

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТУПИКЕ

В. В. ГНАТЮК, Т. А. ГНАТЮК, Л. П. ЯРИН

(Ленинград)

Приведены результаты экспериментального исследования структуры течения в осесимметричном тупике с центральной подачей жидкости.

При распространении турбулентных струй в ограниченном пространстве возникают сложные течения с характерными циркуляционными зонами, неравномерным полем давления и повышенной интенсивностью турбулентности. Структура таких течений в значительной степени определяется конфигурацией и размерами области, в которой развивается струя. Не обсуждая индивидуальных особенностей движения в камерах различной геометрии, рассмотрим один из характерных случаев течения — течение в цилиндрическом тупике, отражающий ряд общих закономерностей струйного движения в ограниченном пространстве.

Исследованию течения в тупиках посвящены экспериментальные работы, содержащие преимущественно данные об изменении средней скорости и давления по оси течения [1-6]. Подробные сведения о распределении средних и пульсационных характеристик во всей области течения в настоящее время отсутствуют.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования структуры турбулентного течения несжимаемой жидкости в осесимметричном тупике с центральной подачей жидкости. На основе измерений средних и пульсационных величин выявлены характерные особенности развития турбулентного струйного движения в ограниченном пространстве.

1. Исследование течения в осесимметричном тупике проводилось на универсальной модели, представляющей собой цилиндрическую трубу диаметром 148 мм, выполненную из органического стекла и снабженную специальным устройством для перемещения и фиксации в заданном положении подвижного дна. Воздух в тупик подавался через профилированные сопла диаметром 20, 30, 40, 50 и 60 мм, а отводился через кольцевой зазор, образованный наружной поверхностью сопла и внутренней поверхностью камеры. Конструкция установки позволяла изменять относительную длину тупика и степень стеснения потока в следующих пределах: $0 < L \leq 6.5$, $0.135 \leq b \leq 0.41$ ($L = L_T/D$, $b = d/D$, d и D — диаметры выходного сечения сопла и тупика соответственно, L_T — длина тупика).

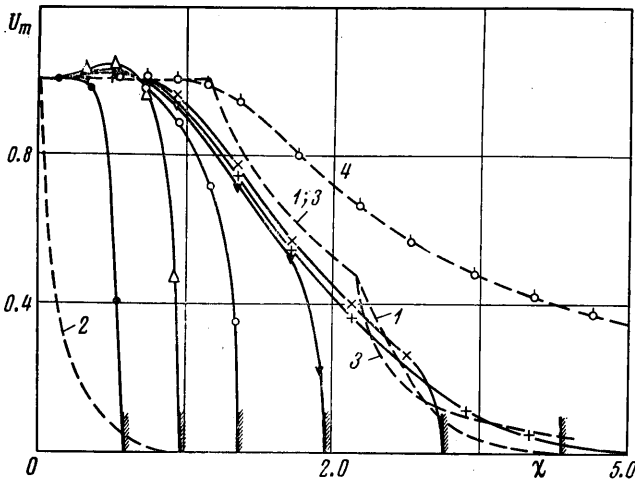
Измерения средней и пульсационной скоростей проводились двухканальным термоанемометром постоянной температуры фирмы DISA. В качестве датчиков использовались стандартные зонды 55A22 с вольфрамовой нитью длиной 1.1 мм и диаметром 5 мк. Определение компонент пульсационной скорости проводилось по методу трех поворотов [7] с учетом влияния обеих компонент средней скорости. При исследовании спектра пульсационной энергии использовался частотный анализатор фирмы «Брюль и Кьер».

Статическое давление определялось пневмометрическим насадком, выполненным в виде цилиндрического зонда длиной 200 мм и диаметром 2.7 мм, обтекаемым в поперечном направлении. На боковой поверхности зонда имелось приемное отверстие диаметром 0.3 мм. При измерении статического давления зонд поворачивался на некоторый угол θ , при котором давление, регистрируемое зондом, равнялось статическому давлению в данной точке потока. Величина угла θ — функция степени турбулентности $\epsilon_u = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_0$, в связи с чем была проведена тарировка насадка при различных ϵ_u .

2. На фиг. 1 для ряда значений L ($b=0.20$) показано распределение скорости вдоль оси тупика. На графике приведены также расчетные кривые 1-3 по данным [8-10] для того же параметра $b=0.20$ и $L \gg 1$ и зависимость $U_m(x)$, отвечающая распространению свободной турбулентной струи

(кривая 4). Здесь и далее U_m и x — безразмерные осевая скорость и расстояние от среза сопла, в качестве масштабов взяты скорость истечения из сопла u_0 и диаметра тупика D . Приведенные данные свидетельствуют о существенном различии законов изменения осевой скорости в свободной и ограниченных струях.

Для течения в коротких тупиках характерно наличие некоторого (порядка 4÷6%) увеличения скорости в начальном участке по сравнению со скоростью истечения u_0 . В основном участке струи интенсивность затухания скорости значительно выше, чем в свободной струе. Наиболее резко U_m изменяется в зоне торможения струи, т. е. в области, непосредственно при-



Фиг. 1

мыкающей к дну камеры. Распределение скорости вдоль оси тупика существенно зависит от его относительной длины и степени стеснения потока b . Увеличение последней приводит вначале к некоторому повышению дальности струи и росту длины начального участка l (до $b \approx 0.27$), а затем к резкому сокращению l , вызванному увеличением скорости обратного течения. Для диапазона параметров $0.135 < b < 0.4$ и $L > 1$ длина начального участка струи может быть описана эмпирической зависимостью

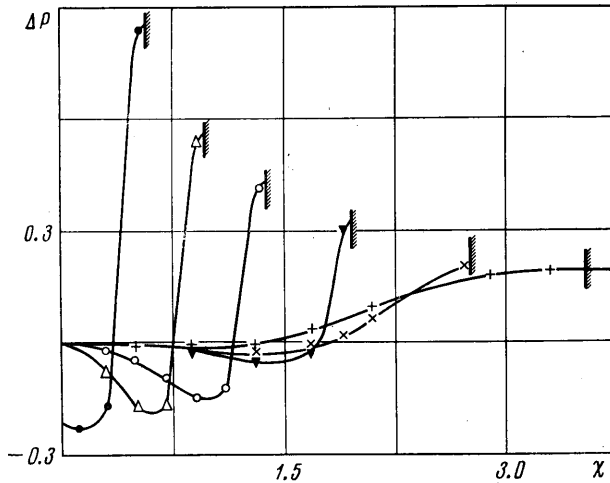
$$l = l_0 / D (1 - \sqrt{2b^2 / (1 - b^2)})$$

где l_0 — длина начального участка свободной затопленной струи.

Фиг. 2 дает распределение давления по стенкам тупика вдоль образующей ($b = 0.20$). Из фиг. 2 видно, что в тупиках относительно небольшой длины при удалении от сопла давление на боковой стенке вначале уменьшается, а затем резко возрастает. Минимуму зависимости $P_w(x)$ соответствуют давления, меньшие давления на срезе сопла. При увеличении относительной длины камеры минимум на зависимости $P_w(x)$ вырождается. При некотором предельном значении L распределение давления на боковой стенке практически не зависит от длины тупика. При $L > L_*$ увеличение длины камеры приводит лишь к росту протяженности «застойной» зоны, давление в которой сохраняется неизменным. Последнее, однако, не свидетельствует о полном затухании движения при $x > L_*$. Так, согласно фиг. 1 в сечении $x = L$ $U_m \approx 0.07 \div 0.1$. Предельная длина тупика L_* — функция степени стеснения — может служить критерием при условном подразделении тупиков на «длинные» — $L > L_*$ и «короткие» — $L < L_*$. В исследованном диапазоне

параметра b предельная длина описывается простой эмпирической зависимостью: $L_* = 3.8 - 2.93b$.

В коротких тупиках давление в центральной части дна камеры максимально. При удалении от оси давление заметно уменьшается и при $r/R=0.67$ достигает минимума. Вблизи стенки давление вновь возрастает. При увеличении длины камеры характер распределения давления по радиусу сохраняется, однако величины максимального и минимального давлений



Фиг. 2

заметно уменьшаются. В длинных тупиках ($L > L_*$) распределение давления по дну камеры равномерное.

Распределение скорости и давления в коротком тупике ($L=1.4$, $b=0.27$) иллюстрируют данные фиг. 3. Кривые 1–4 соответствуют сечениям $x=0.135$, 0.54 , 1.15 , 1.35 . Они показывают, в частности, что вблизи дна камеры находится область, в которой поперечная компонента средней скорости существенно больше продольной. В начальных сечениях камеры распределение давления достаточно равномерное. По мере удаления от среза сопла разрежение увеличивается и достигает максимальной величины в центре циркуляционной зоны ($x=1$, $r/R=0.67$). Вблизи дна камеры (в центральной области потока и в углу тупика) расположены зоны повышенного давления. Увеличение P в этих зонах связано с торможением струи при натекании на дно камеры и резким изменением направления течения при ее развороте. В длинных тупиках при удалении от среза сопла небольшое разрежение сменяется положительным давлением и достигает в застойной зоне величины $\Delta P/\rho u_0^2 = b^2/(1-b^2)$.

На основе обобщения экспериментальных данных для определения скорости и давления в осесимметричном тупике могут быть предложены следующие эмпирические зависимости:

осевая скорость

$$U_m = \exp A (1 - \exp B)$$

$$A = -(21.8b^2 - 10.6b + 1.8)(x-l)^k, \quad k = -22.2b^2 + 12.5b + 0.16$$

$$B = (x-L) [20 + (517b^2 - 274b + 23) \exp(0.48 - 0.5L)]$$

давление на боковой стенке (для $L > L_*$)

$$\frac{\Delta P_w}{\rho u_0^2 / 2} = \frac{2b^2}{1-b^2} \exp \left[(3.4b - 6.7) \left(1 - \frac{x}{L} \right)^{1.5 + 3.7b} \right] -$$

$$-(0.17b-0.02)\exp\left[-2\left(1-\frac{x}{1.4-1.9b}\right)^2\right]$$

давление на дне тупика

$$\frac{\Delta P}{\rho u_0^2/2} = \Delta P_1 + C \cos \frac{3\pi}{2} r \quad (0 \leq r \leq 1)$$

$$\Delta P_1 = \frac{2b^2}{1-b^2} + \left(1.8b-0.1 - \frac{2b^2}{1-b^2}\right) \exp[(-1.4+0.7b)(L-1.0)^{0.7+2.2b}]$$

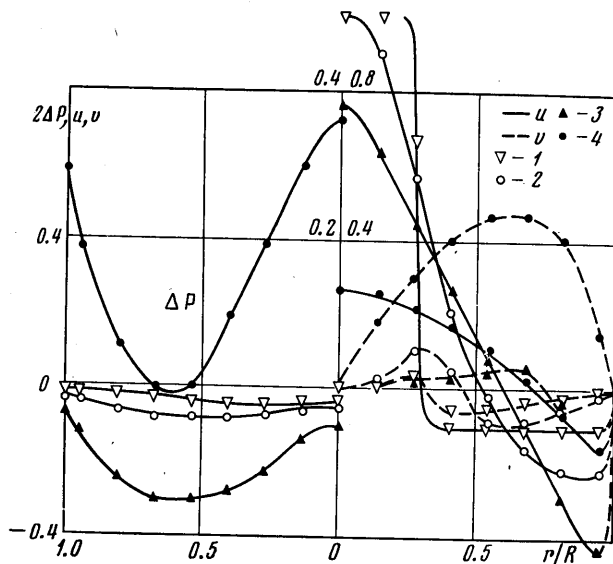
$$C = \Delta P_2 \exp(-6r^2) + \left(\Delta P_1 - \frac{2b^2}{1-b^2}\right) \{ [1 - \exp(-6r^2)] \times$$

$$\times \left(1 + \frac{1}{21.3b^2 - 13.4b + 3.2}\right) - \exp(-6r^2) \}$$

$$\Delta P_2 = \frac{2b^2}{1-b^2} (185b^2 - 148b + 31) \times$$

$$\times \exp\left[\left(\frac{1}{1060b^2 + 759b + 137} 1.7\right) - (L-1.0)^n\right], \quad n = 21b^2 - 5.6b + 1.3$$

Сопоставление данных систематических опытов с расчетом по приведенным формулам показывает, что погрешности в определении скорости и давления не превышают 5% при изменении $1 < L < 6.5$ и $0.135 < b < 0.41$.

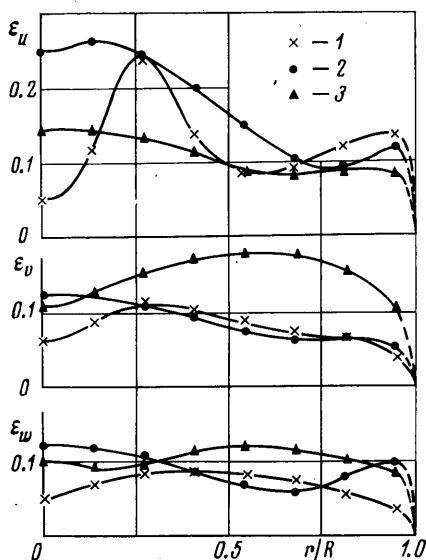


Фиг. 3

Приближенные расчетные схемы [8-10] позволяют определить (преимущественно качественно) лишь некоторые характеристики течения. Наилучшее соответствие с экспериментом обеспечивает метод [8], дающий близкие к эксперименту результаты по распределению скорости вдоль оси длинных тупиков и давлению в застойной зоне.

3. На фиг. 4 приведены данные по пульсационной структуре течения в коротком тупике ($L=1.4, b=0.27$). Для профилей u_n характерно наличие

двух максимумов в центральной части потока и у стенки камеры. Кривые 1-3 соответствуют сечениям $x=0.54, 1.15$ и 1.35 . Интенсивность пульсаций в центре тупика достигает 25%, что значительно выше, чем в свободной струе [11, 12]. В пристенной области уровень пульсаций также более высокий, чем при течении в канале или вдоль плоской пластины [13]. Повышенная интенсивность турбулентности в тупике связана с наличием значительных градиентов скорости при встречном течении жидкости. Возникающие при этом пульсации вследствие диффузии и конвекции переносятся к осевой и пристенной области.



Фиг. 4

У дна тупика интенсивность пульсаций уменьшается из-за гасящего действия стенки. Профили ϵ_v ($\epsilon_v = \sqrt{\langle v'^2 \rangle} / u_0$) имеют один максимум, расположенный на продолжении кромки сопла. Интенсивность поперечных пульсаций примерно вдвое ниже интенсивности продольных. Максимальной величины пульсации v' достигают вблизи дна тупика при $r/R=0.65$, причем в этой зоне $v' > u'$. Это объясняется тем, что в донной части порождение турбулентной энергии обусловлено в основном градиентом поперечной компоненты скорости. При этом энергия осредненного движения передается в первую очередь поперечной компоненте пульсационной скорости, а затем за счет обменного механизма другим составляющим — u' и w' . В длинных тупиках максимумы интенсивности компонент пульсационной скорости (в области от среза сопла до сечения разворота $0 < x < 1.7$) расположены вблизи линии, являющейся продолжением кромки сопла. На больших расстояниях ($x > 3.5$) интенсивность всех компонент пульсационной скорости примерно одинакова. При $x < 3.5$ соотношение между компонентами пульсационной скорости в длинном тупике примерно такое же, как в коротком: $u' \approx 2v'$, $v' \approx w'$.

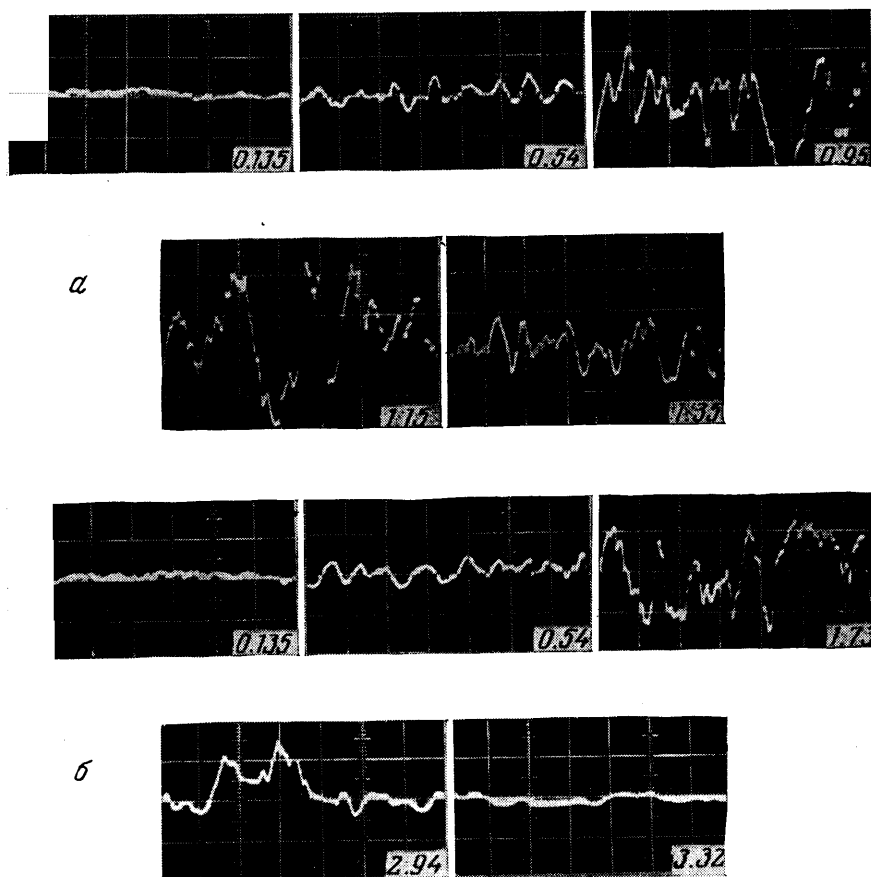
Профили одноточечной корреляции $\langle u'v' \rangle$ в коротком и длинном тупиках, как показал эксперимент, имеют максимум при $r/R=0.27$ (на продолжении кромки сопла), местоположение которого остается неизменным во всей области течения. Интересно отметить, что в коротком тупике в углу камеры $\langle u'v' \rangle$ меняет знак, что связано с изменением направления течения и градиента средней скорости.

Пульсационная структура течения существенно зависит от относительной длины камеры и степени стеснения потока. В тупиках малой относительной длины ($L < 0.8$) пульсации осевой скорости сравнительно невелики. С увеличением L интенсивность пульсаций быстро возрастает. Местоположение максимума пульсаций продольной компоненты скорости совпадает с координатой сечения, в котором наблюдается интенсивное падение осевой скорости. При дальнейшем увеличении длины тупика распределение u' все более приближается к некоторому предельному распределению, а при $L > 3.5$ практически не зависит от L .

В исследованном диапазоне значений параметра b (при $L > 3.5$) максимуму пульсаций соответствует координата $x \approx 1.7$, которой отвечает «центр

разворота» течения. Отклонение наблюдается лишь при минимальном и максимальном значениях параметра b , когда максимальным пульсациям соответствует координата $x \approx 1.3$.

Характер изменения пульсаций вдоль оси короткого и длинного тупиков ($L=1.4$ и $L=6.5$) иллюстрирует фиг. 5. Осциллограммы пульсаций показывают, что в зоне разворота наблюдается «перемежаемость» течения, причем по мере увеличения x промежутки времени, соответствующие от-

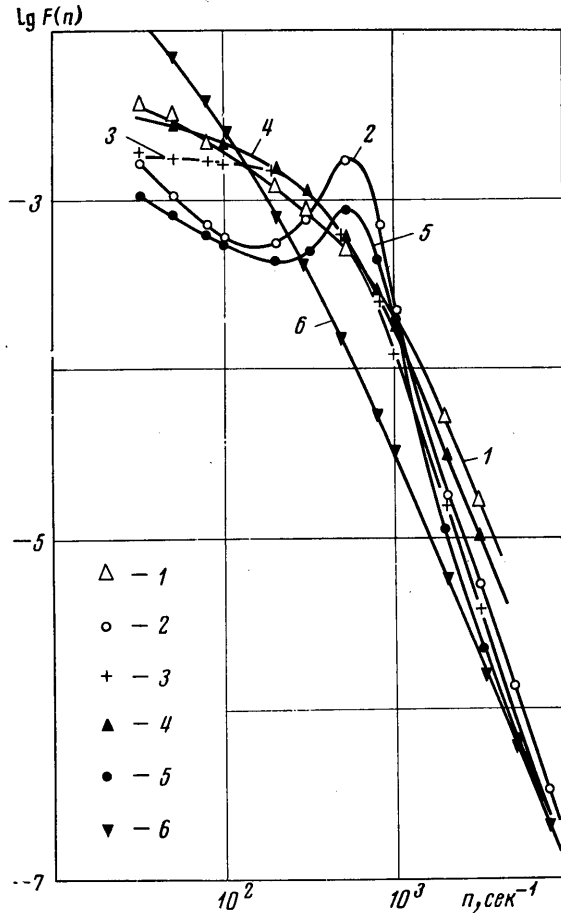


Фиг. 5

сутствию турбулентных пульсаций, все более увеличиваются. Осциллограммы показывают также, что в длинном тупике при $x > 1.7$ преобладают пульсации сравнительно низкой частоты и большой амплитуды. Последнее, по-видимому, связано с тем, что от ядра потока, представляющего собой полностью развитое турбулентное течение, «отрываются» крупные турбулентные моли, перемещаемые в осевом направлении (в зону разворота) осредненным движением и наиболее крупными вихрями, масштаб которых сравним с диаметром тупика. Мелкомасштабные вихри, зарождающиеся в ядре, вовлекаются в движение крупными турбулентными молями и вырождаются в зоне разворота ($x > 1.7$). Так как вихри большего размера затухают медленно, то они прослеживаются на значительно большем расстоянии. Последнее видно также из спектров продольной компоненты пульсационной скорости (фиг. 6). В зоне разворота течения

($x > 1.7$) наибольшая кинетическая энергия пульсаций приходится на низкие частоты.

Среди кривых спектральной плотности для короткого ($L=1.4$, $1-x=0.135$, $2-x=0.54$, $3-x=1.35$) и длинного ($L=6.5$, $4-x=0.135$, $5-x=0.54$, $6-x=2.90$) тупиков выделяются кривые 2 и 5, соответствующие концу начального участка струи. Они имеют максимум на частоте $n \approx 550$ гц. При



Фиг. 6

изменении скорости истечения из сопла частота, отвечающая максимуму интенсивности пульсаций, изменяется пропорционально скорости, так что число Струхалия, определенное по этой частоте $Sh = nd/u_0$, остается неизменным и равным ~ 0.43 . Аналогичное явление наблюдается и при истечении в свободных турбулентных струях. В [14, 15] показано, что на расстоянии $x/d = 2 \div 3$ от среза сопла на кривых спектральной плотности имеется пик. Число Струхалия, соответствующее этой частоте, по данным [14, 15], также ~ 0.4 . Таким образом, максимум на кривых распределения пульсационной энергии связан, по-видимому, с генерированием в этой области течения вихрей определенной частоты. Пульсации скорости, соответствующие этим вихрям, отчетливо видны на осциллограммах пульсаций. В коротком

и длинном тупиках при $x/d=2$, как и в свободной струе при $x/d=3.5$, наблюдается почти периодическое изменение сигнала, частота которого $n \approx 550$ гц.

Поступила 25 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Базарев В. А., Трояновский В. Н. Основы проектирования и расчета отопления и вентиляции с сосредоточенным выпуском воздуха. М., Профиздат, 1958.
2. Козодой А. К., Босенко А. А. Распространение затопленных гидромониторных струй в ограниченном пространстве. Изв. вузов, Нефть и газ, 1969, № 4.
3. Тагиев Э. Н., Джалилов Н. М., Арзуманов Р. Г. О характере движения и динамическом давлении на забой скважины струи жидкости, истекающей из сопел долота. Изв. вузов, Нефть и газ, 1966, № 11.
4. Лайгна К. Ю. Экспериментальное исследование ограниченной турбулентной струи. Тр. Таллинск. пед. ин-та, 1974, вып. 1.
5. Лайгна К. Ю. Экспериментальное исследование турбулентной струи, втекающей в тупик. Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых, 1972, № 5.
6. Кузнецов А. Н., Лайгна К. Ю. Об угле раскрытия ограниченной турбулентной струи. Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых, 1973, № 1.
7. Хинце И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1965.
8. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
9. Черных В. А. Истечение струи в тупик. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.
10. Белов И. А., Когеев Р. Н. Течение газа в осесимметричном тупике. Инж.-физ. ж., 1967, т. 12, № 1.
11. Corrsin S., Uberoi M. S. Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet. NACA Rept, 1950, No. 998.
12. Wygnanski J., Fiedler H. Some measurements in the self-preserving jet. J. Fluid Mech., 1969, vol. 38, pt 3.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Физматгиз, 1969.
14. Власов Е. В., Гиневский А. С. Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики турбулентной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 4.
15. Исатаев С. И., Тарасов С. Б. О характерных частотах в спектрах пульсаций скорости начального участка осесимметричных струй. В сб. «Прикладная и теоретическая физика», вып. 4. Алма-Ата, 1972.