

ИССЛЕДОВАНИЕ СРЕДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРЕХМЕРНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

С.И. Исатаев, Г. Толеуов, М.С. Исатаев

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы

Приводятся результаты экспериментального исследования средних динамических характеристик трехмерных турбулентных струй, распространяющихся из сопел с прямоугольным выходным сечением.

В работах [1-5,9,10] посвященных экспериментальному исследованию трехмерных турбулентных струй, истекающих из сопел с прямоугольным выходным сечением был обнаружен ряд интересных особенностей: деформация поперечного сечения струй, анизотропия течения, наличие в таких струях трех областей затухания осевой скорости (начального участка, где $U_m = \text{const}$, переходного участка, где $U_m \sim x^{-1/2}$ и основного участка, где $U_m \sim x^{-1}$).

Эти особенности развития трехмерных струй по-разному проявляют себя с изменением удлинения сопла λ ($\lambda = a/b$, где a – размер длинной стороны сопла, b – размер короткой стороны сопла).

В задачу настоящей работы входил анализ полученных подробных экспериментальных данных об изменении средних характеристик течения в зависимости от числа Рейнольдса и λ при сохранении неизменными остальных параметров течения с целью обобщения результатов.

Экспериментальные исследования проводились на установке, состоящей из вентилятора, виброгасящего перехода, успокоительной камеры и сопла с прямоугольной формой выходного сечения. Для формирования трехмерных струй применены сменные сопла. В опытах использовались сопла, удлинения которых составляли $\lambda = 1; 2,66; 5,07; 7,61; 11; 16; 25,25$ и круглое сопло. Спрофилированные по формуле Витошинского сопла имели одинаковую длину 90 мм, поджатие близкое к 10, причем значение площадей среза выхода для всех сопел были примерно одинаковы и равновелики по площади круглому соплу, диаметр которого составлял бы $d_{кр} = 22,57$ мм. В соответствии с этим эффективный диаметр каждого прямоугольного сопла $d_{\text{э}}$ был приблизительно таким же, как диаметр круглого сопла. Распределения давления и скорости на срезе сопла во всех случаях были равномерными.

Основные измерения проведены при скоростях истечения на выходе из сопла U_0 равными 20 м/с и 40 м/с, что соответствовало числам Рейнольдса $3,2 \times 10^4$ и $6,5 \times 10^4$ рассчитанных по эффективному диаметру ($Re = U_0 \times d_{\text{э}} / \nu$).

Интенсивность турбулентности, оцениваемая по величине продольной пульсации скорости, на выходном сечении сопла составляла 0,025 – 0,27 %.

На рисунке 1 представлены результаты измерений осевой скорости U_m в струях, истекающих из сопел с различной величиной λ , при скорости истечения $U_0 = 20$ м/с (из сравнения площадей среза выхода круглого и квадратного сопел, для осесимметричной струи осевая координата взята в виде $\frac{x}{b} = 1,33 \times \frac{x}{d_{кр}}$, где $\frac{x}{b}$ и $\frac{x}{d_{кр}}$ – относительные координаты (калибр)).

Анализ данных показывает, что с ростом λ происходит постепенное изменение длины начального и переходного участков. С увеличением λ более четко выделяется область течения, в которой темп убывания скорости замедляется, а затем вновь возрастает. Она

располагается между участком, где скорость изменяется как в плоской струе ($U_m/U_0 \sim x^{-0,5}$) и участком, на котором скорость убывает как в осесимметричной струе ($U_m/U_0 \sim x^{-1}$).

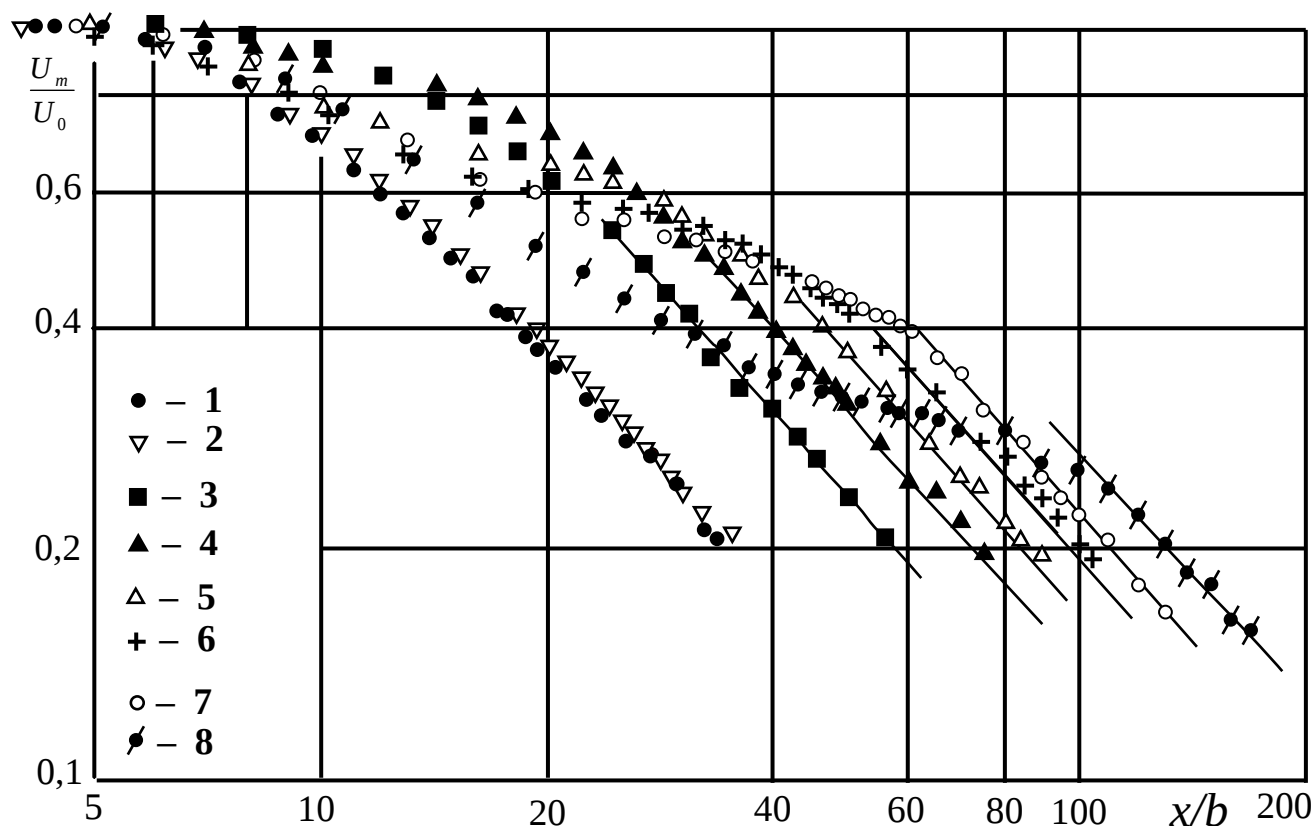


Рисунок 1. Закономерности изменения осевой скорости трехмерных струй, истекающих из прямоугольных сопел различного удлинения и осесимметричной струи: 1 – круглое сопло; 2 – $\lambda=1$; 3 – 2,66; 4 – 5,07; 5 – 7,61; 6 – 11; 7 – 16; 8 – 25,25. x – координатная ось вдоль распространения течения.

Выведено эмпирическое соотношение для расчета осевой скорости на основном участке трехмерных струй в интервале $2 \leq \lambda \leq 25$:

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{8,07 \times \lambda^{1/3}}{\frac{x}{b} - 2,85 \times \sqrt{\lambda - 1}} \quad (1)$$

На рисунке 1 эти результаты представлены в виде сплошных линий.

Если результаты измерений, приведенные на рисунке 1, представить в виде зависимости $x/b = f(\lambda)$ при $U_m/U_0 = 0,99$, как это показано на рисунке 2, то можно увидеть, что протяженность участка с выбранным уровнем скорости U_m имеет максимальное значение при определенном значении λ . Установлено, что длина начального участка x_H/b струи увеличивается с 4,2 до 7 в интервале $1 \leq \lambda \leq 3$ и при $\lambda > 3$ снова уменьшается до первоначального значения $x_H/b \approx 4,2$ при $\lambda = 10$ и при $\lambda > 10$ остается неизменной. Следует отметить, что если отнести длину начального участка к эффективному диаметру круга с площадью, равной площади выходного сечения прямоугольного сопла, то это значение сохраняет постоянную величину $x_H/d_3 \approx 4$ до значений параметра $\lambda = 3$.

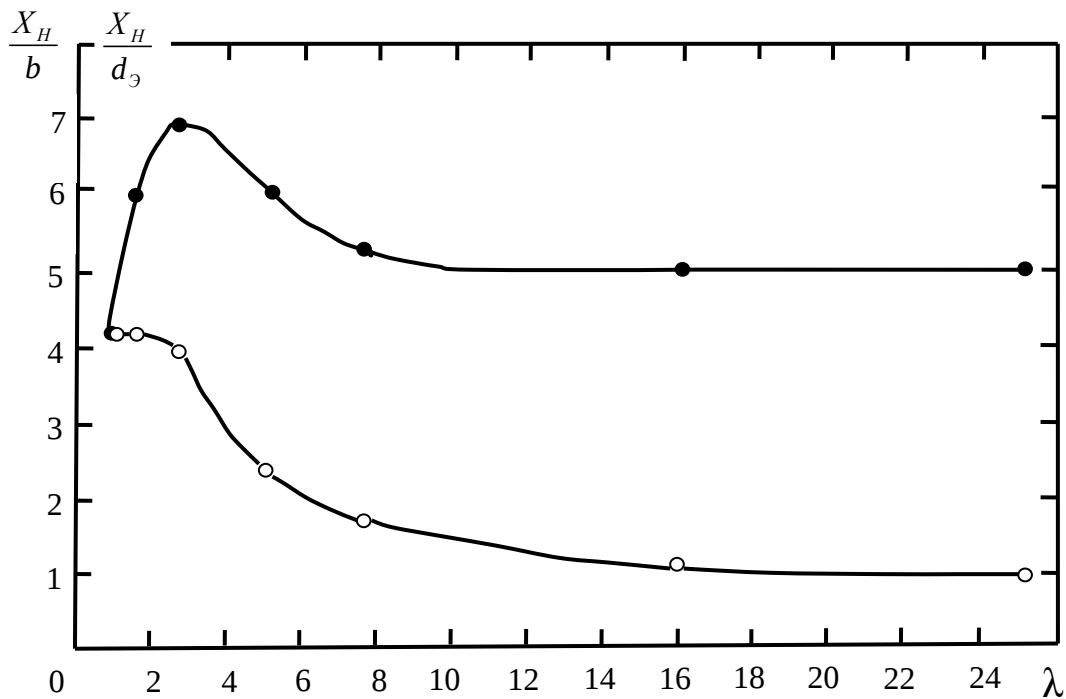


Рисунок 2. Зависимость длины начального участка струи от удлинения сопла:
 ● – x_H/b ; ○ – x_H/d_3 . $U_0 = 20$ м/с.

На рисунке 3 приведены результаты сравнения опытных данных по затуханию осевой скорости трехмерных струй с данными для осесимметричной струи в виде зависимости безразмерной скорости на оси струи от отношения текущего расстояния от среза сопла к эффективному диаметру d_3 . Видно, что на всем протяжении распределение осевой скорости в пределе $1 \leq \lambda \leq 3$ близко к распределению в осесимметричной струе.

С переходом к $\lambda=5$ наблюдается сокращение длины начального участка (это хорошо иллюстрируется на рисунке 2 по отношению x_H/d_3) и увеличение темпа убывания скорости в переходной области, но при всем этом закономерность падения осевой скорости на основном участке такая же, как и в предыдущем случае.

В диапазоне $\lambda=7 \div 25$ происходит резкое сокращение длины начальных участков, а на переходном участке наблюдается различный характер распределения осевой скорости, но начиная с определенного расстояния от среза сопла в зависимости от λ все они стягиваются к одной закономерности. На рисунке 3 можно заметить также, что с ростом параметра λ смещается вниз по потоку начало области, в которой темп убывания скорости пропорционален величине x^{-1} . В этой области струя распространяется как осесимметричная, но в струях, начиная с $\lambda=7$, при тех же значениях x/d_3 скорость ниже, чем в осесимметричной.

Дальнейшее исследование показало, что увеличение скорости потока до 40 м/с (рис.4) приводит к выпрямлению (сглаживанию) формы кривой ($U_0=20$ м/с), которая соответствует к области течения, где темп убывания скорости замедляется, а затем вновь возрастает. Здесь можно с уверенностью сказать, что в струе происходит четкая перестройка законов затухания осевой скорости от закономерности $U_m/U_0 \sim x^{-0,5}$, характерной для плоской струи, к закономерности $U_m/U_0 \sim x^{-1}$, характерной для осесимметричной струи. Это подтверждает данные как экспериментальных, так и теоретических исследований многих авторов.

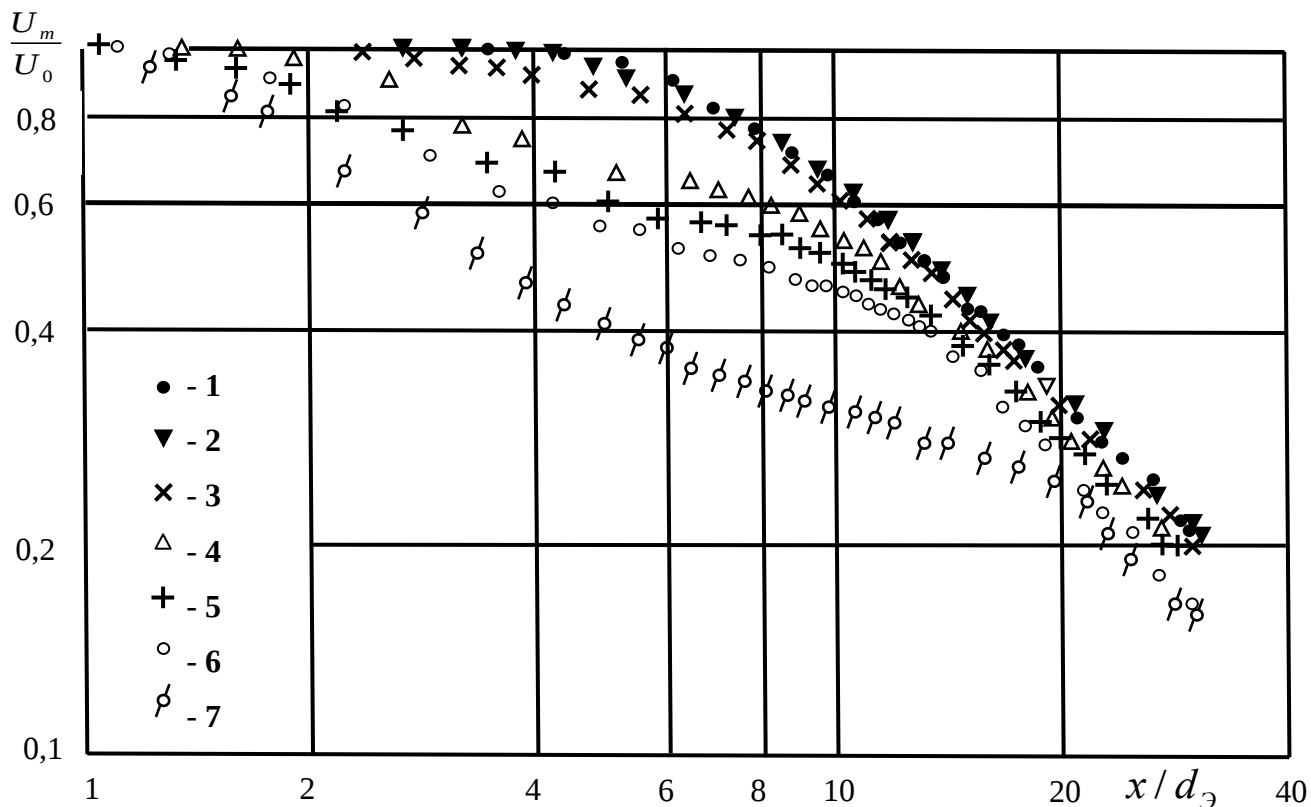


Рисунок 3. Сравнение опытных данных по изменению осевой скорости вдоль оси трехмерной и осесимметричной струй: 1 – круглое сопло; 2 – $\lambda=2,66$; 3 – 5,07; 4 – 7,61; 5 – 11; 6 – 16; 7 – 25,25. $U_0 = 20$ м/с.

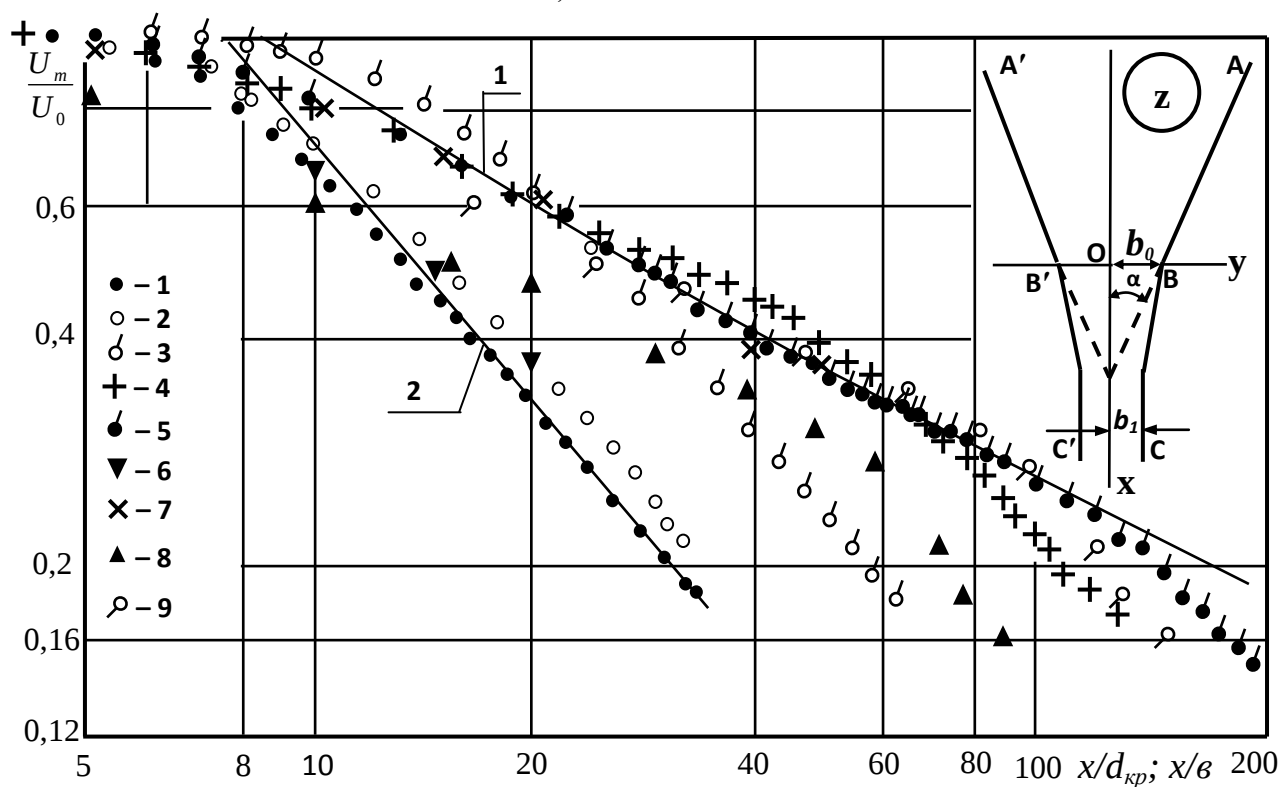


Рисунок 4. Закономерности изменения осевой скорости трехмерной струи при $U_0=40$ м/с: 1 – круглое сопло; 2 – $\lambda=1$; 3 – 2,66; 4 – 11; 5 – 25,25; 6 – 1 [6]; 7 – 10 [6]; 8 – 12,4 (щелевая диафрагма: [4]); 9 – 12,4 (с применением формулы (5)). Линия 1 – по формуле (2); линия 2 – по формуле (3).

На рисунке 4 показано сопоставление экспериментальных данных других авторов и теоретических кривых для осевой скорости плоской и осесимметричной струй [3], полученных по формулам:

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{2,56}{\sqrt{x/b-2}} \quad (.2)$$

и

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{5,78}{x/d-2} \quad (.3)$$

с нашими экспериментальными данными. Данные 6,7 взяты из работы [6], 8 – для щелевой диафрагмы из работы [4]. В формулах (2) и (3) считалось, что полюс основного участка лежит внутри сопла на расстоянии

$$\frac{ax_0}{b_0} = \frac{a(x-S)}{b_0} = 0,41$$

для плоской струи и

$$\frac{ax_0}{r_0} = \frac{a(x-S)}{r_0} = 0,29$$

для осесимметричной, где x – расстояние от полюса струи; S – расстояние от среза сопла; x_0 – расстояние от полюса до среза сопла; b_0 и r_0 – полуширина и радиус среза сопла соответственно; a – эмпирическая константа, характеризующая структуру струи: $a=0,11$ – плоская струя; $a=0,083$ – осесимметричная струя. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласие опытных и теоретических значений осевой скорости для данных полюсных расстояний для случая, когда струя распространяется из профилированных сопел.

Как мы упоминали ранее и как показывают результаты на рисунке 4, наши экспериментальные данные и данные других авторов в переходном участке подчиняется закономерности $U_m/U_0 \sim x^{-0,5}$, характерной для плоской струи (формула (2)). По-видимому, именно этим обусловлено отсутствие в других работах ([4] и [5]) упоминания о наличии участка с замедленным темпом падения скорости (при скоростях – $U_0 \leq 20$ м/с), так как они проводили опыты при скоростях потока от 40 до 100 м/с.

Как видно из рисунка 4 экспериментальные данные (обозначения 8), полученные в работе [4] существенно отличаются от наших результатов и из работы [6] при примерно одинаковых значениях параметра λ .

По-видимому, это объясняется тем, что авторы работы [4] продольное расстояние от щели относят к ширине выходной щели, вырезанной в плоской пластине.

При истечении из щели плоской пластины струя в начальном участке сужается и реальная ширина струи будет меньше. Степень сжатия струи, истекающей из щели в плоской пластине, можно оценить по работе [7]. В [7] приведена задача Митчеля [8] об истечении струи идеальной жидкости из сосуда, ограниченного двумя бесконечными симметричными стенками. Выбор оси ox и oy в плоскости z указано на рисунке 4. Через α обозначен угол, под которым наклонены стенки сосуда к отрицательной оси ox , а через $2b_0$ и $2b_1$ ширина отверстия BB' сосуда и ширина струи на бесконечности. В работе используя метод Жуковского-Митчеля (метод конформных отображений) дается для сжатия струи значение

$$\frac{b_1}{b_0} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\alpha} \int_0^\alpha \sin \theta \operatorname{ctg} \frac{\pi \theta}{2\alpha} d\theta}, \quad (4)$$

где θ – угол вектора скорости с осью ox .

Формула сильно упрощается в частном случае, когда $\alpha = \pi/2$. В этом случае стенки служат продолжением друг друга (щелевая диафрагма для нашего случая) и формула для сжатия струи выглядит следующим образом

$$\frac{b_1}{b_0} = \frac{\pi}{2 + \pi} \approx 0,61. \quad (5)$$

Экспериментальные данные работы [4] с использованием значения начальной ширины струи с учетом коэффициента сужения $b_1 = 0,61 \times b_0$ приведены на рисунок 4 (обозначения 9), которые удовлетворительно согласуются с нашими результатами.

Если приведенные выше результаты ($U_0 = 40$ м/с) сравнить с данными для осесимметричной струи в виде зависимости U_m/U_0 от x/d_s , то, как видно из рисунок 5, различие в уровнях скорости при постоянстве x/d_s для области, где струя распространяется как осесимметричная, будут уменьшенными относительно случая, когда скорость потока составляла $U_0 = 20$ м/с. По-видимому, это объясняется уменьшением толщины пристенных пограничных слоев при увеличении Re и соответствующим уменьшением масштаба возникающих вихрей, способствующих увеличению дальности струи.

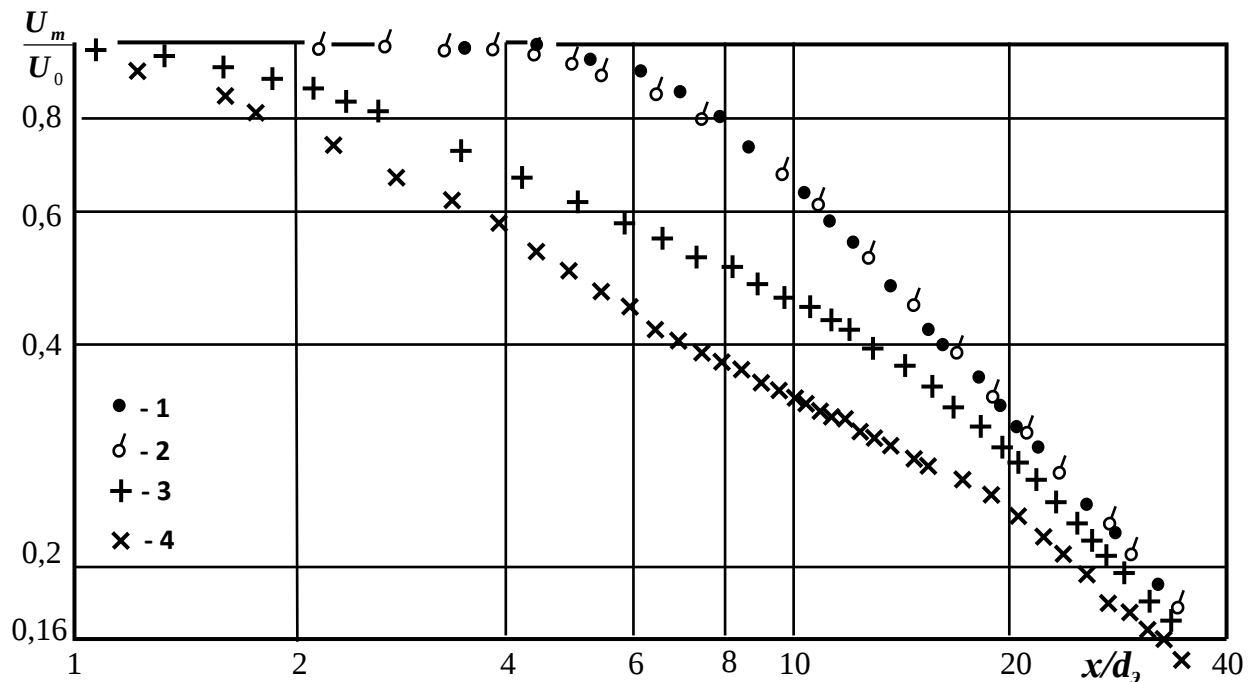


Рисунок 5. Сравнение опытных данных по затуханию осевой скорости трехмерной и осесимметричной струи при $U_0 = 40$ м/с: 1 – круглое сопло; 2 – $\lambda = 2,66$; 3 – 11; 4 – 25,25.

Литература

1. Агулыков А., Джаугаштин К.Е., Ярин Л.П. Исследование структуры трехмерных турбулентных струй // Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. №6. С. 13-21.

2. Уханова Л.Н., Войтович Л.Н. Некоторые особенности развития когерентных структур течения на начальном участке трехмерных турбулентных струй // Инж.-физ. журнал. 1984. Т.47. №4. С. 537-543.
3. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю. и др. Теория турбулентных струй. Изд. 2-ое перераб. и доп. Под ред. Г.Н. Абрамовича. М.: Наука, 1984. 720 с.
4. Крашенинников С.Ю., Роговская Е.Г. Распространение струй из прямоугольных сопел, свободных и вблизи экрана // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. №4. С. 39-48.
5. Sforza P.M., Trentacoste N. Further experimental results for three – dimensional free jets // AIAA J. 1967. V.5. №5. P. 885-890.
6. Шепелев И.А., Гельман Н.А. Универсальные формулы для расчета скорости и температуры вентиляционных струй, истекающих из прямоугольных отверстий // Водоснабжение и санитарная техника. 1966. №7. С. 19-21.
7. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч I. М.: 1955. 560 с.
8. Mitchell. On the theory of free streamlines // Philosophical Transactions. – 1890. V. 181. Ser. A.
9. Исатаев С.И., Тарасов С.Б., Төлеуов Г. Экспериментальное исследование трехмерных турбулентных струй, распространяющихся из сопел с прямоугольным выходным сечением // Вестник КазГУ. Серия физическая. №2. 1995.
10. Исатаев С.И., Төлеуов Г., Исатаев М.С., Омирбеков Ж.О. Исследование средних характеристик течения в трехмерной турбулентной струе // 4-я Международная научная конференция «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». Караганда. 2004. С.177-179.

ҮШӨЛШЕМДІ ТУРБУЛЕНТТІК АҒЫНШАЛАРДЫҢ ОРТАША СИПАТТАМАЛАРЫН ЗЕРТТЕУ

С.И. Исатаев, Г. Төлеуов, М.С. Исатаев

λ шамасының өзгеруінің кең обылысында нәтижелерді жалпыламалау мақсатында λ -дан тәуелділікте ағыстың орташа динамикалық сипаттамаларының өзгеруіне қатысты жан-жақты эксперименттік нәтижелер алынды. Үшөлшемді ағыншаны алу үшін алынып-салынатын соплолар қолданылды. Тәжірибеде ұзарулары келесідей болатын соплолар қолданылды: $\lambda=1; 2,66; 5,07; 7,61; 11; 16; 25,25$ және дөңгелек сопло. Негізгі өлшеулер эффективтік диаметр бойынша есептелген $3,2 \times 10^4$ және $6,5 \times 10^4$ Рейнольдс сандарына сәйкес 20 м/с және 40 м/с тең U_0 соплодан шығар жердегі жылдамдықтар кезінде жүргізілді.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THREE-DIMENSIONAL TURBULENT JETS

S. Isatayev, G. Toleuov, M. Isatayev

Detailed experimental data on alteration of dynamic characteristics of average flow characteristics depending on λ with the aim of generalization of the results in the extended area of λ value alteration. Replaceable nozzles are applied to form three dimensional streams. The nozzles with the extension $\lambda=1; 2,66; 5,07; 7,61; 11; 16; 25,25$ and a round nozzle have been applied in the experiments. The main changes have been arranged in the case of flowing velocity at the nozzle exit U_0 equal to 20 m/s and 40 m/s that is equivalent to the Reynolds figures $3,2 \times 10^4$ and $6,5 \times 10^4$ calculated on effective diameter.