

рость записывается в виде

$$\frac{dw}{dz} = -\frac{2}{\pi} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\xi v_y d\xi}{\xi^2 - \zeta^2} \quad (9.2)$$

Здесь ξ_1 и ξ_2 имеют тот же смысл, что и в предыдущем параграфе.

В случае клиновидного поезда распределение давления на стенке, соответствующее носовой части поезда, точно совпало с соответствующим распределением давления для длинных поездов конечной длины.

Поступило 9 III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Ламб Г. Гидродинамика. Гостехиздат, 1947.
2. Милн-Томсон Л. М. Теоретическая гидродинамика. Изд. «Мир», 1964.
3. Мазур В. Ю. Движение кругового цилиндра вблизи вертикальной стенки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
4. Сабанеев В. С. О движении эллипсоида вращения в жидкости, ограниченной плоской стенкой. Вестн. Ленингр. ун-та, 1958, № 13, вып. 3.
5. Блох Э. Л., Гиневский А. С. О движении системы тел в идеальной жидкости. Тр. научно-техн. об-ва судостр. промышл. им. А. Н. Крылова, 1963, вып. 47.
6. Фаддеев Ю. И. О силах и моментах присоса, действующих на тела вблизи твердой стенки. Тр. научно-техн. об-ва. Судостр. промышл. им. А. Н. Крылова, 1963, вып. 47.
7. Уиттекер Э. Т., Ватсон Г. Н. Курс современного анализа, ч. 2. Гостехиздат, 1934.

АКУСТИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

Е. В. ВЛАСОВ, А. С. ГИНЕВСКИЙ

(Москва)

В последние годы наряду с экспериментальными и теоретическими исследованиями аэродинамических характеристик турбулентных струйных течений приобретают практический интерес изыскания методов активного, направленного воздействия на эти характеристики. Такое воздействие может быть осуществлено путем изменения начальной неравномерности [1] или начальной турбулентности [2] потока, а также за счет наложения на установившееся в среднем течение низкочастотного пульсирующего потока [3], что наряду с другими эффектами приводит к повышению начальной турбулентности потока.

Поскольку турбулентный пограничный слой и, в частности, турбулентные струйные течения являются генераторами шума, то есть основания полагать, что путем акустического воздействия можно, в свою очередь, несколько изменить аэродинамические параметры такого рода течений. Согласно теории Лайтхилла [4], порождаемые турбулентными потоками акустические возмущения не оказывают обратного влияния на аэродинамические характеристики этих потоков. Отсюда ясно, что для сколь-нибудь заметного изменения аэродинамических характеристик течения интенсивность искусственных акустических возмущений должна существенно превышать интенсивность естественного шума исходного течения.

Известен ряд работ, посвященных исследованию влияния акустических возмущений на пограничный слой [5, 6] и струйные течения [7-10]. Указанные работы в основном посвящены изучению влияния акустических возмущений на потерю устойчивости и переход ламинарного течения в турбулентное. Так, в работах [5, 6] показано, что наложение акустического поля может способствовать либо более раннему переходу (при средних частотах), либо, наоборот, затянута переход (при высоких частотах); низкочастотные акустические возмущения не оказывают влияния на переход.

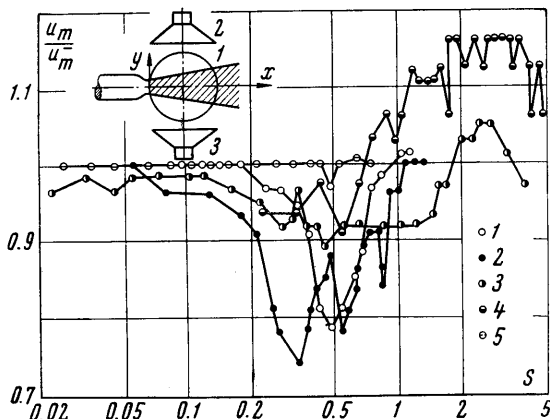
Воздействие акустических возмущений на струйные течения изучалось в связи с проблемой устойчивости ламинарного течения [7-10]. Вследствие потери устойчивости течения при сравнительно малых числах Рейнольдса в случае истечения струи из плоского или круглого сопла образуются дискретные вихревые нити или вихревые кольца, характеристики которых существенным образом изменяются при наложении акустических возмущений. Отличительной особенностью перечисленных

исследований применительно к струйным течениям будет то, что в них рассматривается влияние акустических возмущений на пульсационные характеристики течения и практически не обнаружено влияния акустических возмущений на параметры осредненного течения.

В настоящей работе излагаются результаты экспериментального исследования влияния звука различной интенсивности и частоты на характеристики осредненного и пульсационного течений в затопленной турбулентной струе.

Показано, что при соответствующем выборе интенсивности и частоты звукового сигнала можно в некоторых пределах либо интенсифицировать турбулентное перемешивание, либо, наоборот, ослабить его.

Экспериментальная установка и аппаратура. Исследования проводились в заглушенной камере, конструкция которой описана в работе [11], при истечении воздушных струй из сопел диаметром $d = 2\delta_0 = 10, 15, 30$ и 55 мм со скоростями u_0 от 10 до 100 м/сек и температурой $T = 288^\circ$ К. Акустическое поле создавалось одним и, в отдельных случаях, тремя динамиками с диффузором диаметром 220 мм, акустическая мощность каждого из них составляла примерно 0.5 вт при излучении чистого тона $f = 1000$ гц. Схема расположения динамиков 1, 2, 3 показана на фиг. 1. Максимальные уровни звукового давления



Фиг. 1. Изменение средней скорости на оси струи при $x/\delta_0 = 16$ в функции числа Струхали. По оси ординат отложено отношение скорости при наличии сигнала u_m к скорости в той же точке без сигнала u_m^- : 1 — $d = 55$ мм, $u_0 = 57$ м/сек, $R = 2.4 \cdot 10^5$; 2 — $d = 30$ мм, $u_0 = 56$ м/сек, $R = 1.2 \cdot 10^5$; 3 — $d = 10$ мм, $u_0 = 44$ м/сек, $R = 3.3 \cdot 10^4$; 4 — $d = 30$ мм, $u_0 = 13.5$ м/сек, $R = 3 \cdot 10^4$; 5 — $d = 30$ мм, $u_0 = 114$ м/сек, $R = 2.6 \cdot 10^5$

(в табл) на оси струи при использовании одного динамика ($n = 1$) и трех динамиков ($n = 3$) приведены в таблице, которая иллюстрирует неравномерность акустического поля по частотам f гц. В правом столбце таблицы приведены значения уровней звукового давления для белого шума.

n	x	$f = 100$	$f = 200$	$f = 400$	$f = 800$	$f = 1600$	$f = 3200$	$f = 6400$	
1	20	116.3	121.3	120.8	123.3	121.3	108.3	99.3	113.0
	40	120.5	125.0	125.2	126.2	122.2	110.2	106.2	117.5
	60	120.9	124.9	125.9	126.5	122.5	109.0	112.0	117.5
	80	117.1	121.5	121.5	123.1	121.1	109.1	108.0	116.0
	100	117.0	121.0	122.0	123.5	122.0	107.0	110.0	114.0
3	20	122.0	126.4	126.4	116.2	115.2	111.0	111.5	113.3
	40	120.2	125.8	126.8	115.0	118.5	105.0	112.0	115.8
	60	121.8	126.8	130.3	122.8	124.8	112.8	113.8	117.3
	80	119.6	125.0	129.6	124.6	126.0	112.6	117.6	118.0
	100	119.2	124.2	129.5	123.2	124.0	113.5	110.5	116.5

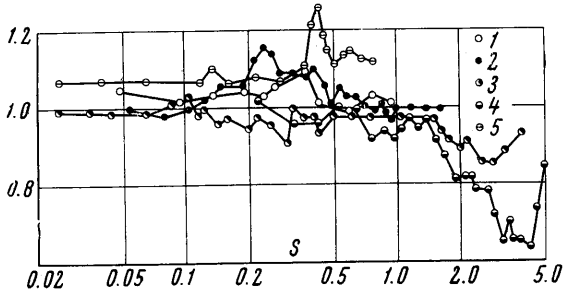
В области расстояний от среза сопла $x = 120-220$ мм картина будет симметричной относительно расстояния $x = 110$ мм, соответствующего центру динамика.

Источником сигнала, подаваемого на динамики, являлся генератор чистого тона фирмы Джeneral Радио или генератор белого шума фирмы Брюль и Кьер.

Измерение средних скоростей производилось как трубкой Пито-Прандтля, так и термоанемометром. Измерение трех компонент пульсационной скорости и реинольдсовых напряжений сдвига осуществлялось с помощью комплекта термоанемометрической аппаратуры фирмы Диза Электроник, включающего два усилителя и коррелятор. Для спектрального анализа использовался $1/3$ -октавный анализатор фирмы Брюль и Кьер.

Число Рейнольдса $R = u_0 2\delta_0 / \nu$ в опытах изменялось в пределах от $6.5 \cdot 10^3$ до $5.2 \cdot 10^5$, начальная турбулентность потока на срезе сопла (в центре) не превышала $\epsilon_0 = 1\%$. В некоторых опытах перед соплом диаметром 15 мм устанавливался турбулизатор, вследствие чего начальная турбулентность на срезе сопла достигала $\epsilon_0 = 11.5\%$.

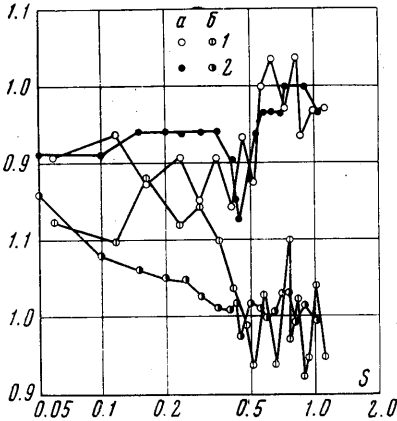
Измерения средней скорости и продольной составляющей пульсационной скорости производились главным образом в одной точке на оси струи на расстоянии от среза сопла, равном $x/\delta_0 = 16$, при отсутствии сигнала, при излучении белого шума и чистого тона. При этом как трубка Пито-Прандтля, так и термоанемометр дали практически совпадающие значения средней скорости. Кроме того, измерялись профили скорости и продольной составляющей пульсаций скорости в различных поперечных сечениях (по горизонтальному диаметру) и вдоль оси струи. В одном поперечном сечении струи ($x/\delta_0 = 16$), помимо профилей скорости, были измерены три компонента пульсационной скорости и реинольдсово напряжение сдвига. Для того чтобы убедиться, что звуковой сигнал не вызывает искривления струи, производилось измерение профилей скорости по двум взаимноперпендикулярным диаметрам.



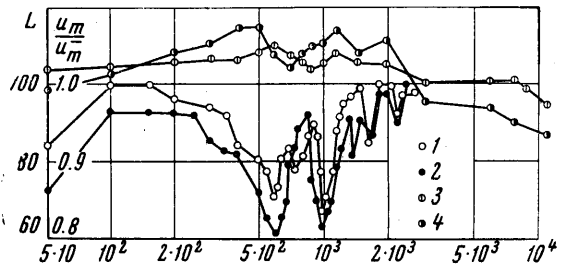
Фиг. 2. Изменение среднеквадратичной величины продольной составляющей пульсации скорости на оси струи при $x/\delta_0 = 16$ в функции числа Струхалия S . Обозначения те же, что и на фиг. 1. По оси ординат отложено отношение скорости $V\langle u'^2 \rangle$ при наличии сигнала к соответствующему значению без сигнала ($V\langle u'^2 \rangle$)

Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики струи определяется четырьмя безразмерными критериями — числами Рейнольдса, Маха, Струхалия ($S = 2\delta_0 f / u_0$) и уровнем звукового давления L . Впрочем, вместо последнего параметра может быть использовано отношение эффективной акустической мощности динамика к акустической мощности струи или кинетической энергии струи на срезе сопла.

Результаты эксперимента и их анализ. На фиг. 1 и 2 представлены результаты измерений средней скорости и среднеквадратичной величины продольной составляющей пульсационной скорости на оси струи при $x/\delta_0 = 16$ в функции числа Струхалия S . Здесь представлены результаты измерений, выполненных на струях различного диаметра при различных скоростях. Обращают на себя внимание следующие обстоятельства: в диапазоне чисел S от 0.2 до 1 акустическое воздействие приводит к заметному уменьшению средней скорости и соот-



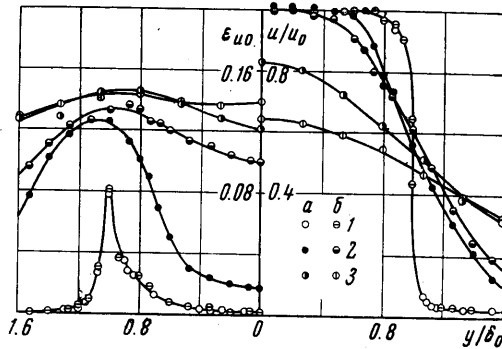
Фиг. 3. Влияние начальной турбулентности потока на эффективность акустического воздействия ($x/\delta_0 = 16$, $R = 2.3 \cdot 10^4$) $1 - \epsilon_0 = 1\%$, $2 - \epsilon_0 = 11.5\%$; α — средняя скорость (u_m / u_m^-) , β — пульсации скорости $V\langle u'^2 \rangle / V\langle u'^2 \rangle^-$



Фиг. 4. Изменение средней скорости на оси струи ($x/\delta_0 = 16$) по частотам под действием акустического сигнала одного и трех динамиков (1) и (2); частотные характеристики одного динамика и системы трех динамиков (3) и (4) в точке $x/\delta_0 = 16$; $y = 0$ (в об)

ветствующему увеличению пульсаций; в диапазоне чисел S от 1 до 5 при сравнительно небольших числах Рейнольдса $R = 6.5 \cdot 10^3$ проявлялась противоположная тенденция, т. е. возрастание средней скорости и соответствующее снижение пульсаций по сравнению с их значениями при отсутствии сигнала. В то же время наложение белого шума, обладающего широким спектром частот, практически не оказывало влияния как на среднюю скорость, так и на пульсации скорости.

Указанный эффект усиливался при одновременном включении трех динамиков, ослаблялся при снижении интенсивности звука и исчезал при уменьшении уровней звуковых давлений, приведенных в таблице, на 20 дб. Интересно отметить, что интен-



Фиг. 5. Профили осредненной (u_m/u_0) и пульсационной скорости ($\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/u_0$) в поперечных сечениях струи при наличии звукового сигнала и без него ($R = 1.24 \cdot 10^4$). а — без сигнала, б — при наличии сигнала ($S = 0.316$); 1 — $x/\delta_0 = 0.2$, 2 — $x/\delta_0 = 6$, 3 — $x/\delta_0 = 16$

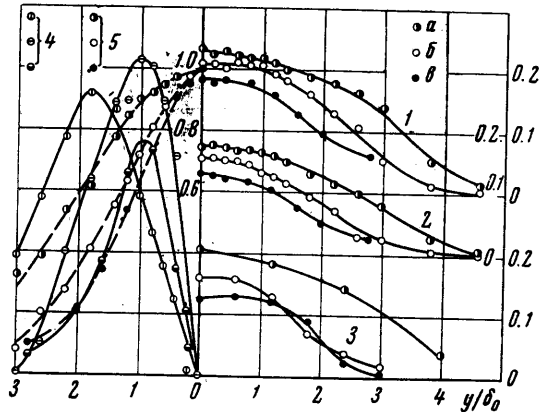
сигналом ($R = 1.24 \cdot 10^4$, $S = 0.316$). Отсюда следует, что в начальном сечении струи наличие сигнала практически не изменяет ни средней скорости, ни начальной турбулентности. Это изменение происходит в начальном и переходном участках.

Профили трех компонент пульсационной скорости, средней скорости и реинольдсовых напряжений сдвига в одном сечении $x/\delta_0 = 16$ для струи без сигнала, с низкочастотным ($S = 0.389$) и высокочастотным ($S = 3.89$) сигналами при $R = 1.35 \cdot 10^4$ представлены на фиг. 6.

В полном соответствии с полученными выше результатами и здесь обнаруживается, что при $S = 0.389$ происходит интенсификация турбулентного перемешивания, а при $S = 3.89$ наличие звукового сигнала ослабляет перемешивание. Как следует из фиг. 6, профили скорости и реинольдсовых напряжений сдвига при наличии звукового сигнала и без него в первом приближении удовлетворяют основному положению полуэмпирической теории турбулентности о пропорциональности реинольдсова напряжения сдвига поперечному градиенту осредненной скорости.

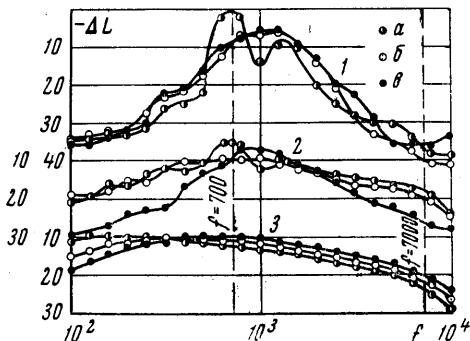
Спектры турбулентности потока на оси струи при низкочастотном и высокочастотном сигналах, а также без сигнала представлены на фиг. 7. Аналогичный характер имеют спектры, измеренные на различных удалениях от оси струи. Из приведенных спектров, в частности, следует, что акустическое воздействие на турбулентную струю в ее основном участке при помощи чистого тона мало изменяет распределение энергии турбулентных пульсаций.

В заключение приведем изменение средней скорости и среднеквадратичной величины продольной составляющей пульсационной скорости вдоль оси струи (фиг. 8) при различных значениях чисел R и S . Эти данные находятся в соответствии с приведенными выше результатами. Здесь изменение скорости вдоль оси струи при отсутствии сигнала измерено как при помощи термоанемометра, так и трубки Пито-Прандтля. Вызванное акустическим возмущением возрастание или уменьшение



Фиг. 6. Профили средней скорости (u/u_m), продольной ($\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/u_m$), радиальной ($\sqrt{\langle v'^2 \rangle}/u_m$) и тангенциальной ($\sqrt{\langle w'^2 \rangle}/u_m$) составляющих пульсационной скорости и реинольдсовых напряжений сдвига ($\langle u'v' \rangle/u_m^2$) в сечении $x/\delta_0 = 16$ при наличии звукового сигнала и без него ($R = 1.35 \cdot 10^4$). а — $S = 0.389$, б — без сигнала, в — $S = 3.89$, 1 — $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/u_m$, 2 — $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}/u_m$, 3 — $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}/u_m$, 4 — $100 \langle u'v' \rangle/u_m^2$, б — u/u_m

скорости u_m на оси струи сопровождается соответствующим уменьшением или увеличением радиуса поперечного сечения струи δ . Это подтверждается измеренными профилями скорости (фиг. 5 и 6) и обусловлено следующими обстоятель-



Фиг. 7. Спектры турбулентности (продольной составляющей пульсационной скорости) на оси струи при наличии звукового сигнала и без него ($R = 1.35 \cdot 10^4$). $a - S = 0.389$, $b -$ без сигнала, $\epsilon - S = 3.89$; $1 - x/\delta_0 = 6$, $2 - x/\delta_0 = 10$, $3 - x/\delta_0 = 18$

$$I = 2\pi r \int_0^\delta (u^2 + \langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle) y dy$$

оказывается незначительным и имеет тот же порядок, что и при отсутствии акустических возмущений, поэтому

$$I = 2\pi r \int_0^\delta u^2 y dy \sim \delta^2 u_m^2 = \text{const}$$

Приведенные на фиг. 8 изменения скорости вдоль оси струи могут быть в пределах основного участка струи описаны полуэмпирической формулой [2]

$$u_m / u_0 = [1 + 24\sqrt{2}b_2\kappa(x^\circ - x_0^\circ)]^{-1}, \quad b_2 = 11/210, \quad x^\circ = x / \delta_0$$

(здесь x_0 — длина начального участка) при условии, что эмпирическая константа κ — функция числа Струхали ($\kappa = 0.009$ при отсутствии сигнала, $\kappa = 0.0103$ при $S = 0.389$ и $\kappa = 0.0074$ при $S = 3.89$). Примерно в такой же степени изменяется аналогичная константа, входящая в формулу для длины начального участка.

Различное воздействие высокочастотного и низкочастотного сигналов на турбулентное перемешивание может быть объяснено двойной структурой турбулентного течения. Так, согласно А. А. Таунсенду [12], основная часть структуры турбулентности имеет сравнительно малый масштаб и содержит основную часть энергии, а на нее налагается система медленных больших вихрей, которые переносят турбулентную жидкость и осуществляют захват невозмущенной жидкости. Можно поэтому полагать, что ослабление перемешивания при наложении высокочастотного звукового сигнала обусловлено воздействием этого сигнала на малые вихри, в результате измельчения которых в конечном счете усиливается роль вязкости среды, т. е. происходит как бы ламинаризация струи или, во всяком случае, несколько затягивается наступление развитого турбулентного режима.

Фиг. 8. Изменение средней скорости и продольной составляющей пульсационной скорости вдоль оси струи при наличии звукового сигнала и без него, $a - u_m / u_0$, $b - \epsilon_{u0} = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_0$; $1 - S = 0.389$; $2 -$ без сигнала ($R = 1.35 \cdot 10^4$), $3 - S = 3.89$, $4 - S = 0.26$, $R = 1.75 \cdot 10^4$

Действию высокочастотных звуковых сигналов на турбулентное перемешивание в струе можно дать иное объяснение. Как известно, при турбулентном течении происходит цепь последовательных переносов, идущих в направлении уменьшения масштаба, т. е. осуществляется каскадная передача энергии от наиболее крупных вихрей к вихрям все уменьшающегося размера до тех пор, пока для наиболее мелких вихорьков не станет преобладающим влияние вязкости. Можно полагать, что наложение на турбулентное течение высокочастотных пульсаций нарушает этот процесс, так как оно равносильно сообщению некоторой дополнительной энергии

мелкомасштабной турбулентности. Эта последняя, таким образом, для своего поддержания уже не поглощает энергию от турбулентности более крупного масштаба и т. д. В результате искажается упомянутый выше каскадный процесс, и турбулентное течение в целом для своего поддержания отнимает меньшую долю энергии среднего движения, т. е. интенсивность турбулентного перемешивания уменьшается.

Наоборот, интенсификация перемешивания при наложении низкочастотных сигналов, по-видимому, вызвана действием этих сигналов на большие вихри. Воздействие низкочастотных сигналов аналогично действию турбулизатора с той лишь разницей, что турбулизатор изменяет начальную турбулентность, а низкочастотный сигнал турбулизует течение в самой струе. Изменение же начальной турбулентности оказывается весьма незначительным и само по себе не может дать ощутимого эффекта. В данной работе ослабление интенсивности турбулентного перемешивания под действием высокочастотного сигнала обнаружено при сравнительно малых числах Рейнольдса. Вопрос о возможности получения этого эффекта при больших числах R остается открытым и нуждается в дополнительном исследовании. Во всяком случае, можно полагать, что одной из причин исчезновения эффекта при больших значениях чисел R и M явился завал характеристики динамика в области высоких частот (см. таблицу и фиг. 4).

Таким образом, исследованное выше воздействие при помощи звуковых волн на аэродинамические характеристики струи может рассматриваться как способ направленного изменения или регулирования интенсивности перемешивания турбулентных струй. Что касается экономичности или эффективности такого воздействия, то здесь следует отметить достаточно значительные затраты энергии, которые по грубым оценкам на несколько порядков превышают акустическую энергию исходной струи, которая определяется по известной формуле [13]

$$E_a = k(\rho_0 / \rho_0) M^5 E_k$$

Здесь ρ_0 и ρ_0 — соответственно плотность струи и окружающей среды, E_k — кинетическая энергия струи на срезе сопла и коэффициент $k = (0.5-2) \cdot 10^{-4}$. При этом эффект исчезает, когда акустическая энергия, излучаемая динамиком на струю, превышает акустическую энергию исходной струи примерно на два порядка. Можно несколько иным образом оценить затраты энергии. Так, в исследованном диапазоне скоростей наиболее заметный эффект наблюдается при затратах акустической энергии, составляющей от 0.1 до 1% от кинетической энергии струи на срезе сопла.

Авторы выражают благодарность В. П. Харитоновой и В. И. Абрамову, принявшим участие в проведении и обработке результатов эксперимента.

Поступило 31 III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
2. Гиневский А. С., Почкина К. А. Влияние начальной турбулентности потока на характеристики осесимметричной затопленной струи. Инж-физ. ж., 1967, № 1.
3. Вулис Л. А., Михасенко Ю. И., Хитриков В. А. Об эффективном управлении распространением свободной турбулентной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
4. Lighthill M. J. On sound generated aerodynamically, pt. I. General Theory. Proc. Roy. Soc. A., 1952, p. 211, pt. II. Turbulence as a source of sound. Proc. Roy. Soc. A., 1954, p. 222.
5. Mechel F., Schilz W. Untersuchungen zur akustischen Beeinflussung der Strömungsgrenzschicht in Luft. Acustica, 1964, vol. 14, No. 6.
6. Schilz W. Experimentelle Untersuchungen zur akustischen Beeinflussung der Strömungsgrenzschicht in Luft. Acustica, 1965/66, vol. 16, No. 4.
7. Wehrmann O. Akustische Steuerung der turbulenten Anfandung im Freistrah. Jahrbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt, Braunschweig, 1957.
8. Michalke A., Wehrmann O. Akustische Beeinflussung von Freistrahlgrenzschichten. Proc. Internat. Council Aeronaut. Sci. Third Congress. Stockholm, 1962. Washington — London, 1964.
9. Freymuth P. On transition in a separated laminar boundary layer. J. Fluid Mech., 1966, vol. 25, pt. 4.
10. Sato H., Okada O. The stability and transition of an axisymmetric wake. J. Fluid Mech., 1966, vol. 26, pt. 2.
11. Юдин Е. Я., Графский И. А. Исследования по созданию заглушенной камеры. Сб. «Промышленная аэродинамика», Оборонгиз, 1959, вып. 14.
12. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. Изд. иностр. лит., 1959.
13. Мунин А. Г. Связь аэродинамических и акустических параметров дозвуковой газовой струи. Сб. «Промышленная аэродинамика» Оборонгиз, 1962, вып. 23.