

УДК 532.542.4

ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В КРИВОЛИНЕЙНОМ КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОТСОСА ИЗ ОТРЫВНОЙ ЗОНЫ

ВАТАЖИН А. Б., ЖЕСТКОВ Г. Б., СЕПП В. А.

Введены интегральные параметры, характеризующие обратимые и необратимые изменения потока полного давления в каналах с перфорированными стенками.

Проведено экспериментальное исследование дозвукового течения газа в криволинейных каналах прямоугольного поперечного сечения при наличии отсоса газа из зоны отрыва потока, образующейся на внутренней (выпуклой) сильно искривленной стенке канала. Определено оптимальное положение щели отсоса и продемонстрирована возможность существенного снижения потерь в канале и улучшения его газодинамических характеристик.

Выполнено численное моделирование плоского турбулентного течения несжимаемой жидкости в криволинейных каналах при наличии отсоса. Математическая модель основана на полной системе уравнений Навье – Стокса, дополнительных дифференциальных уравнениях для энергии турбулентности и скорости ее диссипации, специальных поправочных соотношениях, учитывающих кривизну линий тока, и на модельных граничных условиях для участков стенок, через которые осуществляется отсос жидкости.

1. Интегральные характеристики необратимых потерь в каналах. Рассмотрим произвольный неподвижный объем V с поверхностью Σ , в котором движется вязкая несжимаемая жидкость. Умножая уравнение импульсов скалярно на вектор скорости \mathbf{v} и интегрируя полученное скалярное выражение по объему V , в случае стационарного движения жидкости получим соотношение

$$\int_V \mathbf{v} \nabla p^* dV = \int_V \frac{\partial \tau_{ik} v_i}{\partial x_k} dV - \Phi \quad (1.1)$$

$$p^* = p + \frac{1}{2} \rho v^2, \quad \Phi = \int_V \tau_{ik} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} dV$$

Здесь ρ — плотность жидкости, p — давление, p^* — давление торможения, τ_{ik} — тензор вязких напряжений, Φ — вязкая диссипация энергии в объеме V . Используется фиксированная декартова система координат; по индексам, встречающимся дважды, производится суммирование.

Учитывая уравнение $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$ и переходя от объемных интегралов к поверхностным, из (1.1) находим

$$\Pi = N - \Phi, \quad \Pi = \oint_{\Sigma} p^* v_n d\Sigma, \quad N = \oint_{\Sigma} \tau_{ik} v_i n_k d\Sigma \quad (1.2)$$

Величины Π и N представляют собой поток полного давления через замкнутую поверхность Σ и работу (за единицу времени) вязких сил на этой поверхности; \mathbf{n} — вектор внешней нормали к Σ .

Укажем несколько очевидных следствий из выражения (1.2): 1) при отсутствии вязкости поток Π равен нулю; 2) если замкнутый объем V окружен непроницаемыми для жидкости стенками (на которых выполняется условие $\mathbf{v} = 0$), то вязкая диссипация в канале равна нулю и всюду в потоке $\mathbf{v} = 0$; 3) если область V является циркуляционной зоной, ограни-

ченная непроницаемыми для жидкости стенками и поверхностью раздела масс Σ_0 , то $\Phi = N$, где интегрирование в N производится по поверхности Σ_0 .

В дальнейшем будем рассматривать течение жидкости в канале с входным сечением Σ_1 и выходным сечением Σ_2 , на боковых стенках которого имеются участки Σ' , через которые производится вдув или отсос жидкости с такими же, как в канале, свойствами. Тогда из (1.2) получаем

$$\Pi_1 = \Pi_2 + \Pi' + \Phi - N \quad (1.3)$$

Здесь Π_1 — поток полного давления в сечении Σ_1 , направленный в сторону внутренней к этому сечению нормали; Π_2 и Π' — потоки полного давления через сечения Σ_2 и Σ' , направленные в сторону внешних к этим сечениям нормалей; величина N представляет собой сумму интегралов, взятых по участкам Σ_1 , Σ_2 и Σ' .

Покажем, что при больших числах Рейнольдса $Re = \rho u a / \mu$ (u и a — характерные продольная скорость и поперечный размер канала, μ — коэффициент динамической вязкости) величиной N в (1.3) можно пренебречь. Действительно, для сечений Σ_1 и Σ_2 имеем следующие оценки:

$$A_\tau \sim \max(|\tau_{nn} v_n|, |\tau_{nt} v_t|) \sim \max(\mu u^2 / l, \mu u v / a) \quad (1.4)$$

$$\frac{A_\tau}{u (1/2 \rho u^2)} \sim \max \left(Re^{-1} \frac{a}{l}, Re^{-1} \frac{v}{u} \right) \ll 1, \quad A_\tau = |\tau_{ik} v_i n_k|$$

В этих выражениях нижние индексы n и t соответствуют нормальному и тангенциальному направлениям на Σ_1 и Σ_2 , v — характерная поперечная скорость жидкости в канале, l — характерный продольный размер канала. Так как для длинных каналов $\Pi_1 - \Pi_2 \leq \rho u^2 (ua^2)$, то, согласно (1.4), входящие в N интегралы по Σ_1 и Σ_2 имеют относительно малую величину.

Для участка Σ' получаем оценки

$$A_\tau \leq \max(|\tau_{ik}|) \max(|v_i|) \sim |\tau_{ni} v_w| \sim 1/2 \rho u^2 v_w c_f(Re) \quad (1.5)$$

$$\alpha = \frac{A_\tau}{|v_w (1/2 \rho v_w^2)|} \leq \frac{u^2}{v_w^2} c_f(Re) \sim \left(\frac{S_w G}{S g} \right)^2 c_f(Re)$$

Здесь v_w — характерная скорость отсоса (вдува) на Σ' , $c_f = c_f(Re)$ — коэффициент трения на Σ' , являющийся при условии $Re \gg 1$ малой величиной, S_w и g — эффективная площадь участка отсоса (вдува) и расход отсасываемой (вдуваемой) жидкости, S и G — площадь поперечного сечения канала и основной расход жидкости. При отсосе (вдуве) в канал жидкости часто реализуются условия, когда правая часть неравенства (1.5) представляет собой малую величину. Однако даже при условии $\alpha \sim 1$ входящим в N интегралом по Σ' можно пренебречь, так как в случае движений газа с малыми скоростями выполняется неравенство $1/2 \rho v_w^2 \ll p_w \approx p_w^*$ и, таким образом, $A_\tau \ll v_w \rho v_w^*$.

Итак, при $Re \gg 1$ из (1.3) находим

$$\Pi_1 - \Pi_2 = \Pi' + \Phi \quad (1.6)$$

Согласно (1.6), потери потока полного давления $\Pi_1 - \Pi_2$ между сечениями Σ_1 и Σ_2 состоят из обратимых потерь Π' , представляющих собой вытекающий из канала поток полного давления через участок Σ' , и необратимых потерь Φ , равных суммарной вязкой диссипации в канале. Величина Π' может быть положительной или отрицательной в зависимости от того, производится отсос или вдув жидкости. Величина Φ , как известно, всегда неотрицательна. При $\Pi' = 0$ потери потока полного давления в точности равны вязкой диссипации. Согласно (1.6), можно ввести следующие интегральные характеристики:

$$\xi_1 = \Phi / \Pi_{k1} = (\Pi_1 - \Pi_2 - \Pi') / \Pi_{k1}$$

$$\xi_2 = (\Pi_1 - \Pi_2) / \Pi_{k1} = (\Pi' + \Phi) / \Pi_{k1} \quad (1.7)$$

$$\Pi_{k1} = \int_{\Sigma_1} \frac{1}{2} \rho v^2 v_n d\Sigma$$

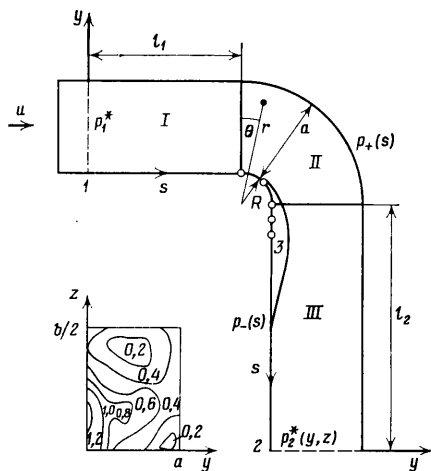
Здесь Π_{h1} — поток кинетической энергии в начальном сечении канала (нормаль \mathbf{n} в выражении для Π_{h1} направлена по потоку газа); коэффициент ξ_1 характеризует собой необратимые потери (вязкую диссипацию) в канале, коэффициентом ξ_2 определяются потери потока полного давления между сечениями Σ_1 и Σ_2 .

Наряду с величинами ξ_1 и ξ_2 для оценки качества каналов необходимо рассматривать также коэффициент

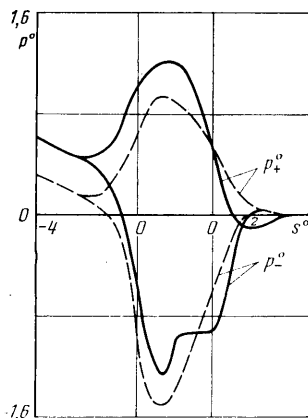
$$\xi_3 = K_1^{-1} \left(\int_{\Sigma_1} p^* d\Sigma - \int_{\Sigma_2} p^* d\Sigma \right)$$

$$K_1 = \int_{\Sigma_1} \frac{1}{2} \rho v_n^2 d\Sigma \quad (1.8)$$

представляющий собой отношение потери среднего по сечению канала полного давления к среднему скоростному напору в сечении Σ_1 [1, 2].



Фиг. 1



Фиг. 2

2. Экспериментальное исследование влияния отсоса газа на потери в криволинейных каналах. Криволинейные каналы являются элементами разнообразных газодинамических устройств. Течение в таких каналах характеризуется рядом особенностей: наличием вторичных эффектов и отрывных зон, генерацией энергии турбулентности в областях отрыва, существенным влиянием кривизны линий тока на уровень турбулентности, наличием эффекта присоединения потока за отрывной зоной и повышением уровня тепловых потерь за поворотной секцией. Обобщенные экспериментальные данные по интегральным гидравлическим потерям в поворотных каналах представлены в [3, 4]. Однако работы по исследованию структуры течения в криволинейных каналах и созданию методов расчета таких течений только начинаются. В качестве примеров таких исследований укажем публикации [5–8]. Особый интерес представляют изучение особенностей течения при большой кривизне поворотной секции канала, когда развивается интенсивная отрывная зона, и создание методов управления течением в криволинейных каналах. Ниже в качестве такого метода используется отсос воздуха из зоны отрыва на внутренней (выпуклой) стенке поворотной секции.

Экспериментальный криволинейный канал показан на фиг. 1. Он состоит из входного прямолинейного участка I длины l_1 , из поворотной секции II, осуществляющей поворот канала на 90° и имеющей радиус внутренней стенки R , и из выходного прямолинейного участка III длины l_2 .

Канал имел прямоугольное сечение с длинами сторон a и b . Размеры l_1, a, b, R были фиксированы: $l_1=25, R=0,6, a=2,5, b=6,5$ см. Параметр $l^0=l_2/a$ изменялся в диапазоне $0,12 < l^0 < 5,8$. Отсос производился из пяти «щелей», каждая из которых состояла из 15 отверстий диаметром 0,2 см, равномерно расположенных в направлении размера b . Положение щелей на внутренней стенке показано точками (см. фиг. 1). Для осуществления отсоса к наружной стороне внутренней стенки пристыковывалась герметичная камера, разрежение в которой создавалось эжектором. Достаточно большой объем камеры гарантировал равномерность давления по длине щели.

Воздух в секцию I поступал из окружающей атмосферы при работе канала на отсос либо из трубопровода, который пристыковывался к секции I. В первом случае путем установки перед секцией I специально спрофилированного входного участка обеспечивались практически однородный профиль скорости и малый уровень турбулентности в начальном сечении I (см. фиг. 1). Во втором случае начальный профиль скорости соответствовал развитому турбулентному профилю в каналах. (Вследствие особенностей подводящего трубопровода начальный профиль скорости характеризовался большой наполненностью и аппроксимировался степенным профилем с показателем 1/10.) Ниже будут представлены экспериментальные данные для второй ситуации. При этом истечение газа из секции III осуществлялось в атмосферу.

Эксперименты проводились при условиях

$$8 \cdot 10^4 < Re = Ga/S\mu < 4 \cdot 10^5, \quad S = ab, \quad 0 < g^0 = g/G < 0,05,$$

где G — расход воздуха в сечении I, g — расход отсасываемого воздуха через щели. В процессе экспериментов измерялись поля полного давления $p^*(y, z)$ в начальном сечении I и выходном сечении 2 и распределения статического давления $p_-(s)$ и $p_+(s)$ вдоль внутренней и внешней стенок. Длина s отсчитывалась вдоль линий, соединяющих точки, расположенные посередине сторон с размером b в поперечном сечении канала (фиг. 1).

Для определения направлений линий тока в пристеночных областях производилась визуализация течения с помощью трансформаторного масла и подкрашенной воды. Таким методом вблизи внутренней стенки была зафиксирована замкнутая циркуляционная зона 3 (см. фиг. 1), которая начинается примерно от середины поворотного участка этой стенки и заканчивается на расстоянии $1,5a$ за поворотом. Вблизи торцевых стенок $z=0$ и $z=b$ отрывная зона сложным образом взаимодействует с вторичным течением, развивающимся на этих стенках. Следствием этого является неравномерное поле полного давления в выходном сечении 2. На фиг. 1 представлены линии равных «потерь» $\eta = \text{const}$ в сечении 2 при условиях $l^0=5,8, Re=7 \cdot 10^4, g^0=0$, где

$$\eta = K_1^{-1} [p_2^*(y, z) - p_1^*(y, z)]$$

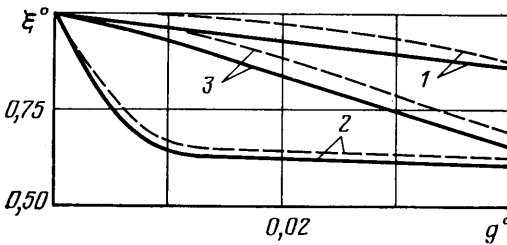
$$K_1 = \Sigma_1^{-1} \int_{\Sigma_1} \frac{1}{2} \rho v_n^2 d\Sigma$$

Положение отрывной зоны слабо зависит от числа Рейнольдса (при его изменении в указанном выше диапазоне) и от параметра l^0 при условии $l^0 > 1$. При $l^0 < 1$ отрывная зона не замкнута. Специальные дополнительные исследования показали, что положение зоны отрыва также мало чувствительно к величине параметра b/a . Во всех случаях наиболее консервативным является положение начальной точки отрыва.

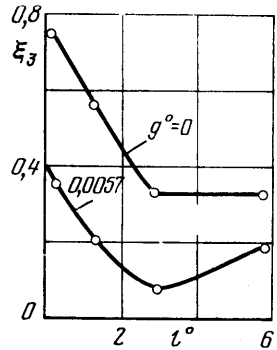
Указанные особенности зоны отрыва предопределили выбор положений щелей отсоса. Первая щель располагалась выше по потоку от передней точки отрыва, вторая — в районе точки отрыва, третья, четвертая и пятая щели — в зоне отрыва, причем две последние щели размещались

уже в секции III. При отсосе из различных щелей, было выбрано оптимальное положение щели отсоса и установлена связь этого оптимума с характерными закономерностями зоны отрыва. Эксперименты показали, что отсос из первой щели слабо влияет на коэффициенты потерь в канале. Отсос из второй щели является оптимальным, а отсос из последующих щелей характеризуется все меньшей эффективностью.

Приведем результаты экспериментов, на основе которых был сделан этот вывод. Фигура 2 иллюстрирует распределения давлений p_- и p_+ вдоль внутренней и внешней стенок канала. По оси ординат отложено безразмерное давление $p^\circ = (p(s^\circ) - p_2) K_1^{-1}$, по оси абсцисс — безразмерная длина $s^\circ = s/a$. Введены две точки отсчета координаты s° , соответ-



Фиг. 3



Фиг. 4

ствующие началу и концу поворота; координата s° между двумя указанными точками отсчета растянута в 2,7 раза. Для каждого значения s° указаны значение $p_-^\circ(s^\circ)$ на внутренней стенке и значение p_+° на внешней стенке в точке, которая принадлежит перпендикуляру к внутренней стенке, проведенному из точки s° . Экспериментальные распределения p° приведены для $l^\circ = 5,8$. Сплошные кривые представляют собой распределения p_+° и p_-° при $g^\circ = 0$, штриховые — при $g^\circ = 0,0057$, когда отсос осуществляется из второй щели, расположенной вблизи начальной точки отрыва при $g^\circ = 0$.

Распределение давления в секции I вдали от поворота описывается линейно убывающей зависимостью, характерной для развитого турбулентного течения. Распределения p_-° и p_+° в зоне поворота и в прилегающих к ней областях при $g^\circ = 0$ традиционны. Характерная особенность кривой p_-° состоит в наличии «полки» давления, указывающей на наличие отрывной зоны. В случае отсоса газа кривые p_-° и p_+° существенно деформируются: исчезает «полка» в распределении p_-° , что указывает на исчезновение зоны отрыва, и уменьшается уровень величины p° на входе в канал, что свидетельствует об уменьшении потерь. Визуализация течения подтвердила вывод об исчезновении отрывной зоны. Существенные перестройка течения и снижение гидравлических потерь были достигнуты путем сравнительно малого (меньше 1%) отсоса газа.

На фиг. 3 представлены зависимости относительных коэффициентов потерь $\xi_1^\circ = \xi_1/\xi_{10}$, $\xi_3^\circ = \xi_3/\xi_{30}$ от параметра отсоса g° , где ξ_1 , ξ_3 определены формулами (1.7), (1.8), а величины ξ_{10} , ξ_{30} соответствуют $g^\circ = 0$. При расчете ξ_1 интеграл Π' аппроксимировался выражением $\Pi' \approx p_w^* v_w S_w \approx p_w g / \rho$. Экспериментальные данные получены при $Re = 10^5$, $l^\circ = 5,8$, $\xi_{10} = 0,53$, $\xi_{30} = 0,59$.

Сплошные кривые на фиг. 3 соответствуют коэффициенту ξ_1° , штриховые — ξ_3° . Цифры 1–3 соответствуют порядковым номерам щелей отсоса (см. фиг. 1; щели нумеруются в направлении потока). На основе этих данных выше было сделано утверждение о наибольшей эффективности отсоса из второй щели.

Отсос газа в указанном диапазоне изменения параметров сопровождается монотонным уменьшением необратимых потерь — вязкой диссипации в канале. Существенно, что отсос газа из второй щели вначале приводит к резкому снижению потерь, а затем при увеличении расхода отсасываемого газа происходит лишь незначительное изменение коэффициентов ξ_1 и ξ_3 . Это еще раз свидетельствует о том, что уже малый отсос газа из второй щели позволил устранить зону отрыва, с которой связана значительная доля потерь в канале. Коэффициенты потерь при наличии отсоса приближаются к значениям, соответствующим прямолинейным каналам такой же длины, как криволинейный канал.

На фиг. 4 представлены зависимости коэффициента потерь ξ_3 от параметра l° в случае $Re=10^5$ при отсутствии отсоса и отсосе воздуха из второй щели ($g^\circ=0,0057$). Отсос наиболее эффективен при относительно малых значениях l° . При увеличении этого параметра уменьшается относительная роль потерь, обусловленных отрывом потока, а следовательно, и отсоса газа из зоны отрыва. Монотонное убывание зависимостей $\xi_3(l^\circ)$ при малых l° связано с трансформацией открытой зоны отрыва в замкнутую зону отрыва. При дальнейшем увеличении l° коэффициенты ξ_3 начинают возрастать вследствие дополнительных потерь на вязкое трение в области III.

Отметим, что отсос газа приводит к улучшению и других интегральных газодинамических характеристик канала: увеличению коэффициента расхода газа q и уменьшению коэффициента потерь импульса ΔI . Эти характеристики определяются формулами

$$q = G_2/G_i, \quad G_i = \rho u_i \Sigma_2, \quad u_i = \sqrt{2\rho^{-1}(p_1^* - p_2)}$$

$$\Delta I = 1 - \frac{I}{I_i}, \quad I = \int_{\Sigma_2} (p + \rho v_n^2) d\Sigma, \quad I_i = (p_2 + \rho u_i^2) \Sigma_2$$

где u_i , G_i , I_i — скорость, расход газа и импульс в выходном сечении канала для идеального течения (течения без потерь при отсутствии отсоса), G_2 и I — расход и импульс газа в выходном сечении для реального течения.

Величины q и ΔI изменяются от значений 0,8 и 0,0033 ($g^\circ=0$) до значений 0,86 и 0,0017 при отсосе газа из второй щели с относительным расходом $g^\circ=0,0057$ ($Re=10^5$, $l^\circ=5,8$).

С другой стороны, отсос газа приводит к увеличению коэффициента ξ_2 — росту суммарных потерь потока полного давления. Так, при отсосе газа из второй щели с относительным расходом $g^\circ=0,0057$ величина ξ_2 возросла в 1,2 раза. Рост коэффициента ξ_2 свидетельствует о более сильном увеличении обратимых потерь потока полного давления, связанных с отсосом газа, по сравнению с уменьшением необратимых потерь — вязкой диссипации.

3. Расчетное исследование турбулентного течения газа в плоском криволинейном канале. Уравнение неразрывности, уравнения импульсов, в которых аппроксимация турбулентных напряжений производится в соответствии с моделью Буссинеска, и замыкающие уравнения для энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ϵ ([9]) имеют вид

$$\frac{\partial u \varphi_i}{\partial \beta} + \frac{\partial r^* v \varphi_i}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{v}{\sigma_i r^*} \frac{\partial \varphi_i}{\partial \beta} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v r^*}{\sigma_i} \frac{\partial \varphi_i}{\partial r} \right) + Q_i, \quad i=1, \dots, 5 \quad (3.1)$$

$$\varphi_1=1, \quad \varphi_2=u, \quad \varphi_3=v, \quad \varphi_4=k, \quad \varphi_5=\epsilon$$

$$\sigma_i=1 \quad (i=1, \dots, 4), \quad \sigma_5=1,3, \quad Q_1=0$$

$$Q_2 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \beta} - \kappa uv + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial \beta} \left(2\nu \kappa v + \nu \frac{\partial u}{\partial \beta} \right) +$$

$$Q_3 = -\frac{r^*}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \kappa u^2 + \frac{\partial}{\partial r} \left(r^* v \frac{\partial v}{\partial r} \right) + r^* \frac{\partial}{\partial \beta} \left(v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u}{r^*} \right) \right) - \frac{2\kappa v}{r} \left(\frac{\partial u}{\partial \beta} + v \right) + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^* v \left(\frac{\partial v}{\partial \beta} - \kappa u \right) \right) + \kappa v \frac{\partial u}{\partial r}$$

$$Q_4 = r^* (\omega - \varepsilon), \quad Q_5 = \frac{r^* \varepsilon}{k} (C_1 \omega - C_2 \varepsilon)$$

$$\omega = 2v \left[\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial u}{\partial \beta} + \frac{\kappa v}{r} \right)^2 \right] + v \left[r^* \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u}{r^*} \right) + \frac{1}{r^*} \frac{\partial v}{\partial \beta} \right]^2$$

$$v = \frac{\mu}{\rho} + v_t, \quad v_t = C_3 \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \text{Ri} = \frac{\kappa k^2 u}{\varepsilon^2 r^2} \frac{\partial r u}{\partial r}$$

$$C_1 = 1,44, \quad C_2 = 1,92(1 - C_4 \text{Ri}), \quad C_3 = 0,09, \quad C_4 = 0,2$$

Координаты β и r для прямолинейных участков I и III ($\kappa=0$) представляют собой продольную и поперечную координаты x и y соответственно, а для криволинейного участка II ($\kappa=1$) — полярный угол θ и радиус r . Величины u и v представляют собой составляющие скорости в направлениях β и r ; v — суммарный коэффициент кинематической вязкости, v_t — коэффициент турбулентной кинематической вязкости, $\rho\omega$ — локальная вязкая диссипация в канале, Ri — турбулентное число Ричардсона, с помощью которого в уравнении для ε учитываются эффекты кривизны линий тока [10].

Граничные условия для решения системы уравнений (3.1) имеют вид

$$u = u(y), \quad v = 0, \quad k = k(y), \quad \varepsilon = \varepsilon(y) \quad (\beta = 0) \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \beta} = \frac{\partial k}{\partial \beta} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \beta} = 0, \quad v = 0 \quad (\beta \rightarrow \infty) \quad (3.3)$$

$$u = 0, \quad v = v_w, \quad \frac{\partial k}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0 \quad (\text{участок отсоса}) \quad (3.4)$$

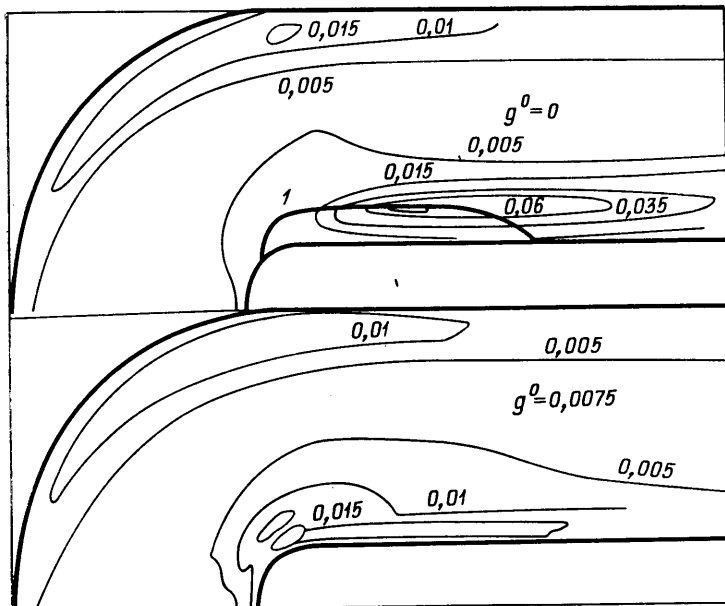
Соотношения (3.2) являются условиями в начальном сечении канала, соотношения (3.3) представляют собой «мягкие» условия в конце достаточно протяженной секции III. Условия (3.4) моделируют относительно сильный нормальный отсос газа, при котором «отсасываются» ламинарный подслей и переходная зона и величины k и ε на стенке отличны от нуля. На стенках без отсоса должны выполняться условия $u = v = k = \varepsilon = 0$. Однако используемые уравнения для k и ε описывают процессы только в зоне турбулентного течения и не пригодны для анализа ламинарного подслоя и переходной зоны. Поэтому расстояние y' от первой расчетной точки до стенки должно быть таким, чтобы эта точка находилась достаточно близко от стенки, но попадала в пристеночную зону полностью развитого турбулентного течения. На основе анализа течения в этой зоне в приближении задачи Куэтта были получены следующие соотношения:

$$u' = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} B \left(1 + \kappa A_1 \frac{y'}{R} \right) C_0^{-1/2}, \quad C_0 = C_3 (C_2 - C_1) \sigma, \quad (3.5)$$

$$\left(\frac{\partial k}{\partial y} \right)_{y^0} = 0, \quad y^0 = y' - \frac{\Delta y}{2}$$

$$\varepsilon' = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{3/4} \frac{(1 + \kappa A_2 (y'/R))}{(C_0 y')^{1/2}}$$

$$A_1 = \pm \frac{0,5 + 8,8B}{1 + B}, \quad A_2 = \pm (0,5 + 4B), \quad B = \ln \left(EC_3^{1/4} \frac{\rho}{\mu} (k')^{1/2} y' \right), \quad E = 9,0$$



Фиг. 5

Здесь величины u' , k' и ε' соответствуют первому расчетному слою, τ_w — напряжение трения на стенке, Δy — шаг в направлении y (при этом точка y^0 принадлежит зоне полностью развитого турбулентного течения), знаки плюс и минус соответствуют внутренней и внешней стенкам криволинейной секции II. При $\kappa=0$ соотношения (3.5) переходят в выражения, приведенные в [9, 11]. При $\kappa=1$ в (3.5) содержатся члены, учитывающие кривизну стенок. Соотношения (3.5) использовались в качестве условий на первом расчетном слое при конечно-разностной аппроксимации исходных уравнений.

Для решения задачи (3.1)–(3.7) использовался численный метод, развитый в [5] для интегрирования уравнений ламинарных течений в криволинейных каналах.

В качестве примера было рассмотрено течение при однородных начальных профилях u , k , ε и однородном отсосе воздуха из второй щели, размер которой в направлении s равен $0,05a$. Расчет проводился при следующих значениях параметров: $Re=1,7 \cdot 10^5$, $k/u_1^2=0,003$, $\varepsilon a/u_1^3=0,001$, $v_w=0,15u_1$ ($g^0=0,0075$), $l_1/a=4$, $l_2/a=17$, $a/R=4$.

На фиг. 5 показаны линии $k^0=k/u_1^2=\text{const}$, при наличии и отсутствии отсоса газа. Линия 1 является границей отрывной зоны. Случай $g^0=0$ характеризуется значительной генерацией энергии турбулентности в районе отрывной зоны. Отсос газа приводит к уменьшению уровня турбулентности и ликвидации отрывной зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Физматгиз, 1963. 728 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954. 795 с.
3. Абрамович Г. Н. Аэродинамика местных сопротивлений. Тр. ЦАГИ, 1935, вып. 211, с. 65–150.

4. *Идельчик И. Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 559 с.
5. *Грабовский В. И., Жестков Г. Б.* Расчет ламинарного течения сжимаемого газа при наличии теплообмена в плоских криволинейных каналах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 2, с. 20–26.
6. *Сенн В. А.* Течение газа в поворотном канале.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 5, с. 154–157.
7. *Taylor A. M. K. P., Whitelaw J. H., Yianneskis M.* Curved Ducts with strong secondary Motion: Velocity measurements of developing laminar and turbulent flow.— Trans. ASME, J. Fluid Eng., 1982, v. 104, № 3, p. 350–359.
8. *Ward-Smith A. J.* Internal fluid flow. Oxford: Clarendon Press, 1980. 556 p.
9. *Launder B. E., Spalding D. B.* The numerical computation of Turbulent flows.— Computer Methods in Appl. Mech. and Engineering, 1974, v. 3, № 2, p. 269–289.
10. *Лондер, Приддин, Шарма.* Расчет турбулентного пограничного слоя на вращающихся и криволинейных поверхностях.— Тр. амер. о-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов, 1977, т. 99, № 1, с. 332–340.
11. *Маджумдар, Праган, Сполдинг.* Численный расчет течения во вращающихся каналах. Тр. амер. об-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов, 1977, т. 99, № 1, с. 249–255.

Москва

Поступила в редакцию
8.XII.1983