

функции от  $\xi$ : длина и скорость. Рассмотрение с этой точки зрения течения с нулевым избыточным импульсом показывает [12], что для него нужно использовать понятие автомодельности более общего вида: по крайней мере с одной масштабной функцией длины и различными амплитудными функциями для разных величин. На рис. 3, а и 4 это функции  $\eta_* = r_*/D$ ,  $U_*^0$ ,  $e^0$ ,  $\varepsilon^0$ . В [12] между ними получены следующие соотношения:  $U_*^0/e^0 = \text{const}_1$ ,  $\varepsilon^0 \eta_*/(e^0)^{3/2} = \text{const}_2$ ,  $\eta_*/\sqrt{e^0} \sim (x - x_0)$ , где  $x_0 = \text{const}_3$ . Экспериментальные данные несколько расходятся с этими предсказаниями:

$$U_*^0/e^0 \sim (x - x_0)^{0,1}, \quad \varepsilon^0 \eta_*/(e^0)^{3/2} \sim (x - x_0)^{0,38}, \quad \eta_*/\sqrt{e^0} \sim (x - x_0)^{1,35}.$$

Значение  $x_0$  в опытах оказалось близким к нулю. Для лучшего согласования в теоретическом анализе следует, видимо, использовать не один, а два разных масштаба длины, как это предлагалось в [6].

Авторы благодарят научного руководителя работы В. И. Букреева.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом.— М.: ИЛ, 1959.
2. Mumford J. C. The structure of the large eddies in fully developed turbulent shear flows. Part 1. The plane jet.— J. Fluid Mech., 1982, v. 118.
3. Gilbert B. Diffusion mixing in grid turbulence without mean shear.— J. Fluid Mech., 1980, v. 100, pt 2.
4. Алексенко П. В., Букреев В. П., Костомаха В. А. Бессдвиговое взаимодействие двух изотропных турбулентных полей.— ПМТФ, 1985, № 1.
5. Уханова Л. Н., Франкфурт М. О. Экспериментальное исследование двумерных безимпульсных струйных течений.— ИФЖ, 1984, т. 47, № 6.
6. Naudascher E. Flow in the wake of self-propelled bodies and related sources of turbulence.— J. Fluid Mech., 1965, v. 22, pt 4.
7. Гиневский А. С., Почкина К. А., Уханова Л. Н. Закономерности распространения турбулентного струйного течения с нулевым избыточным импульсом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 6.
8. Schetz J. A., Jakubowski A. K. Experimental studies of the turbulent wake behind self-propelled slender bodies.— AIAA J., 1975, v. 13, N 12.
9. Schetz J. A., Daffan E. B., Jakubowski A. K. The turbulent wake behind slender propeller driven bodies at angle of attack. AIAA Pap., 1977, N 133.
10. Wyngaard J. C. Measurement of small-scale turbulence structure with hot-wires.— J. Sci. Instrum., 1968, v. 1, N 11.
11. Ridjanovic M. Wake with zero change of momentum flux.: Dissertation... for the degree of Doctor of Philosophy.— Iowa, USA, 1963.
12. Городцов В. А. Автомодельность и слабые замыкающие соотношения для симметричной свободной турбулентности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1.

Поступила 29/XII 1985 г.

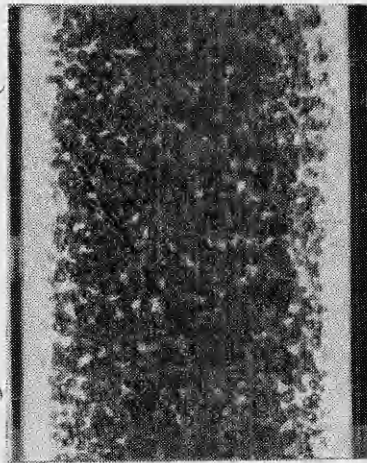
УДК 532.529.5

### ИССЛЕДОВАНИЕ ОПУСКНОГО ПУЗЫРЬКОВОГО ТЕЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБЕ

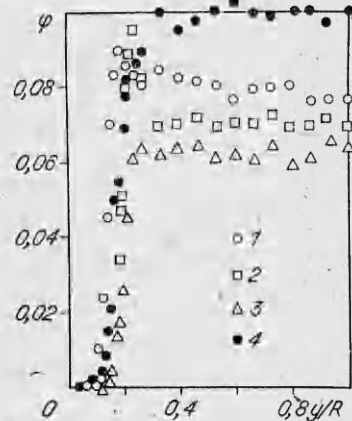
Р. С. Горелик, О. Н. Кашинский, В. Е. Накоряков

(Новосибирск)

Структура двухфазного газожидкостного течения в значительной степени определяется не только режимными параметрами, но и геометрией течения, в частности ориентацией канала и направлением движения фаз. Большое влияние на характеристики течения оказывает вид распределения газовой фазы по сечению трубы, как показано, например, в [1, 2]. Форма профиля локального газосодержания зависит от большого количества факторов: размеров газовых включений, величины градиента скорости жидкости, интенсивности турбулентных пульсаций скорости и т. д. В восходящем газожидкостном потоке во многих режимах реализуется распределение локального газосодержания с резко выраженными максимумами вблизи стенки трубы; в этих режимах происходит значительное увеличение касательного напряжения на стенке [3]. В то же время в опускном течении всплывающие более легкие частицы при наличии градиента скорости вблизи стенки испытывают боковую силу, направленную от стенки к центру потока [4]. В связи с этим характеристики восходящего и опускного пузырькового течения существенно различаются.



Р и с. 1



Р и с. 2

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования опускного спутного пузырькового течения в вертикальной трубе диаметром 15 мм. Формирование двухфазного потока производилось путем ввода газа в жидкость с помощью специального смесителя, позволяющего получать газожидкостный поток с примерно одинаковыми размерами пузырьков газа, причем средний размер мог изменяться в разных режимах. Измерения проводились с использованием электрохимического метода [2]. Рабочей жидкостью служил раствор 0,5 Н едкого натра и 0,01 Н ферри- и ферроцианида калия в дистиллированной воде. Температура жидкости автоматически поддерживалась постоянной на уровне  $25 \pm 0,2^\circ\text{C}$ . В измерительном блоке, удаленном от места ввода газа на 4,3 м, помещались восемь электрохимических датчиков трения, расположенных равномерно по периметру трубы. Размер платиновых электродов датчиков  $\sim 0,02 \times 0,3$  мм. Для измерения локального газосодержания и скорости жидкости применялся электрохимический датчик типа «лобовая точка» с диаметром на рабочем торце 0,03 мм и диаметром платинового электрода 0,02 мм. Датчик скорости мог перемещаться с помощью координатника с ценой деления 0,01 мм. Токи датчиков усиливались с помощью усилителей постоянного тока, затем усиленные сигналы подавались на аналого-цифровой преобразователь АЦП-118, установленный в крейте КАМАК. Выходные сигналы датчиков трения подключались к АЦП через восьмиканальный коммутатор. Обработка сигналов велась в цифровой форме с помощью ЭВМ «Электроника-60».

Для контроля размера пузырьков газа во всех режимах производилось фотографирование потока с освещением импульсной лампой ИФК-20 (рис. 1, где приведенная скорость жидкости  $W'_0 = 0,5$  м/с, расходное объемное газосодержание  $\beta = 0,046$ ). Средний размер пузырьков газа в этом режиме 0,44 мм. На фотографии четко видно, что вблизи стенок трубы имеется область чистой жидкости, свободная от пузырьков газа. Такое распределение газовой фазы характерно для опускного течения и отмечено в [5] на трубах большого диаметра.

Профили локального газосодержания приведены на рис. 2, где 1—4 для  $W'_0 = 0,3; 0,4; 0,5; 0,6$  м/с,  $\beta = 0,066; 0,040; 0,046; 0,077$ ,  $R$  — радиус трубы,  $y$  — расстояние от стенки. Пристенная зона, свободная от газа, имеет ширину от 0,5 до 1,5 мм, которая зависит как от размера пузырьков газа, так и, в большей степени, от приведенной скорости жидкости. С ростом  $W'_0$  пузырьки газа вблизи стенки начинают совершать интенсивные колебательные движения в поперечном направлении и подходят на более близкое расстояние к стенке. В центре потока есть область с примерно постоянным значением локального газосодержания  $\phi$ . В ряде режимов на-

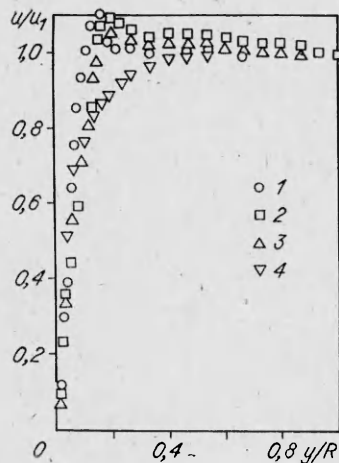


Рис. 3

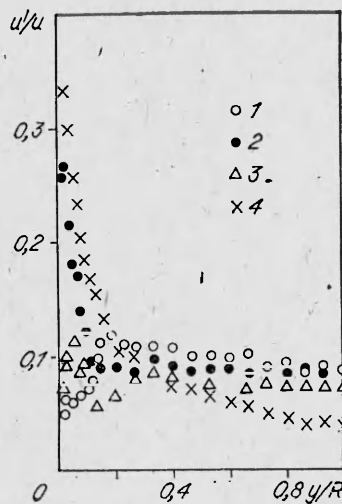


Рис. 4

блюдается четко выраженный максимум  $\varphi$  на промежуточном радиусе ( $y = 1,5-2,5$  мм), который также отмечается в [5].

Характерные профили скорости жидкости фазы показаны на рис. 3, где 1—4 отвечают  $W'_0 = 0,3; 0,4; 0,5; 0,8$  м/с,  $\beta = 0,046; 0,040; 0,046; 0,096$ ,  $u$  — локальная скорость жидкости,  $u_1$  — скорость жидкости на оси трубы в данном режиме. В центральной части трубы имеется область с практически постоянной скоростью. На расстоянии от стенки 1—1,5 мм в большинстве режимов существует слабый, но четко выраженный максимум скорости. Превышение скорости в этой точке над скоростью на оси доходит до 10%. Падение скорости от максимального значения до нулевого на стенке происходит в достаточно узкой области шириной 1—2 мм. Исключение составляют профили при  $W'_0 \geq 0,8$  м/с; в этих режимах распределение газосодержания уже не имеет выраженной области постоянного  $\varphi$  в центре трубы. Зона больших градиентов скорости вблизи стенки практически свободна от пузырьков газа, что подтверждает наличие боковой силы, направленной от стенки к центру трубы.

Результаты измерений интенсивности продольной составляющей пульсаций скорости жидкости приведены на рис. 4 (1—3 соответствуют  $W'_0 = 0,3; 0,4; 0,5$  м/с,  $\beta = 0,066; 0,040; 0,046$ , 4 —  $W'_0 = 0,4$  м/с, однофазный поток). В центральной части трубы степень турбулентности скорости жидкости  $u'/u$  больше, чем в однофазном потоке, что связано с возмущающим действием пузырьков газа, вызванным относительной скоростью всплытия пузырьков. Интересно поведение пульсаций вблизи стенки, где пузырьки газа отсутствуют. Значения  $u'/u$  в этой области значительно меньше, чем в однофазном потоке, особенно заметно падение к стенке трубы при  $W'_0 = 0,3$  м/с. С повышением  $W'_0$  наблюдается рост  $u'$  вблизи стенки, и с увеличением скорости жидкости распределение интенсивности пульсаций скорости жидкости приближается к соответствующему распределению в однофазном потоке. Отметим также, что в области, занятой газовой фазой,  $u'/u$  меняется мало, составляя 0,07—0,11. Таким образом, в нисходящем двухфазном течении существует демпфирующее влияние газовой фазы, снижающее турбулентные пульсации жидкости.

Результаты измерений среднего значения и интенсивности пульсаций напряжения трения на стенке приведены в таблице. Здесь  $\tau_w$  — напряжение трения на стенке в двухфазном потоке,  $\tau_0$  — напряжение трения на стенке в однофазном потоке со скоростью, равной  $W'_0$ ,  $Re_0 = W'_0 D / \nu$  ( $D$  — диаметр трубы,  $\nu$  — вязкость жидкости),  $\tau'_w$  — среднеквадратичное значение интенсивности пульсаций напряжения трения на стенке,

$W'_0$ , м/с	$\beta$	$d_b$ , мм	$10^{-3} \cdot Re_0$	$\tau_w/\tau_0$	$\tau'_w/\tau_w$
0,12	0,15	0,44	1,85	15,0	0,08
0,17	0,11	0,54	2,55	5,6	0,07
0,20	0,095	0,38	3,11	3,7	0,07
0,22	0,066	0,44	3,34	1,50	0,05
0,30	0,066	0,47	4,62	1,86	0,05
0,34	0,064	0,50	5,20	1,57	0,05
0,40	0,028	0,79	6,15	0,95	0,13
0,40	0,040	0,63	6,15	1,05	0,04
0,45	0,048	0,80	6,86	0,98	0,06
0,50	0,046	0,44	7,69	0,81	0,08
0,60	0,077	0,55	9,23	0,96	0,25
0,60	0,11	0,85	9,23	1,48	0,13
0,80	0,090	1,46	12,3	1,29	0,32
0,80	0,096	0,63	12,3	1,18	0,31
1,20	0,066	0,64	18,5	1,10	0,34

$\tau'_w/\tau_w$  — своего рода «степень турбулентности» на стенке,  $\tau'_w$  и  $\tau_w$  определялись осреднением показаний по периметру трубы (по восьми точкам),  $\tau_0$  вычислялась по известному расходу жидкости по формуле Блазиуса для  $Re_0 \geq 2,2 \cdot 10^3$  и Гагена — Пуазейля для меньших значений  $Re_0$ . Видно, что при докритических числах Рейнольдса  $\tau_w$  может значительно превосходить значение  $\tau_0$  для ламинарного течения в трубе. При  $Re_0 > 2,2 \cdot 10^3$   $\tau_w$  может быть как больше, так и несколько меньше однофазного значения  $\tau_0$ . Отметим также, что в ряде режимов  $\tau'_w/\tau_w$  значительно меньше величины 0,33—0,36, характерной для развитого турбулентного однофазного течения в трубе. Величина  $\tau'_w/\tau_w$  хорошо коррелирует со значениями  $u'/u$  вблизи стенки.

На рис. 5 даны характерные записи поведения во времени скорости жидкости вблизи стенки (*a* — однофазный поток,  $W'_0 = 0,5$  м/с, *b* — двухфазный,  $W'_0 = 0,5$  м/с,  $\beta = 0,046$ , 1—3 для  $y = 0,5; 0,2; 0,1$  мм). Видно резкое снижение интенсивности пульсаций в двухфазном потоке по сравнению с однофазным.

Как следует из рис. 2, 3, нисходящее пузырьковое течение можно рассматривать как стержневое течение, имеющее ядро с постоянными значениями скорости и локального газосодержания. Поведение течения весьма сходно с течением бингамовской жидкости [6]. За счет наличия ядра с постоянной скоростью происходит повышение величины  $\tau_w$  по сравнению с однофазным течением, даже если эффективная вязкость в пристенной области равна ламинарной. Этот эффект как бы маскирует снижение напряжения трения на стенке за счет подавления турбулентных пульсаций. По всей видимости, стабилизирующее влияние газовой фазы определяется тем, что вносимые в поток жидкости пульсации скорости имеют отрицательный знак (скорость жидкости вблизи пузырьков меньше

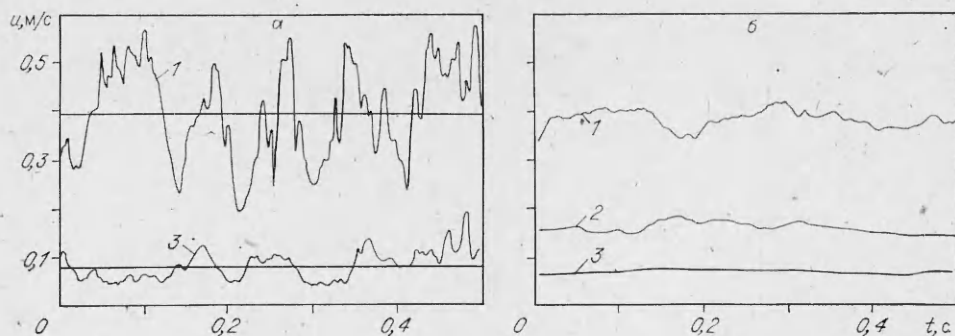


Рис. 5

средней скорости жидкости в данной точке). Отметим также, что в восходящем пузырьковом течении такого явления не наблюдается, введение газовой фазы в этом случае всегда приводит к возрастанию интенсивности пульсаций жидкости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Herring R. A., Davis M. R. Structural development of gas-liquid mixture flows.— J. Fluid Mech., 1976, v. 73.
2. Nakoryakov V. E., Kashinsky O. N. et al. Local characteristics of upward gas-liquid flow.— Intern. J. Multiphase Flow, 1981, v. 7.
3. Бурдуков А. П., Валухина Н. В., Накоряков В. Е. Особенности течения газожидкостной пузырьковой смеси при малых числах Рейнольдса.— ПМТФ, 1975, № 4.
4. Ханпель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса.— М.: Мир, 1976.
5. Ганчев Б. Г., Низовцев В. А., Пересадько В. Г. Опускные пузырьковые потоки с малой скоростью движения фаз.— В кн.: Пристенные струйные потоки/Под ред. Э. П. Волчукова. Новосибирск: ИТФ, 1984.
6. Берд Р., Стьюарт В., Лайгфут Е. Явления переноса.— М.: Химия, 1974.

Поступила 1/VIII 1985 г.

УДК 533.6.011

### О ГОМОТЕРМИЧЕСКОМ ДВИЖЕНИИ ГАЗА ВБЛИЗИ ПЛОТНОЙ СРЕДЫ

В. Ф. Федоров

(Москва)

В ряде работ (например, в [1—3]) рассмотрены задачи, описывающие движение газа при энерговыделении вблизи границы двух неоднородных по плотности сред. При большой плотности выделившейся энергии становится существенным влияние излучения среды на закономерности движения [4, 5].

В данной работе в рамках гомотермической модели решается плоская автомодельная задача о распространении скачка разрежения от границы среды с пустотой.

Пусть в плотной среде вблизи границы с пустотой при  $t = 0$  мгновенно выделяется в виде излучения энергия  $E_0$  на единицу поверхности раздела. При  $t > 0$  от границы раздела ( $x = 0$ ) в глубь среды (в область  $x < 0$ ) распространяется радиационный скачок разрежения  $x = -x_1(t)$ , на котором происходит испарение среды. Испарившееся вещество расширяется в пустоту, заполняя и область  $x > 0$ .

Механизм перемещения границы плотная среда — пар заключается в следующем. В результате большой плотности выделившейся энергии мгновенно испаряется тонкий слой на границе с пустотой. Из-за интенсивного теплообмена между частицами при высокой температуре (длина пробега излучения  $\lambda_R \sim T^m \rho^{-n}$ ,  $m, n > 0$ ) температура во всей области возмущения выравнивается. Возникший градиент давления приводит к движению испарившегося вещества в пустоту, способствуя уменьшению плотности. Значит, возрастает пробег излучения, прогревается и испаряется последующий тонкий слой вещества. Таким образом, благодаря лучистой теплопроводности и движению паров к границе свободной поверхности осуществляется введение энергии в плотную среду, необходимой для ее испарения.

С учетом больших значений коэффициента теплопроводности процесс принимается гомотермическим. Испарившееся вещество моделируется идеальным газом. Плотная среда считается недеформируемой. Пренебрегается потерями выделившейся энергии на испарение среды и на излучение со свободной поверхности.

Система уравнений, описывающих рассматриваемое одномерное движение, имеет вид

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -v \frac{\partial \rho}{\partial x} - \rho \frac{\partial v}{\partial x}.$$