

УДК 532.526.2:536.24

© 1996 г. А.В. КАЗАКОВ

ЗАВИХРЕННЫЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОГО ТЕПЛОПРОВОДНОГО ГАЗА В СЛАБОРАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ТРУБЕ С ОБЪЕМНЫМ ПОДВОДОМ ЭНЕРГИИ

Представлены результаты численного исследования вязкого завихренного течения в слаборасширяющейся трубе при наличии подвода тепловой энергии в поток. Рассмотрен начальный этап развития завихренного течения для двух различных распределений продольной составляющей вектора скорости, моделирующих вблизи оси вихря профили скоростей для завихренных течений струйного типа и течений в следе за телом. Первый тип течения может рассматриваться в качестве модели вихревого течения, возникающего вблизи оси вихря, образующегося при обтекании треугольного крыла под углом атаки. Второй тип течения может служить моделью течения вблизи оси концевой вихря за крылом большого удлинения. Рассмотрено развитие течений указанного типа в трубе постоянного сечения, слаборасширяющейся трубе, а также при наличии подвода тепловой энергии с помощью объемного источника энергии, когда температура стенки трубы поддерживается постоянной.

Завихренные движения жидкостей или газов, сопровождающиеся разрушением вихря, являются наиболее интересными и в то же время сложными для адекватного описания явлениями. Разрушением вихря, которое впервые было обнаружено экспериментально [1], сопровождаются, например, обтекание треугольных крыльев под углом атаки, где вихревые нити являются по существу элементами вихревой системы крыла, а также завихренные внутренние течения. Обзор некоторых экспериментальных, численных и теоретических результатов исследований этого явления содержится в [2–5].

Теоретические исследования разрушения вихря в потоке жидкости или газа ведутся в основном в двух направлениях. В первом это явление рассматривается в рамках идеальной жидкости с точки зрения теории гидродинамической устойчивости. Другой подход базируется на аналогии разрушения вихря с отрывом пограничного слоя [6]. Кроме этого к настоящему времени получены также численные решения системы уравнений Навье – Стокса, описывающие разрушение вихря в течениях несжимаемой жидкости в круглых слаборасширяющихся трубах [7], в которых фактически рассмотрена нелинейная стадия развития возмущений, приводящих к разрушению завихренного течения.

Практически во всех исследованиях, выполненных к настоящему времени, рассматривается проблема разрушения вихря в несжимаемой жидкости и развитые для решения этой проблемы подходы не могут быть без серьезных оговорок перенесены на течения вязкого теплопроводного газа. В особенности это касается исследований устойчивости вихревых течений, так как хорошо известно, что характеристики возмущенного течения в газовых потоках существенно зависят не только от чисел Маха набегающего потока, но и распределения температуры в потоке. Действительно, исследования [8–11] показали, что создание того или иного распределения температуры поперек пограничного слоя и подвод тепловой энергии в поток теплопроводного газа не только перестраивают основное невозмущенное течение

газа, но и существенным образом изменяют характеристики устойчивости этого течения. В работах [8–11] была показана также принципиальная возможность управления устойчивостью течения с помощью подвода тепловой энергии в поток. Таким образом, можно ожидать, что учет сжимаемости и теплопроводности может выявить новые особенности поведения завихренных течений, а энергетические методы управления устойчивостью течения теплопроводного газа могут быть использованы и в случае завихренных течений управления их устойчивостью, процессами формирования и разрушения вихря.

1. Постановка задачи. Рассмотрим завихренное течение вязкого теплопроводного газа в круглой слаборасширяющейся трубе с теплоподводом. Полагая течение осесимметричным, воспользуемся цилиндрической системой координат с осью симметрии X , направленной вдоль оси трубы, и введем следующие обозначения: l^* – некоторое характерное расстояние вдоль оси X , на котором происходит развитие вязкого течения, R_0^* – радиус трубы в начальном сечении, u_0^* , ρ_0^* , μ_0^* , h_0^* – скорость, плотность, коэффициент динамической вязкости и энтальпия на оси трубы в ее начальном сечении соответственно.

Полагая, что характерный продольный масштаб течения много больше радиуса трубы ($l^* \gg R_0^*$), для описания течения воспользуемся уравнениями тонкого вязкого слоя [12], которые могут быть получены из исходной системы уравнений Навье – Стокса путем отбрасывания членов порядка $O(R_0^*/l^*)^2$ и выше. В дальнейшем будем использовать безразмерные переменные, для чего продольную координату x^* отнесем к ее характерной длине l^* ($x^* = l^*x$), поперечную координату отнесем к радиусу трубы R_0^* , продольную и окружную составляющие вектора скорости v_x^* и v_φ^* – к u_0^* , поперечную составляющую скорости v_r^* к величине $(u_0^*R_0^*/l^*)$, плотность и коэффициент динамической вязкости отнесем к их значениям на оси ρ_0^* и μ_0^* , энтальпию h^* – к u_0^{*2} , а давление к удвоенному скоростному напору $\rho_0^* u_0^{*2}$. При выбранном обезразмеривании в качестве характерного числа Рейнольдса принимается $Re = \rho_0^* u_0^* R_0^* / \mu_0^*$, причем в этом случае в систему уравнений тонкого вязкого слоя будет входить безразмерный параметр $Re^* = Re(R_0^*/l^*)$.

Система уравнений тонкого вязкого слоя, как известно, является системой параболического типа. Полагая течение осесимметричным, для численного интегрирования системы уравнений тонкого вязкого слоя требуется задать начальные профили скоростей и энтальпии $v_x(r)$, $v_\varphi(r)$, $h(r)$ в начальном сечении трубы, которое в настоящей работе принимается за начало цилиндрической системы отсчета. Таким образом, в сечении $x = 0$ задаются начальные распределения $v_{x0}(r)$, $v_{\varphi0}(r)$, $h_0(r)$, причем температура (энтальпия) для простоты в начальном сечении полагалась постоянной и равной своему значению на оси трубы. На стенке трубы должны быть заданы условия прилипания и непротекания для скорости и величина энтальпии $h_w(x)$ (или, что то же, – температура стенки). На оси трубы на функции течения накладываются следующие условия симметрии $\partial v_x / \partial r = \partial h / \partial r = 0$, $v_r = v_\varphi = 0$. Коэффициент динамической вязкости предполагается зависящим от температуры (энтальпии) по степенному закону $\mu/\mu_0 = (h/h_0)^\omega$.

Для проведения численных расчетов течений в слаборасширяющейся трубе, радиус которой является медленно меняющейся функцией продольной координаты $R = R(x)$, удобно использовать систему уравнений, записанную в переменных: $x = x_1$; $r = R(x_1)r_1$, где новая независимая переменная r_1 изменяется в пределах $0 \leq r_1 \leq 1$. В новых

переменных система уравнений приобретает следующий вид

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x_1} + \rho v_r \frac{\partial v_x}{\partial r_1} = -\frac{\partial p}{\partial x_1} - \frac{\rho v_\varphi^2}{R} \frac{dR}{dx_1} + \frac{1}{\text{Re}^* R^2} \left(\frac{\partial}{\partial r_1} \left(\mu \frac{\partial v_x}{\partial r_1} \right) + \frac{\mu}{r} \frac{\partial v_x}{\partial r_1} \right) \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \rho v_x \frac{\partial v_\varphi}{\partial x_1} + \rho V_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r_1} + \frac{\rho V_r v_\varphi}{r_1} + \frac{\rho v_x v_\varphi}{R} \frac{dR}{dx_1} = \\ = \frac{1}{\text{Re}^* R^2} \left(\frac{\partial}{\partial r_1} \mu \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r_1} - \frac{v_\varphi}{r_1} \right) + \frac{2\mu}{r_1} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r_1} - \frac{v_\varphi}{r_1} \right) \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho v_x \frac{\partial h}{\partial x_1} + \rho V_r \frac{\partial h}{\partial r_1} = v_x \frac{\partial p}{\partial x_1} - \frac{\rho V_r v_\varphi^2}{r_1} + \frac{1}{\text{Re}^* R^2} \left[\frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial r_1} \left(\mu r_1 \frac{\partial h}{\partial r_1} \right) \right] + \\ + \frac{1}{\text{Re}^* R^2} \mu \left(\left(\frac{\partial v_x}{\partial r_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r_1} - \frac{v_\varphi}{r_1} \right)^2 \right) + Q(x_1, r_1) \end{aligned}$$

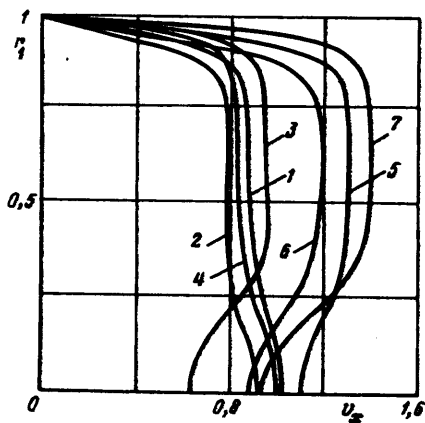
$$\frac{\rho v_\varphi^2}{r_1} = -\frac{\partial p}{\partial r_1}, \quad p = \frac{\gamma-1}{\gamma} \rho h; \quad V_r = \left(v_r - v_x r_1 \frac{dR}{dx_1} \right) R^{-1}$$

$$\frac{\partial \rho v_x}{\partial x_1} + \frac{\rho V_r}{r_1} + \frac{2\rho v_x}{R} \frac{dR}{dx_1} + \frac{\partial \rho V_r}{\partial r_1} = 0$$

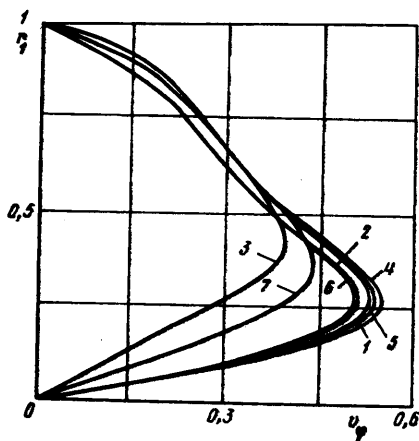
Для интегрирования системы уравнений (1.1) использовалась конечно-разностная аппроксимация уравнений второго порядка точности по координате r_1 и первого порядка точности по продольной координате x_1 . Решение соответствующих конечно-разностных уравнений находилось итерационным способом с помощью двухточечной прогонки, предложенной в [12] для решения систем параболических уравнений. Члены уравнений (1.1), описывающие вязкие напряжения и тепловые потоки, имеют особенность при $r_1 = 0$, и поэтому вид этих членов (как и других членов уравнений, содержащих множитель r_1^{-1}) находился при $r_1 \Rightarrow 0$ с помощью правила Лопиталья. При конечно-разностной аппроксимации уравнений в точках, непосредственно примыкающих к оси трубы, использовались соответствующие выражения для членов уравнений с множителем r_1^{-1} и асимптотическое поведение функций течения и уравнений при $r_1 \Rightarrow 0$.

В данном случае, как и всегда при расчете внутренних течений, распределение давления по продольной координате x вдоль стенки трубы или на оси трубы оказывается не заданным и должно определяться в процессе решения задачи из условия сохранения постоянного расхода газа, протекающего через поперечное сечение трубы. В отличие от незакрученных течений, в которых компонента скорости v_φ отсутствует ($v_\varphi \equiv 0$), для рассматриваемого класса завихренных течений распределение давления поперек трубы в каждом ее сечении находится в процессе итераций при решении краевой задачи (1.1).

2. Результаты расчетов. С целью исследования влияния подвода тепловой энергии на характеристики внутренних завихренных течений были проведены расчеты течения вязкого теплопроводного газа на начальном участке трубы круглого поперечного сечения. В начальном сечении трубы задавался вид распределения скоростей, ана-



Фиг. 1



Фиг. 2

логичный используемому в работах [13, 14]

$$v_x = U_0((1 - \exp[k(r_1^2 - 1)]) + \alpha[\exp(-\sigma r_1^2) - \exp(-\sigma)]) \quad (2.1)$$

$$v_\varphi = W_0(\exp(-k) - \exp[k(r_1 - 1)]) + \beta r_1^{-1}(1 - \exp(-\sigma r_1^2))$$

$$W_0 = \beta(1 - \exp(-\sigma))(1 - \exp(-k))^{-1}, \quad U_0 = (1 + \alpha(1 - \exp(-\sigma)))^{-1}$$

Распределение скоростей, выбранное таким образом, достаточно хорошо описывает экспериментальные данные [13, 14]. Отметим, что вблизи оси трубы это распределение скоростей описывает вихревое течение, аналогичное вихрю Бюргерса с характерным параметром σ , определяющим радиальный размер вихревой области течения, а вблизи стенки предлагаемый вид профилей продольной и окружной составляющей скорости аппроксимирует их поведение в пограничном слое на стенке трубы, причем толщина пограничного слоя в начальном сечении моделируется параметром k . Радиальная компонента скорости в начальном сечении принималась равной нулю ($V_r = 0$), а температура полагалась постоянной и равной невозмущенной температуре потока на оси трубы, которая в свою очередь совпадала с температурой стенки трубы. Значение параметра W_0 в (2.1) выбиралось так, чтобы выполнялось условие прилипания на стенке трубы, а величина U_0 соответственно выбиралась так, чтобы продольная составляющая скорости на оси трубы $v_x(x=0, r_1=0) = 1$, что следует из принятого в работе обезразмеривания функций течения.

Выбор параметра α позволяет получать различные распределения продольной составляющей скорости вблизи оси трубы: значение $\alpha = 0$ соответствует однородному потоку в начальном сечении трубы (исключая, естественно, пристеночный пограничный слой), $\alpha > 0$ соответствует завихренному течению струйного типа, $\alpha < 0$ – завихренному течению в следе.

Величина параметра Re^* в расчетах принималась равной $Re^* = 1000$, число Маха в начальном сечении на оси трубы при $r_1 = 0$ полагалось равным $M_0 = 0,5$, а параметры, входящие в распределение скоростей, $\beta = 0,2$, $k = 18$ и $\sigma = 12$.

На фиг. 1 приведены распределения продольной составляющей скорости v_x для завихренного течения струйного типа с $\alpha = 0,2$ (кривые 1–3) и течения типа следа для $\alpha = -0,2$ (кривые 5–7 соответственно). Кривая 4 представляет распределение скорости v_x в начальном сечении трубы при $x = 0$, которое использовалось в расчетах течений струйного типа с $\alpha = 0,2$. Кривые 1, 2 на фиг. 1 показывают профили составляющей скорости v_x в сечении $x = 0,6$ для течения в трубе постоянного сечения и течения в слаборасширяющейся трубе при постоянной температуре поверхности,

когда $dR/dx = 0,1$. Нетрудно видеть, что торможение завихренного потока газа у стенок трубы и соответствующий этому рост толщины пограничного слоя приводит к одновременному ускорению потока вне пограничного слоя и появлению благоприятного градиента давления вдоль продольной оси трубы.

Градиент давления на оси трубы не задан, а определяется в процессе решения задачи. Этот градиент или, что то же, величина давления в каждом расчетном сечении трубы подбирается в процессе решения задачи из условия постоянства расхода через поперечное сечение трубы или, как это было сделано при написании данного алгоритма, из эквивалентного условия обращения в нуль радиальной компоненты скорости на стенке трубы – $V_r = 0$ при $r_1 = 1$, что непосредственно следует из уравнения неразрывности. Отметим, что на оси трубы условие $V_r = 0$ выполняется всегда в силу симметрии задачи.

Распределения окружной составляющей скорости u_ϕ показаны на фиг. 2. Кривые 4, 1 и 2 представляют зависимости составляющей скорости u_ϕ от радиальной координаты соответственно в начальном сечении $x = 0$, в сечении $x = 0,6$ для трубы постоянного сечения и для слаборасширяющейся трубы ($dR/dx = 0,1$) при постоянной температуре поверхности вдоль всей трубы. В случае течения газа в трубе постоянного сечения профили окружной составляющей скорости u_ϕ в начальном сечении $x = 0$ и сечении $x = 0,6$ практически совпадают, лишь незначительно отличаясь друг от друга в области пограничного слоя вблизи стенки трубы. Отметим также, что увеличение поперечного сечения трубы, как и следовало ожидать, приводит к некоторому торможению потока и уменьшению как продольной, так и окружной составляющих вектора скорости в основной части поперечного сечения трубы, хотя окружная составляющая скорости уменьшается несущественно.

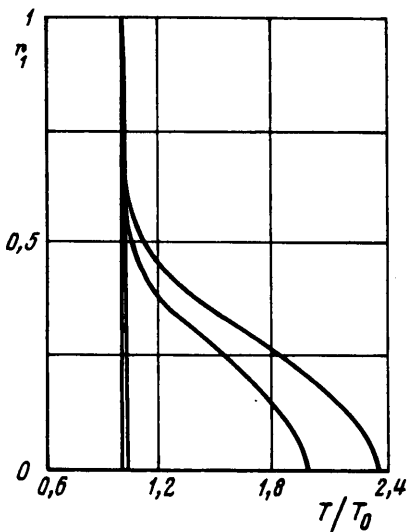
Проведены также расчеты завихренного течения в трубе постоянного сечения при объемном подводе тепловой энергии к газу, когда стенка трубы поддерживается при постоянной температуре $T_w = T_0$. Подвод энергии осуществлялся в ограниченной в продольном направлении области $X_b \leq x \leq X_e$, где $X_b = 0,4$ и $X_e = 0,6$ ($D = X_e - X_b$). Распределение объемного источника энергии, входящего в уравнение энергии (1.1), в продольном и радиальном направлениях (по сечению трубы) в указанной области задавалось в виде

$$Q(x, y) = Q_0 \sin(\pi D^{-1}(x - X_b)) \cos\left(\frac{\pi}{2} R_q^{-1} r_1\right), \quad Q_0 = Q_{00} \frac{\pi^2}{4 R_q}, \quad r_1 \leq R_q \quad (2.2)$$

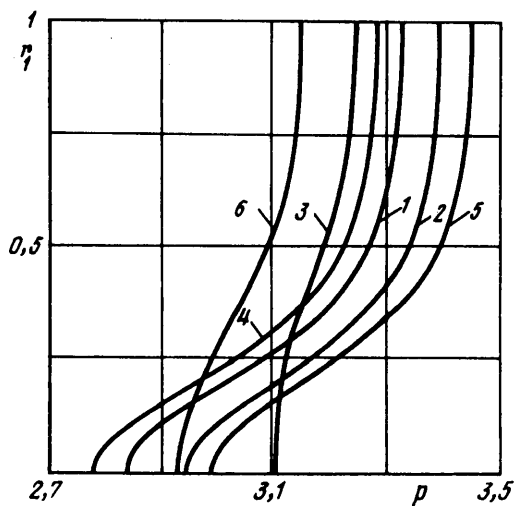
При таком выборе вида источникового члена в уравнении энергии максимальная мощность подводится в поток на оси трубы в точке $x = 0,5$. На фиг. 1 и 2 кривые 3 показывают соответственно распределения продольной и окружной составляющих вектора скорости непосредственно за областью подвода энергии для случая $\alpha = 0,2$ и объемного подвода энергии в поток с параметрами $Q_{00} = 2$, $R_q = 0,5$.

Для начальных профилей продольной составляющей скорости типа следа при $\alpha = -0,2$ проведены аналогичные расчеты, результаты которых показаны на фиг. 1 и 2 кривыми 5–7 соответственно. Кривые 5 соответствуют течению в трубе постоянного сечения, кривые 6 – течению в слаборасширяющейся трубе и кривые 7 соответствуют течению с объемным подводом энергии в поток по закону (2.2) с указанными выше параметрами нагрева.

Следует отметить, что подвод тепловой энергии в завихренный поток приводит к значительному повышению температуры газа вблизи оси трубы. В этом случае подвод тепловой энергии к газу, приводя к повышению температуры и уменьшению плотности газа, оказывает на поток вытесняющее воздействие, аналогичное тому, которое возникает за счет торможения газа вблизи стенок трубы. Так как суммарный массовый расход газа через поперечное сечение трубы должен оставаться постоянным, указанные воздействия на поток приводят фактически к росту продольной составляющей



Фиг. 3



Фиг. 4

щей скорости в основной части потока вблизи оси трубы вне пристеночного пограничного слоя, что соответствует ускорению потока.

Распределения температуры поперек трубы в сечении $x = 0,6$ показаны на фиг. 3: кривая 1 соответствует течению с $\alpha = 0,2$, кривая 4 – течению при $\alpha = -0,2$. На этой же фигуре кривыми 2 и 5 показаны распределения температуры в сечении $x = 0,6$ для течения газа в трубе постоянного сечения при $\alpha = 0,2$ и $\alpha = -0,2$. Распределения температуры в этом сечении для течений в трубе постоянного сечения и слабо-расширяющейся трубе при $\alpha = 0,2$ и $\alpha = -0,2$, мало отличаются как друг от друга, так и от начального распределения температуры, заданного в сечении $x = 0$, где температура выбиралась постоянной $T = T_0$. В случае объемного подвода энергии профили температуры в поперечном сечении трубы при $x = 0,6$ представлены соответственно кривыми 3 ($\alpha = 0,2$) и 6 ($\alpha = -0,2$).

Увеличение температуры приводит, как и следовало ожидать, к появлению благоприятного градиента давления и ускорению газа в основной части газового потока. Однако благодаря наличию окружной составляющей скорости градиент давления вблизи оси трубы существенно отличается от градиента давления на некотором расстоянии на оси и вблизи стенки трубы. Как показывают результаты расчетов, продольный градиент давления вблизи оси трубы может стать даже неблагоприятным и приводить фактически к торможению потока и уменьшению продольной составляющей скорости на оси трубы при объемном подводе энергии в поток. Действительно, продольная составляющая скорости при подводе энергии на расстояниях от оси трубы $r_1 > 0,25$ оказывается больше, чем в случае трубы постоянного поперечного сечения (кривые 3 и 7 на фиг. 1).

И в то же время вблизи оси, там где осуществляется интенсивный подвод энергии ($r_1 \leq 0,25$), положение меняется и продольная составляющая скорости оказывается уже значительно меньше (торможение потока) своих значений, которые она имела в случае течений в трубе постоянного сечения и даже в случае течения в слабо-расширяющейся трубе.

Влияние объемного подвода энергии на распределение и величину окружной составляющей скорости оказывается столь же значительным. Кривые 3 и 7 на фиг. 2 показывают, что нагрев газа приводит к размыванию вихря и расширению области завихренного течения при одновременном уменьшении интенсивности вихревого

течения (уменьшение величины максимальной окружной составляющей скорости, достигаемой в данном поперечном сечении трубы). Распределения давления поперек трубы для указанных выше случаев в сечении $x = 0,6$ приведены на фиг. 4.

Приведенные результаты показывают, что рост толщины пограничного слоя на стенке трубы на ее начальном участке приводит к перестройке завихренного течения, причем наибольшие изменения как продольной так и окружной составляющих скорости происходят в областях вблизи оси и стенки трубы. Расчеты завихренного течения в слаборасширяющейся трубе показали, что при этом происходит перестройка распределений скоростей в поперечном сечении трубы, причем окружная составляющая скорости изменяется практически во всей области течения.

Подвод тепловой энергии в поток с помощью объемного источника энергии может, как показывают проведенные численные исследования, приводить к существенной перестройке всего завихренного течения и значительному изменению как продольной так и окружной составляющих скорости. В этом случае окружная составляющая скорости оказывается более чувствительной к воздействию такого рода и наиболее сильно ее величина изменяется в области завихренного течения от оси до точки, где окружная составляющая достигает своего максимального значения.

Изменение окружной составляющей скорости приводит к значительным изменениям градиента давления вдоль оси трубы, что приводит в свою очередь к заметным изменениям продольной составляющей скорости. В случае интенсивного завихренного течения, как показывают расчеты, несмотря на наличие благоприятного градиента давления и увеличение продольной составляющей скорости (ускорение потока) в основной невязкой части завихренного течения в трубе, в области непосредственно примыкающей к оси трубы, которая в данном случае является одновременно и осью вихря, продольная составляющая скорости может при объемном подводе энергии даже уменьшаться, что соответствует торможению потока. Величина продольной составляющей скорости на оси при этом оказывается на 30–50% меньше по сравнению с величиной продольной скорости в основной части потока, что может, как показывают экспериментальные и расчетные данные [1–7], приводить к разрушению завихренного течения.

Отметим, что обнаруженные в расчетах изменения распределений продольной и окружной составляющих скорости завихренного течения газа, по-видимому, могут также оказать значительное влияние на характеристики устойчивости рассмотренных в работе завихренных течений вязкого теплопроводного газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (Фонд Сороса) по гранту N MAW000 и N MAW300 (ISF).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Werlé H. Visualisation en tunnel hydrodynamique // Rech. Aeronaut. 1953. № 33. P. 3–7.
2. Hall M.G. Vortex breakdown // Annual Review of Fluid Mechanics. Palo Alto, Ca: Annu. Revs. Inc., 1972. V. 4. P. 195–218.
3. Leibovich S. Vortex stability and breakdown: survey and extention // AIAA Journal. 1984. V. 22. № 9. P. 1192–1206.
4. Escudier M. Vortex breakdown: observations and explanations // Progr. Aerospace Sci. 1988. V. 25. № 2. P. 182–229.
5. Spall R.E., Gatski T.B., Ash R.L. The structure and dynamics of a bubble-type vortex breakdown // Proc. Roy Soc. London Ser. A. 1990. V. 429. № 1877. P. 613–637.
6. Сычев Вик. В. Асимптотическая теория разрушения вихря // Изв. РАН МЖГ. 1993. № 3. С. 78–90.
7. Liu C., Menne S. Simulation of a three-dimensional vortex breakdown // AIAA Paper. 1989. № 89–1806. 5 p.
8. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.

9. Казаков А.В., Коган М.Н., Купарев В.А. Об устойчивости дозвукового пограничного слоя при нагреве поверхности плоской пластины вблизи передней кромки // Изв. РАН. МЖГ. 1985. № 3. С. 68–72.
10. Казаков А.В., Купарев В.А. О ламинаризации пограничного слоя на теплоизолированной поверхности при подводе энергии в поток // Изв. РАН. МЖГ. 1988. № 5. С. 58–61.
11. Казаков А.В., Коган М.Н. Устойчивость дозвукового ламинарного пограничного слоя на плоской пластине при объемном подводе энергии // Изв. РАН. МЖГ. 1988. № 2. С. 62–67.
12. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. Т. 2. М.: Мир, 1990. 726 с.
13. Menne S. Vortex breakdown in axisymmetric flow // AIAA Paper. 1988. № 88–0506. 9 p.
14. Menne S. Simulation of vortex breakdown in tubes // AIAA Paper. 1988. № 88–3573. 12 p.

Москва

Поступила в редакцию
8.VI.1995