

УДК 533.697.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ КАНАЛЕ ПРИ ВДУВЕ РАДИАЛЬНОЙ СТРУИ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ КОАНДА

© 2025 г. М. А. Пахомов*, Н. П. Скибина**, В. И. Терехов***

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

* e-mail: pma41976@yandex.ru

** e-mail: uss.skibina@gmail.com

*** e-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Поступила в редакцию 22.01.2025 г.

После доработки 07.03.2025 г.

Принята к публикации 16.03.2025 г.

Представлены результаты численного исследования течения в канале при вдуве кольцевой радиальной струи вдоль поверхности Коанда. Для описания движения среды использованы двумерные осесимметричные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса (RANS) в сочетании с уравнениями полумпирической модели турбулентности “ $k-\omega$ ” SST. Проведено исследование влияния полного давления и ширины радиальной струи на распределения скорости и статического давления, описаны изменения локальной структуры, возникающие при до- и сверхкритическом давлении в струе.

Ключевые слова: газодинамика, эффект Коанда, эжекция, радиальная сходящаяся струя

DOI: 10.31857/S1024708425030123

Изучению закономерностей и механизмов взаимодействия кольцевых струй газа с покоящейся и движущейся средой посвящено большое число работ отечественных и зарубежных авторов. Результаты исследований находят применение в аэрокосмических приложениях, используются для интенсификации тепломассообменных процессов и разработки новых технологических решений.

В качестве отдельного объекта исследований можно выделить струйные течения вблизи криволинейных поверхностей [1, 2]. Данный класс течений, имеющий большой интерес, как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения, фактически представляет собой процесс газодинамического взаимодействия и смешения кольцевых радиальных струй при наличии или отсутствии сносящего потока. Профилированные поверхности часто встречаются в различных элементах технических устройств (лопатки турбомашин, камеры смешения, силовые установки, энергетическое оборудование, профиль крыла и т. д.). Одной из особенностей струйных течений вблизи криволинейных стенок является возникновение эффекта Коанда [3, 4], когда наблюдается присоединение струи к стенке с последующим ее безотрывным течением. Данный эффект применяется в промышленности для уменьшения дымообразования при сжигании продуктов нефтегазодобычи в факельных установках [5–7], в аэродинамике для управления циркуляцией потока на крыле [8–10], управления вектором тяги [11] и морских технологиях для разработки инновационных силовых установок [12–14].

Существует ряд работ, посвященных экспериментальному исследованию течений Коанда, например, посвященных описанию влияния полного давления, ширины струи [1] и температуры [16] на течение струи вблизи криволинейной поверхности. В работе [17] исследовано влияние геометрии прямоугольного сопла и угла выдува струи на возникновение устойчивого течения Коанда, а также приведена визуализация структуры плоского течения на наклонной поверхности. В [18] с помощью продольных вихрей осуществляется деформация осесимметричной струи для интенсификации эффекта Коанда. В работах [5, 19] содержится обширная информация по визуализации структуры внешних течений Коанда.

Доступность вычислительных мощностей позволяет применять методы вычислительной гидрогазодинамики для изучения струйных течений вблизи криволинейных стенок. Так, например, в работе [20] численно

исследуется движение струи газа по искривленной поверхности в диапазоне скорости от 5 до 40 м/с. Авторы [21] провели анализ явления бифуркации в струе, истекающей в канал с внезапным расширением, а в [22] изучено влияние температуры стенки на возникновение и устойчивость эффекта Коанда. Работы [23, 24] посвящены исследованию влияния размеров щели и радиуса кривизны криволинейной поверхности на структуру высокоскоростной струи. В [25–27] с использованием численного моделирования рассматриваются течения в профилированных осесимметричных каналах с подачей кольцевой веерной струи вдоль криволинейной стенки по нормали к оси канала в радиальном направлении.

Радиальные струи с высокими скоростями течения применяются для холодного газодинамического напыления [28, 29]. Аналогичный принцип подачи струи реализован в эжекторе Коанда [30, 31], имеющего более высокую производительность в вакуумных пароструйных насосах [32], системах вентиляции и пылеподавления [33].

Однако, несмотря на обширное практическое применение, в литературе отсутствует описание локальной структуры такого течения. Распределения газодинамических параметров в затопленном пространстве, ограниченном стенкой осесимметричного профилированного канала, изучены недостаточно полно. Такое же заключение можно сделать и о процессе эжекции окружающего воздуха, сопровождающем истечение веерной радиальной струи вдоль криволинейной стенки. В связи с этим целью данной работы является численное исследование течения в осесимметричном канале при подаче радиальной веерной струи по нормали к оси вдоль криволинейной поверхности при наличии эжекции газа из окружающего пространства на входе в канал.

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Объектом исследования является течение воздуха в камере смешения эжектора Коанда [33], схема которого представлена на рис. 1. В цилиндрический канал с открытыми границами на входе и выходе через кольцевое щелевое сопло шириной h вдувается радиальная струя. Подача струи осуществляется вдоль выпуклой поверхности с радиусом кривизны $R = 16$ мм. Вход и выход канала сообщаются с атмосферой с температурой и давлением $T_a = 293$ К и $P_a = 10^5$ Па, соответственно. Эжектируемый на входе в камеру смешения газ из окружающей среды создает течение в осевом направлении, так что вдуваемая струя после ее разворота развивается в спутном потоке. Расход эжектируемого воздуха заранее был неизвестен, и определялся в процессе численного расчета. Ввиду пренебрежимо малых потерь давления при течении газа в щелевом сопле, распределение газодинамических параметров в нем принято равномерным на срезе щели (3).

В численном исследовании рассмотрены два режима истечения: докритический (при $P/P_a < 1.89$ [34], где P — полное давление в струе), когда $M < 1$, и сверхкритический ($P/P_a > 1.89$), при числе Маха в струе $M > 1$. В каждом случае режим течения турбулентный, а полная температура в струе $T = 294$ К. Ширина щели h в расчетах принимала два значения $h = 0.25$ и 0.5 мм. Диаметр цилиндрического участка канала составлял $D = 51.5$ мм.

Для математического моделирования течения газа в профилированном цилиндрическом канале применяется RANS-подход. Движение вязкого теплопроводного газа описывается системой нестационарных осредненных по Рейнольдсу осесимметричных уравнений Навье–Стокса

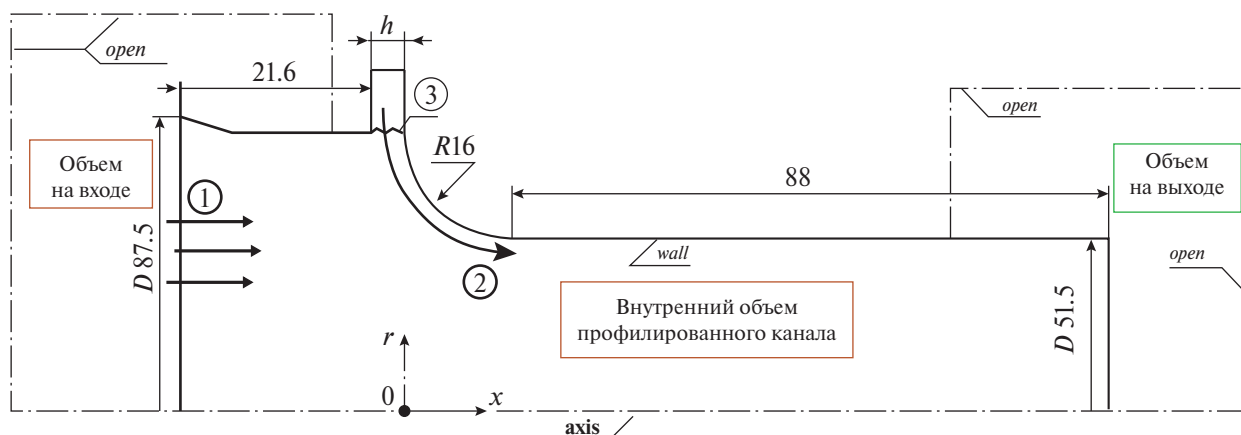


Рис. 1. Схема осесимметричного канала с радиальной кольцевой струей. Все размеры в мм, не в масштабе. 1 — направление движения эжектируемого газа, 2 — радиальная струя, 3 — кольцевая щель.

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0, \\ \frac{\partial (\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = -\nabla P + \nabla \tau, \\ \frac{\partial (\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda_{eff} \nabla T) + \nabla \cdot (\mathbf{U} \cdot \tau), \\ P = \rho \frac{R}{M} T, \end{cases}$$

где $\tau = \mu_{eff} (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) - \frac{2}{3} \delta \nabla \cdot \mathbf{U}$, $\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}$, $\lambda_{eff} = \lambda + \frac{c_p}{Pr_t}$, $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$, $h_{tot} = h + \frac{\mathbf{U}^2}{2}$, ρ — плотность газа, $\mathbf{U} = \{u, v\}$ — вектор скорости с продольной (u) и радиальной (v) компонентами, P — давление, τ — тензор вязких напряжений, h_{tot} — полная энтальпия, λ_{eff} — эффективная теплопроводность, T — температура, M — молекулярная масса, R — универсальная газовая постоянная, μ_{eff} — эффективная вязкость, k — кинетическая энергия турбулентности, ω — удельная скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, c_p — удельная теплоемкость, Pr_t — турбулентное число Прандтля, μ — молекулярная вязкость, μ_t — турбулентная вязкость, h — энтальпия.

В рамках численного исследования рассматривается широкий диапазон давлений, поэтому в качестве уравнения состояния используется уравнение Менделеева–Клапейрона. Зависимость $\mu(T)$ учитывается в соответствии с формулой Сазерленда. Для моделирования турбулентности применяется двухпараметрическая модель турбулентности “ k – ω ” SST [35]. Выбор модели турбулентности произведен на основании рекомендаций из работ по моделированию пристеночных течений при наличии эффекта Коанда [36, 37]. Численное решение осесимметричной задачи осуществляется методом конечных объемов, реализованным в вычислительном комплексе ANSYS Fluent 2020R2, с использованием решателя по плотности (density-based) и неявной схемы второго порядка точности [38]. Для расчета конвективных потоков применена схема Roe-FDS [38].

Расчетная область для численного решения задачи включает в себя внутренний объем канала, ко входу и выходу из которого присоединены для фрагмента окружающего затопленного пространства (см. рис. 1). Расчетная область содержит открытые границы (open), твердые стенки (wall), ось (axis) и входную границу (inlet), совпадающую со срезом щелевого сопла 3. Расчетная область имеет подобный вид для решения задачи с разными значениями ширины щели h . В каждом случае область покрывается неравномерной конечно-разностной сеткой, состоящей из прямоугольных ячеек. Для разрешения пограничного слоя производится сгущение сетки к стенкам канала ($y^+ < 1$).

Проверка сеточной сходимости численного решения проводилась на серии расчетов с использованием конечно-разностных сеток с числом элементов: $0.3 \cdot 10^6$, $0.5 \cdot 10^6$ и $0.9 \cdot 10^6$. Для отслеживания сходимости численного расчета контролируется поток массы через входное и выходное сечения профилированного канала, а также отслеживается баланс массы через границы типа inlet и open. Численное решение считается сошедшимся и установившимся, когда массовый расход на входе в канал и на выходе из него имеет постоянное значение, т. е. отсутствуют осцилляции скорости и давления.

Ввиду того, что в численном исследовании рассматривается широкий диапазон полного давления в струе, при численном решении производилась адаптация расчетной сетки для получения корректного разрешения течения в областях с большими градиентами давления. Для примера на рис. 2а представлены изолинии статического давления вблизи входной границы (inlet), через которую струя втекает в затопленное пространство вдоль криволинейной поверхности, и фрагмент структурированной расчетной сетки до адаптации. На рис. 2б показан тот же участок расчетной сетки, но уже после адаптации по градиенту давления. После адаптации расчетной сетки число ячеек увеличивалось до $\sim 1.5 \cdot 10^6$. Такой подход позволил получить разрешение прямого скачка уплотнения (рис. 2в) при решении задач с давлением выше критического — видно, что за скачком в пристенной струе происходит торможение газа в серии скачков уплотнения, интенсивность которых уменьшается.

Описанная в данном разделе математическая модель позволяет получить адекватное разрешение сжимаемой пристенной струи, распространяющейся вдоль криволинейной поверхности, что хорошо видно из рис. 2г и рис. 2д, где приведены результаты численных расчетов и фрагменты визуализации из работ [5, 6]. Важно отметить ряд значимых отличий между условиями в численных расчетах и в экспериментах соответственно, а именно: 1) истечение в затопленное пространство, ограниченное стенками канала, и в неограниченное пространство; 2) истечение из щели постоянной ширины и из профилированной щели, где присутствует участок поджатия потока и критическое сечение; 3) различные полные давления

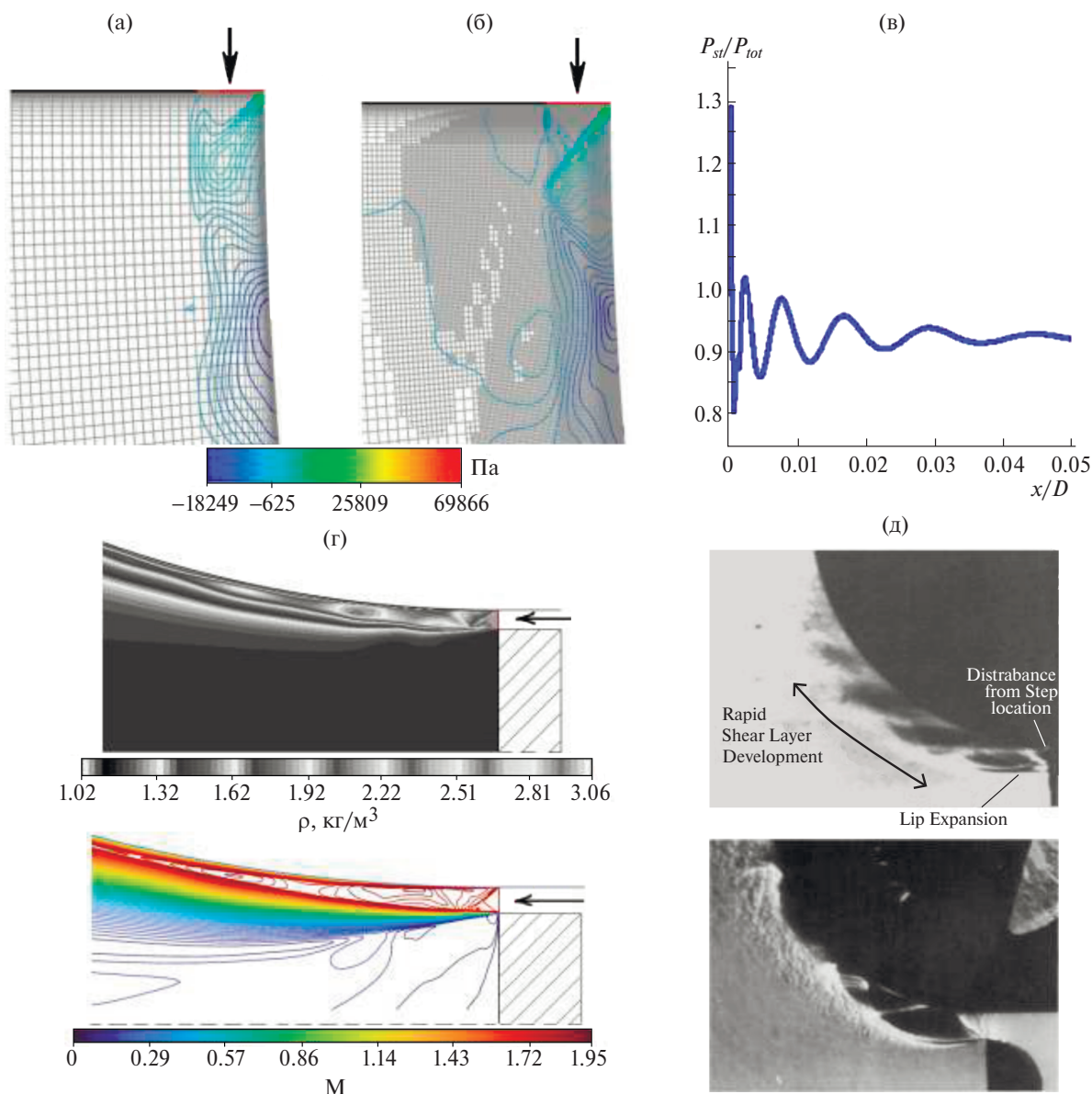


Рис. 2. Адаптация расчетной сетки по градиенту давления ($h = 0.25$ мм, $P_{tot} = 6 \cdot 10^5$) до адаптации ($7.2 \cdot 10^5$ ячеек) (а), после адаптации ($1.48 \cdot 10^6$ ячеек) (б), разрешение прямого скачка вдоль криволинейной поверхности (в), распределения газодинамических параметров в численном расчете (г), визуализация высокоскоростной сжимаемой пристенной струи в экспериментах [5, 6] (д).

и степени нерасчетности струи; 4) отличия в геометрии (например, соотношения h/R). Однако, несмотря на имеющиеся отличия, хорошо видна зона смешения струи и затопленного пространства, а также ударно-волновая структура. Из фрагментов визуализации очевидно, что полное давление в экспериментах [5, 6] существенно выше значений, рассмотренных при математическом моделировании применительно к течению в канале, в связи с этим и выше импульс струи.

Для численного моделирования движения радиальной струи вдоль криволинейной поверхности профилированного канала заданы начальные условия, согласно которым истечение струи происходит в затопленное пространство, ограниченное стенкой канала и открытыми границами, на которых выполняются мягкие граничные условия. На стенке канала заданы условия прилипания и адиабатичности. Полная температура и интенсивность турбулентности в струе, истекающей из щелевого сопла шириной 0.25 мм и 0.5 мм, составляют $T = 294$ К и $Tu = 4\%$, соответственно. Полное давление, соответствующие величины массового расхода через щелевое сопло и значения числа Рейнольдса, указаны в табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Подача струи в затопленное пространство сопровождается перераспределением давления во внутреннем объеме канала, вследствие чего вблизи стенки формируется зона пониженного давления и возникает

Таблица 1. Массовый расход через срез щелевого сопла

		P , Па			
		$1.08 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^5$	$2.8 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$
		G_{inlet} , г/с			
h , мм	0.25	8.77	19.56	40.46	63.04
	0.5	17.76	39.42	80.90	126.07
		$Re \cdot 10^3$			
h , мм	0.25	1.87	4.17	8.62	13.43
	0.5	3.78	8.40	17.23	26.86

подсос воздуха из окружающей среды в пристеночной области. Распространение радиальной струи в ограниченном пространстве осесимметричного канала осложняется наличием профилированного сужающегося участка, где вследствие эффекта Коанда струя присоединяется к стенке, по мере движения разворачивается на 90° , и по длине цилиндрической части направление ее движения становится параллельным оси. В связи с этим предметом исследования является структура течения во внутреннем объеме осесимметричного профилированного канала при подаче радиальной струи вдоль поверхности Коанда.

Поля статического давления на стенке и на оси канала

Распределение статического давления на стенке канала, нормированное на величину атмосферного давления представлено на рис. 3. Координата $x/D = 0$ соответствует местоположению сопла, через которое вдувается струя и начинается поверхность Коанда. Завершается криволинейная поверхность при значении $x/D = 0.31$. На рис. 3а представлены распределения статического давления на стенке при докритических значениях полного давления в струе, а на рис. 3б — при сверхкритических. Как видно, наиболее сильное разрежение на стенке канала достигается на криволинейном участке. Причем распределение давления имеет минимум при $x/D \approx 0.25$, а затем по завершению криволинейной части выходит на плато. Увеличение давления в форкамере струи приводит к росту разрежения при до- и сверхкритических режимах истечения. Это обусловлено прежде всего увеличением расхода газа в кольцевой струе, как это можно видеть из табл. 1. По этой же причине возрастает уровень разрежения при увеличении ширины щели.

Таким образом, увеличение полного давления в форкамере P , как и увеличение ширины щели h , при истечении дозвуковой турбулентной струи приводит к увеличению количества эжектируемого воздуха. То есть при подаче в профилированный канал дозвуковой кольцевой турбулентной струи есть два способа улучшения ее эжекционных свойств: увеличение полного давления и ширины щели. При сверхкритической величине полного давления в кольцевой струе распределение статического давления на стенке цилиндрического участка качественно подобно распределению при докритических давлениях (см. рис. 3). Разница состоит в уровне разрежения, создаваемого вдувом кольцевой струи, величина которого при сверхкритических режимах значительно выше. С ростом полного давления в струе увеличивается разрежение вблизи криволинейной стенки канала (см. рис. 3а), и при переходе в диапазон сверхкритических значений

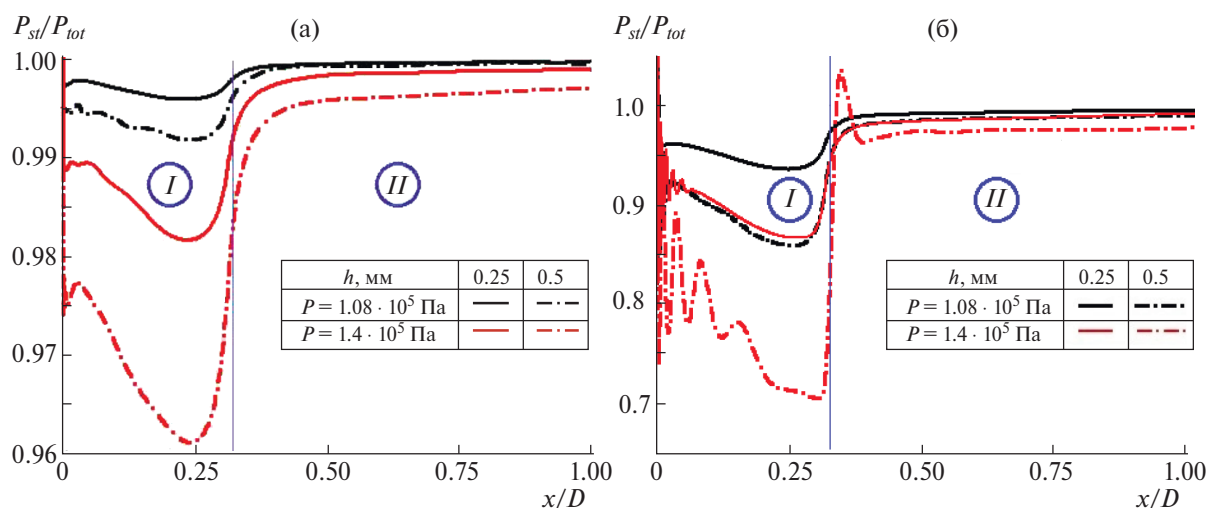


Рис. 3. Статическое давление (P_{st}) на стенке канала при ширине щели 0.25 и 0.5 мм для докритического (а) и сверхкритического (б) давлений в форкамере (I — криволинейная поверхность, II — цилиндрический участок).

(см. рис. 3б) в этой области возникают скачки уплотнения, наличие которых обусловлено тем, что скорость течения воздуха превышает местную скорость звука.

Распределение статического давления для щели $h = 0.5$ мм при полном давлении $P = 6 \cdot 10^5$ Па отличается тем, что в области, где криволинейная поверхность стыкуется с цилиндрическим участком канала возникает немонотонность поведения давления с резким изменением его от величины $0.7P_a$ до $1.05P_a$. Резкое изменение давления связано с наличием прямого скачка уплотнения в пристеночном течении. Как видно из рис. 3б, распределение статического давления при $h = 0.25$ мм и $P = 6 \cdot 10^5$ Па практически совпадает с распределением для щели 0.5 мм и давления $P = 2.8 \cdot 10^5$ Па. Однако при подаче высоконапорной струи из щели $h = 0.25$ мм массовый расход сжатого газа на входе будет на 27.7% ниже, а массовый расход эжектируемого из атмосферы воздуха выше на 10.3%. Данный факт может оказывать существенное влияние на важнейший показатель эффективности эжектора — коэффициент эжекции.

Несмотря на переход через скорость звука ($M > 1$), так же имеют место два варианта улучшения эжекционных свойств струи: увеличение ширины щели и повышение полного давления. В рассматриваемых условиях численного расчета полная температура струи составляет 294 К и сохраняется неизменной, в связи с этим повышение давления в струе не приведет к увеличению числа Маха в силу ограниченности энтальпии потока [34]. При достижении на выходе из щелевого сопла критической скорости истечения, последующее увеличение полного давления приведет к тому, что струя, истекающая в ограниченное затопленное пространство, будет стремиться преобразовать внутреннюю энергию в кинетическую, а ее истечение будет сопряжено с возникновением все более сильного разрежения как вблизи стенок, так и во внутреннем объеме канала.

Степень разрежения во внутреннем объеме канала отражает рис. 4, где приведены распределения статического давления на оси канала, нормированные на величину атмосферного давления ($P_a = 10^5$ Па). При докритических давлениях (рис. 4а) разрежение вблизи оси не превышает 0.05%, большее разрежение создается при подаче радиальной струи из щелевого сопла ширины $h = 0.5$ мм, при этом разрежение возле стенки в 7 раз выше. На цилиндрическом участке канала давление повышается, выравнивается скорость и происходит торможение потока. При сверхкритическом давлении в струе (рис. 4б) наибольшее разрежение на оси канала наблюдается при большей ширине щели и достигает 2.8% (при разрежении вблизи стенки $\sim 30\%$). Малое разрежение вблизи оси канала оказывает влияние на величину скорости в ядре потока и эжекционные свойства радиальной щелевой струи, вдуваемой в осесимметричный канал. Основное движение среды происходит вблизи стенки, что приводит к формированию профиля скорости с максимумом в пристенной части канала.

Локальная структура течения

Картинки полей осредненной аксиальной скорости при полном давлении во входном сечении радиальной струи $P = 1.08 \cdot 10^5$ и $2.8 \cdot 10^5$ Па и для щелей шириной $h = 0.25$ и 0.5 мм представлены на рис. 5. Исследуемое течение имеет сложную структуру, так как щелевая струя с одной стороны ограничена криволинейной стенкой, а с другой — слоем смешения с эжектируемым потоком. В каждом случае область с наиболее высокой величиной аксиальной скорости расположена вблизи стенки канала, что иллюстрирует возникновение эффекта Коанда, предотвращающего отрыв потока от криволинейной поверхности. Струя

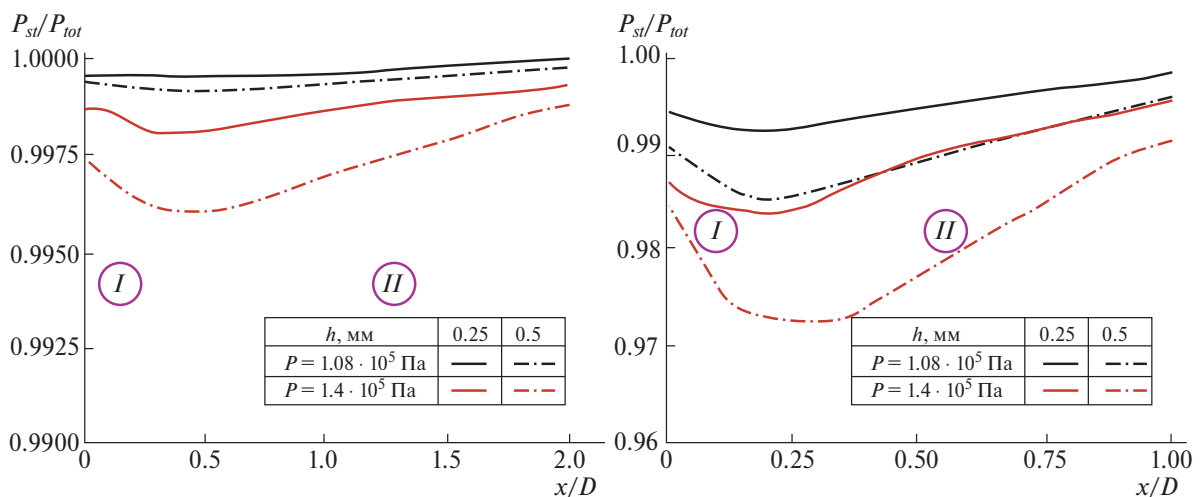


Рис. 4. Статическое давление на оси канала при ширине щели 0.25 и 0.5 мм для докритического (а) и сверхкритического (б) давлений в форкамере (I — криволинейная поверхность, II — цилиндрический участок).

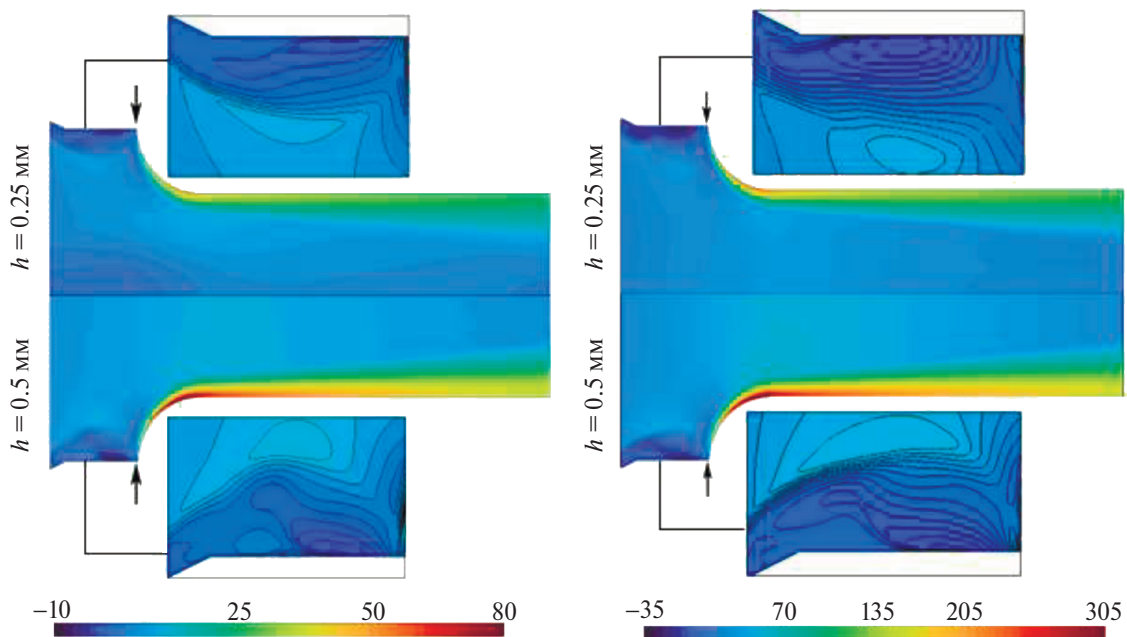


Рис. 5. Поле осредненной аксиальной скорости u (м/с) в профилированном канале при докритическом $P = 1.08 \times 10^5$ Па (а) и (б) сверхкритическом $P = 2.8 \cdot 10^5$ Па давлениях для различной ширины щели. Стрелками показан срез щелевого сопла, на выносках — поле осредненной скорости в области при $x/D < 0$.

присоединяется к стенке и движется вдоль нее, по мере движения она разворачивается на 90° и на цилиндрическом участке канала вектор скорости струи становится параллелен оси канала.

Вне зависимости от полного давления струи и ширины щели в канале формируются две выраженные области течения с низкой скоростью. Первая расположена вблизи оси канала и ее возникновение обусловлено эжекцией газа из окружающей среды. Во второй области, примыкающей к стенке канала, расположена зона пониженного давления, где возникает отрыв потока и возвратное течение (см. врезки на рис. 5). Протяженность зон рециркуляции и их интенсивность зависят как от полного давления в струе, так и от ширины щели. Максимальная величина продольной скорости достигает $u = 80$ м/с ($P = 1.08 \cdot 10^5$ Па) и 305 м/с ($P = 2.8 \cdot 10^5$ Па). На участке при $x/D < 0$ (слева от щели) вблизи стенки формируется зона возвратного течения, которой соответствуют продольные скорости порядка $u = -10$ м/с (при $P = 1.08 \cdot 10^5$ Па) и -35 м/с (при $P = 2.8 \cdot 10^5$ Па). При движении струи вдоль криволинейной поверхности ($0 < x/D < 0.31$) наблюдается увеличение продольной скорости в пристенной зоне (разгон потока). Вдуваемая струя с одной стороны ограничена стенкой и распределение скорости на данной границе является характерным для распространения турбулентной пристенной струи [39]. Вдоль второй границы струи, обращенной к оси канала, формируется зона смешения, где происходит изменение величины скорости от максимального значения до скорости в ядре потока. Поперечный размер струи, ее расширение и диапазон изменения скорости в ней зависят от величины полного давления и ширины щели (см. рис. 5).

Профили осредненной продольной скорости в характерных сечениях канала представлены на рис. 6, где $x/D = 0$ — срез щелевого сопла, $x/D = 0.16$ — середина криволинейной поверхности, $x/D = 0.31$ — начало цилиндрического участка, $x/D = 1$ — цилиндрический участок, $x/D = 2$ — сечение на выходе из канала. Изменения профиля продольной компоненты скорости по длине канала свидетельствуют о струйном характере течения вблизи стенки и относительно равномерном профиле скорости вблизи оси.

При малом давлении (см. рис. 6а) в сечении $x/D = 0$ вблизи оси канала возникает область течения с отрицательной продольной скоростью (течение в направлении $x/D < 0$), которая выравнивается при движении через сужающийся участок канала, ограниченный криволинейной поверхностью. На цилиндрическом участке канала скорость в ядре потока для щели шириной 0.25 мм практически не отличается от таковой при $h = 0.5$ мм, однако сохраняется различие по величине скорости в пристенной области. При полном давлении в струе выше критического (рис. 6б) в сечении $x/D = 0$ отсутствует область с отрицательной продольной скоростью, а величина скорости в ядре потока существенно выше (примерно в 4 раза), так как кольцевая струя с большим полным давлением, создает большее разрежение во внутреннем объеме канала. Если участок канала, ограниченный криволинейной поверхностью, поджимает поток и обеспечивает увеличение скорости, то на цилиндрическом участке канала происходит плавное его торможение за счет вязких эффектов в пограничном слое на стенке. По мере торможения пристенной струи увеличивается площадь ее сечения и наблюдается тенденция к росту скорости в ядре потока, что видно из профилей

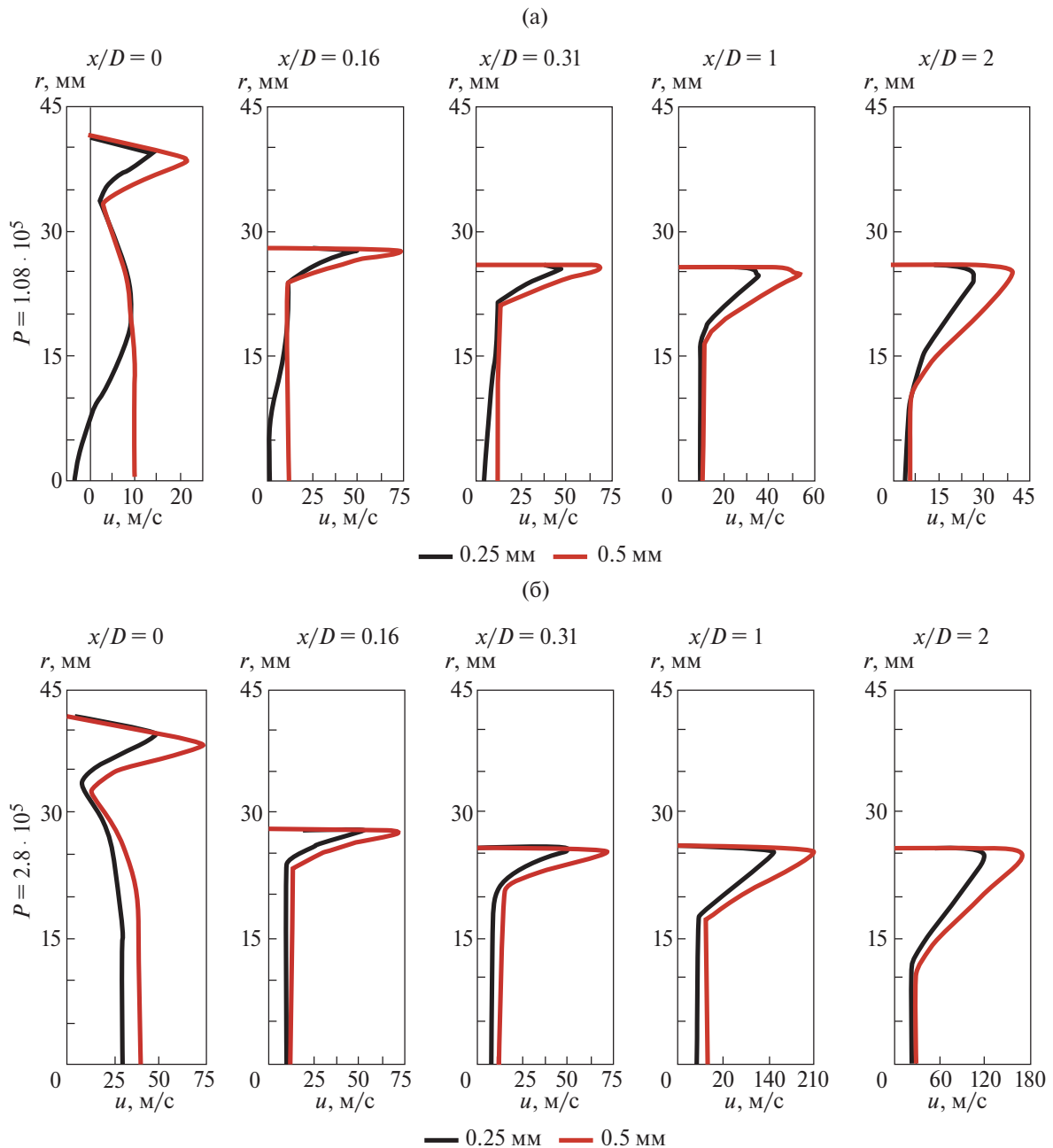


Рис. 6. Профили осредненной продольной скорости в характерных сечениях канала при полном давлении в струе $P = 1.08 \cdot 10^5$ (а) и $2.8 \cdot 10^5$ (б).

скорости на выходе (при $x/D = 2$). Влияние сил вязкости приводит к сглаживанию профиля скорости на выходе и формированию более широкой зоны смешения струи и ядра потока.

Из распределений скорости видно, что изменение величины полного давления оказывает существенное влияние на структуру течения и распределение газодинамических параметров в нем, однако общая картина течения подобна: сохраняется выраженная зона пристеночного течения с высокой скоростью [39] и ядро потока вблизи оси, где величина скорости не превышает 20% от максимальной.

На рис. 7 в безразмерном виде представлены профили осредненной аксиальной скорости в сечении $x/D = 2$, полученные в ходе численного решения задачи, а точками отмечены данные экспериментальных измерений [30]. Для сопоставления с результатами численных расчетов были выбраны результаты экспериментального измерения скорости на выходе из канала при $P = 1.4 \cdot 10^5$ Па. В работе [30] не приведена ширина щели и радиус поверхности Коанда, а также вместо цилиндрического участка используется диффузор с полууглом раскрытия 2° . Для того, чтобы нивелировать существующие различия в геометрии сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными осуществлено в безразмерном виде: по оси ординат — скорость, нормированная на максимальную величину в рассматриваемом сече-

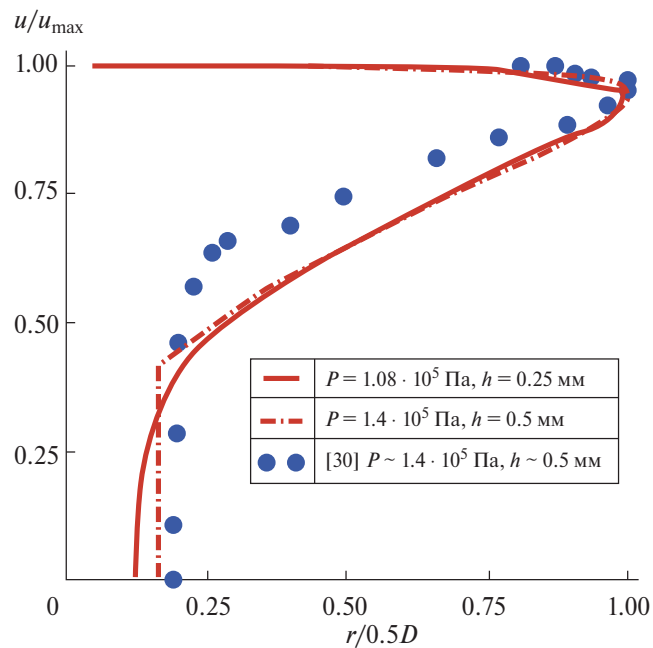


Рис. 7. Сравнение результатов численного решения задачи с данными эксперимента [30] профиль осредненной продольной скорости при $h = 0.25$ и 0.5 в сечении $x/D = 2$.

нии, по оси абсцисс — координата точки, нормированная на радиус канала в рассматриваемом сечении. Сопоставление результатов отражает соответствие расчетного профиля скорости в пристенной области экспериментальным измерениям. Можно отметить хорошее соответствие скорости в ядре потока — и в расчетах, и в экспериментах ее величина составляет $\sim 0.2u_{\max}$. Отличие профиля скорости в зоне смешения пристенной струи и ядра потока может быть обусловлено различиями в геометрии каналов. Также полученные результаты качественно согласуются с результатами математического моделирования других авторов [25, 40], а именно имеют характерное распределение скорости с максимумом в пристенной области и малой скоростью вблизи оси канала.

По результатам численного исследования течения в профилированном канале показано, что подача радиальной кольцевой струи в ограниченное затопленное пространство сопровождается эжекцией газа из атмосферы. Вблизи стенок и оси канала возникает разрежение, интенсивность которого тем выше, чем больше полное давление вдуваемой струи. Важно отметить, что моделирование течения производится с использованием метода конечных объемов до установления и все приведенные выше результаты численного решения являются осредненными — установившееся решение задачи получено при достаточно больших числах Куранта (от 8 до 25). Это связано с тем, что исследуемое течение сопряжено с пульсациями скорости как в пристенной зоне, так и в ядре потока, что явно видно при анализе мгновенных распределений газодинамических параметров во внутреннем объеме канала. В качестве примера на рис. 8 представлены мгновенные поля радиальной скорости в цилиндрической части канала, где видно распространение вихревых структур к выходному сечению канала ($x/D = 2$). Из мгновенных полей на рис. 8 очевидно наличие зависимости масштабов вихревых структур от ширины щелевого сопла и полного давления в струе. Данные вихревые структуры имеют физическую природу и, по-видимому, являются проявлением крупномасштабной гидродинамической неустойчивости [42]. Авторами работы [28] проведено расчетное и экспериментальное исследование расходящейся радиальной струи и описаны возникающие при этом автоколебательные процессы [41]. Однако истечение расходящейся струи в [28] происходит с большим полным давлением (2.5 МПа), где в ходе торможения происходит разрушение струи и вихревые структуры превращаются в мелкомасштабные турбулентные пульсации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам численного моделирования течения в профилированном канале при подаче радиальной кольцевой струи установлено, что исследуемое течение имеет две выраженные зоны: область высокоскоростной пристеночной струи и ядро потока, скорость в котором не превышает $0.2u_{\max}$.

О наличии эжекционных свойств радиальной струи свидетельствует разрежение вблизи стенки и оси канала по всей его длине (как при $x/D < 0$, так и при $x/D > 0$). Истечение радиальной струи в затопленное пространство способствует возникновению потока массы из окружающей среды за счет перераспределения

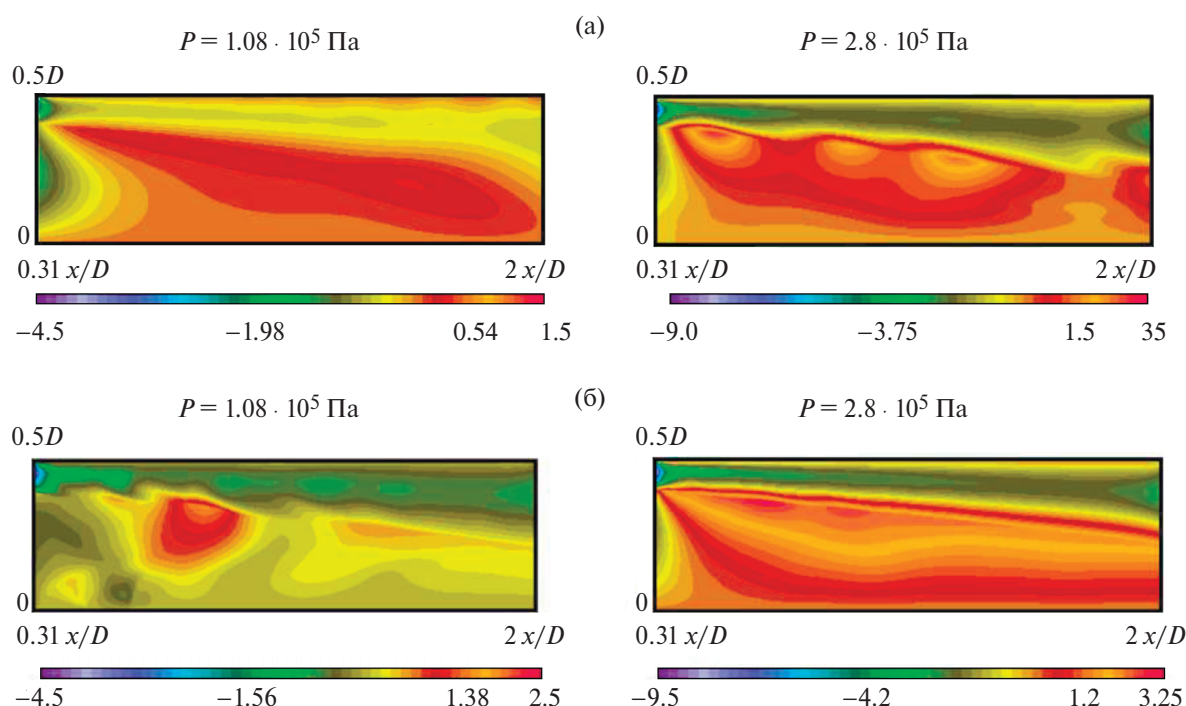


Рис. 8. Мгновенные поля радиальной скорости в цилиндрической части канала при ширине щели 0.25 мм (а) и 0.5 мм (б).

давления. При $P < 1.89P_a$, когда турбулентная струя имеет дозвуковую скорость, повышение эффективности эжекции возможно за счет увеличения ширины щели и давления в струе. При $P > 1.89P_a$, когда скорость истечения превышает скорость звука, вблизи щелевого сопла и криволинейной стенки происходит локальная перестройка течения и проявляются эффекты сжимаемости среды, которые необходимо учитывать при оценке эффективности эжекционных свойств высокоскоростной струи. В рассмотренном диапазоне давлений возникающие вблизи среза щели скачки уплотнения затухают под действием сил вязкости в пограничном слое на стенке, и при $x/D > 0.31$ скорость потока ниже местной скорости звука.

Исследуемое течение сопровождается пульсациями скорости и возникновением неустойчивостей, которые могут приводить к возникновению нежелательных акустических эффектов и шума. Необходимы дополнительные экспериментальные и расчетно-теоретические исследования данного класса течений, направленные как на фундаментальное описание протекающих процессов, так и на формулирование практических рекомендаций по улучшению эффективности эжекционных свойств верной радиальной струи, истекающей в затопленное пространство.

Авторы выражают благодарность С.Ю. Спотарю и И.А. Чохару за полезные обсуждения.

Результаты численных расчетов получены в рамках Государственного задания ИТ СО РАН (121031800217-8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вулис Л.А., Кашкаров В.П. Теория струи вязкой жидкости. М.: Наука, 1965. 431 с.
2. Глазнев В.Н., Запрыгаев В.И., Усков В.Н., Терехова Н.М., Ерофеев В.К., Григорьев В.В., Кожемякин А.О., Котенок В.А., Омельченко А.В. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике. Новосибирск: Изд-во СОРАН, 2000. 200 с.
3. Wille R., Fernholtz H. Report of the first European mechanics colloquium on the Coanda effect // Journal of Fluid Mechanics. 1965. V. 23. No. 4. P. 801–819.
<https://doi.org/10.1017/S0022112065001702>
4. Lubert C.P. Some recent experimental results concerning turbulent Coanda wall jets // 168th Meeting of the Acoustical Society of America. 2014. V. 22. Paper 040004.
<https://doi.org/10.1121/2.0000040>
5. Gregory-Smith D.G., Senior P. The effects of base steps and axisymmetry on supersonic jets over Coanda surfaces // International Journal of Heat and Fluid Flow. 1994. V. 15. No. 4. P. 291–298.
[https://doi.org/10.1016/0142-727X\(94\)90014-0](https://doi.org/10.1016/0142-727X(94)90014-0)

6. *Gregory-Smith D.G., Gilchrist A.R., Senior P.* A combined system for measurements of high-speed flow by interferometry, schlieren and shadowgraph // *Measurement Science and Technology*. 1990. V. 1. P. 419–424.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/1/5/008>
7. *Gregory-Smith D.G., Gilchrist A.R.* The compressible Coanda wall jet — an experimental study of jet structure and breakaway // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 1987. V. 8. No. 2. P. 156–164.
[https://doi.org/10.1016/0142-727X\(87\)90019-1](https://doi.org/10.1016/0142-727X(87)90019-1)
8. *Wang Q., Qu F., Zhao Q., Bai J.* Numerical study of the hysteresis effect on the supercritical airfoil for the transonic circulation control // *Aerospace Science and Technology*. 2022. V. 126. Paper 107645.
<https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107645>
9. *Dragan V.* Numerical investigations of Coanda lift on a double curvature super circulated ramp // *International Journal of Civil & Structural Engineering*. 2011. V. 2. No. 1. P. 241–248.
<https://doi.org/10.6088/ijcser.00202010105>
10. *Dragan V.* A new mathematical model for high thickness Coanda effect wall jets // *Review Air Force Academy*. 2013. V. 23. No. 1. P. 23–28.
11. *Shakouchi T., Fukushima S.* Fluidic thrust, propulsion, vector control of supersonic jets by flow entrainment and the Coanda effect // *Energies*. 2022. V. 15. No. 22. P. 858–861.
<https://doi.org/10.3390/en15228513>
12. *Gandomkar M., Amini Foroushani J.* Experimental and numerical investigation of using Coanda effect for producing underwater propulsion // *Modares Mechanical Engineering*. 2020. V. 20. No. 3. P. 777–786.
13. *El Halal Y., Marques C.H., Rocha L.A., Isoldi L.A., Lemos R.D.L., Fragassa C., dos Santos E.D.* Numerical study of turbulent air and water flows in a nozzle based on the Coanda effect // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2019. V. 7. No. 2. Paper 21.
<https://doi.org/10.3390/jmse7020021>
14. *Miozzi M., Lalli F., Romano G.P.* Experimental investigation of a free-surface turbulent jet with Coanda effect // *Experiments in Fluids*. 2010. V. 49. P. 341–353.
<https://doi.org/10.1007/s00348-010-0885-1>
15. *Соколова И.Н.* Экспериментальное исследование пределов реализации течения Коанда // *Ученые записки ЦАГИ*. 1983. Т. XIV. № 4. С. 124–126.
16. *Соколова И.Н.* Горячие струи Коанда // *Ученые записки ЦАГИ*. 1990. Т. XXI. № 4. С. 100–103.
17. *Ганич Г.А., Гущина Н.И., Жулев Ю.Г.* Эффект Коанда при выдуве струй из прямоугольных сопел под углом к плоской поверхности // *Ученые записки ЦАГИ*. 1994. Т. XXV. № 3–4. С. 121–125.
18. *Жулев Ю.Г., Макаров В.А., Наливайко А.Г.* Интенсификация эффекта Коанда с помощью создаваемых в струе продольных вихрей // *Ученые записки ЦАГИ*. 1997. Т. 28. № 1. С. 139–143.
19. *Zhou Y., Gu Y., Xue L., Jiao Y., Shi N., Deng S.* Research on the control of supersonic jet under different boundary conditions // *Journal of Visualization*. 2024. V. 27. P. 19–32.
<https://doi.org/10.1007/s12650-023-00948-w>
20. *Trancossi M., Dumas A., Vucinic D.* Mathematical modeling of Coanda effect // *SAE Technical Paper*. 2013. Paper 2013-01-2195.
<https://doi.org/10.4271/2013-01-2195>
21. *Saha S., Biswas P., Nath S.* Bifurcation phenomena for incompressible laminar flow in expansion channel to study Coanda effect // *Journal of interdisciplinary Mathematics*. 2020. V. 23. No. 2. P. 493–502.
<https://doi.org/10.1080/09720502.2020.1731962>
22. *Trancossi M., Pascoa J.* The influence of convective exchanges on Coanda effect // *INCAS Bulletin*. 2019. V. 11. No. 4. P. 191–202.
<https://doi.org/10.13111/2066-8201.2019.11.4.17>
23. *Matsuo S., Setoguchi T., Kudo T., Yu S.* Study on the characteristics of supersonic Coanda jet // *Journal of Thermal Science*. 1998. V. 7. No. 3. P. 165–175.
<https://doi.org/10.1007/s11630-998-0012-2>
24. *Kim H., Raghunathan S., Setoguchi T., Matsuo S.* Experimental and numerical studies of supersonic Coanda wall jets // *Proc. 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2000. Paper 0814.
<https://doi.org/10.2514/6.2000-814>
25. *Kim H.D., Rajesh G., Setoguchi T., Matsuo S.* Optimization study of a Coanda ejector // *Journal of Thermal Science*. 2006. V. 15. No. 4. P. 331–336.
<https://doi.org/10.1007/s11630-006-0331-2>
26. *Dumitrache A., Frunzulica F., Ionescu T.* Coanda effect on the flows through ejectors and channels // *Scientific research and education in the Air Force*. 2018. V. 20. P. 161–174.
<https://doi.org/10.19062/2247-3173.2018.20.21>

27. *Dumitrache A., Frunzulica F., Ionescu T.C.* Mathematical modelling and numerical investigations on the Coanda effect // *Nonlinearity, Bifurcation and Chaos-theory and Applications*. 2012. P. 101–132.
<https://doi.org/10.5772/50403>
28. *Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н.* О механизме автоколебаний сверхзвуковой радиальной струи, истекающей в затопленное пространство // *Прикладная механика и техническая физика*. 2016. Т. 57. № 2. С. 53–63.
29. *Косарев В.Ф., Клинов С.В., Зайковский В.Н., Кундасев С.Г.* Газодинамика сверхзвуковой радиальной струи. Часть I // *Теплофизика и аэромеханика*. 2015. Т. 22. № 6. С. 693–703.
30. *Ameri M., Dybbbs A.* Coanda ejector: why it works // *Proc. 5th Int. Conference on Laser Anemometry: Advances and Applications*. 1993. V. 2052. P. 289–296.
31. *Ameri M.* An experimental and theoretical study of Coanda ejectors: PhD Thesis. 1993. 168 p.
32. *Куснер Ю.С., Приходько В.Г., Ермолов В.И.* Структура и откачивающие свойства внутренней части кольцевой сверхзвуковой струи // *Журнал технической физики*. 1985. Т. 55. № 1. С. 186–195.
33. *Зеленецкий В.А., Терехов В.И.* Эжектор для проветривания горных выработок. Патент РФ № 23118119. 27.02.2008. Бюл. № 6.
34. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. 600 с.
35. *Menter F.R.* Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. V. 32. № 8. P. 1598–1605.
<https://doi.org/10.2514/3.12149>
36. *Frunzulica F., Dumitrache A., Preotu O., Dumitrescu H.* Control of two-dimensional turbulent wall jet on a Coanda surface // *PAMM*. 2011. V. 11. No. 1. P. 651–652.
<https://doi.org/10.1002/pamm.201110315>
37. *Gross A., Fasel H.* RANS, URANS, and LES of Coanda wall jet flows // *Proc. 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. 2006. Paper 3371.
<https://doi.org/10.2514/6.2006-3371>
38. *ANSYS FLUENT 12.1 Theory guide, Solver Theory.* ANSYS Inc., 2010.
39. *Абрамович Г.Н., Гиринович Т.А., Крашенников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П.* Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
40. *Sierra J., Ardila J., Vélez S., Maya D., Hincapié D.* Simulation analysis of a Coanda — effect ejector using CFD // *Tecciencia*. 2017. V. 12. No. 22. P. 17–25.
<https://doi.org/10.18180/tecciencia.2017.22.3>
41. *Даньков Б.Н., Дубень А.П., Козубская Т.К.* Анализ автоколебательных процессов в каверне с открытым типом течения на основе данных вихреразрешающих расчетов // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 2023. № 4. С. 156–166.
<https://doi.org/10.31857/S1024708422600774>
42. *Dunaevich L., Greenblatt D.* Stability and transition on a Coanda cylinder // *Physics of Fluids*. 2020. V. 32. Paper 084106.
<https://doi.org/10.1063/5.0013534>

Numerical Study of Flow Structure in an Axisymmetric Channel with Injection of a Radial Jet along the Coanda Surface

© 2025 M. A. Pakhomov*, N. P. Skibina**, V. I. Terekhov***

^a *Kutateladze Institute of Thermophysics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

* e-mail: pma41976@yandex.ru

* e-mail: uss.skibina@gmail.com

* e-mail: terekhov@itp.nsc.ru

The results of numerical study of the flow in a channel with an annular radial jet injected along the Coanda surface are given. To describe the flow of the gas medium, the two-dimensional axisymmetric Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS) equations are used in combination with equations of the semi-empirical $k - \omega$ SST turbulence model. The effect of the total pressure and the width of radial jet on the velocity and static pressure distributions is studied and changes in the local structure developed at the sub- and supercritical pressure in the jet are described.

Keywords: gas dynamics, Coanda effect, ejection, radial convergent jet