентрациями мелкой примеси.

Возможный механизм взаимодействия возмущений, возникающих при обтекании источника с «окружающей» турбулентностью, обсужден в [11]. Количественно вклад этих возмущений определяется первым слагаемым в уравнении

$$\sigma_{изм}^2 = (0,09 + 3\varepsilon_0 + 25\varepsilon_0^2) x_M d + \varepsilon_0^2 x_M^2 \quad (11)$$

Если предположить, что примесь действительно оказывает влияние на турбулентность несущего потока, то, возможно, она оказывает влияние и на вихри за источником на том участке, где они еще не успели прийти во взаимодействие с турбулентным полем потока. Чтобы проверить это предположение, было измерено распределение избыточных температур в двухфазной и однородной струе за источниками разного диаметра на различных расстояниях от среза сопла, соответствующих значениям $\epsilon_0 = 0,08; 0,12$ и $0,17$. Результаты одного из таких измерений приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что вклад этих возмущений в двухфазном потоке $\Delta\sigma_{\text{п}}^2(\epsilon, x_M, d) = \sigma_{\text{изм.п}}^2 - \sigma_{\text{оп}}^2$ действительно меньше, чем $\Delta\sigma_{\text{в}}^2$. Однако он с точностью $\pm 5\%$ описывается уравнением (11). Это означает, что влияние примеси на течение в следе проявляется только через механизм взаимодействия возмущений с турбулентностью потока. Отсутствие какого-либо влияния примеси на регулярные вихри, сохранившиеся вблизи источника, объясняется, видимо, соизмеримостью их масштабов с размерами частиц. Поэтому частицы не увлекаются вихрями.

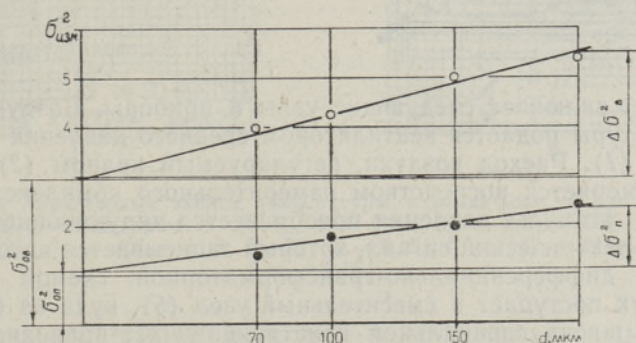


Рис. 2. Зависимость дисперсии распределения избыточных температур в однородной и двухфазной струе ($x/d_0 = 16,9$; примесь № 17, $\chi_0 = 0,45$; $d = \text{var}$; $x_M = 10,0$ мм).
○ — однородная струя; ● — двухфазная струя.

Расчеты величины $\Delta\sigma_{\text{мп}}^2$ по предложенной в [7] методике показали, что в условиях наших опытов она на 4 порядка меньше $\sigma_{\text{оп}}^2$; следовательно, подсчитанная по измеренным профилям дисперсия $\sigma_{\text{изм.п}}^2$ также связана с интенсивностью турбулентности двухфазного потока $\epsilon_{\text{оп}}$ уравнением (11).

Для определения интенсивности турбулентности ϵ_v на оси двухфазной струи достаточно измерить на каком-то расстоянии x_M (определяемом градиентами) от источника диаметром d (определенным по условиям прочности нихромовой проволоки) распределение избыточных температур, подсчитать дисперсию распределения $\sigma_{\text{изм.п}}^2$ и по уравнению (11), исключив вклад «собственной турбулентности источника», определить значение $\epsilon_{\text{оп}}$.

Для проведения таких измерений была создана опытная установка (рис. 3). Она включает системы генерации двухфазной струи с узлами регулирования и контроля режима (группа А), эвакуации и очистки запыленных газов (на рисунке не показана) и подробно описанное в [11] оборудование для получения и измерения следа за линейным источником тепла (группа В).

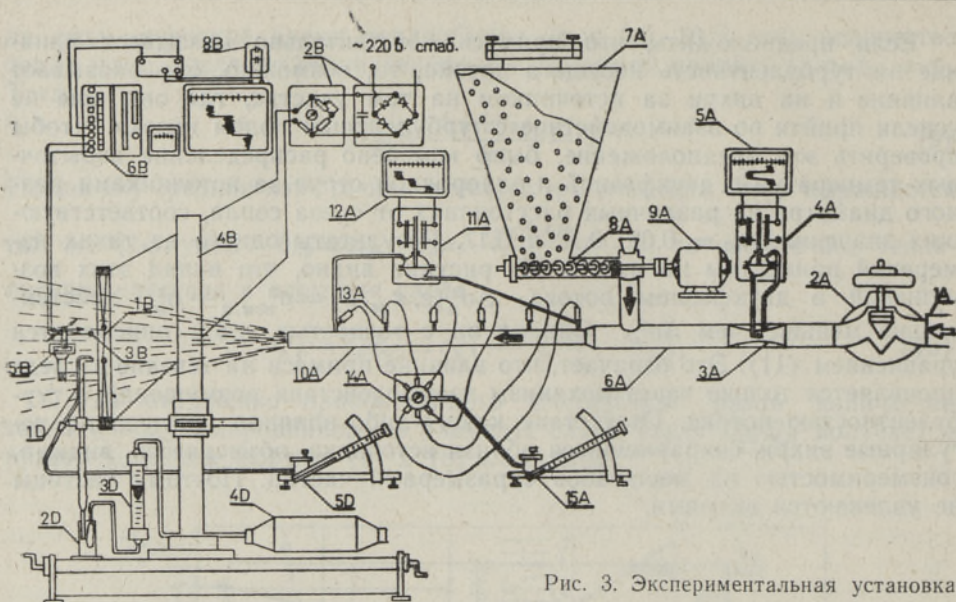


Рис. 3. Экспериментальная установка.

Группа А включает следующие узлы и приборы. Воздух желательной температуры подается вентилятором среднего давления в напорную магистраль (1). Расход воздуха, регулируемый краном (2), контролируется и измеряется посредством измерительного комплекса с трубкой Вентури (3). Импульс давления преобразуется индукционным датчиком ДТ-2 (4) в электрический сигнал, который записывается автоматическим прибором с дифференциально-трансформаторной схемой ДС-0,5 (5). Далее воздух поступает в смесительный узел (6), куда из бункера (7) с помощью шнека специальной конструкции (8), приводимого в действие автоматическим приводом ПМУ (9), производится подача примеси. Расход примеси определяется взвешиванием, постоянство расхода контролируется посредством измерения сопротивления двухметрового участка разгонной трубы (10), которое с помощью другого датчика ДТ-2 (11) фиксируется на самописце ДС-0,5 (12).

После предварительного перемешивания и образования двухкомпонентной смеси она поступает в длинную разгонную трубу ($x = 3$ м). Для изучения разгона примеси труба оборудована штуцерами статического давления (13), которые через кран-переключатель (14) соединены с микроанометром ММН (15).

Установка позволяла плавно регулировать и контролировать расход воздуха $G_B = 0 \div 90$ г/сек, расход примеси $G_{II} = 0 \div 100$ г/сек и начальные скорости истечения $u_{0m} = 0 \div 70$ м/сек.

Оборудование для измерения осредненных параметров струи с помощью изокинетических отборных трубок сведены в группу В, принцип их действия и методика измерения изложены в [13].

Методика измерения избыточной температуры в следе за источником изложена в [11]. Измерения в двухфазном потоке и в двухфазной струе имеют свои особенности. В литературе отмечается явление «фрикционного нагрева» термопары [10], что привело к разработке специальных конструкций термопар, которые вследствие своей громоздкости для наших измерений неприемлемы. Для исключения этого явления, которое, видимо, не зависит от избыточной температуры в следе, а также градиентов температур в струе (абсолютная изотермичность течения трудно достижима) измерения проводились дважды: при включенном и выключенном

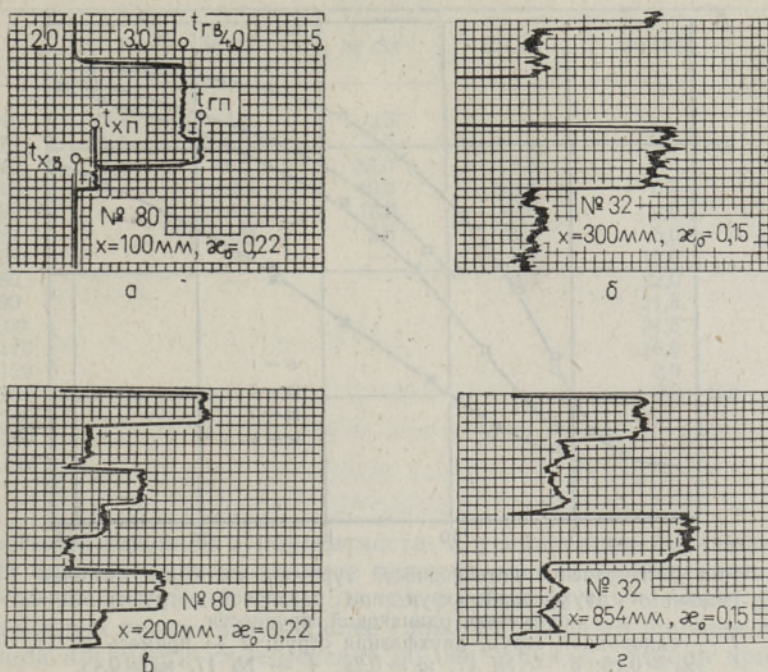


Рис. 4. Характерные записи температуры в различных точках струи. 1 — $x/d_0 = 2,82$, примесь № 80, $\alpha_0 = 0,22$; 2 — $x/d_0 = 5,65$, № 80, $\alpha_0 = 0,22$; 3 — $x/d_0 = 14,1$, № 32, $\alpha_0 = 0,15$; 4 — $x/d_0 = 24,0$, № 32, $\alpha_0 = 0,15$.

ченном источнике. Разница $\Theta_{п} = t_{r_{п}} - t_{x_{п}}$ считалась искомой избыточной температурой в следе.

На рис. 4 приведены некоторые диаграммы самопишущего автоматического потенциометра КСП-4, по которым расшифровывались значения избыточной температуры в данной точке следа (расшифровка отдельных ветвей записи дана на рис. 4, а). Число за № обозначает средневзвешенный размер весового распределения. Общей тенденцией является увеличение пульсаций температуры с удалением от среза сопла, причем особенно характерными для больших расстояний являются крупномасштабные (низкочастотные) пульсации в однородной струе, которые заметно сглаживаются в двухфазной струе (рис. 4, г). Видимо, это в какой-то степени, определяемой инерцией термомпары и измерительной схемы, отражает внутреннюю структуру течения.

Цена деления на шкале выбиралась равной $0,075$ или $0,15^\circ\text{C}$. Поскольку тепловой след от линейного источника при высокой степени турбулентности потока размывается очень интенсивно, то на расстоянии от источника $x_m = (10,0 \pm 0,05)$ мм максимальная избыточная температура составляла $\Theta_m = (2 \div 4)^\circ$, что соответствует отклонению прибора на 12—24 деления.

В настоящей работе сделана попытка изучить интенсивность турбулентности на оси двухфазной струи в зависимости от аэродинамической крупности дисперсной фазы. В качестве примеси использовались достаточно однородные по составу электрокорундовые порошки ($\rho_{п} = 3950 \text{ кг/м}^3$), фракционный состав которых (в мкм) представлен в таблице (анализы выполнены в Ленинградском институте ВИАСМ на приборе УДАЛ-2).

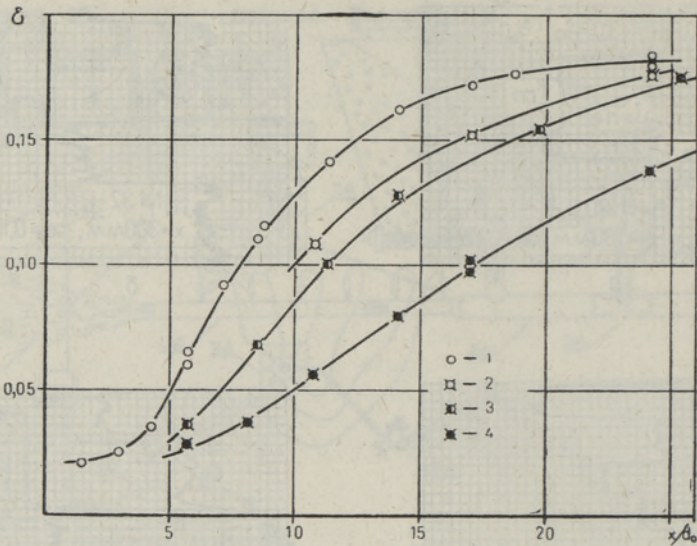


Рис. 5. Изменение интенсивности турбулентности по оси однородной и двухфазной струи при различной загрузке струи примесью одинаковой крупности.
 1 — однородная струя; двухфазная струя: 2 — примесь № 17, $\kappa_0 = 0,15$; 3 — № 17, $\kappa_0 = 0,22$; 4 — № 17, $\kappa_0 = 0,45$.

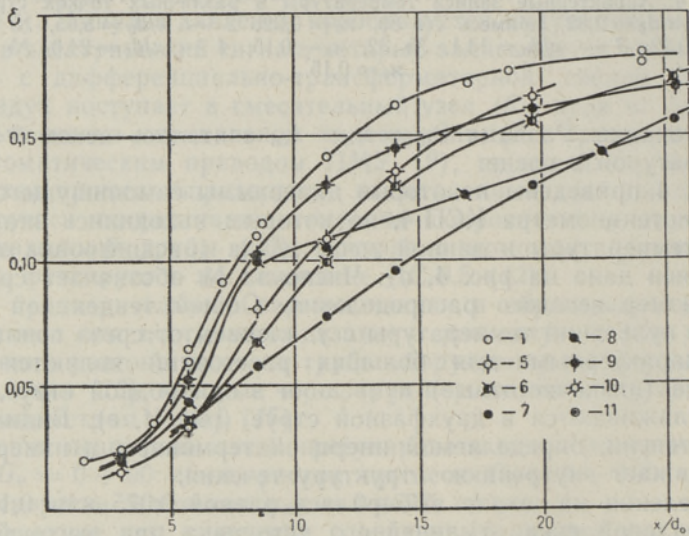


Рис. 6. Изменение интенсивности турбулентности по оси однородной и двухфазной струи при одинаковой загрузке струи примесью различной крупности.
 1 — однородная струя; двухфазная струя: 5 — № 7, $\kappa_0 = 0,22$; 6 — № 17, $\kappa_0 = 0,22$; 7 — № 32, $\kappa_0 = 0,22$; 8 — № 80, $\kappa_0 = 0,22$; 9 — № 120, $\kappa_0 = 0,22$.

Результаты измерения интенсивности турбулентности на оси двухфазной струи представлены на рис. 5 и 6. Как можно судить по этим данным, во всем опытном диапазоне изменения крупности примеси поперечная интенсивность турбулентности (число Кармана) на оси двухфазной струи меньше, чем в однородной струе, т. е. можно говорить о

	№ 7	№ 17	№ 32	№ 49	№ 80	№ 120
0 ÷ 10	87,5	1,5	0,5	—	—	—
10 ÷ 20	11,0	39,5	3,5	—	—	—
20 ÷ 30	1,5	40,0	38,0	1,5	—	—
30 ÷ 40	—	13,5	40,0	10,0	0,5	—
40 ÷ 50	—	4,5	16,0	48,0	2,0	0,5
50 ÷ 60	—	1,0	2,0	31,0	5,0	1,0
60 ÷ 70	—	—	—	9,0	19,0	2,0
70 ÷ 80	—	—	—	0,5	22,0	3,0
80 ÷ 90	—	—	—	—	21,5	5,0
90 ÷ 100	—	—	—	—	21,5	7,5
100 ÷ 110	—	—	—	—	16,0	10,5
110 ÷ 120	—	—	—	—	2,0	18,0
120 ÷ 130	—	—	—	—	0,5	20,0
130 ÷ 140	—	—	—	—	—	15,0
140 ÷ 150	—	—	—	—	—	10,5
150 ÷ 160	—	—	—	—	—	7,0

«подавлении» струйной турбулентности. С увеличением начальной (расходной) концентрации κ_0 влияние примеси данной крупности на турбулентность увеличивается (рис. 5); чем больше κ_0 , тем меньше $\epsilon_{оп}$ в соответствующих точках струи. Более сложным является влияние примеси различной крупности на изменение по оси струи $\epsilon_{оп}$. Набор кривых на рис. 6, относящихся к одинаковой начальной концентрации, показывает, что на близких расстояниях большее «гасящее» влияние на турбулентность оказывает более мелкая примесь, однако с удалением от среза сопла это влияние убывает быстрее, чем для более крупной примеси и на больших расстояниях интенсивность турбулентности $\epsilon_{оп}$ тем меньше, чем крупнее примесь. Очевидно, это как-то связано с особенностями рассеивания примеси и импульса в двухфазной струе, т. е. с осредненными параметрами двухфазной струи, которые также были определены параллельно с измерением пульсационных характеристик. Задачи отыскания связи между этими параметрами, обобщения опытных данных и сопоставления с имеющимися теоретическими соображениями [5, 6] будут нами рассмотрены в дальнейших публикациях.

Обозначения

δ — средневзвешенный размер частиц; $\rho_{п}$ — плотность примеси; $s_{п}$ — удельная поверхность примеси; $v_{вит}$ — скорость витания; τ — время пребывания частиц в следе; κ — концентрация примеси; κ_0 — начальная концентрация; κ_m — осевая концентрация; u_{0m} — максимальная скорость на выходе из сопла; Δu — относительная скорость движения; v — скорость частиц; x_m — расстояние от источника до измеряемого течения; y — расстояние от оси теплового следа; d — диаметр источника; $\Theta_{п}$ — избыточная температура газовой фазы в двухфазном потоке; $t_{гп}$ — температура при включенной нити; $t_{хп}$ — температура при выключенной нити.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кучанов С. И., Левич В. Г., ДАН СССР, 174, № 5 (1967).
2. Дюнин А. К., Борщевский Ю. Т., Яковлев Н. А., Основы механики многокомпонентных потоков, Новосибирск, 1965.
3. Бучевич Ю. А., Гупало Ю. П., ПМТФ, № 4 (1965).
4. Soo S. L., Fluid Dynamics of multiphase Systems, Cambridge — Mass., 1967.
5. Абрамович Г. Н., ДАН СССР, 190, № 5 (1970).

6. Owen P. R., J. Fluid Mech., 39, 2 (1969).
7. Kada H., Hanratty T. J., A. J. Ch. E. Journal, 6, No. 4 (1960).
8. Soo S. L., Ihrig H. K., El Kouh A. F., TR-82-P, Princeton Univ., Princeton, Sept., 1958.
9. Лаатс М. К., Фришман Ф. А., Изв. АН СССР, МЖГ, № 2 (1970).
10. Boothroyd R. G., Goldberg A. S., British Chem. Eng., 15, No. 3 (1970).
11. Лаатс М. К., Фришман Ф. А., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 21, 270 (1972).
12. Горбис З. Р., Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков, М., 1970.
13. Иванов Ю. В., Лаатс М. К., Фришман Ф. А., ИФЖ, 18, № 3 (1970).

*Институт термofизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР*

Поступила в редакцию
21/XII 1971

M. LAATS, F. FRISMAN

TURBULENTSUSE INTENSIIVSUSE MÕÖTMISE DIFUSIOON-SOOJUSLIKU MEETODI ISEÄRASUSED HIIBSE KAHEFAASILISE VOOLU TELJEL

Vaadeldakse turbulentsuse karakteristikute mõõtmise difusioon-soojusliku meetodi iseärasusi ja piire hiibse voolu korral. Üldjuhul avaldub soojuse dispersioonile olulist mõju faasidevaheline soojusvahetus, mille kohaselt kõnesoleva meetodi rakendusdiapsoon on piiratud seda väiksemate kontsentratsioonidega, mida peenem on pulbriline faas.

Esitatakse hiibse gaasijoa turbulentsuse uurimiseks mõeldud katseadme ja mõõtmismetoodika üksikasjalik kirjeldus ja katseandmed turbulentsuse intensiivsuse muutumise kohta kahefaasilise joa teljel, sõltuvalt osakeste suuruselt ja alkonsentratsioonist.

M. LAATS, F. FRISHMAN

ON PECULIARITIES OF THE HEAT-DIFFUSION METHOD FOR MEASURING THE INTENSITY OF TURBULENCE ON THE AXIS OF A TWO-PHASE JET

The peculiarities of the heat-diffusion method of measurement of turbulence characteristics in a two-phase solids-gas flow are considered. It is shown that by eliminating the influence on heat diffusion of the factors connected with flowing around the final size heat source it is possible to determine truly the relative intensity of light or moderate solids loadings by this method.

Experimental data on the change of turbulence level on the axis of the two-phase jet depending on the particle size of the disperse phase and initial concentration are given.