

М. ЛААТС, Ф. ФРИШМАН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ДВУХФАЗНОЙ СТРУЕ

Развитие двухфазной струи типа газ-твердые частицы в существенной степени зависит от относительного движения фаз как в осредненном, так и в пульсационном движении [1]. Связь между скоростями фаз в пульсационном движении может быть строго установлена лишь в поле изотропной турбулентности. Поле турбулентного потока со сдвигом не определено, отдельные характеристики турбулентности вычисляются с помощью полуэмпирических теорий, поэтому задача о влиянии примеси на струйную турбулентность может быть решена лишь на полуэмпирическом уровне. Это в какой-то мере оправдывает методически сложные непосредственные измерения характеристик турбулентности двухфазной струи, хотя при существующем уровне экспериментальной техники эмпирическая информация значительно уступает по объему и качеству той, которую получают при исследовании однофазных потоков.

В [2] измерена лишь одна характеристика турбулентности — интенсивность, но в широком диапазоне изменения концентраций и крупности примеси, что позволяет выявить ее зависимость от этих основных параметров двухфазного потока. Однако ограниченность данных о структуре турбулентности потока усложняет интерпретацию результатов измерения и сравнение с единственной пока полуэмпирической теорией [3]. В настоящей работе попытаемся в какой-то степени скомпенсировать этот недостаток.

Влияние примеси на интенсивность турбулентности в [2] характеризуется отношением интенсивностей турбулентности на оси однофазной воздушной и двухфазной струй в данной точке и является функцией местной концентрации и крупности. В [2] приведена обобщающая опытные данные формула

$$\frac{\varepsilon_m}{(\varepsilon_m)_0} = \frac{(1+0,2\kappa_m)[1+f(\delta)\kappa_m]}{(1+\kappa_m)^2}. \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon = v'/U$ — интенсивность турбулентности, v' — среднеквадратичное значение пульсаций вектора скорости, κ — расходная массовая концентрация и δ — средневзвешенный размер частиц. Индекс «0» обозначает течение без частиц — параметры однофазной струи, параметры без этого обозначения относятся к двухфазной струе, индекс « m » обозначает осевые значения.

Уравнение количества движения двухфазной изотермической осесимметричной струи имеет в случае равномерного течения вид

$$I + I_S = \rho U_m^2 \pi R^2 \int_0^1 2 \left(\frac{U}{U_m} \right)^2 \frac{r dr}{R^2} + \rho \kappa_m U_m^2 \pi R^2 \int_0^1 2 \frac{\kappa}{\kappa_m} \left(\frac{U}{U_m} \right)^2 \frac{r dr}{R^2}, \quad (2)$$

где I и I_S — соответственно импульсы газовой и твердой фаз.

Опыты [1] показали, что в различных поперечных сечениях струи профили относительной плотности потока массы примеси $g/g_m = f(r/R)$ и, с известными оговорками, профили относительной скорости $U/U_m = f(r/R)$ — универсальны. Если принять во внимание очевидное соотношение

$$\frac{\kappa}{\kappa_m} = \frac{g}{g_m} \frac{U_m}{U} \quad (3)$$

и допустить, что R_g/R_U не зависит от продольной координаты, то интегралы в правой части (2) будут константами соответственно A и B . Таким образом,

$$I + I_S = A \rho U_m^2 \pi R^2 \left(1 + \frac{B}{A} \kappa_m \right). \quad (4)$$

Для однофазной струи

$$(I)_0 = A \rho (U_m^2)_0 \pi (R^2)_0, \quad (5)$$

следовательно,

$$I + I_S = (I)_0 \frac{U_m^2}{(U_m^2)_0} \frac{R^2}{(R^2)_0} \left(1 + \frac{B}{A} \kappa_m \right). \quad (6)$$

Суммарный начальный импульс (здесь начальные параметры обозначаются индексом «0») выражается в виде

$$I_0 + I_{S0} = (I)_0 \frac{U_{0m}^2}{(U_{0m}^2)_0} \left(1 + \frac{B_0}{A_0} \kappa_{0m} \right) \frac{A_0}{(A_0)_0}, \quad (7)$$

где значения интегралов

$$A_0 = \int_0^1 2 \left(\frac{U_0}{U_{0m}} \right)^2 \frac{r dr}{R_0^2}; \quad B_0 = \int_0^1 2 \frac{\kappa_0}{\kappa_{0m}} \left(\frac{U_0}{U_{0m}} \right)^2 \frac{r dr}{R_0^2};$$

$$(A_0)_0 = \int_0^1 2 \left(\frac{U_0}{U_{0m}} \right)^2 \frac{r dr}{R_0^2} \quad \text{определяются особенностями не струй-$$

ного, а трубного течения двухфазной смеси и поэтому не равны A и B .

Из (6) и (7), учитывая равенства $I + I_S = I_0 + I_{S0}$ и $(I)_0 = (I)_0$, получаем

$$\frac{U_m^2}{(U_m^2)_0} \frac{R^2}{(R^2)_0} \left(1 + \frac{B}{A} \kappa_m \right) = \frac{U_{0m}^2}{(U_{0m}^2)_0} \left(1 + \frac{B_0}{A_0} \kappa_{0m} \right) \frac{A_0}{(A_0)_0}. \quad (8)$$

Если в процессе эксперимента поддерживать, как в [2], одинаковый начальный импульс ($I_0 + I_{S0} = (I)_0$), то

$$\frac{(U_m)_0}{U_m} = \frac{R}{(R)_0} \sqrt{1 + \frac{B}{A} \kappa_m}. \quad (9)$$

Сопоставим формулы (1) и (9):

$$\frac{(1+0,2\kappa_m)[1+f(\delta)\kappa_m]}{(1+\kappa_m)^2} \approx \frac{v'}{(v')_0} \frac{R}{(R)_0} \sqrt{1+\frac{B}{A}\kappa_m}. \quad (10)$$

Расчеты показали, что отношение $B/A = 0,4$, следовательно, при $\kappa_m < 1$ подкоренное выражение можно приближенно заменить на $1+0,2\kappa_m$, тогда

$$\frac{v'}{(v')_0} \frac{R}{(R)_0} = \frac{1+f(\delta)\kappa_m}{(1+\kappa_m)^2}. \quad (11)$$

Предположим, как это принято в теории струй, что ширина струи пропорциональна пути смешения l , тогда

$$\frac{v'}{(v')_0} \frac{l}{(l)_0} = \frac{\in}{(\in)_0} = \frac{1+f(\delta)\kappa_m}{(1+\kappa_m)^2}. \quad (12)$$

Здесь \in — коэффициент турбулентной вязкости.

Предполагая, что такое же соотношение между коэффициентами турбулентной вязкости сохраняется по всей ширине зоны смешения, турбулентные касательные напряжения можно выразить в виде

$$\tau = \rho_* \in \frac{\partial U}{\partial r} = \rho(\in)_0 \frac{1+f(\delta)\kappa}{1+\kappa} \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (13)$$

где ρ_* — эквивалентная плотность, равная $\rho(1+\kappa)$.

Если

$$v' = l \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (14)$$

то

$$\in = l^2 \frac{\partial U}{\partial r} \quad (15)$$

и

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 \frac{1+f(\delta)\kappa}{1+\kappa}. \quad (16)$$

В случае мелких частиц, которые за время жизни газового моля разгоняются в нем ($f(\delta) = 0$), формула (16) полностью совпадает с полученным в [3] выражением.

Таким образом, из формулы (1), обобщающей экспериментальные данные об интенсивности турбулентности в двухфазной струе [2], с привлечением интегральных соотношений и обычных допущений теории струй можно получить соотношение коэффициентов турбулентной вязкости в двухфазной и однородной струе, а также выражение для турбулентных касательных напряжений. Хорошее совпадение последнего с теоретической формулой позволяет говорить об экспериментальном подтверждении принципов теории [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаатс М. К., Фришман Ф. А., Изв. АН СССР, МЖГ, № 2 (1970).
2. Лаатс М. К., Фришман Ф. А., Изв. АН СССР, МЖГ, № 2 (1973).
3. Абрамович Г. Н., ДАН СССР, 190, № 5 (1970).

M. LAATS, F. FRISHMAN

TURBULENTSETE NIHKEPINGETE MÄÄRAMINE HIIBSSE JOAS

Interpreteeritakse autorite poolt varem saadud [2] hiihse joa turbulentsuse mõõtmise tulemusi.

Integraalsete seoste ja tavaliste piirikihi eelduste kasutamine võimaldab üldistatud eksperimentaalandmetest küllalt järjekindlalt tuletada avaldise turbulentsete nihkepingete jaoks hiihse joas. See avaldis on heas kooskõlas kaasaegsete teoreetiliste seisukohtadega ja sobilik vaba hiihse turbulentsete piirikihi kohta käiva diferentsiaalvõrrandsüsteemi sulgemise ühe elemendina.

M. LAATS, F. FRISHMAN

INTERPRETATION OF TURBULENCE IN TWO-PHASE FLOWS

The interpretation of data obtained by authors on intensity of turbulence in two-phase flows is presented. Using integral relations, it has been shown that it is possible, from an empirical formula, to obtain quite correctly coefficients of turbulent viscosity in two-phase and homogeneous jet, as well as an expression for turbulent shear stresses, which is in good agreement with theoretical prediction by G. Abramovich.