

УДК 681.3

О.В. КРАВЧЕНКО, И.Г. СУВОРОВА, Я.В. СМИРНОВ, С.С. ХОЛОБЦЕВ*Институт проблем машиностроения им. А.Н.Подгорного, Украина***НЕТРАДИЦИОННЫЕ ЭНЕРГОТЕХНОЛОГИИ ЭФФЕКТИВНОГО ПОЛУЧЕНИЯ И ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ КОМПОЗИТНЫХ ЖИДКИХ ТОПЛИВ**

Математическая модель течения вязкой несжимаемой жидкости, построенная методом R-функций и ее компьютерная реализация, позволила в рамках системы ПОЛЕ провести численное исследование в гидродинамических каналах со сложным профилем, получить качественные картины течения. Проведенные исследования позволили спроектировать устройство для получения и сжигания искусственных композитных жидких топлив (ИКЖТ).

форсунка, кавитация, ИКЖТ, R-функция, математическая модель, гидродинамика**Введение**

Проведение фундаментальных и прикладных исследований в области математического описания и компьютерного моделирования многокомпонентных потоков в сложнополостных системах для совершенствования существующих и разработки новых энергопреобразующих конструкций достигается построением адекватных математических моделей соответствующих физических процессов.

1. Математическая модель

Основные краевые задачи для стационарных уравнений Навье-Стокса связаны с исследованием течений в замкнутых полостях, каналах, течений со свободными поверхностями, в струях и следах за телами, с обтеканием тел. При этом интегрирование уравнений Навье-Стокса проводится в областях (конечных или бесконечных), на границе которых ставятся условия из соображений физического характера (условия прилипания или скольжения по поверхности тел, вдува или отсоса на проницаемых поверхностях, условия внешнего потока вдали от обтекаемого тела, условия на свободной границе и др.).

Для нестационарных задач помимо граничных условий должны задаваться начальные условия.

Одним из наиболее распространенных видов пространственных течений является движение, симметричное относительно некоторой оси, называемое осесимметричным.

В пространственных движениях нельзя ввести функцию тока в общем случае, как это было сделано при изучении плоских движений. Функция тока существует только в отдельных частных случаях, одним из которых является осесимметричное движение.

Когда движение симметрично относительно оси x , вихревые линии должны быть окружностями, центры которых лежат на этой оси и плоскости которых перпендикулярны ей. Такие движения удобно рассматривать с помощью функции тока Стокса, существование которой не зависит от того, является ли движение безвихревым или нет.

Уравнение Навье-Стокса и уравнение неразрывности для осесимметричного течения в цилиндрических координатах (r, θ, z) могут быть представлены в следующей форме [1]:

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rv_r)}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Здесь (1), (2) – уравнения Навье-Стокса, (3) – уравнение неразрывности движения [1 – 3].

С помощью несложных преобразований система (1) – (3) сводится к (4)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \zeta}{\partial t} + v_r \frac{\partial \zeta}{\partial r} + v_z \frac{\partial \zeta}{\partial z} - \frac{v_r \zeta}{r} = \\ & = \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial r} - \frac{\zeta}{r^2} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Эту форму уравнения Навье-Стокса можно представить в безразмерном виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \zeta}{\partial t} + v_r \frac{\partial \zeta}{\partial r} + v_z \frac{\partial \zeta}{\partial z} - \frac{v_r \zeta}{r} = \\ & = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial r} - \frac{\zeta}{r^2} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

При следующей замене:

$$v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}; \quad v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (6)$$

получается единственное уравнение для определения функции тока ψ . Оно называется бигармоническим уравнением и может быть записано в форме

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right\} + \\ & + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \\ & + \frac{1}{r^3} \frac{\partial \psi}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \\ & - \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} \left\{ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right\} + \right. \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \\ & \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right\} - \right) \end{aligned}$$

$$-\frac{1}{r^3} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right) = 0. \quad (7)$$

После определения функции тока давление может быть найдено из уравнения Пуассона, правая часть которого выражается через производные функции тока

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \\ & = \frac{2}{r^2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial r} \right) \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Граничные условия формулируются как условие прилипания частиц жидкости к твердой стенке. Это означает отсутствие как нормальной к твердой поверхности относительной скорости между частицами жидкости и близлежащими точками поверхности ($v_n = 0$), так и касательных составляющих относительной скорости ($v_\tau = 0$), т.е. отсутствие скорости скольжения жидкости по поверхности. На входе в канал известно $v_z = v_1(r)$; $v_r = 0$, а на выходе имеем в общем случае $\int_a^c v_1(r) r dr = \int_0^b v_2(r) r dr$, что следует из равенства расхода жидкости через входное и выходное сечения канала. На рис. 1 представлен осесимметричный канал и показано задание граничных условий.

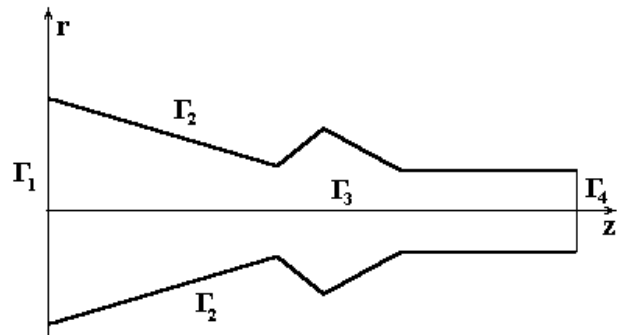


Рис. 1. Пример осесимметричного канала

Вход Γ_1

$$\psi|_{\Gamma_1} = \frac{Ar^4}{4} + \frac{Br^2}{2}, \quad (9)$$

где A, B – постоянные, значения которых зависят от желаемого типа профиля втекающего потока (параболический или однородный) и от радиуса трубы.

Выражение (9) получено из интегрирования уравнения связывающего v_z с функцией тока ψ .

Твердая граница Γ_2 :

$$\psi|_{\Gamma_2} = const. \quad (10)$$

На твердой границе и радиальная, и осевая составляющие скорости равны нулю вследствие принятия условия отсутствия скольжения, характерного для вязкой жидкости.

$$v_r|_{\Gamma_2} = v_z|_{\Gamma_2} = 0.$$

Осевая линия Γ_3 . Завихренность и радиальная скорость на осевой линии – нулевые [1, 2]. Значение функции тока на осевой линии произвольно, поэтому можно предположить, что

$$\psi|_{\Gamma_3} = 0. \quad (11)$$

Граница вниз по потоку. ψ находится по линейной экстраполяции в осевом направлении либо из равенства расхода жидкости. В случае численной реализации методом R-функций можно это условие не задавать, а принять его как естественное.

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = 0 \quad (12)$$

на всей границе области.

2. Применение RFM для решения гидродинамических задач

Искомые функции тока и вихря зависят от числа Рейнольдса (Re), характеризующего отношение сил инерции к силам вязкости и определяющего интенсивность вынужденной конвекции. При решении уравнения (7) возникают трудности, связанные с наличием малого параметра при старшей производ-

ной ($1/Re$) и нелинейностью исходного оператора задачи. Наличие малого параметра при старшей производной приводит к большим кривизнам (резкому перепаду градиентов) решения, что соответствует появлению у стенок областей при больших Re пограничного слоя, толщина которого пропорциональна $1/\sqrt{Re}$. Нелинейность оператора, типичная для систем гидродинамического типа, обусловлена в случае несжимаемой жидкости инерционными составляющими в уравнениях количества движения. Все это приводит при $Re \gg 1$ к образованию весьма сложных течений и в ряде случаев явление вычислительной неустойчивости трудно отличить от возможного сложного поведения решения. В большинстве случаев для каждого типа течения в некотором диапазоне чисел Re существует единственное устойчивое стационарное решение уравнения Навье-Стокса, для получения которого можно использовать либо стационарные уравнения, либо нестационарные при $t \rightarrow \infty$ (метод установления). При увеличении числа Re стационарное решение перестает быть единственным и начинает зависеть от начальных данных.

Метод R-функций (RFM) позволяет решать такой класс задач.

Решение уравнения (7) представим в виде

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_0,$$

где

$$\Psi_0 = \frac{\sum_{i=1}^N \Psi_i}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{w_i^2}};$$

w_i – участки границы области, которые заданы при помощи R-функций;

Ψ_0 и Ψ_1 – соответственно однородная и неоднородная части структуры решения;

Ψ_0 – функция, точно удовлетворяющая всем граничным условиям, обеспечивающая продолжение граничных условий внутрь области и получена с

помощью формулы «склейки», разработанной В.Л. Рвачевым;

ψ_1 – неопределенная компонента структуры решения, имеющая вид:

$$\psi_1 = \sum_{i=1}^N C_i \varphi_i,$$

где C_i – константы, которые необходимо определить;

φ_i – специальные функции, классические полиномы или полиномы с локальными носителями.

Уравнение (7) в терминах ψ_1 и ψ_0 будет иметь вид:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\text{Re}} \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial r^4} - \frac{2}{r} \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial z^2 \partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial z^4} + \right. \\ & \left. + \frac{2}{r^2} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial r^3} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial z^2 \partial r} - \frac{3}{r^3} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r^2} + \frac{3}{r^4} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \right) - \\ & - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial z^2 \partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial r^3} + \\ & + \frac{2}{r^3} \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial z^2} + \frac{3}{r^3} \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r^2} - \\ & - \frac{3}{r^4} \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial z^3} + \\ & + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial r^2 \partial z} - \frac{1}{r^3} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r \partial z} - \\ & - \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial z^2 \partial r} + \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial z^2 \partial r} \right) - \\ & - \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial r^3} + \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial r^3} \right) + \\ & + \frac{2}{r^3} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial z^2} + \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial z^2} \right) + \\ & + \frac{3}{r^3} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial r^2} + \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r^2} \right) - \\ & - \frac{3}{r^4} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial z} \frac{\partial \psi_0}{\partial r} + \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \right) + \\ & + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial z^3} + \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial z^3} \right) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial r^2 \partial z} + \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial r^2 \partial z} \right) - \\ & - \frac{1}{r^3} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial r \partial z} + \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r \partial z} \right) = \\ & = -\frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^4 \psi_0}{\partial r^4} - \frac{2}{r} \frac{\partial^4 \psi_0}{\partial z^2 \partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial^4 \psi_0}{\partial z^4} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial r^3} + \right. \\ & \left. + \frac{2}{r^2} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial z^2 \partial r} - \frac{3}{r^3} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial r^2} + \frac{3}{r^4} \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \right) + \\ & + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial z^2 \partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial r^3} - \\ & - \frac{2}{r^3} \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial z^2} - \frac{3}{r^3} \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial r^2} + \\ & + \frac{3}{r^4} \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \frac{\partial \psi_0}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial z^3} - \\ & - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial r^2 \partial z} + \frac{1}{r^3} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r \partial z}. \end{aligned} \quad (13)$$

3. Компьютерная реализация

Поставленные задачи решаются методом R-функций в условиях эксплуатации системы ПОЛЕ, разработанной в Институте проблем машиностроения НАН Украины.

Типовые формы каналов, на которых исследовался предлагаемый способ и получены основные геометрические параметры тороидальной форсунки, представлены на рис. 2, где r_{ex} – диаметр входа, а r_c – диаметр выходного канала.

Численный эксперимент подтвердил тот факт, что диаметр r_{ex} должен быть меньше диаметра r_c . Даже при равенстве диаметров численный эксперимент показал, что поток в тороидальной камере смешения практически "застойный".

Канал, с изображённой на рис. 2 геометрией, для случая, когда $r_{ex} < r_c$ и камера смешения – тор, обеспечивает высокую активность течения основного компонента и падение давления в камере, что приводит к эффектам эжекции и кавитации. Доказательством являются графики, представленные на

рис. 3, 4 функции тока ψ , давления P (соответственно).

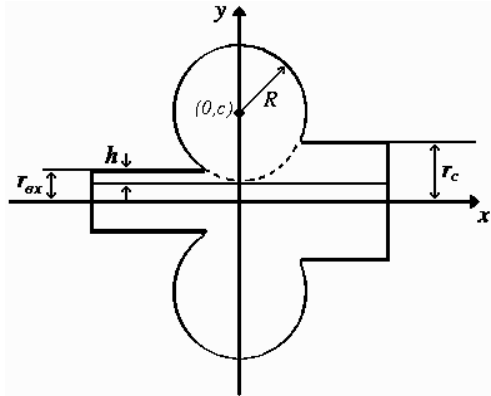


Рис. 2. Типовые формы каналов

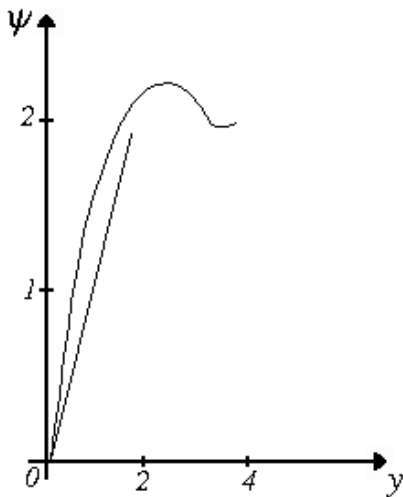


Рис. 3. График функции тока Ψ в камере смешения

Численные эксперименты, для различных диаметров тороидальной камеры показали, что уменьшение глубины погружения h тора в канал приводит к появлению кратных корней при решении краевой задачи на собственные значения (когда мы рассматриваем данный канал как волновод), т.е. к резонансным явлениям, даже на основном типе волн. Уменьшение глубины погружения вызывает кратность (резонанс) и четырёх последующих корней.

Таким образом, для избежания активных шумовых эффектов, глубину погружения камеры необходимо выполнять как минимум до оси симметрии.

Отмечается отсутствие существенного влияния увеличения диаметра камеры при фиксированном диаметре канала на величину собственных значений, т.е. нет необходимости увеличивать диаметр входного и соответственно выходного сопла при фиксированном диаметре камеры.

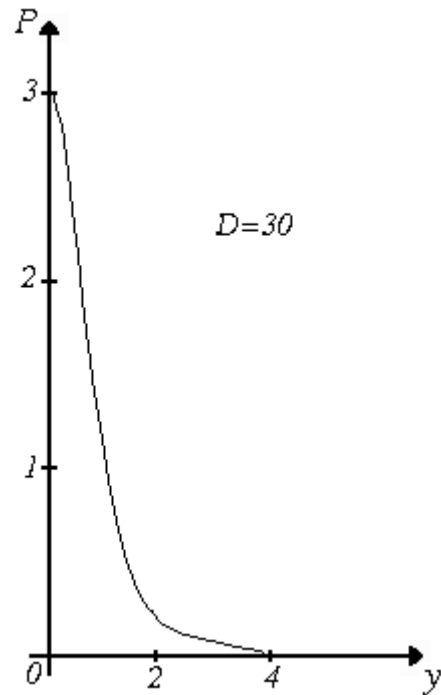


Рис. 4. График давления внутри камеры смешения

Прогнозируя конструктивные параметры камеры смешения, и исходя из численных исследований, можно выбирать характерные размеры сопел и камеры, дающие резонансные явления, которые приводят к кавитации.

На рис. 5 представлен разрез реальной форсунки – камеры смешения.

Всё это позволяет создавать универсальные камеры смешения для различных гетерогенных систем (газообразных, жидкостных, порошковых и т.д.).

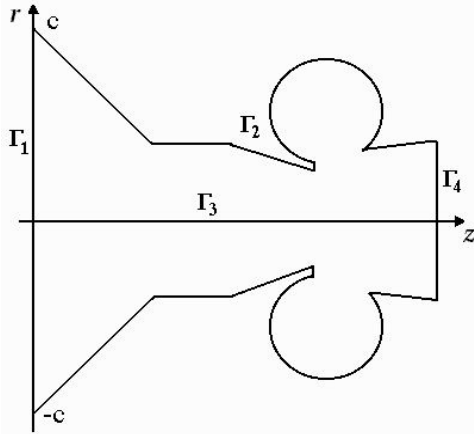


Рис. 5. Разрез реальной форсунки вдоль оси симметрии

Математическая формулировка задачи сводится к решению уравнения (13) со следующими краевыми условиями:

– Γ_1 – вход в канал

$$\psi|_{\Gamma_1} = -\frac{r^4}{2c^2} + \frac{r^2}{2};$$

– Γ_2 – твердая граница, которая описана R-функциями

$$\psi|_{\Gamma_2} = const;$$

– Γ_3 – ось симметрии

$$\psi|_{\Gamma_3} = 0;$$

– Γ_4 – выход из канала. Здесь условие не задаем, считаем его естественным.

На рис. 6 представлена картина линий уровня функции тока ψ при $Re = 1$.

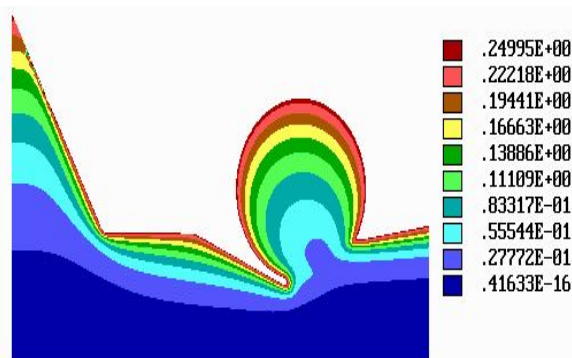


Рис. 6. Линии уровня функции тока

4. Искусственные композитные жидкие топлива

Эмульсии и суспензии – разнообразные по составу и свойствам жидкие дисперсные среды – широко используются в промышленности и в сельском хозяйстве, в строительных технологиях и в металлообработке, и в частности, в производстве ремонтно-отделочной продукции, лакокрасочном и химическом производствах, в выпуске товаров бытовой химии, горюче-смазочных материалов.

Процессы приготовления этих дисперсных систем и их подача (транспортирование) являются весьма важным технологическим этапом во многих производствах.

При этом качественный состав конечного продукта, затраты, связанные с его получением и перекачкой (нередко больших объемов), во многом зависят от выбора технологических способов и оборудования для проведения этих операций.

Поэтому понятен интерес, который проявляют и хозяйственники, и специалисты к новинкам в этой области.

В ИПМаш НАН Украины создана установка для глубокой переработки нефти и модификации углеводородных топлив.

Возможности установки таковы:

- разложение тяжелой нефти для эффективной перекачки;
- переработка мазута в дистиллятные фракции с эффективностью до 95%;
- модификация, улучшение качества топлив (уменьшение галогенсодержащих солей, минеральных остатков, свободной воды, обессмоливание, повышение октанового числа и т.д.);
- значительное уменьшение содержания серы в нефти и нефтепродуктах;
- дегазация жидких топлив.



Рис. 7. Натурные форсунки



Рис. 8. Сжигание ИКЖТ с помощью форсунки

5. Результаты натурных испытаний

Были проведены испытания по сжиганию искусственных композитных жидких топлив, технология создания которого осуществлена Международным научно-внедренческим центром «ЭКОЛОГИЯ ПЛАНЕТЫ» (г. Харьков).

Основой производства искусственных композитных жидких топлив служат водо-торфяные и водо-биоиловые эмульсии.

ИКЖТ под давлением 0,4 – 0,5 МПа подавалось на форсунку, с помощью обычного факела производился поджог топлива, а далее происходило автономное сгорание топлива.

На рис. 7 представлены различные типы форсунок, на которых проводился эксперимент (рис. 8).

Наилучшие результаты показала форсунка, работающая без ввода воздуха в смесительную камеру,

т.е. внутренняя геометрия форсунки выполнена таким образом, что достигается эжекция и получение на выходе мелкодисперсной струи, что обеспечивает полное сгорание топлива.

Литература

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1970. – 456с.
2. Кочин Н.Е. Теоретическая гидромеханика / Н.Е. Кочин, И.А. Кибель, Н.В. Розе. – М.: ОГИЗ, 1948. – 432 с.
3. Милн-Томсон Л.М. Теоретическая гидродинамика. – М.: Мир, 1967. – 287 с.

Поступила в редакцию 10.06.2006

Рецензент: д-р техн. наук, проф. А.Н. Бастеев, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков.