

УДК 532.525.2:534.2

ГЕНЕРАЦИЯ И ПОДАВЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Е. В. ВЛАСОВ, А. С. ГИНЕВСКИЙ

(Москва)

Излагаются результаты экспериментального исследования влияния звука различной интенсивности и частоты на параметры осредненного и пульсационного течения в затопленной турбулентной струе. Показано, что как при продольном, так и при поперечном звуковом облучении струи в зависимости от частоты звукового сигнала происходит либо интенсификация, либо ослабление турбулентного перемешивания. Приведены графики, иллюстрирующие изменение под действием акустических возмущений средней скорости, пульсаций продольной и поперечной составляющих скорости на оси струи, спектров продольных и поперечных пульсаций скорости, а также эйлеровых временных корреляций.

Получены данные об оптимальной для подавления турбулентности интенсивности звукового облучения струи. Показано, что акустическое воздействие реализуется в том случае, когда пульсации давления акустического поля имеют тот же порядок, что и максимальные пульсации давления на оси турбулентной струи в отсутствие акустического поля.

Известно, что звуковое облучение влияет на аэродинамические характеристики свободных турбулентных струй [1-8]. В [1] указано на два противоположных эффекта при воздействии звука на турбулентную струю.

В первом случае при воздействии на турбулентную струю низкочастотного звукового сигнала вблизи сопла резко возрастают пульсационные скорости, уменьшается длина начального участка, увеличиваются угол раскрытия и эжекционная способность не только в начальном, но и в основном участке струи, т. е. под действием звука происходит генерация турбулентности. Это явление наблюдалось [1-5] при поперечном и продольном звуковом облучении осесимметричных и плоских струй при малых дозвуковых скоростях ($M = u_0/a < 0.3$) в диапазоне чисел Рейнольдса $R = u_0 d / \nu = 10^3 \div 2.5 \cdot 10^5$ при числах Струхала $S = fd / u_0 = 0.2 \div 0.6$, причем наибольший эффект достигался при $S = 0.25 \div 0.40$. Здесь d — диаметр осесимметричного или ширины плоского сопла, u_0 — скорость истечения на срезе сопла, ν — кинематический коэффициент вязкости воздуха, a — скорость звука в воздухе, f — частота звукового сигнала.

Во втором случае, при воздействии на турбулентную струю высокочастотного звукового сигнала, вблизи сопла уменьшаются пульсационные скорости, увеличивается длина начального участка, угол раскрытия и эжекционная способность уменьшаются как в начальном, так и в основном участках струи, т. е. под действием звука происходит подавление турбулентности. Указанное явление при малых дозвуковых скоростях ($M < 0.15$), числах Рейнольдса до $R = 3 \cdot 10^4$ и числах Струхала $S = 1 \div 5$ было обнаружено авторами [1], а впоследствии наблюдалось в [3, 7].

Уместно отметить, что двоякий характер акустического воздействия в зависимости от частоты наблюдается также при переходе ламинарного пограничного слоя на пластине, передняя кромка которой облучается звуком в направлении, перпендикулярном пластине [9]. Известны также опытные данные о двояком влиянии акустических возмущений на координату точки отрыва пристенной струи на круговом цилиндре в зависимости от частоты и интенсивности звукового сигнала [10]. В [11] показано, что тепловые потоки на пластине с турбулентным пограничным слоем в небольших пределах изменяются в ту или иную сторону ($\pm 5\%$) при акустическом облучении с определенными частотой и интенсивностью звука.

1. Экспериментальная установка, измерительная аппаратура и методика проведения настоящих опытов были те же, что и в работе [1]. Струя истекала в заглушенную камеру из небольшого ресивера, выходной диаметр сопла $d = 10$ мм, скорость истечения $u_0 = 20$ м/сек, число Рейнольдса

$R=1.4 \cdot 10^4$, степень турбулентности потока в выходном сечении сопла, в его центре, 0,5%. При поперечном облучении струи динамик с диаметром диффузора 220 мм располагался на расстоянии 190 мм от оси, при продольном облучении (навстречу истекающей струе) — на таком удалении от сопла ($x \geq 370$ мм), чтобы на исследуемом участке струи не нарушалась ее изобаричность и аэродинамические характеристики (профили средней и пульсационной скоростей) не отличались от соответствующих характеристик исходной струи (в отсутствие динамика).

Внутри сопла имелась кольцевая выемка, служившая своего рода турбулизатором. Поэтому при числах Рейнольдса порядка $R=10^4$ и выше струя была полностью турбулентной и ее характеристики практически не менялись при увеличении числа Рейнольдса до $R=10^5$. Профиль средней скорости в выходном сечении сопла был практически равномерный, начальная толщина пограничного слоя не превышала 0,1 радиуса сопла. Вывод о том, что при $R > 10^4$ струя с практически равномерным профилем скорости на срезе сопла может полагаться полностью турбулентной, находится в соответствии с данными [12].

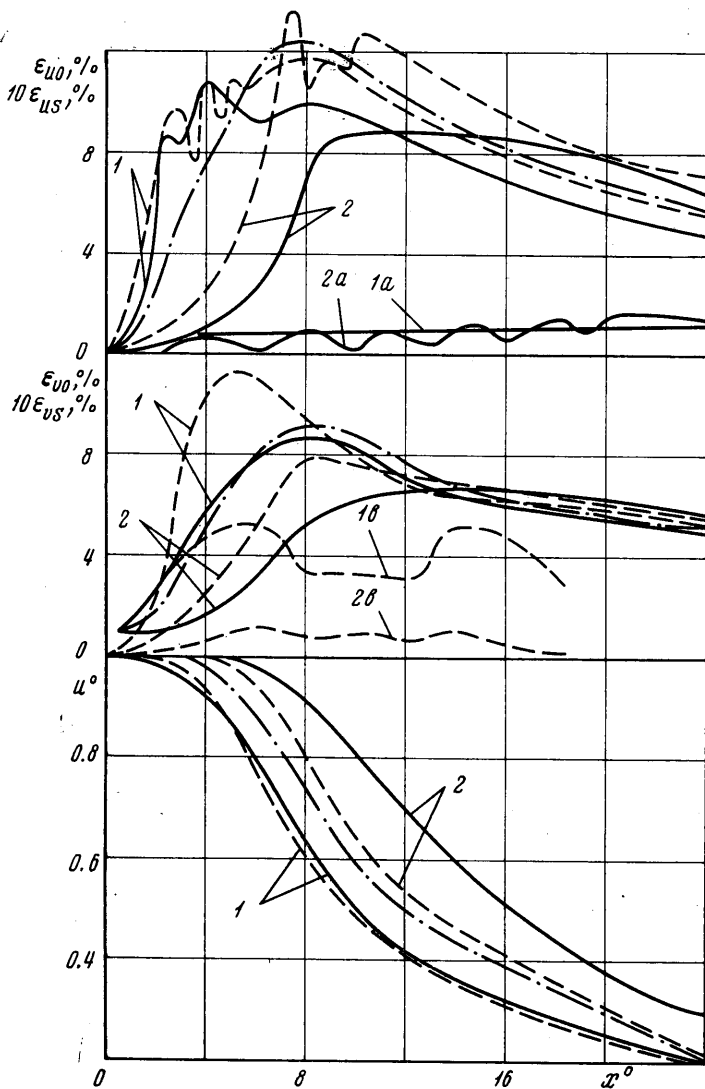
При поперечном облучении струи уровень звукового давления на облучаемом участке струи изменялся незначительно, при продольном (навстречу потоку) — уменьшался по направлению к соплу. При продольном облучении струи на ее исследуемом участке вследствие отражения звука от металлического торца ресивера при высоких частотах звука образовывались стоячие волны. Для их ослабления торец был закрыт слоем поролона. Основная резонансная частота системы, из которой истекала струя, не превышала 75 гц, т. е. была существенно меньше частоты звукового облучения струи $f=250 \div 10\,000$ гц. Уровень звукового давления не превышал 120 дб и в одном опыте — 128 дб.

В эксперименте при наличии и в отсутствие акустического воздействия с помощью трубки Пито — Прандтля измерялись средняя скорость и давление, с помощью односточных и крестообразных термоанемометрических насадков и соответствующей аппаратуры — средние скорости, нормальные и сдвиговые рейнольдсовы напряжения, осуществлялась осциллографическая и магнитная запись пульсаций скорости, определялись спектры продольных и поперечных пульсаций скорости и эйлеровы временные корреляции. Для получения эйлеровых временных корреляций данные магнитной записи анализировались с помощью коррелятора с линией задержки.

2. Измерения средней скорости, продольных и поперечных пульсаций скорости в фиксированной точке на оси струи ($x^\circ = x/d=8$) при различных частотах поперечного и продольного звукового облучения струи показали, что при диаметре сопла $d=10$ мм и скорости истечения $u_0=20$ м/сек наиболее существенное уменьшение средней скорости и соответственно возрастание пульсаций скорости происходит при частоте звукового сигнала $f=500$ гц; наоборот, наиболее существенное увеличение средней скорости и соответственно уменьшение пульсаций скорости имеет место при частоте звукового сигнала $f=5500$ гц. В первом случае число Струхала $S=0.25$, во втором — $S=2.75$. Точно такие же результаты получаются при измерении средней скорости трубкой Пито — Прандтля. Эти измерения показали, что продольное и поперечное облучения струи приводят практически к одинаковым изменениям средней и пульсационных скоростей.

Для указанных выше значений чисел Струхала на фиг. 1 представлены результаты измерений параметров струи вдоль ее оси: изменение вдоль оси ($x^\circ = x/d$) средней скорости $u^\circ = u_m/u_0$, среднеквадратичных значений продольной [$\epsilon_{u0} = (\langle u'^2 \rangle)^{1/2}/u_0$] и поперечной ($\epsilon_{v0} = (\langle v'^2 \rangle)^{1/2}/u_0$) составляющих пульсационной скорости и значений ϵ_{us} и ϵ_{vs} , соответствующих пульсаци-

онной скорости в звуковой волне при продольном и поперечном облучениях струи. Пульсации скорости u_s' и v_s' определялись по замеренным в отсутствие потока значениям пульсаций звукового давления по формуле для плоской волны $p_s' = \rho a u_s'$ и $p_s' = \rho a v_s'$. Здесь u_m — скорость на оси струи, u' и v' — продольная и поперечная составляющие пульсационной скорости, p_s' — пульсация давления в звуковой волне, ρ — плотность воздуха.

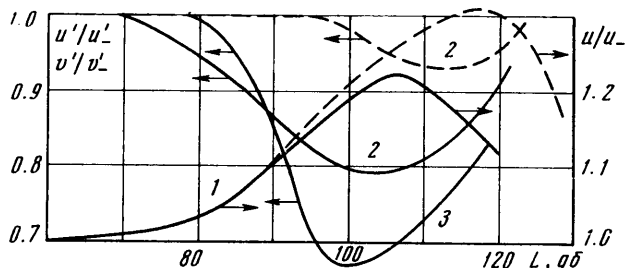


Фиг. 1

На фиг. 1 сплошные и пунктирные кривые соответствуют характеристикам струи при продольном и поперечном облучении, характеристики исходной необлученной струи изображены штрихпунктирными кривыми. Цифры и буквы соответствуют: 1 — $S=0.25$, 2 — $S=2.75$, a — $10\epsilon_{us}$, b — $10\epsilon_{vs}$.

Отсюда следует, во-первых, что как продольное, так и поперечное облучение струи приводит к примерно одинаковому результату: в зависимости

от частоты звукового сигнала происходит либо интенсификация ($S=0.25$), либо ослабление ($S=2.75$) турбулентного перемешивания, причем заметно уменьшается либо возрастает длина начального участка струи. На первых восьми — десяти калибрах струи происходит увеличение продольных и поперечных пульсаций скорости при меньшем и их уменьшение при большем



Фиг. 2

числе Струхаля. Во-вторых, обращает на себя внимание то обстоятельство, что эффект акустического воздействия достигается при весьма малом уровне звукового давления и соответственно при малых значениях пульсаций скорости в звуковой волне ($\epsilon_{us} < 0.1\%$, $\epsilon_{vs} < 0.4\%$). Эти пульсации в 20–100 раз меньше максимальных пульсаций скорости на оси турбулентной струи в отсутствие звукового воздействия и даже меньше пульсаций скорости на срезе сопла.

Из проведенных в настоящей работе, а также в работах [1–5] измерений следует, что оптимальная частота звукового облучения струи, при которой достигается эффект генерации турбулентности, соответствует числу Струхаля $S=0.25 \div 0.40$. В работе [5] показано, что при низкочастотном звуковом облучении струи при возрастании уровня звукового давления от некоторого минимального значения эффект генерации турбулентности вначале усиливается, а затем наступает насыщение, и дальнейшее возрастание уровня звукового давления не приводит к усилению эффекта. В опытах авторов такое насыщение при генерации турбулентности не было достигнуто (в [5] значение $\epsilon_{us} = 2 \div 3\%$, что на порядок превышает соответствующее значение ϵ_{us} , которое было получено в настоящей работе).

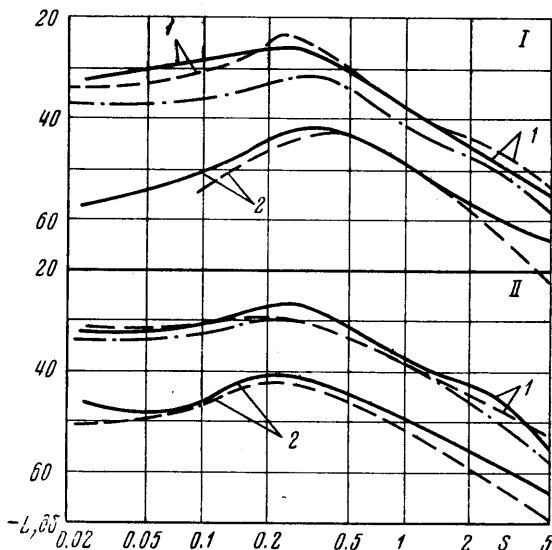
Данных о необходимом уровне звукового давления для достижения эффекта подавления турбулентности, который реализуется в диапазоне чисел Струхаля $S=2 \div 5$, в литературе нет. На фиг. 2 представлено изменение средней скорости, продольных и поперечных пульсаций скорости в фиксированной точке $x^\circ=8$, $y^\circ=0$ при продольном (сплошные кривые) и поперечном (пунктир) облучении струи ($R=1.4 \cdot 10^4$, $S=2.35$) в функции уровня звукового давления L . Здесь 1 — средняя скорость, измеренная при помощи одноточечного и крестообразного термонасадков, а также трубки Пито — Праנדтля, 2 и 3 — продольная и поперечная составляющие пульсаций скорости, индекс (минус) соответствует параметрам необлученной струи. Отсюда видно, что эффект подавления турбулентности реализуется в наибольшей степени при вполне определенном, оптимальном уровне звукового давления.

Таким образом, если для генерации турбулентности в струях требуется некоторый минимальный уровень звукового давления, превышение которого не усиливает эффекта, то для эффекта подавления турбулентности (при фиксированных значениях M , R , S) можно указать вполне определенный, оптимальный уровень звукового давления, превышение которого ослабляет эффект. Анализ кривых фиг. 2 позволяет заключить, что даль-

нейшее повышение уровня звукового давления может привести к исчезновению эффекта.

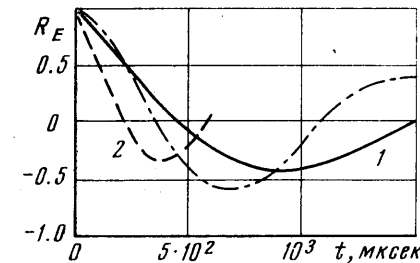
Рассмотрим теперь спектры продольных и поперечных пульсаций скорости в ряде характерных точек струи в отсутствие акустического воздействия, а также при продольном и поперечном звуковом облучении струи. Такие спектры были определены при $x^\circ=4, 8$ и 16 , $y^\circ=0, 0.5$ и 1.5 .

На фиг. 3 представлены измеренные в третьоктавных полосах частот и пересчитанные на полосы шириной 1 гц спектры продольных (I) и поперечных (II) пульсаций скорости в точке $x^\circ=4, y^\circ=0$ в отсутствие и при наличии акустических возмущений. Обозначения те же, что и на фиг. 1. По оси ординат отложены величины $L = -20 \lg(u_f'/u_-')$ и $L = -20 \lg(v_f'/v_-')$, где u_-' , v_-' — пульсации скорости в отсутствие акустических



Фиг. 3

возмущений, u_f' , v_f' — пульсации скорости на частоте f . Из полученных спектров следует, что наиболее отчетливые изменения микроструктуры течения происходят в приосевой и внешней областях струи. В средней части, на линии кромок сопла ($y^\circ=y/d=0.5$), спектры под действием звукового сигнала практически не изменяются. В то же время в остальной части поперечного сечения при звуковом облучении струи происходит отчетливый сдвиг спектра вверх или вниз; при этом интенсивность наложенного звукового сигнала столь мала, что на спектрах он не выделяется. На значительном удалении от сопла ($x^\circ \geq 16$) звуковое облучение струи практически не изменяет спектров продольных и поперечных пульсаций.



Фиг. 4

Некоторая дополнительная информация может быть получена при анализе эйлеровых временных корреляций $R_E(t)$ продольных составляющих пульсаций скорости. На фиг. 4 такие данные приведены для точки $x^\circ=4, y^\circ=0$, обозначения те же, что и на фиг. 1. И здесь наиболее отчетливое влияние акустического воздействия имеет место в приосевой части струи, где низкочастотное облучение ($S=0.25$) приводит к возрастанию корреляции, а высокочастотное ($S=2.75$) — к ее уменьшению. Этот результат свидетельствует о том, что при низкочастотном облучении струи в ее приосевой части в пределах начального участка происходит укрупнение периодических вихрей, при высокочастотном — их измельчение. Указанная тенденция, однако, нарушается при некотором удалении от оси ($y^\circ=0.5$).

Осциллирующий характер корреляционных кривых в приосевой части струи свидетельствует о периодичности течения, причем, как и следовало ожидать, характерная частота в отсутствие звукового сигнала соответствует частоте максимума энергии турбулентных пульсаций на спектрах при $x^0=4$.

3. Слабая зависимость акустического воздействия на турбулентную струю от направления облучения свидетельствует о том, что взаимодействие акустических и турбулентных полей, по существу, сводится к взаимодействию пульсаций давления акустической и аэродинамической природы. Поскольку скорость распространения звуковых волн при малой скорости истечения струи существенно превышает скорость истечения ($a \gg u_0$) и конвективную скорость переноса возмущений в турбулентной струе, которая составляет 0.5–0.6 местной средней скорости, то можно утверждать, что при рассматриваемом акустическом облучении струя, по существу, распространяется в пространстве с пульсирующим давлением.

В [1] высказывалось предположение, что эффекты акустического воздействия на турбулентные струи могут быть объяснены нарушением каскадного процесса передачи энергии в направлении от больших вихрей к вихрям меньшего масштаба, т. е. проводилась мысль о возможности непосредственного взаимодействия акустических и турбулентных полей. Эта точка зрения получила развитие в [13], где предпринята попытка создания теории такого взаимодействия.

Для грубой оценки уровня акустического сигнала, вызывающего изменение характеристик струи, поступим следующим образом. Предполагая, что акустический сигнал представляет собой плоскую волну, воспользуемся приводившимся выше выражением, связывающим пульсации давления p_s' и скорости u_s' в звуковой волне: $p_s' = \rho a u_s'$; для оценки порядка пульсаций давления аэродинамической природы воспользуемся соответствующим выражением для изотропной турбулентности [14]: $p' \approx 0.7 \rho u'^2$. Примем далее, что эффект акустического воздействия реализуется в том случае, когда пульсации давления наложенного акустического поля пропорциональны характерным пульсациям давления исходной турбулентной струи, т. е.

$$p_s' = \alpha p' \quad \text{или} \quad \epsilon_s = 0.7 \alpha M \epsilon_0^2$$

где α — опытный коэффициент. В качестве характерного значения пульсаций скорости в турбулентной струе можно принять максимальное значение ϵ_{u_0} на оси струи ($\epsilon_0 = 0.12$). Подставляя в последнее выражение значения ϵ_s и M , при которых был зафиксирован эффект, получим минимальное значение коэффициента $\alpha = 1 \div 2$.

Следовательно, акустическое воздействие на турбулентную струю оказывается существенным в том случае, когда пульсации давления акустического поля имеют тот же порядок, что и максимальные пульсации давления на оси турбулентной струи в отсутствие наложенного акустического поля. Отсюда, в частности, следует, что с ростом скорости истечения струи возрастает величина уровня звукового давления L , при котором может быть реализован эффект, т. е. $L = 20 (\text{const} + 2 \lg M) \text{ дб}$.

С помощью приведенной выше оценки нельзя, конечно, объяснить, почему струя реагирует на акустические сигналы определенной частоты. Такого рода объяснение должно основываться на периодичности структуры течения в исходной турбулентной струе. Существование такой структуры было доказано в работе [5] на основе визуальных исследований. Оказалось, что на первых трех — пяти калибрах в зоне смешения осесимметричной турбулентной струи имеет место ярко выраженная периодичность, частота которой соответствует числу Струхала $S = 0.25 \div 0.35$. Интересно отметить,

что спектр звуковой мощности турбулентной струи [15] имеет четкий максимум также при числе $S=0.25\div 0.30$.

Наличие характерной частоты в турбулентной струе установлено также теоретически. Так, в работе [16] в рамках линейной теории гидродинамической устойчивости в невязком приближении показано, что в конце начального участка осесимметричной струи (при $x^{\circ}=4\div 5$), где происходит потеря устойчивости турбулентного движения, максимальный пространственный коэффициент нарастания возмущений соответствует числу Струаля $S\approx 0.35$.

Таким образом, эффект генерации турбулентности при действии низкочастотного сигнала, когда $S=0.2\div 0.6$, может быть объяснен резонансным характером взаимодействия акустического и турбулентного полей, приводящего к укрупнению периодических вихрей. В тех случаях, когда частота акустического сигнала примерно на порядок превышает характерную частоту периодической структуры струи, происходит размельчение крупномасштабных вихрей, и турбулентность подавляется. В пользу такого объяснения свидетельствует также обнаруженное выше увеличение в начальном участке струи, в ее приосевой части, эйлеровой временной корреляции при низкочастотном облучении струи и уменьшение этой корреляции при высокочастотном облучении. При этом остается открытым вопрос, почему при чрезмерно большом уровне звукового давления исчезает эффект подавления турбулентности.

Из представленных материалов следует, что для интерпретации накопленных экспериментальных фактов необходимо дальнейшее развитие теории взаимодействия акустических и турбулентных полей.

Поступила 29 IX 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов Е. В., Гиневский А. С. Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики турбулентной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 4.
2. Фурлетов В. И. Воздействие звуковых колебаний на турбулентную струю газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
3. Исатаев С. И., Тарасов С. Б. О воздействии на струю акустического поля, направленного вдоль оси струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.
4. Goldschmidt V. W., Kaiser K. F. Interaction of an acoustic field and a turbulent plane jet: mean flow measurement. Chem. Engng Progr. Sympos. Ser., 1971, vol. 67, No. 109.
5. Crow S. C., Champagne F. H. Orderly structure in jet turbulence. Fluid Mech., 1971, vol. 48, pt 3.
6. Борисов Ю. Я., Розенфельд Э. И. Воздействие акустических колебаний на устойчивость и структуру течений. Обзор. Акуст. ж., 1971, т. 18, вып. 2.
7. Rockwell D. O. The macroscopic nature of jet flows subjected to small amplitude periodic disturbances. Chem. Engng Progr. Sympos. Ser., 1971, vol. 67, No. 109.
8. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
9. Mechel F., Schilz W. Untersuchungen zur akustischen Beeinflussung der Strömungsgrenzschicht in Luft. Acustica, 1964, Bd 14, Nr 6.
10. Rockwell D. O., Toda K. Effects of applied acoustic fields on attached jet flows. Trans. ASME, J. Basic Engng, 1971, vol. 93, Ser. D, No. 1.
11. Gougat P. Influence d'un champ acoustique extérieur sur une couche limite turbulente. These Doct. Sci. Phys. Paris, 1969, C.N.R.S., 1969, No. 3384.
12. Вудис Л. А., Живов В. Г., Ярин Л. П. Переходная область течения в свободной струе. Инж.-физ. ж., 1969, т. 17, № 2.
13. Simcox C. D., Hoglund R. F. Acoustic interactions with turbulent jets. Trans. ASME, J. Basic Engng, 1971, vol. 93, Ser. D, No. 1.
14. Хинце И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
15. Мунин А. Г. Связь аэродинамических и акустических параметров дозвуковой газовой струи. Сб. «Промышленная аэродинамика», вып. 23, М., Оборонгиз, 1962.
16. Michalke A. Instabilität eines kompressiblen runden Freistrahls unter Berücksichtigung des Einflusses der Strahlengrenzschichtdicke. Z. Flugwissenschaften, 1971, Bd 19, Nr 8, 9.