

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
2. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М.: Наука, 1975. 343 с.
3. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. Прикладная динамика разреженного газа. М.: Машиностроение, 1977. 184 с.
4. Ларина И. Н. Поле плотности вокруг конуса в свободномолекулярном потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 4, с. 172—176.
5. COSPAR international reference atmosphere 1965 (CIRA—1965). Amsterdam: North-Hooll. Publ., 1965, 289 p.

Днепропетровск

Поступила в редакцию
24.X.1980

УДК 533.6.071.88

ОБТЕКАНИЕ ТОНКОГО ПРОФИЛЯ В КАНАЛЕ С ПРОНИЦАЕМОЙ РАБОЧЕЙ ЧАСТЬЮ

МАРЕВЦЕВА Н. А.

В статье приведено точное решение задачи обтекания тонкого профиля идеальной несжимаемой жидкостью в прямолинейном канале. Стенки канала являются сплошными, за исключением рабочей части, где стенки проницаемы.

1. Постановка задачи. Предполагается, что в рабочей части канала осуществляется потенциальное движение несжимаемой жидкости. Бесконечные стенки канала являются сплошными, за исключением проницаемого участка в рабочей части канала, которая снаружи окружена камерой. В плоской задаче, когда камера состоит из двух частей, верхней и нижней, возможны четыре случая.

1. Верхняя и нижняя камеры являются замкнутыми, но сообщающимися между собой. В них устанавливается одинаковое, но неизвестное заранее давление, являющееся искомым величиной задачи.

2. Замкнутые верхняя и нижняя камеры изолированы друг от друга. В них могут устанавливаться разные давления.

3. Камеры не являются замкнутыми. В них поддерживается определенное, заранее заданное, одинаковое сверху и снизу давление. Примером является камера, сообщающаяся с атмосферой.

4. В незамкнутых верхней и нижней камерах поддерживаются разные давления.

Обозначим давления в верхней и нижней камерах через p_k^+ и p_k^- .

Область D , в которой ищется решение задачи, представляет собой внутренность плоского канала $y_{H^\pm}(x) = \pm H/2$ (H — высота канала, ось абсцисс совпадает со средней линией канала) с разрезом вдоль отрезка $[0,1]$, где расположен тонкий профиль, заданный функциями $y_p^\pm(x)$. Углы наклона обводов профиля к оси абсцисс $\theta^\pm(x)$ и, следовательно, возмущенные скорости считаются малыми. Здесь и далее индексы плюс и минус относятся к величинам в верхней и нижней полуплоскостях соответственно. Стенки рабочей части канала между сечениями $x=x_1$ и $x=x_2$ являются проницаемыми или перфорированными, причем перфорация считается выполненной в виде поперечных к потоку щелей или в виде отверстий. Степень перфорации верхней и нижней стенок одинакова.

Пусть набегающий поток характеризуется статическим давлением p_∞ и скоростью U_∞ и пусть φ — потенциал возмущенных скоростей.

Внутри области D потенциал φ удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (x, y) \in D \quad (1.1)$$

В линейном приближении в качестве условия непротекания на профиле используется следующее условие:

$$\partial \varphi^\pm / \partial y = \theta^\pm(x) \quad 0 \leq x \leq 1 \quad y = 0 \quad (1.2)$$

На задней кромке профиля решение должно удовлетворять условию Жуковского

$$\partial\varphi/\partial y < \infty \quad x=1 \quad y=0 \quad (1.3)$$

На непроницаемых участках стенки выполняется условие непротекания

$$\partial\varphi/\partial y = 0 \quad x < x_1 \quad x > x_2 \quad y = \pm H/2 \quad (1.4)$$

На проницаемых частях стенок канала в тех же предположениях о линейности задачи используется условие пропорциональности между продольной и поперечной компонентами возмущенной скорости

$$\frac{\partial\varphi^\pm}{\partial y} = \mp k \frac{\partial\varphi^\pm}{\partial x} + kc_1^\pm \quad x_1 < x < x_2 \quad y = \pm \frac{H}{2} \quad (1.5)$$

Здесь $c_1^\pm = U_k^\pm - U_\infty$, где U_k^\pm — скорости, соответствующие по уравнению Бернулли давлениям p_k^\pm , а k — коэффициент проницаемости. Для случая, когда перфорация стенок канала выполнена в виде поперечных к потоку щелей, это условие было получено А. А. Никольским [1]. Коэффициент k в этом случае определяется формулой $k = \text{tg}(\pi\sigma/2)$, где σ — коэффициент перфорации, равный отношению площади отверстий к площади стенки. Это условие может также рассматриваться как условие пропорциональности между перепадом давления на стенке и расходом жидкости через стенку. Для произвольных отверстий коэффициент k определяется экспериментально.

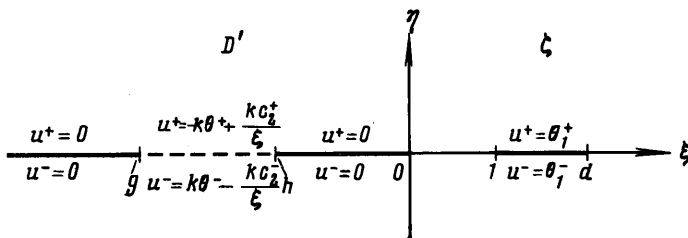
Если камеры, окружающие рабочую часть канала, являются незамкнутыми и в них поддерживаются некоторые заранее заданные давления, то в рамках данной постановки задачи необходимо потребовать, чтобы разности $p_k^+ - p_\infty$ и $p_k^- - p_\infty$ являлись малыми величинами. При несоблюдении этого условия граничное условие (1.5), полученное в предположении малости возмущений на границе потока, является несправедливым.

2. Задача сопряжения. Задача (1.1) — (1.5) решается сведением ее к краевой задаче для аналитической функции $\Phi(z) = u_0 + iv_0$ комплексного переменного $z = x + iy$. Эта функция связана с комплексной скоростью $dw/dz = \partial\varphi/\partial x - i\partial\varphi/\partial y$ соотношением $\Phi(z) = i(dw/dz)$.

С помощью конформного отображения

$$\zeta = \exp(2\pi z/H) \quad (2.1)$$

область D отображается на всю плоскость $\zeta = \xi + i\eta$ с одним полубесконечным $[-\infty, 0]$ и одним конечным $[1, d]$ разрезами вдоль оси абсцисс, образующими границу этой новой области D' ($d = \exp(2\pi/H)$) (см. фигуру).



В плоскости ζ формулируется задача о нахождении исчезающей на бесконечности кусочно-голоморфной всюду в области D' функции

$$\Phi(\zeta) = \Phi(z) (dz/d\zeta) \quad (2.2)$$

В соответствии с граничными условиями (1.2) — (1.3) вдоль разреза $[1, d]$, в который преобразуется профиль, действительная часть этой функции должна удовлетворять следующим условиям:

$$u^\pm = \theta^\pm(dx/d\xi) = \theta_1^\pm(\xi) \quad 1 \leq \xi < d \quad (2.3)$$

$$u^\pm = 0 \quad \xi = d \quad (2.4)$$

Вдоль верхнего и нижнего берегов полубесконечного разреза, в который преобразуются соответственно верхняя и нижняя стенки канала, в соответствии с (1.4) —

(1.5) должны выполняться следующие граничные условия:

$$u^{\pm}=0 \quad \xi < g \quad \xi > h \quad \eta = 0 \quad (2.5)$$

$$u^{\pm} = \mp kv^{\pm} \pm kc_2^{\pm} / \xi \quad g < \xi < h \quad \eta = 0 \quad (2.6)$$

$$c_2^{\pm} = (H/2\pi)c_1^{\pm} \quad g = \exp(2\pi(x_1 + iH/2)/H) \quad h = \exp(2\pi(x_2 + iH/2)/H)$$

Перфорированные участки верхней и нижней стенок канала переходят в разные берега одного и того же отрезка оси абсцисс $[g, h]$ плоскости ζ .

3. Решение. Решение задачи о нахождении функции $\Phi(\zeta)$ получается особенно просто, если его искать в виде суммы двух функций

$$\Phi(\zeta) = \Phi_1(\zeta) + \Phi_2(\zeta) \quad (3.1)$$

таких, что действительная часть u_1 функции $\Phi_1(\zeta)$ на разрезе $[1, d]$ удовлетворяет условиям (2.3) и (2.4), а на разрезе $[-\infty, 0]$ — условию $u_1^{\pm} = 0$. Компоненты u_2 и v_2 функции $\Phi_2(\zeta)$ на разрезе $[-\infty, 0]$ удовлетворяют условиям (2.5) и (2.6), а на разрезе $[1, d]$ — условию $u_2^{\pm} = 0$.

Функция $\Phi_1(\zeta)$, удовлетворяющая условиям обтекания данного профиля в непроницаемых границах [2], имеет следующий вид:

$$\Phi_1(\zeta) = \frac{1}{2\pi i} \sqrt{\frac{d-\zeta}{\zeta-1}} \frac{1}{\zeta} \int_1^d \sqrt{\frac{t-1}{d-t}} t \frac{\theta_1^+ + \theta_1^-}{t-\zeta} dt + \frac{1}{2\pi i} \int_1^d \frac{\theta_1^+ - \theta_1^-}{t-\zeta} dt \quad (3.2)$$

Функция $\Phi_2(\zeta)$ может быть записана через искомые значения u^+ и u^- своей действительной части на отрезке $[g, h]$

$$\Phi_2(\zeta) = \frac{1}{2\pi i} \sqrt{\frac{d-\zeta}{\zeta-1}} \frac{1}{\zeta} \int_g^h \sqrt{\frac{t-1}{d-t}} t \frac{u^+ + u^-}{t-\zeta} dt + \frac{1}{2\pi i} \int_g^h \frac{u^+ - u^-}{t-\zeta} dt \quad (3.3)$$

Вычислим с помощью формул Сохоцкого — Племели мнимые части этой функции на берегах разреза $[g, h]$ и воспользуемся граничным условием (2.6). Тогда для функций

$$\mu(\xi) = \sqrt{\frac{\xi-1}{d-\xi}} \xi (u^+ + u^-) \quad \nu(\xi) = u^+ - u^-$$

получатся следующие интегральные уравнения:

$$\mu(\xi) - \frac{k}{\pi} \int_g^h \frac{\mu(t) dt}{t-\xi} = \frac{k}{\pi} \int_1^d \sqrt{\frac{t-1}{d-t}} t \frac{\theta_1^+ + \theta_1^-}{t-\xi} dt + \sqrt{\frac{\xi-1}{d-\xi}} \frac{1}{\xi} k(c_2^+ - c_2^-) \quad (3.4)$$

$$\nu(\xi) - \frac{k}{\pi} \int_g^h \frac{\nu(t) dt}{t-\xi} = \frac{k}{\pi} \int_1^d \frac{\theta_1^+ - \theta_1^-}{t-\xi} dt + \frac{k(c_2^+ + c_2^-)}{\xi} \quad (3.5)$$

Эти интегральные уравнения могут быть решены сведением к задаче сопряжения [3]. Однако задача решается более просто для конкретных правых частей уравнений в случае, когда $c_2^+ = c_2^- = c_2$, что соответствует сообщающимся верхней и нижней камерам.

Рассмотрим оператор

$$L(\varphi) = \varphi(\xi) - \frac{k}{\pi} \int_g^h \frac{\varphi(t) dt}{t-\xi}$$

соответствующий левым частям уравнений (3.4) и (3.5). Он обращается в нуль для функции

$$\varphi_1(\xi) = \left(\frac{h-\xi}{\xi-g} \right)^{\chi} \text{const} \quad (-1 < \chi < 1)$$

где $\chi = \gamma$ или $\chi = \gamma - 1$, а $\gamma = \arctg(k)/\pi$.

Применим затем оператор L к функции

$$\varphi_2(\xi, \xi_0) = \left(\frac{h-\xi}{\xi-g} \right)^{\alpha} \frac{1}{\xi-\xi_0}$$

Тогда

$$L(\varphi_2) = \sqrt{1+k^2} \left(\frac{h-\xi_0}{\xi_0-g} \right)^{\alpha} \frac{1}{\xi_0-\xi}$$

В силу линейности L для

$$\varphi_3(\xi) = \left(\frac{h-\xi}{\xi-g} \right)^{\alpha} \int_1^d \frac{f(t) dt}{t-\xi}$$

где $f(t)$ — произвольная функция, удовлетворяющая условию Гельдера на $[1, d]$, можно записать

$$L(\varphi_3) = \sqrt{1+k^2} \int_1^d \left(\frac{h-t}{t-g} \right)^{\alpha} \frac{f(t) dt}{t-\xi}$$

Подставив в качестве $f(t)$ соответствующие правые части интегральных уравнений (3.4) и (3.5), получим следующие выражения:

$$u^+ + u^- = \frac{1}{\pi} \frac{k}{\sqrt{1+k^2}} \left(\frac{h-\xi}{\xi-g} \right)^{\alpha} \sqrt{\frac{d-\xi}{\xi-1}} \frac{1}{\xi} \int_1^d \left(\frac{t-g}{t-h} \right)^{\alpha} \sqrt{\frac{t-1}{d-t}} t \frac{\theta_1^+ + \theta_1^-}{t-\xi} dt \quad (3.6)$$

$$u^+ - u^- = -\frac{1}{\pi} \frac{k}{\sqrt{1+k^2}} \left(\frac{h-\xi}{\xi-g} \right)^{\alpha} \left[\frac{2\pi c_2}{\xi} \left(\frac{h}{g} \right)^{\alpha} + \int_1^d \left(\frac{t-g}{t-h} \right)^{\alpha} \frac{\theta_1^+ - \theta_1^-}{t-\xi} dt \right] \quad (3.7)$$

Из формулы

$$\frac{dw}{dz} = \frac{dw}{d\xi} \frac{d\xi}{dz} = \frac{dw}{d\xi} \frac{2\pi\xi}{H}$$

следует, что функция dw/dz в точке $\xi=0$ может иметь особенность порядка $\xi^{\delta-1}$ ($0 < \delta < 1$), тогда как при $\xi \rightarrow \infty$ эта функция должна стремиться к нулю, как $\xi^{-1-\delta}$.

Решение (3.6) обладает этими свойствами при $\chi = \gamma$, а решение (3.7) при $\chi = \gamma - 1$.

При $c_2^+ \neq c_2^-$ решение задачи оказывается слишком громоздким. В случае же сообщающихся верхней и нижней камер ($c_2^+ = c_2^- = c_2$) решение интегральных уравнений с последующей подстановкой выражений для u^+ и u^- в (3.3) приводит к окончательному решению поставленной краевой задачи (2.2) — (2.6)

$$\begin{aligned} \Phi(\xi) = & \frac{1}{2\pi i} \sqrt{\frac{d-\xi}{\xi-1}} \frac{1}{\xi} \left(\frac{\xi-h}{\xi-g} \right)^{\gamma} \int_1^d \sqrt{\frac{t-1}{d-t}} t \left(\frac{t-g}{t-h} \right)^{\gamma} \frac{\theta_1^+ + \theta_1^-}{t-\xi} dt + \\ & + \frac{1}{2\pi i} \left(\frac{\xi-g}{\xi-h} \right)^{1-\gamma} \int_1^d \left(\frac{t-h}{t-g} \right)^{1-\gamma} \frac{\theta_1^+ - \theta_1^-}{t-\xi} dt + \frac{c_2}{i\xi} \left[\left(\frac{h}{g} \right)^{1-\gamma} \left(\frac{\xi-g}{\xi-h} \right)^{1-\gamma} - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.8)$$

Константа c_2 , характеризующая перепад давлений $p_h - p_{\infty}$, может быть задана. Для замкнутых сообщающихся камер величина c_2 является неизвестной и определяется из условия равенства нулю расхода жидкости через перфорированные участки

$$c_2 = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(h/g)^{1-\gamma} - 1} \int_1^d \left(\frac{t-h}{t-g} \right)^{1-\gamma} (\theta_1^+ - \theta_1^-) dt \quad (3.9)$$

Для анализа полученного решения приведем решение работы [2] для случая бесконечных перфорированных стенок

$$\begin{aligned} \Phi_p(\zeta) = & \frac{1}{2\pi i} \sqrt{\frac{d-\zeta}{\zeta-1}} \frac{1}{\zeta} \zeta^\gamma \int_1^d \sqrt{\frac{t-1}{d-t}} t \frac{1}{t^\gamma} \frac{\theta_1^+ + \theta_1^-}{t-\zeta} dt + \\ & + \frac{1}{2\pi i} \frac{1}{\zeta^{1-\gamma}} \int_1^d t^{1-\gamma} \frac{\theta_1^+ - \theta_1^-}{t-\zeta} dt \end{aligned} \quad (3.10)$$

4. Предельные случаи. При $\gamma \rightarrow 0$, что в пределе соответствует случаю полностью непроницаемых границ, решение $\Phi(\zeta)$ равномерно сходится к решению $\Phi_1(\zeta)$, значение величины c_2 при этом несущественно, так как в этом случае она определяет давление в камере, окружающей непроницаемые стенки.

При $g \rightarrow h$ решение $\Phi(\zeta)$ также стремится к $\Phi_1(\zeta)$.

Когда $g \rightarrow -\infty$ и $h \rightarrow 0$, что соответствует случаю перфорированных границ бесконечной протяженности, решение $\Phi(\zeta)$ равномерно стремится к функции $\Phi_p(\zeta)$, описываемой формулой (3.10).

Интересно рассмотреть разложение решения по малому параметру $1/H$. Для сплошных и для всюду перфорированных стенок величина H является для трубы единственным характерным размером. Для канала с конечной зоной перфорации длина этой зоны является второй характерной величиной. В этом случае разложения комплексной скорости будут иметь различный вид в зависимости от соотношения этих характерных размеров.

Приведенные в [2] разложения комплексной скорости имеют следующий вид для сплошных стенок:

$$\frac{dw_1}{dz} \cong \frac{dw_\infty}{dz} + \frac{\pi}{24H^2} \left[\sqrt{\frac{1-z}{z}} \left(\frac{c_{y\infty}}{2} - m_{z\infty} \right) + \sqrt{z(1-z)} c_{y\infty} \right] + \frac{\pi S}{6H^2} \quad (4.1)$$

и для полностью перфорированных стенок

$$\begin{aligned} \frac{dw_p}{dz} \cong & \frac{dw_\infty}{dz} - \frac{1}{H} \sqrt{\frac{1-z}{z}} \frac{\gamma c_{y\infty}}{2} + \frac{\pi}{24H^2} \left\{ \sqrt{\frac{1-z}{z}} \left[\frac{c_{y\infty}}{2} (1+12\gamma^2) - m_{z\infty} (1-12\gamma^2) \right] + \right. \\ & \left. + \sqrt{z(1-z)} c_{y\infty} (1-12\gamma^2) \right\} + \frac{\pi S}{6H^2} (1-6\gamma+6\gamma^2) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь индекс « ∞ » относится к параметрам безграничного обтекания, S — площадь профиля, а c_y и m_z — коэффициенты подъемной силы и момента профиля относительно начала координат.

Для случая конечной зоны перфорации и замкнутой камеры ($c_2 \neq 0$) разложение комплексной скорости по малому параметру $1/H$ получено при одновременном стремлении в бесконечность величин H и $(x_2 - x_1)$, при этом точки g и h зафиксированы в плоскости ζ

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dz} \cong & \frac{dw_\infty}{dz} - \frac{1}{H} \sqrt{\frac{1-z}{z}} \frac{\gamma b c_{y\infty}}{2} + \\ & + \frac{\pi}{24H^2} \left\{ \sqrt{\frac{1-z}{z}} \left[\frac{c_{y\infty}}{2} (1+12\gamma b f + 12\gamma^2 b^2) - m_{z\infty} (1-12\gamma b f - 12\gamma^2 b^2) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sqrt{z(1-z)} c_{y\infty} (1-12\gamma b f - 12\gamma^2 b^2) \right] + \frac{\pi S}{6H^2} [1-6(1-\gamma)b(f+1) + 6(1-\gamma)^2 b^2] + \right. \\ & \left. + \frac{2\pi S}{H^2} (1-\gamma)b \left[\frac{[h(1-g)]^{1-\gamma} - [g(1-h)]^{1-\gamma}}{h^{1-\gamma} - g^{1-\gamma}} \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.3)$$

В разложение (4.3) входят параметры f и b : $f = (1 - gh) / ((1 - h)(1 - g))$, $b = (h - g) / ((1 - h)(1 - g))$. Параметр f меняется в пределах $-1 \leq f \leq 1$ и отражает смещение середины перфорированного участка относительно начала координат. Для симметричного случая $x_1 = -x_2$ параметр f равен нулю. При смещении перфорированной зоны в сторону положительных x f становится отрицательным, а при смещении в сторону отрицательных x — положительным. Параметр b ($0 \leq b \leq 1$) характеризует протяженность перфорированного участка. При $h = g$ параметр b равен нулю, а для всюду перфорированной стенки $b = 1$.

Последний член разложения (4.3) приобретает следующий вид для случая, когда камера не является замкнутой и давление в ней задано

$$-(\pi/H)^2 c_1 [h(1-g)/(g(1-h))]^{1-\gamma} \quad (4.4)$$

Разложение (4.3) переходит в разложение (4.2), когда $x_1 \rightarrow -\infty$, $x_2 \rightarrow +\infty$ ($b = 1$, $f = 0$). При $g \rightarrow h$ или $\gamma \rightarrow 0$ оба разложения совпадают с разложением (4.1) для сплошных стенок. Формула (4.3) позволяет оценить влияние границ на коэффициент подъемной силы.

Следует отметить, что в первую часть разложения (4.3), соответствующую обтеканию профиля нулевой толщины, коэффициент перфорации γ всюду входит с множителем b . Это означает, что влияние конечности перфорированного участка в этом случае эквивалентно уменьшению степени перфорации канала со всюду перфорированными стенками.

Кроме того, следует отметить, что выражение (3.8) при помощи очевидного соотношения $dw/dz = -i\lambda \zeta \Phi(\zeta)/H$ дает возможность вычислить скорость потока в любой точке области D вплоть до ее границ. Разложение (4.3) кроме традиционных оценок влияния ширины канала позволяет анализировать эффекты протяженности перфорированного участка (параметра b) и расположения этого участка относительно профиля (параметра f).

В заключение автор благодарит Ю. Б. Лифшица за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гродзовский Г. Л., Никольский А. А., Свищев Г. П., Таганов Г. И. Сверхзвуковые течения газа в перфорированных границах. М.: Машиностроение, 1967. 144 с.
2. Маревцева Н. А. Обтекание тонкого профиля в канале с пронизаемыми стенками. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 2, с. 111—117.
3. Мухелишвили Н. Г. Сингулярные интегральные уравнения. М.: Физматгиз, 1962.

Москва

Поступила в редакцию
25.XII.1980

УДК 533.697.4/5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСХОДНЫХ И ТЯГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧЕТЫРЕХСОПЛОВОГО ЭЖЕКТОРА С ЗАКРУТКОЙ ПОТОКА

ЛАШКОВ Ю. А., ШУМИЛКИНА Е. А.

Экспериментальные данные о характеристиках низконапорных газовых эжекторов с закруткой потока при подаче эжектирующего газа через дискретные сопла приведены, по-видимому, в единственной работе [1]. Однако исследования велись в сравнительно узком диапазоне изменения относительного перепада давления на активных соплах ($\sigma_{\max} \approx 2$), причем изучались только тяговые характеристики.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию не только тяговых, но и расходных характеристик низконапорного эжектора с закруткой потока в более широком диапазоне изменения относительного перепада давления на активных соплах ($\sigma_{\max} \approx 7$). Исследовался осесимметричный эжектор с четырьмя активными соплами, расположенными равномерно по окружности (фиг. 1). Низконапорный воздух поступал через мерный коллектор 1 в цилиндрическую камеру сужающихся 3 диаметром 70 мм. Испытания проводились с четырьмя вариантами сужающихся активных сопел 2, которые имели Г-образную форму и отличались углом γ отклонения потока от оси эжектора в меридиональном сечении ($\gamma = 0, 10, 20$ и 30°). Кроме того, поворотом оси державки сопла на угол φ , который мог меняться от 0 до 60° , обеспечивалась закрутка активного потока. Нулевому значению угла φ соответствовало положение сопел, при котором ось эжектора и ось сопла лежали в одной плоскости. Внутренний диаметр канала державки сопла составлял 8 мм, а диаметр среза