

01;03

## Численные исследования влияния вынужденных возмущений на течение жидких струй в газовой среде

© П.Б. Абросимов,<sup>1</sup> П.В. Заплатин,<sup>2</sup> В.С. Нагорный,<sup>2</sup> А.А. Шмидт<sup>1</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: nagorny@jet.hop.stu.neva.ru

(Поступило в Редакцию 12 декабря 2006 г.)

Представлены результаты численных исследований влияния вынужденных возмущений полей скорости и давления на потерю устойчивости и турбулизацию, а также монодиспергирование капиллярной ламинарной струи вязкой жидкости в газовой среде.

PACS: 47.20.-k, 47.27.Cn

### Введение

Исследование процессов монодиспергирования, потеря устойчивости, перехода ламинарного течения в турбулентной (турбулизации) струй жидкости представляет большой интерес как с точки зрения развития фундаментальных идей механики сплошных сред, так и для решения широкого круга прикладных задач. В настоящее время весьма актуальной задачей является уточнение механизмов гидродинамической неустойчивости, турбулизации ламинарных струй, распада ламинарной струи на монодисперсные капли под действием управляющих сигналов автоматических систем в связи с разработкой инновационных преобразователей рода энергии сигналов физически неоднородных систем управления, а также управляемых от микроЭВМ электрокапеструйных технологий для различных областей науки и отраслей промышленности [1,2].

Несмотря на большое число публикаций, посвященных этим явлениям (см., например, [3–5]), имеющаяся информация часто относится к процессам неуправляемого диспергирования струй жидкости на полидисперсные капли, при этом влияние окружающего струю газа не принимается во внимание. В большинстве исследований, рассматривающих эффекты окружающей среды, для каждого из компонентов системы (газ, струя или капли) используются свои модели, что делает такой подход громоздким и создает проблемы замыкания. В экспериментальных исследованиях приводятся, как правило, лишь интегральные характеристики турбулизации и диспергирования струи, что создает определенные сложности при выделении вклада того или другого физического механизма в общую картину исследуемого процесса.

Решаемые в настоящей статье фундаментальные задачи, их результаты в конечном итоге могут быть востребованы и использованы в дальнейшем для создания (на базе режимов монодиспергирования струй) наукоемких конкурентоспособных инновационных электрокапеструйных технологий, а также электрогидрав-

лических и электропневматических преобразователей с управляемым изменением режимов течения струй.

### Модель численного расчета течения струи жидкости в газовой среде

В предположении изометрического характера течения разработана обобщенная модель расчета, основанная на общей системе интегральных уравнений сохранения массы и импульса среды. При этом используется единое описание струи, капель и окружающего газа в рамках модели Навье–Стокса [6] с выделением межфазной поверхности с помощью понятия объемного содержания фазы. Процессы дробления движущейся в газе (воздухе) струи жидкости на монодисперсные капли, а также процессы потерь устойчивости ламинарной струи под действием вынужденных возмущений численно исследовались с использованием процедуры отслеживания поверхности разделения фаз на эйлеровских расчетных сетках.

Потеря устойчивости струи жидкости в окружающем газе и ее распад на монодисперсные капли исследуются на основании нестационарных интегральных уравнений сохранения массы и импульса, которые для  $\phi$  имеют вид:

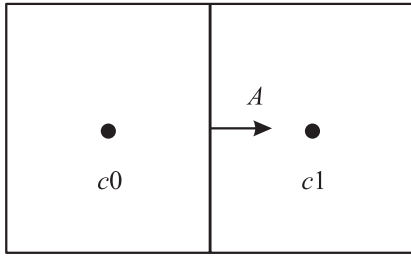
$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_A \rho \phi \mathbf{v} dA = \int_A \Gamma_\phi \nabla \phi dA, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность соответствующей среды (жидкость струи, окружающий газ);  $\mathbf{v}$  — вектор скорости;  $dV$ ,  $dA$  — элементарный объем и элемент площади поверхности этого объема;  $\Gamma_\phi$  — коэффициент диффузии  $\phi$ .

Для пояснения принципов дискретизации уравнения сохранения импульса рассмотрим стационарное уравнение переноса величины  $\phi$ :

$$\int_A \rho \phi \mathbf{v} dA = \int_A \Gamma_\phi \nabla \phi + \int_V S_\phi dV, \quad (2)$$

где  $S_\phi$  — источник  $\phi$  в единице объема.



**Рис. 1.** Контрольный объем, используемый для иллюстрации дискретизации скалярного уравнения переноса.

Введя расчетную сетку (рис. 1), можно провести дискретизацию уравнения (2) для каждого контрольного объема [7], которая дает:

$$\sum_f^{N_f} \rho_f \phi_f \mathbf{v}_f A_f = \sum_f^{N_f} \Gamma_\phi (\nabla \phi)_f A_f + S_\phi V, \quad (3)$$

где  $N_f$  — количество поверхностей контрольного объема;  $\phi_f$  — значение  $\phi$  на грани  $f$  контрольного объема;  $\rho_f \mathbf{v}_f A_f$  — поток массы через грань  $f$ ;  $A_f$  — площадь поверхности грани  $f$ .

Дискретные значения величины  $\phi$  присваиваются центрам ячеек  $C_0$  и  $C_1$  (рис. 1), а на поверхности  $f$  значения получают путем интерполяции. Значения  $\phi_f$  получают, используя противопоточные схемы.

Изложенная ранее схема дискретизации для переноса скалярной величины  $\phi$  (см. уравнения (2), (3)) применяется и для дискретизации уравнения сохранения импульса как для движения струи жидкости, так и для окружающего струю газа. В дискретном виде уравнение сохранения массы жидкости и газа

$$\int_A \rho \mathbf{v} dA = 0 \quad (4)$$

имеет вид:

$$\sum_f^{N_f} J_f A_f = 0, \quad (5)$$

здесь  $J_f$  — поток массы через грань  $f$ .

Для предотвращения появления нефизических осцилляций давления массовый поток  $J_f$  через поверхность может быть записан следующим образом:

$$J_f = \hat{J}_f + d_f (p_{c0} - p_{c1}), \quad (6)$$

где  $p_{c0}$  и  $p_{c1}$  — давления в ячейках с обеих сторон от поверхности грани ячейки (рис. 1);  $\hat{J}_f$  — массовый поток с учетом влияния скоростей в этих ячейках;  $d_f$  является функцией коэффициентов уравнения моментов, осредненных по всем граням  $f$  расчетной ячейки.

В результате дискретизации имеем систему дискретных нелинейных уравнений, которая линеаризуется, что дает систему уравнений для искомых величин в каждой ячейке расчетной сетки. При этом применяется неявный

способ линеаризации, полученные уравнения решаются методом Гаусса–Зейделя.

В разработанном подходе к моделированию течения и диспергирования струи жидкости в окружающем газе для получения решения системы дискретных линеаризованных уравнений сохранения массы и импульса используется итерационная процедура, блок-схема которой показан на рис. 2. При этом последовательно выполняются следующие вычисления.

1. Подготавливаются параметры течения (используются предыдущий шаг по времени).

2. С использованием текущих значений потоков массы и давления вычисляются предварительные значения скоростей  $u$ ,  $v$  и  $w$  рассматриваемой среды.

3. Используется итерационный алгоритм для вычисления уточненного давления.

4. С помощью найденных полей скорости, давления и потоков массы рассчитываются параметры среды.

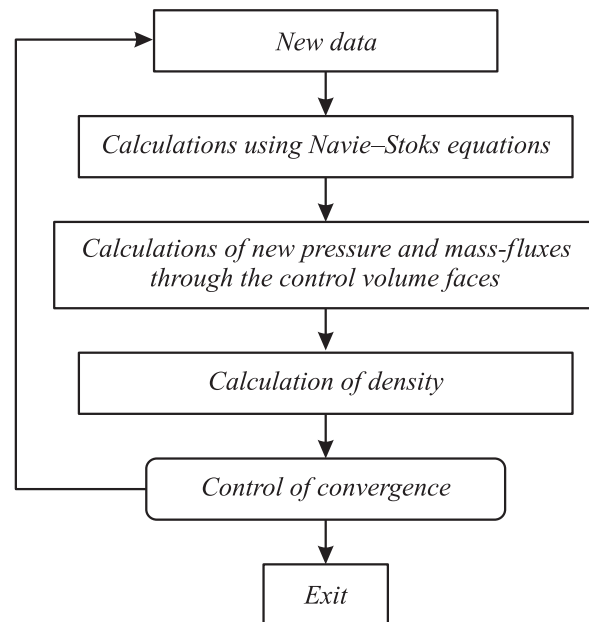
5. Проверяется сходимость.

Рассмотрим использование разработанной модели численного расчета течения струи жидкости в газовой среде применительно к случаю двухфазного изотермического течения жидкость–газ. Обозначим в контрольном объеме  $\alpha_l$  — объемное содержание жидкой фазы,  $\alpha_g$  — объемное содержание газовой фазы.

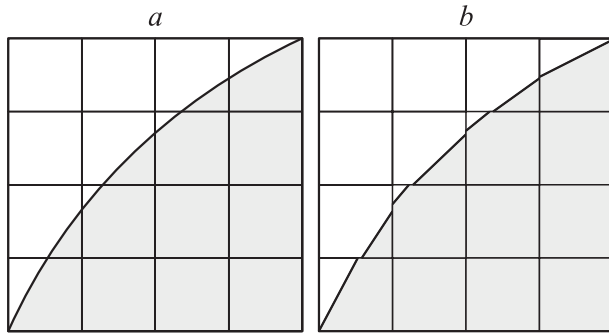
Уравнение для объемного содержания жидкой фазы  $l$  получается из уравнения сохранения массы, которое можно записать в общем виде [6]

$$\frac{1}{\rho_l} \left[ \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \rho_l) + \nabla (\alpha_l \rho_l \mathbf{v}_l) \right] = S_{\alpha_l} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{gl} - \dot{m}_{lg}), \quad (7)$$

где  $\dot{m}_{gl}$  — массовый перенос из фазы  $l$  в  $g$ ,  $S_{\alpha_l}$  — источник массы,  $\mathbf{v}_l$  — вектор скорости фазы  $l$ ,  $\rho_l$  — плотность фазы  $l$ .



**Рис. 2.** Блок-схема численного расчета процессов движения струи жидкости в газе.



**Рис. 3.** Реконструкция межфазной поверхности: реальная межфазная поверхность (а) и кусочно-линейное представление межфазной границы (б).

Поскольку в рассматриваемой задаче о потере устойчивости, турбулизации и разрушении струи жидкости в окружающем газе межфазный массообмен пренебрежимо мал и отсутствуют источники фаз, то уравнение объемного содержания жидкости (фаза  $l$ ) сводится к

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla(\alpha_l \mathbf{v}_l) = 0. \quad (8)$$

Для объемного содержания газа (фаза  $g$ ) уравнение объемного содержания может быть записано

$$\alpha_g = 1 - \alpha_l. \quad (9)$$

Таким образом, зная в каждой расчетной ячейке содержание фаз, можно определить свойства среды в ней при помощи осреднения по объему параметров фаз. Другими словами, если мы имеем течение жидкости  $l$ , а ее содержание в контрольном объеме обозначим  $\alpha_l$ , то возможны три варианта заполнения выбранной ячейки:  $\alpha_l = 0$  — ячейка пуста (для фазы  $l$ );  $\alpha_l = 1$  — ячейка полна (для фазы  $l$ );  $0 < \alpha_l < 1$  — в ячейке находится граница между фазами  $g$  и  $l$ . Для более точного определения положения межфазной границы используется схема, по которой гладкая кривая реальной межфазной границы при расчете заменяется дискретным аналогом в кусочно-линейном приближении (рис. 3). Считается, что межфазная граница является прямой линией с наклоном в каждой ячейке. Этот линеаризованный образ используется для расчетов движения фазы  $g$  через грани ячейек.

На первом шаге в этой схеме рассчитывается позиция линеаризованной границы относительно центра выделенного объема на базе известного содержания фаз  $\alpha_l$  и их производных в каждой ячейке. На втором шаге определяются притоки массы фаз через каждую грань, при этом используются линейные представления межфазной границы и информация о нормальной и тангенциальной составляющих скоростей фаз на гранях. На третьем шаге производится расчет объемного содержания фаз в каждой ячейке с использованием баланса потоков массы, полученных на предыдущем шаге.

Зная объемное содержание фаз в ячейках, можно определить с учетом (9) физические параметры среды, которые входят в уравнение сохранения импульса. В частности, считается, что давления обеих фаз равны, плотность определяется из

$$\rho = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_g, \quad (10)$$

а динамический коэффициент вязкости определяется как

$$\mu = \alpha_l \mu_l + (1 - \alpha_l) \mu_g. \quad (11)$$

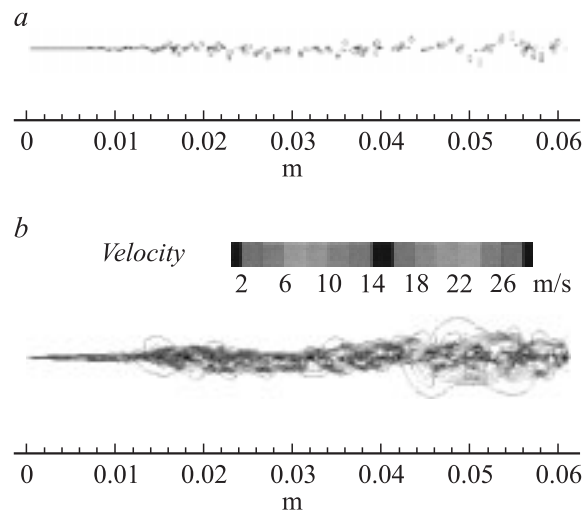
Силу поверхностного натяжения можно представить как объемную в следующем виде:

$$F_{vol} = \frac{2\sigma_{ij}\rho k_i \nabla \alpha_i}{(\rho_i + \rho_j)}, \quad (12)$$

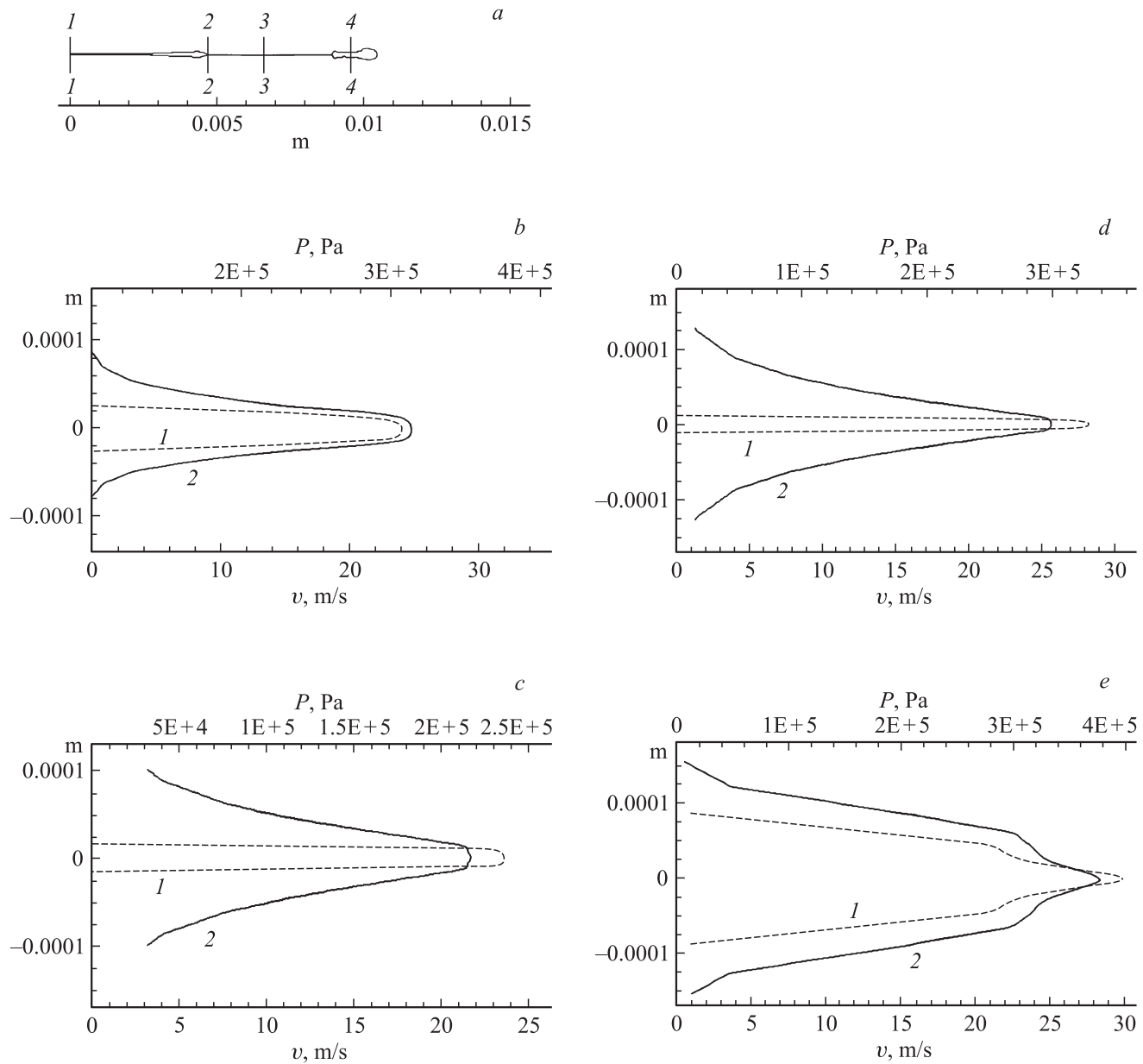
где  $\rho$  — плотность, осредненная по ячейке,  $\sigma_{ij}$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $k_i$  — кривизна поверхности, ограничивающей фазу  $i$ .

## Результаты и их обсуждение

Для проверки возможностей описанного выше алгоритма были проведены расчеты истечения плоской и осесимметричной струй воды в воздух из сопла с параметрами, близкими к экспериментальным данным [1,2]. На основе анализа экспериментальных данных (диаметр сопла, длина и диаметр неразрушившейся части струи, расстояние между каплями) и с целью минимизации возмущений на внешних границах расчетной области выбрана расчетная сетка, которая позволяла получить поле течения (струя жидкости—окружающий ее газ) в области длиной 300 и высотой 100 калибров. Для улучшения разрешающей возможности расчетной сетки вводилось сгущение узлов по вертикали в области



**Рис. 4.** Турбулизованная струя (а) и распределение скоростей турбулизованной струи и окружающего газа (б): рабочая жидкость—вода; окружающий струю газ—воздух.



**Рис. 5.** *a* — монодиспергирование струи жидкости (вертикальными линиями с цифрами обозначены сечения в которых взяты профили продольной составляющей скорости и полного давления). *b–e* профили продольной составляющей скорости и полного давления в сечениях 1–1, 2–2, 3–3, 4–4 соответственно (*1* —  $P_o$ , *2* —  $V_x$ ).

струи. Шаг сетки по продольной координате был равен половине диаметра сопла.

Вынужденные возмущения вытекающей из сопла струи жидкости от управляющих сигналов автоматических систем при численных расчетах моделировались заданием одного из двух входных граничных условий:

$$p = p_0 + p_1 \cos(\omega t) \quad (13)$$

или

$$v = v_0 + v_1 \cos(\omega t), \quad (14)$$

где  $p_0$  — уровень давления, при котором струя жидкости истекает в газовую среду;  $p_1$  — амплитуда изменения

давления под действием вынужденных гармонических возмущений с круговой частотой  $\omega$ ;  $v_0$  — скорость (профиль скоростей) струи жидкости на выходе из сопла;  $v_1$  — изменение скорости струи под действием вынужденных гармонических возмущений с круговой частотой  $\omega$ . В качестве граничного условия на остальной внешней границе задавалось атмосферное давление.

В качестве примера на рис. 4, 5 приведены результаты численных расчетов по разработанному алгоритму для водяной струи, истекающей из плоской щели в воздушную среду при атмосферном давлении.

На рис. 4 показан профиль (*a*) и распределение скоростей (*b*) турбулизованной под действием вынужденных

возмущений (14) струи дистиллированной воды, истекающей в воздух из плоской щели высотой  $10^{-4}$  м со скоростью, заданной по закону (14), при  $v_0 = 15$  м/с, круговой частоте вынужденных возмущений скорости  $\omega = 7.6 \cdot 10^4$  с $^{-1}$  и  $v_1/v_0 = 0.2$ . Из приведенных результатов (рис. 4) можно сделать следующие предварительные выводы:

— вынужденные возмущающие воздействия поля скоростей истекающей в газовую среду струи жидкости приводят к потере ее устойчивости. При этом компактная струя несколько расширяется;

— при дальнейшем движении струи наблюдается распад струи на полидисперсные капли, летящие по разным траекториям;

— распределения скоростей струи жидкости и окружающего газа имеют вид, характерный для турбулентного режима течения.

На рис. 5 приведены результаты численного расчета режимов распада ламинарной струи жидкости (вода) на монодисперсные капли под действием вынужденных возмущений (14) струи, истекающей в воздух из плоской щели высотой  $74 \mu\text{м}$  при  $p_0 = 1.96 \cdot 10^5$  Р и круговой частоте вынужденных возмущений давления  $\omega = 1.3 \cdot 10^4$  с $^{-1}$  для  $p_1/p_0 = 1.5$ .

Результаты численного моделирования (рис. 5) модуляции поверхности струи при ее распаде на монодисперсные капли под действием вынужденных возмущений полей давлений качественно согласуются с экспериментальными данными [2].

## Заключение

Разработана обобщенная модель численного моделирования истечения струи жидкости в газовую среду, позволяющая в зависимости от характера вынужденных возмущений (полей скоростей или полей давлений) исследовать процессы потери устойчивости ламинарной струи и дальнейшей ее турбулизации (при разработке преобразователей рода энергии сигналов), а также режимы распада струи на монодисперсные капли под действием вынужденных возмущений. Последнее позволит при дальнейших исследованиях определить в зависимости от различных показателей течения, источников вынужденных возмущений принципиально важный параметр для успешной реализации электрокаплеструйных технологий — расстояние от среза сопла до точки дробления струи на монодисперсные капли (в этой точке размещается зарядный электрод для управляемого сообщения отрывающейся от струи капле электрического заряда того или иного знака и той или иной величины).

Работа выполнена при поддержке РФФИ и СПб НЦ (гранты № 06-08-01234-а, 05-01-08073-а, 05-01-00809-а, 05-08-33420-а).

## Список литературы

- [1] *Нагорный В.С., Денисов А.А.* Устройства автоматики гидро- и пневмосистем. М.: Высш. шк., 1991. 367 с.
- [2] *Нагорный В.С., Левченко Ю.А.* Электрокаплеструйная автоматика в производстве химических нитей. СПб.: Политехника, 2001. 230 с.
- [3] *Sirignano W.A., Mehring C.* // Progress in Energy and Combustion Sci. 2000. Vol. 26. P. 609–655.
- [4] *Ghung H.M., Soek J.K., Moon S.Y., Lee C.W.* // J. of Phys. A: Mathematical and General. 2001. Vol. 34. P. 6573–6583.
- [5] *Reitz R.D., Bracco F.V.* // Phys. Fluids. 1982. Vol. 25 (10). P. 1730–1742.
- [6] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 736 с.
- [7] *Роуч П.* Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.