

УДК 535.8

А.П. Белоусов

*Институт теплофизики СО РАН, Россия,
630090, Новосибирск, академика Лаврентьева пр., 1, E-mail: abelousov@ngs.ru*

ДИНАМИКА ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ В ЗАТОПЛЕННОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУЕ

Проведено численное моделирование динамики дисперсной фазы в газонасыщенной осесимметричной затопленной импактной струе. Поле скоростей непрерывной фазы получено экспериментально. Для расчета движения пузырьков использовалась модель движения сферы в потоке ускоренной жидкости.

**ГАЗОЖИДКОСТНЫЕ ПОТОКИ, ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ,
КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ, СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ, PIV**

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие дозвуковых струй с поверхностями – высокоэффективный способ теплообмена, используемый в энергетическом машиностроении, металлургии, химической технологии, системах кондиционирования и ряде других областей. Расширение использования струйных тепло- и массообменных устройств в определенной степени зависит от наличия в распоряжении конструкторов и технологов надежных инженерных методов расчета и оптимизации таких систем, обоснованных достоверными сведениями о закономерностях происходящих в них процессов теплообмена и гидродинамики [1]. Один из эффективных способов управления потоком – добавление дисперсной фазы.

Пространственное распределение газовой фазы в двухфазных газожидкостных потоках – важная характеристика, во многом определяющая гидродинамическую структуру течения. Это обусловлено тем, что наличие пузырьков газа приводит к изменению таких свойств среды, как плотность и вязкость. Очевидно, что в данном случае определяющими параметрами являются объем и распределение дисперсной фазы в изучаемой области потока.

На основе экспериментальных данных о распределении локального газосодержания и скоростей фаз в газожидкостном потоке, полученных в работах [2 – 9], построены различные теоретические модели, в которых неравномерность распределения дисперсной фазы в потоке определяется неоднородностью градиента давления и дрейфом пузырьков газа к точке минимума давления.

В работе [10] для объяснения миграции газовой фазы вводится сила, действующая на пузырек, всплывающий в потоке жидкости, имеющей градиент скорости. В модели используется модифицированное решение задачи о движении вращающейся сферы. Предполагается, что угловая скорость пузырька пропорциональна градиенту скорости жидкости.

В [11] предложено описание структуры зоны турбулентного течения в виде вихрей, движущихся в потоке. Взаимодействие таких вихрей и пузырьков газа приводит к увеличению концентрации газовой фазы в местах локализации вихревых структур.

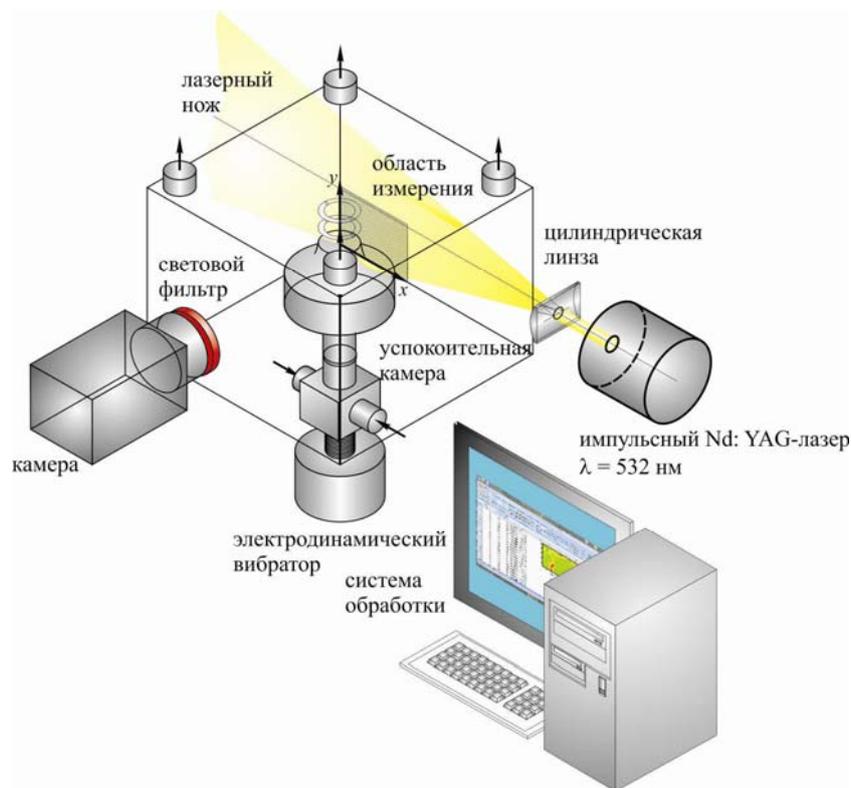


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В работе [12] на основе метода дискретных вихрей моделируется движение газовой фазы в слоях смешения. Показывается влияние крупномасштабных вихревых структур на пространственное распределение газовых пузырьков. К сожалению, закономерности движения дисперсной фазы при взаимодействии струйного течения с поверхностью в литературе представлены слабо. Результаты экспериментального изучения распределения газовой фазы в газонасыщенной осесимметричной затопленной импактной струе приведены в [13].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Цель работы – моделирование динамики дисперсной фазы в газонасыщенной осесимметричной затопленной импактной (натекающей на плоскую поверхность под углом 90°) струе. Поля скорости непрерывной фазы получены экспериментально. Движение дисперсной фазы рассчитывалось на основе модели движения сферы в потоке ускоренной жидкости.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ НЕПРЕРЫВНОЙ ФАЗЫ

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Газожидкостная смесь циркулировала в замкнутом гидродинамическом контуре, который состоял из бака с жидкостью, насоса, резервуара, системы соединительных труб и датчиков для контроля параметров эксперимента. В прямоугольный бак с размерами $200 \times 200 \times 300$ мм, изготовленный из органического стекла, через дно вертикально вводится сопло ($d = 15$ мм), так, чтобы газожидкостный поток натекал на импактную поверхность под углом 90° . Для создания периодического возмущения потока использовался стандартный электродинамический вибратор ESE-201, соединенный с успокоительной камерой через сифон. Частота $f = 49$ Гц соответствовала числу Струхаля 0,5, что является оптимальным для развития крупномасштабных вихревых структур.

Поле скоростей измерялось методом PIV (Particle Image Velocimetry) / LIF (Light Induced Fluorescence). Излучение импульсного лазера Nd:YAG (вторая гармоника) преобразовалось анаморфотной оптической системой в лазерный нож, который выделял в потоке исследуемое сечение. Лазер давал две последовательные вспышки. Вторичное излучение трассеров проходило через световой фильтр, что позволяло уменьшить шумы. Полученные фотографии анализировались с помощью системы обработки.

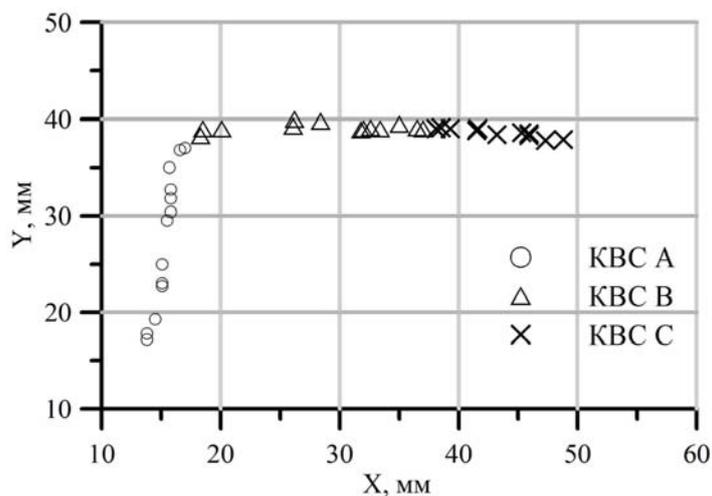


Рис. 2. Положение центров вихревых структур

Число Рейнольдса $Re = U_0 d / \nu$ в эксперименте составляло величину 25000. Здесь ν – кинематическая вязкость жидкости, $U_0 = 1,4$ м/с – среднерасходная скорость потока, d – диаметр выходного отверстия сопла. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Расстояние между срезом сопла и импактной поверхностью $H = 30$ мм ($H/d = 2$). Параметры PIV-системы следующие: время между последовательными вспышками лазера 20 мс, физический размер области измерения 53×30 мм, разрешение 0,67 мм между соседними векторами скорости, размер расчетной области 32×32 пикселя ($1,34 \times 1,34$ мм), ширина лазерного ножа 1 мм. Согласно [14] погрешность измерения скорости не превышала 5%. Синхронизация камеры и электродинамического вибратора не производилась. Таким образом, фиксировались поля мгновенных скоростей, содержащие крупномасштабные вихревые структуры на различных этапах своего развития. Размер выборки – 3000 полей мгновенных скоростей.

Методы корреляционной обработки позволяют выбрать из набора полей мгновенных скоростей $\mathbf{V}(x_i, y_j)$ подобные

$$R_k^l = \sum_k \sum_j \sum_i [V_x^l(x_i, y_j) V_x^k(x_i, y_j) + V_y^l(x_i, y_j) V_y^k(x_i, y_j)] > R_{k \text{ порог}}^l .$$

Здесь x_i, y_j – дискретные координаты точек пространства, задаваемые системой PIV, V_x, V_y – проекции на оси x и y , вектора скорости $\mathbf{V}(x_i, y_j)$, соответственно, $i = 1, 2, \dots, 80$; $j = 1, 2, \dots, 46$; $k = 0, 1, \dots, 3000$ – индексы суммирования; $l = 0, 1, \dots, 3000$ номер мгновенного поля скорости; R_k^l – коэффициент корреляции для полей скоростей с номерами k и l ; $R_{k \text{ порог}}^l$ – пороговый коэффициент корреляции. Проводя усреднение, получаем поля средних скоростей, используемых для моделирования движения дискретной фазы

$$\langle V_x^r(x_i, y_j) \rangle = \frac{1}{N} \sum_m V_x^m(x_i, y_j),$$

$$\langle V_y^r(x_i, y_j) \rangle = \frac{1}{N} \sum_m V_y^m(x_i, y_j),$$

где r – число средних полей скорости ($r = 13$), характеризующих различные этапы развития вихревых структур; $N \sim 200$ – число подобных мгновенных полей скорости, $m = 1, \dots, 200$ – индекс суммирования.

Табл. 1. Пространственное положение центров крупномасштабных вихревых образований

Поле скоростей, r	КВС А	КВС А	КВС В	КВС В	КВС С	КВС С
	X, мм	Y, мм	X, мм	Y, мм	X, мм	Y, мм
1	13,8	17,8	18,3	38,3	38,1	39
2	13,8	17,2	18,5	39	38,5	39,1
3	14,5	19,3	20,1	39	39,3	39
4	15,1	22,7	26,1	39,3	41,5	38,8
5	15,1	23	26,2	40	41,6	39
6	15,1	25	28,4	39,8	43,2	38,4
7	15,5	29,5	31,8	38,9	45,3	38,6
8	15,8	30,4	32	39	45,9	38,3
9	15,8	31,8	32,6	39,1	45,9	38,5
10	15,8	32,7	33,4	39	47,3	37,8
11	15,7	35	35	39,5	48,8	37,9
12	16,6	36,8	36,5	39,1	-	-
13	17	37	37	39	-	-

В таблице 1 приведены положения центров крупномасштабных вихревых структур А, В, С, изображенных на рис. 2. Вследствие симметрии струи рассматривается только ее правая половина. Центр струи соответствует $X = 4,77$ мм. Координата импактной поверхности – $Y = 43$ мм.

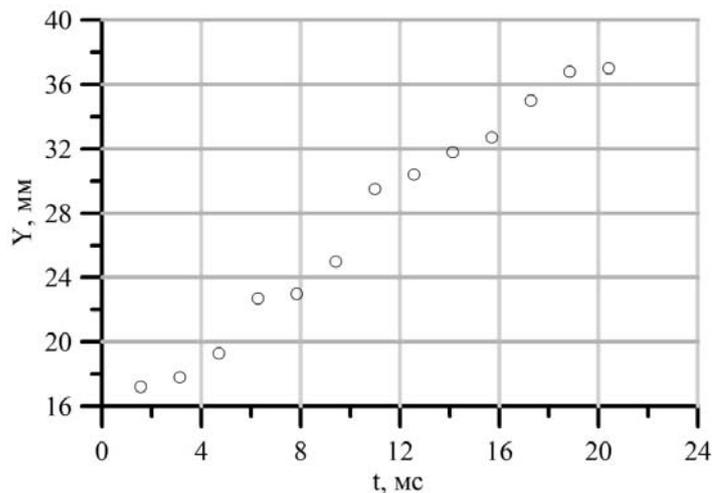


Рис. 3. Зависимость координаты центров КВС А от времени

Оценим промежутки времени Δt_r , между последовательными средними полями скоростей r . Частота генерации крупномасштабных вихревых структур 49 Гц, что соответствует периоду 20 мс. Таким образом, среднее время между последовательными полями скорости $20 \text{ мс} / 13 = 1,57 \text{ мс}$.

Строим зависимость пространственного положения по оси Y от t для КВС А, см. рис. 3. Предполагая, что средняя скорость дрейфа вихревых структур не может претерпевать резких изменений, связываем разброс экспериментальных данных с неравномерностью временных интервалов см. табл. 2.

Табл. 2. Временные промежутки между последовательными полями скоростей

поле скоростей, r	1	2	3	4	5	6	7
Δt_r , мс	0	0,17	2,67	0,47	1,42	2,92	0,37
поле скоростей, r	8	9	10	11	12	13	
Δt_r , мс	1,67	3,97	0,87	1,13	0,91	2,07	

ПАРАМЕТРЫ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

Для сравнения расчетных данных с экспериментом [13] использовались следующие параметры. Характерное распределение пузырьков (~ 290000) по размерам представлено на рис. 4. Профиль концентрации дисперсной фазы на срезе сопла и пространственное распределение газовой фазы в потоке – на рис. 5 а, б [13].

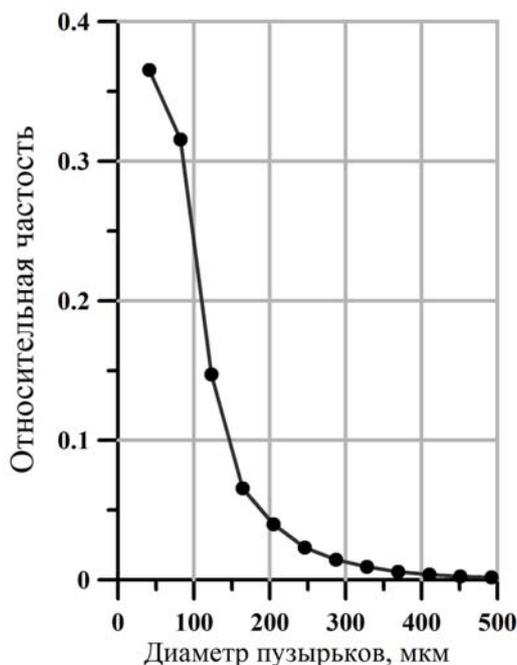


Рис. 4. Распределение пузырьков по размерам [13]

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА

На одиночную сферическую частицу, движущуюся в потоке, действуют: силы, определяемые градиентом давления; вязкое трение; присоединенная масса; выталкивающая сила; сила Бассе. Под действием рассмотренных сил, частица приобретает постоянную скорость W_∞ , называемую предельной и характеризующую скорость относительного движения фаз. Время установление скорости носит название времени релаксации, t_u [15]. Таким образом, скорость движения частицы будет складываться из скорости движения потока и предельной скорости. Если $t_u \ll \Delta t_r$, а концентрация мала, смещение частицы за время Δt_r может быть рассчитано как

$$\begin{cases} x = x_0 + (V_x + W_\infty^x) \Delta t_r, \\ y = y_0 + (V_y + W_\infty^y) \Delta t_r, \end{cases} \quad (1)$$

где x_0, y_0 – положение частицы в начальный момент времени; V_x, V_y – скорость жидкости в месте расположения частицы, W_∞^x, W_∞^y – проекция предельной скорости пузырька на оси x и y , соответственно [15].

Основной вклад в концентрацию дают крупные пузырьки, поэтому для качественного моделирования использовались пузырьки диаметром $d_b = 502$ мкм. Объемная концентрация пузырьков на срезе сопла рассчитывалась по формуле:

$$\varphi_V = \frac{V_b}{V} \cdot 100\% = \frac{\pi d_b^3}{6 \cdot \Delta x \Delta y_r \Delta z} \cdot 100\% = \frac{\pi d_b^3}{6 \cdot \Delta^2 x V_{0yr} \Delta t_r} \cdot 100\%, \quad (2)$$

где $\Delta x, \Delta z = 0,67$ мм – расстояние между соседними векторами скорости, $\Delta y_r = V_{0yr} \cdot \Delta t_r$, V_{0yr} – y -компонента скорости жидкости на срезе сопла в момент времени t_r . Средняя концентрация за время осреднения при этом будет составлять величину

$$\langle \varphi_V \rangle = \frac{\pi d_b^3 \cdot 100\%}{39 \cdot 6 \cdot \Delta^2 x} \sum_{i=1}^{39} \frac{1}{\Delta V_{0yi} \Delta t_i}. \quad (3)$$

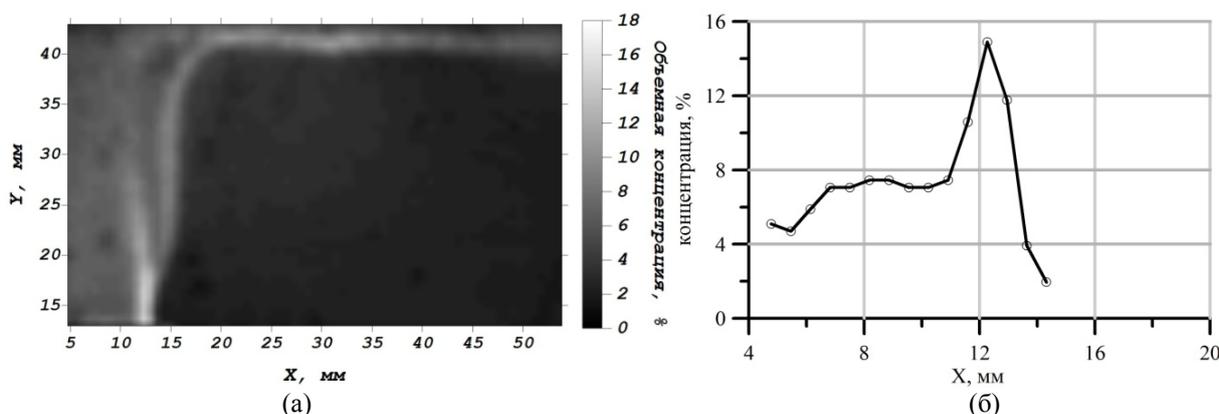


Рис. 5. Объемная концентрация дисперсной фазы в газонасыщенной импактной струе [13]

(а) Пространственное распределение дисперсной фазы

(б) Профиль концентрации на срезе сопла

Основная особенность пространственного распределения дисперсной фазы – появление двойного максимума на расстоянии 5 мм от среза сопла (рис. 5 а). Объемная концентрация на срезе сопла максимальна в точках (см. табл. 3 рис 5 б). Появление дополнительного максимума, вызванного движением вихревых структур, фиксировалось также в работе [12] при моделировании слоя смешения методом дискретных вихрей.

Табл. 3. Точки на срезе сопла с максимальной объемной концентрацией

X, мм	Y, мм	$\varphi_V, \%$
11,5906	13,636	10,6
12,2724	13,636	15
12,9542	13,636	11,8

Применим для расчета траектории движения пузырька модель сферы, движущейся в ускоренном потоке жидкости. В начальный момент времени пузырек помещается в одну из точек (X, Y) см. табл. 3. По формуле (1) рассчитывается его перемещение за время Δt_r . Периодичность процесса генерации вихревых структур позволяет повторять процедуру произвольное количество раз. Промежуток времени моделирования в работе равняется трем циклам ($20 \text{ мс} \times 3$). Полученная информация о пространственной локализации пузырька в различные моменты времени отображается на одном кадре.

Объемная концентрация согласно (2), (3) зависит времени Δt_r и скорости ΔV_{0y} . Для учета этого факта пространственное положение рассчитывалось для различных начальных моментов времени ($r = 1, \dots, 13$), яркость пузырьков нормировалась согласно (2) и полученные изображения суммировались с учетом (3). Результат представлен на рис. 6.

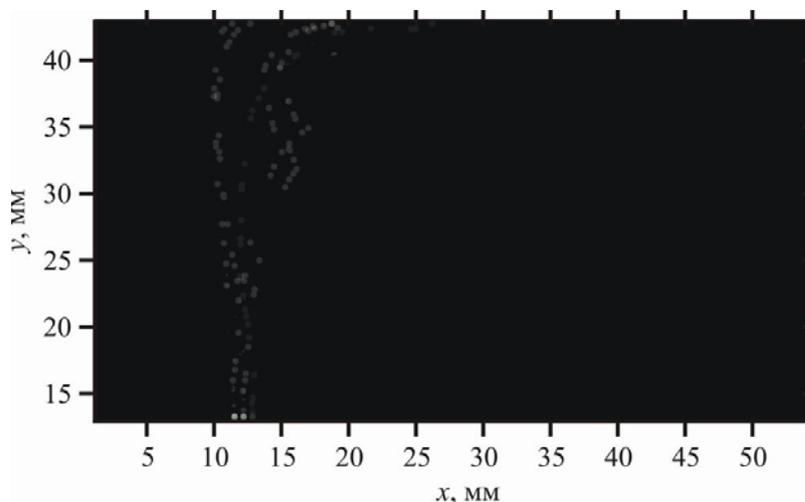


Рис. 6. Пространственная локализация дисперсной фазы

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Пространственная локализация пузырьков, полученная с помощью численного моделирования, хорошо согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, модель движения сферы в ускоренном потоке жидкости хорошо работает при описании динамики дисперсной фазы в газонасыщенной импактной струе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дыбан Е. П., Мазур А. И.** Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. - Киев: Наук. думка, 1982. - 303 с.
2. **Neal L. G., Bankoff S. G.** A high-resolution resistivity probe for determination of local void properties in gas-liquid flow // *AIChE. J.* - 1963. - v. 9, № 4. - P. 490 - 494.
3. **Delhaye J. M.** Anemometrie a fil chaud dans les ecoulements diphasiques // *C. r. Acad. sci.* - 1968. - v. 266, № 6. - P. 370 - 373.
4. **Delhaye J. M.** Hot-film anemometry in two-phase flow. *Two-phase flow instrumentation // Trans. ASME.* - 1969. - v. 3, № 6. - P. 58 - 69.
5. **Delhaye J. M.** Mesure de taux de vide local en ecoulement diphasique eau-air par un anemometrie a fil chaud: Rapp. TT / Centre d'Etudes Nucleaires de Grenoble / Service des Transferts Thermiques, Grenoble. - 1967. - № 79.
6. **Delhaye J. M.** Two-phase pipe flow // *Intern. J. Chem. Engng.* - 1983. - v. 23, № 3. - P. 385 - 410.
7. **Delhaye J. M., Semeria R., Flamand J. C.** Void fraction, vapor, and liquid temperatures local measurements in two-phase flow using a microthermocouple // *J. Heat Transfer.* - 1973. - v. 95, №3. - P. 365 - 370.
8. **Ибрагимов М. Х., Бобков В. П., Тычинский Н. А.** Исследование поведения газовой фазы в турбулентном потоке смеси воды и газа в каналах // *Теплофизика высоких температур.* - 1973. - т. 11, № 5. - С. 1051 - 1061.
9. **Serizawa A., Kataoka I., Michiyoshi I.** Turbulence structure of air-water bubbly flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* - 1975. - v. 2, № 1. - P. 235 - 246.
10. **Zun I.** The traverse migration of bubbles influenced by walls in vertical bubbly flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* - 1980. - v. 6, № 4. - P. 583 - 588.

11. **Rouhani Z.** Effect of wall friction and vortex generation on the radial distribution of different phases // Intern. J. Multiphase Flow. - 1976. - v. 3, № 1. - P. 35 - 50.
12. **Sene K. J., Hunt J. C. R., Thomas N. H.** The role of coherent structures in bubble transport by turbulent shear flows // J. Fluid Mech. - 1994. - v. 259, P. 219 - 240.
13. **Белоусов А. П.** Пространственное распределение газовой фазы в осесимметричной затопленной импактной струе // Прикладная механика и техническая физика. - 2009. - т. 50, № 4. - С. 33-38.
14. **Raffel M.** Particle image velocimetry. A practical guide / M. Raffel, C. Willert, Y. Kompenhans. Berlin: Springer-Verlag, 1998.
15. **Christopher E. Brennen.** Fundamentals of Multiphase Flows. - Cambridge University Press, 2005. - P. 410.

A.P. Belousov

*Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Russia,
630090, Novosibirsk, Akademika Lavrent'eva pr., 1, E-mail: abelousov@ngs.ru*

DISPERSED PHASE DYNAMICS IN AXISYMMETRIC SUBMERGED IMPINGING JET

The disperse phase dynamic in liquid-gas axisymmetric submerged impinging jet is numerically simulated. Continuous phase velocity field is experimentally measured. The model of sphere moving in accelerating fluid is used for bubble dynamics research.

GAS-LIQUID FLOWS, NUMERICAL SIMULATION, LARGE-SCALE VORTICAL STRUCTURES, JET FLOWS, PIV