

УДК 534.83.629.7

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ*Кузнецов В. М., Мунин А. Г.*

Рассмотрена связь акустических и турбулентных характеристик дозвуковой струи. Данные о структуре турбулентности в зоне смешения использованы при расчете спектральной плотности акустической мощности участков струи различной протяженности. Исследовано влияние начальных условий истечения на шум струи.

Турбулентные струи, широко используемые в различных летательных аппаратах и промышленных газодинамических установках, являются весьма интенсивными источниками шума, и поэтому решению задачи о шуме струи уделяется большое внимание [1]. В общем виде уравнение, описывающее образование и распространение звука от турбулентного потока, может быть получено путем простых, но достаточно строгих преобразований уравнений гидро- и термодинамики [2, 3]. Однако для полученного конвективного волнового уравнения не удалось пока найти полного решения, поскольку оно содержит комбинации сложных нелинейных членов, учитывающих взаимодействие звука с потоком, и включает трудности, свойственные сжимаемым вихревым потокам. Кроме того, для определения звукового поля необходима подробная информация о пространственно-временной структуре турбулентности в зоне смешения. В связи с этим в ряде работ были развиты приближенные методы решения конвективного уравнения, основанные на введении упрощенных моделей источников шума и структуры турбулентного потока. Используя эти модели, например, в работах [4, 5], было предположено, что можно выделить основные источники шума турбулентного потока и представить их в виде конвектируемых с постоянной скоростью гармонически осциллирующих излучателей звука. Такая идеализация, позволяющая получить решение исходного уравнения, не всегда соответствует реальным условиям, и поэтому практическое использование ее результатов весьма ограничено.

Для изотермической дозвуковой струи наиболее плодотворной оказалась гипотеза, выдвинутая в 50-е годы Лайтхиллом [6]. Согласно этой гипотезе предполагается, что источники звука расположены в ряде компактных участков, движущихся с определенной скоростью конвекции, а размеры участков существенно меньше характерной длины волны. В результате было получено решение волнового уравнения при условии рассмотрения распространения звука вне поля турбулентного потока и пренебрежения взаимодействием звука с потоком. Используя такой подход, удалось решить ряд практических задач; при этом наблюдалось соответствие с данными экспериментальных исследований [1, 7, 8].

Основываясь на акустической аналогии Лайтхилла, определим связь акустических и турбулентных характеристик струи. Разложив мгновенную скорость u_i на среднюю U_i и пульсационную u_i' составляющие, неоднородное волновое уравнение без учета эффектов рефракции и рассеяния

звука потоком можно представить в следующем виде [9, 10]:

$$(1) \quad \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_j} = \rho_c \frac{\partial^2 (u_i' u_j')}{\partial x_i \partial x_j} + 2\rho_c \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_j},$$

где ρ — плотность среды, t — время, c_0 — скорость распространения звука в невозмущенной среде, x_i — пространственная координата, ρ_c — средняя плотность в струе.

Из анализа правой части уравнения (1) следует, что механизм генерации звука включает два типа взаимодействий: турбулентность — турбулентность и градиент средней скорости — турбулентность. В соответствии с широко распространенной терминологией [2, 11] они характеризуют источники «собственного» и «сдвигового» шума соответственно.

Интегрирование уравнения (1) проведем для случая изотермического дозвукового потока. При оценке интенсивности акустического излучения обычно вводится система координат, движущаяся со скоростью конвекции турбулентных вихрей [12]. В результате усреднения во времени интенсивность составляющих «собственного» и «сдвигового» шума соответственно представляется [11, 13] формулами:

$$(2) \quad I = \frac{\rho_c^2}{16\pi^2 \rho_0 c_0^5 x^2 \Phi_0^5(\theta, M_K)} \int_V \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^4 R}{\partial \tau^4} dV \right] dV,$$

$$I = \frac{\rho_c^2 \cos^2 \theta}{4\pi^2 \rho_0 c_0^3 x^2 \Phi_0^3(\theta, M_K)} \int_V \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 R_s}{\partial \tau^2} dV \right] \left(\frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right)^2 dV,$$

где ρ_0 — плотность окружающей среды, $\Phi_0(\theta, M_K) = 1 - M_K \cos \theta$, $M_K = U_K/c_0$, U_K — скорость конвекции турбулентных вихрей, θ — угол между направлением движения источника объемом dV и направлением на точку наблюдения, расположенную на расстоянии x от объема, R и R_s — пространственно-временные корреляционные функции

$$R = \overline{u_x'^2(\eta, 0) u_x'^2(\eta + \xi, \tau)}, \quad R_s = \overline{u_2'^2(\eta, 0) u_2'^2(\eta + \xi, \tau)},$$

u_x' — пульсационная скорость в направлении x , в данном случае принимается $u_x' = u_1' = u'$, индекс 1 соответствует направлению истечения струи, индекс 2 — перпендикулярному направлению, $u_2' = v'$, η — система координат, связанная с движущимися источниками, ξ — пространственное разделение, τ — время.

Проведя далее интегрирование (2) при условии, что распределение пульсаций скорости подчиняется нормальному закону [11, 12], и учитывая распад турбулентных вихрей во времени и пространстве, получим интенсивность суммарного шума элементарного объема:

$$(3) \quad dI = \frac{3\sqrt{2}\rho_c^2 \omega^4 (\overline{u'^2})^2 L_u^3 dV}{2\pi^2 \rho_0 c_0^5 x^2 \Phi^5(\theta, M_K)} + \frac{\cos^2 \theta \rho_c^2 \omega^2 \overline{v'^2} L_v^3 (\partial U_1 / \partial x_2)^2 dV}{2\pi^2 \rho_0 c_0^3 x^2 \Phi^3(\theta, M_K)}$$

где $\omega = 1/\beta$ — характерная частота, β — интегральный масштаб времени пульсаций скорости, L — пространственный масштаб турбулентности, $\Phi(\theta, M_K) = [\Phi_0^2(\theta, M_K) + \alpha^2 M_K^2]^{1/2}$, $\alpha = \omega L / \sqrt{\pi} c_0 \ll 1$.

Используя экспериментальные данные о пространственных и временных характеристиках турбулентности [13, 14] и интегрируя (3) по замкнутой сферической поверхности, окружающей струю, определим суммарную акустическую мощность элементарного объема

$$(4) \quad dW = k\psi(M_K) \frac{\Lambda}{D^2} \left(\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_c} \right)^4 \left(\frac{U_K}{U_c} \right)^2 \frac{dV}{x_1},$$

где k — коэффициент пропорциональности, $\psi(M_K)$ — функция, представляющая эффект усиления акустического излучения вследствие эффекта

конвекции, $\Lambda = \rho_c^2 U_c^n D^2 / \rho_0 c_0^m$, U_c — скорость истечения струи, D — диаметр среза сопла, для «собственного» шума $n=8$, $m=5$, $q=4$, для «сдвигового» шума $n=6$, $m=3$, $q=2$.

Изменение интенсивности акустического излучения вдоль струи можно рассчитать посредством интегрирования (4) по объему зоны смешения [7, 13]. Результаты расчета показывают, что основная доля акустической энергии дозвуковой струи ($M=U_c/c_0 < 1$) излучается участком протяженностью от среза сопла до сечения, удаленного на расстояние примерно 10 калибров среза сопла, причем приблизительно 70% всей акустической мощности струи излучается в пределах начального участка $\bar{x}_1 = x_1/D \leq 5$.

Суммарную интенсивность акустического излучения, вообще говоря, можно непосредственно вычислить исходя из данных о характеристиках турбулентности в зоне смешения, т. е. провести расчет акустической мощности без введения коэффициента пропорциональности. Приближенная оценка показывает, что определяющей в суммарном шуме струи является составляющая «сдвигового» шума, а коэффициент пропорциональности в приведенной ниже формуле для акустической мощности составляет величину $(2,5 \div 4,0) \cdot 10^{-5}$. Однако поскольку экспериментальные данные по турбулентным характеристикам имеют вполне определенный разброс, а при решении неоднородного волнового уравнения вводится ряд упрощающих допущений, то окончательно роль составляющих шума струи все-таки нельзя считать установленной, а для точной оценки коэффициента пропорциональности целесообразно использовать результаты экспериментальных исследований шума струи.

Практически в большинстве реально встречающихся случаев истечения дозвуковой струи зависимость акустической мощности от скорости истечения подчиняется «закону восьмой степени» [6, 8, 13, 15]. В околозвуковом диапазоне скоростей истечения акустическая мощность струи представляется выражением

$$W = k_0 \frac{\rho_c^2 U_c^8 D^2}{\rho_0 c_0^5},$$

где для низкотурбулентной или «чистой» струи при $M > 0,3$ коэффициент пропорциональности k_0 равен $3 \cdot 10^{-5}$.

Расчет спектрального состава шума струи может быть проведен исходя из теории случайных процессов. Суммарная интенсивность шума I и спектральная плотность $I(f)$ связаны следующим образом:

$$I = \int_0^{\infty} I(f) df,$$

где f — частота.

Введем автокорреляционную функцию звукового давления в произвольной точке дальнего поля $p(x, t)p(x, t+\tau')$, где τ' — время задержки. Спектральная плотность интенсивности шума представляется в виде

$$(5) \quad I(f) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} p(x, t) p(x, t+\tau') \cos f\tau' d\tau'.$$

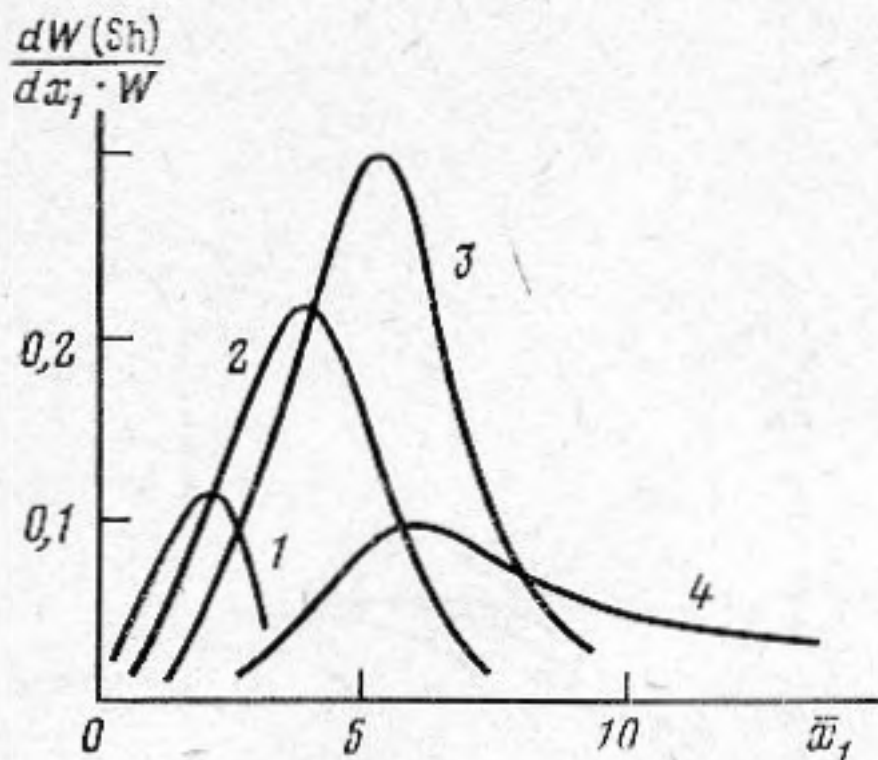
Автокорреляционную функцию звукового давления можно получить из выражения (2) для интенсивностей «собственного» и «сдвигового» шума [11]

$$\frac{p(x, t) p(x, t+\tau')}{\rho_0 c_0} = \frac{\rho_c^2}{16\pi^2 \rho_0 c_0^5 x^2 \Phi_0^5(\theta, M_K)} \int_V \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^4 R(\tau+\tau')}{\partial \tau^4} dV \right] dV,$$

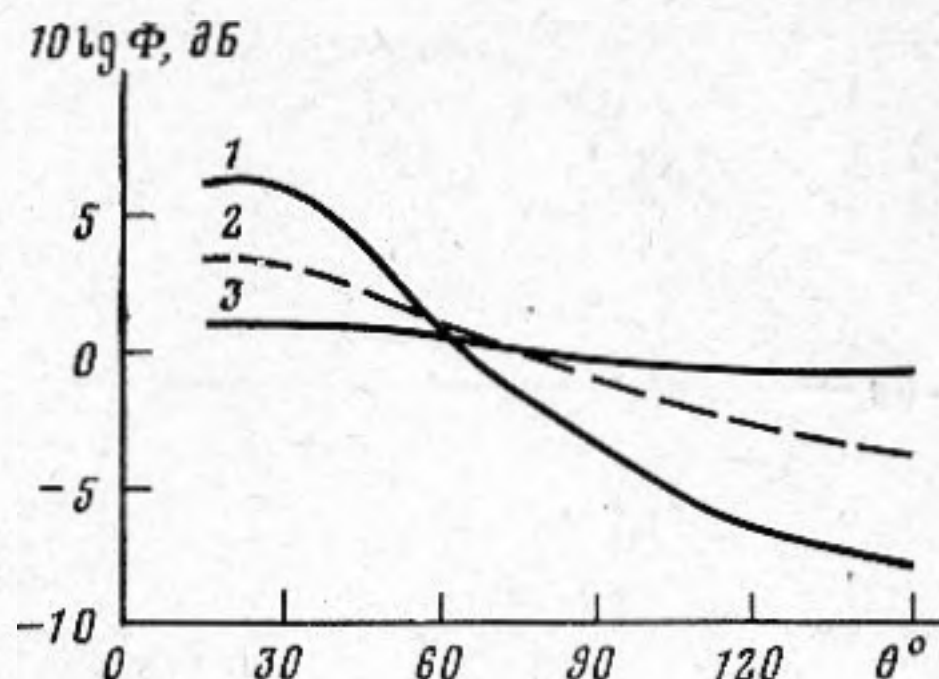
(6)

$$\frac{p(\mathbf{x}, t) p(\mathbf{x}, t + \tau')}{\rho_0 c_0} = \frac{\rho_c^2 \cos^2 \theta}{4\pi^2 \rho_0 c_0^3 x^2 \Phi_0^3(\theta, M_k)} \int \left[\int \frac{\partial^2 R.(\tau + \tau')}{\partial \tau^2} dV \right] \left(\frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right)^2 dV.$$

Таким образом, спектральная плотность интенсивности шума определяется из выражений (5) и (6). В результате дальнейшего интегрирования по сферической поверхности, окружающей струю, получим спектральную



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Изменение спектральной плотности акустической мощности единицы длины вдоль струи: 1 — $Sh=1,0$; 2 — $0,5$; 3 — $0,3$; 4 — $0,1$

Фиг. 2. Фактор направленности шума струи: 1 — $M=1,0$; 2 — $0,5$; 3 — $0,2$

плотность акустической мощности элементарного объема струи

$$(7) \quad dW(Sh) = k \cdot \Lambda \Psi(M_k) \left(\frac{\sqrt{\bar{u}'^2}}{U_c} \right)^4 \left(\frac{U_k}{U_c} \right)^q Sh^q \times \\ \times \exp(-0,4c^{-1}\bar{x}_1^2 Sh^2) \bar{x}_1^q dV,$$

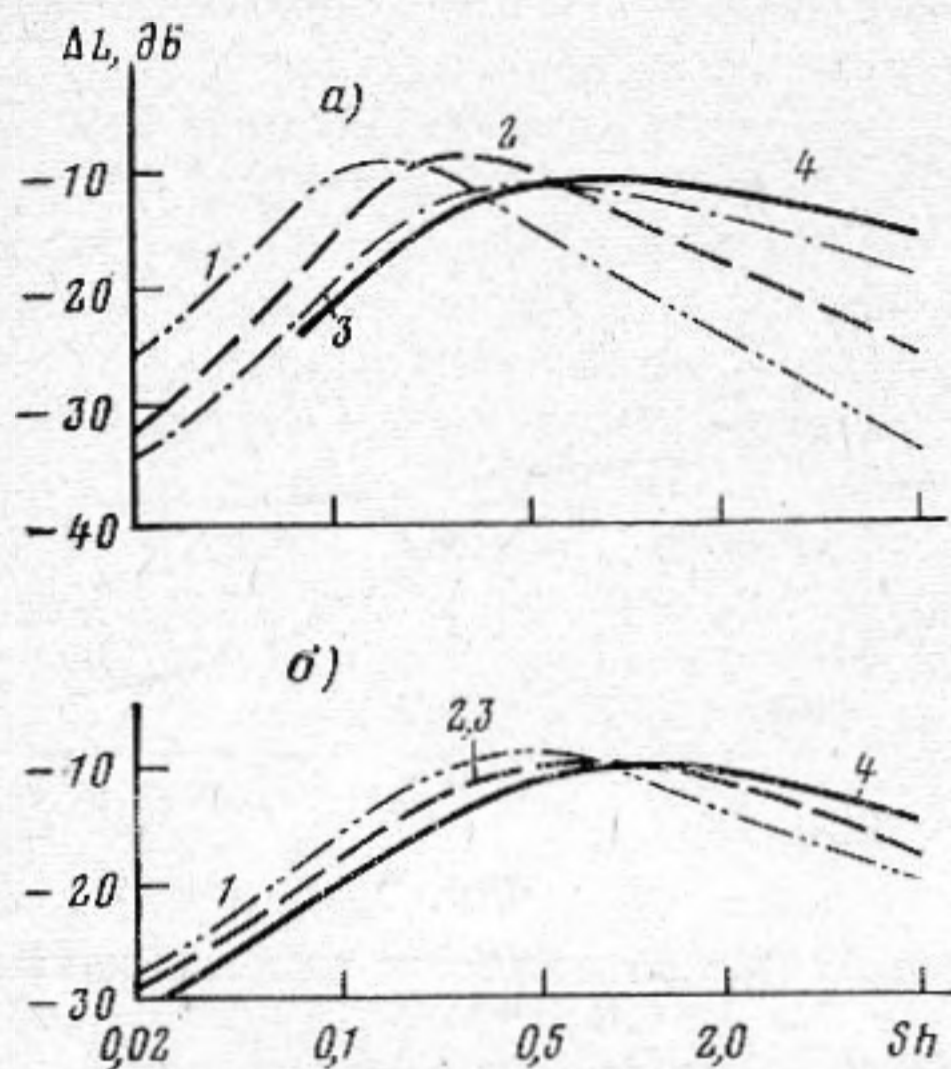
где $Sh = fD/U_c$, для «собственного» шума $c=2$, для «сдвигового» шума $c=1$.

Спектральные характеристики шума участков струи различной протяженности определяются посредством интегрирования (7) по объему зоны смешения. Из результатов расчета следует, что участки струи, расположенные вблизи среза сопла, излучают высокочастотный шум, а вдали от среза сопла — низкочастотный шум (фиг. 1). В пределах начального участка струи, т. е. в области наиболее интенсивного излучения звука, спектральная плотность акустической мощности объема протяженностью от среза сопла до сечения, расположенного на расстоянии \bar{x}_1 , есть

$$(8) \quad W(Sh) = k \cdot \Lambda Sh^q [0,5a_1(M) g_1(Sh, \bar{x}_1) + a_2(M) g_2(Sh, \bar{x}_1)], \\ g_1(Sh, \bar{x}_1) = \frac{c}{0,8 Sh^2} \left\{ \frac{q^2}{2} \left(\frac{c}{0,8 Sh^2} \right)^{q/2} - \left[\bar{x}_1^q + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{qc\bar{x}_1^{q-2}}{0,8 Sh^2} + \frac{(q-2)qc^2}{4(0,4 Sh^2)^2} \right] \exp(-0,4c^{-1}\bar{x}_1^2 Sh^2) \right\}, \\ g_2(Sh, \bar{x}_1) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(0,4c^{-1})^n Sh^{2n} \bar{x}_1^{2n+q+3}}{n! (2n+q+3)},$$

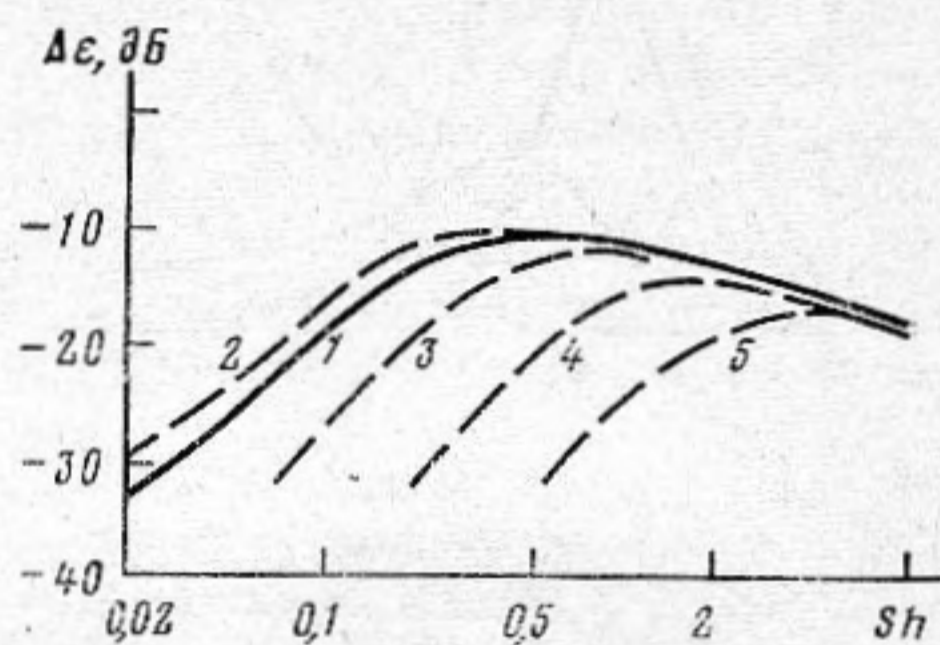
где, например, для $M=0,9$ при $q=2$ имеем $a_1=7 \cdot 10^{-2}$, $a_2=-10,8 \cdot 10^{-4}$.

Изложенный метод расчета спектров акустической мощности участков струи может быть использован при решении задач в области снижения шума выхлопной струи, например в случае активного воздействия на процесс образования шума. На практике такое воздействие осуществляется с помощью сетчатых экранов, устанавливаемых нормально направлению истечения струи, шумоглушающих насадок, вдува вторичного воздуха и т. д. При оценке акустической эффективности таких устройств выхлопной поток разбивается на отдельные участки и задача сводится к определению излучения этих участков, например, с помощью формулы (8) или фиг. 1.



Фиг. 3

Фиг. 3. Обобщенные спектры шума струй: *a* — $M=1,0$; *b* — $0,3$; 1 — $\theta=15^\circ$, 2 — 30° , 3 — 60° , 4 — 90° и 120°



Фиг. 4

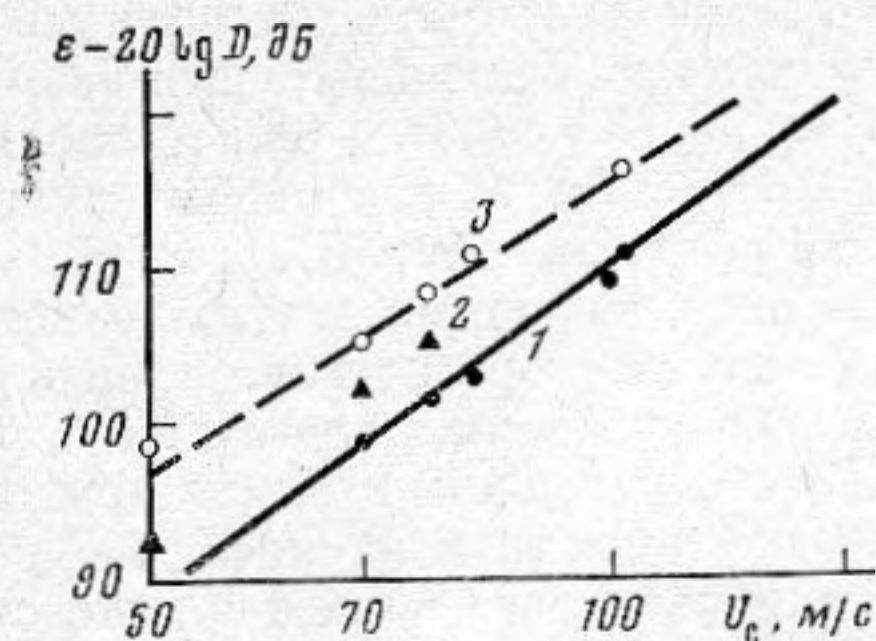
Фиг. 4. Спектры акустической мощности участков струи: 1 — эксперимент, $\bar{x}_1=0 \div \infty$; 2 — расчет, $\bar{x}_1=0 \div \infty$; 3 — $0 \div 5$; 4 — $0 \div 2$; 5 — $0 \div 1$

Обобщенное представление пространственного распределения спектральных и суммарных характеристик шума струи получено на основе анализа многочисленных экспериментальных данных. Уровни суммарного шума в точках звукового поля, расположенных на расстоянии x от среза сопла под углом θ к оси струи, представляются в виде $L = \varepsilon - 10 \lg 4\pi x^2 + 10 \lg \Phi$, где ε — уровень суммарной акустической мощности струи, величина $10 \lg \Phi$ определяется из фиг. 2. Результаты обобщения спектральных характеристик шума представлены в виде зависимости величин ΔL и $\Delta \varepsilon$ от числа Sh , где $\Delta L = L_i - L$, $\Delta \varepsilon = \varepsilon_i - \varepsilon$, L_i и ε_i — уровень звукового давления и уровень акустической мощности в третьоктавной полосе частот (фиг. 3 и 4).

Различный характер пространственного распределения шума струи при различных скоростях истечения объясняется действием эффектов рефракции и конвекции. В наибольшей степени эти эффекты проявляются в околосвуковом диапазоне скоростей истечения. По мере уменьшения скорости действие эффектов рефракции и конвекции ослабевает, и поэтому происходит постепенное выравнивание характеристики направленности суммарного шума (фиг. 2) и становится все менее значительным различие спектров шума при различных углах наблюдения (фиг. 3). Спектр акустической мощности струи при изменении скорости истечения изменяется незначительно. Результаты расчета спектра акустической мощности струи хорошо соответствуют результатам экспериментальных исследова-

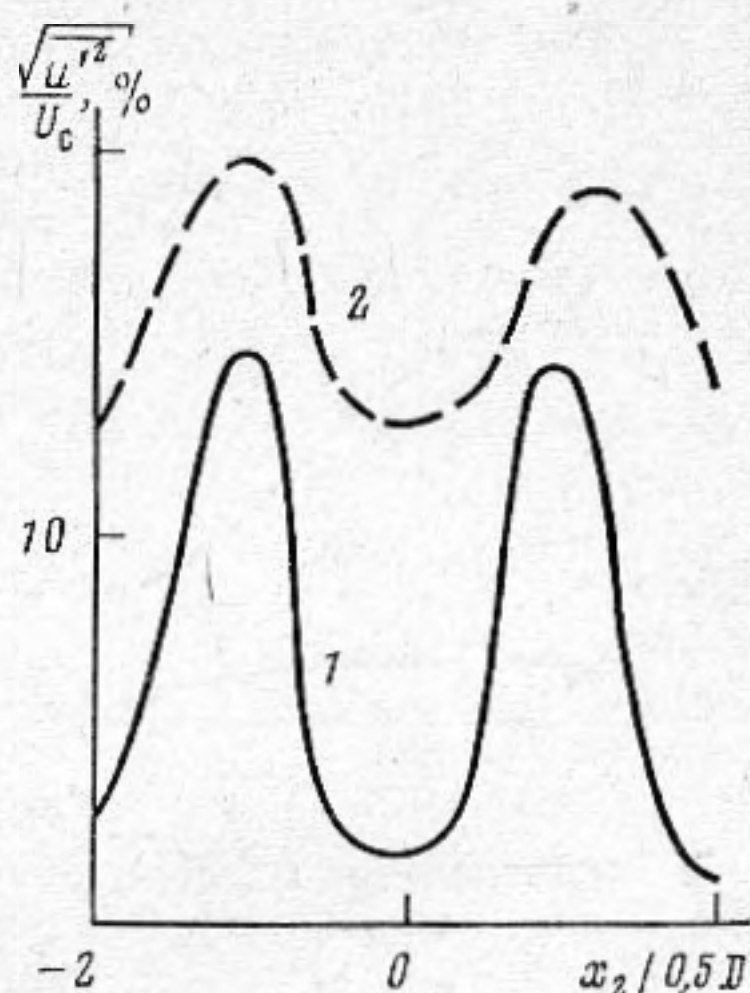
ний (фиг. 4). Представленные данные позволяют определять акустические характеристики изотермической струи во всей области дозвуковых скоростей истечения.

Известно [1], что характеристики шума модельных струй и струй турбореактивных двигателей различаются, что связано с различным характером условий течения потока перед срезом выхлопного сопла. Проблема определения влияния начальных условий течения приобретает в последнее время все большую актуальность в связи с необходимостью разработки эффективных способов снижения шума выхлопных струй.



Фиг. 5

Фиг. 5. Зависимость акустической мощности струи $D=40$ мм от скорости истечения; 1 - $\sqrt{u_0'^2}/U_c=0,3\div 0,6\%$; 2 - 3; 3 - 6%



Фиг. 6

Фиг. 6. Изменение интенсивности турбулентности в поперечном сечении зоны смешения $\bar{x}_1=3$, $D=40$ мм, $U_c=70$ м/с; 1 - «чистая» струя $\sqrt{u_0'^2}/U_c=0,3\%$, 2 - турбулизованная струя $\sqrt{u_0'^2}/U_c=6\%$

Для оценки влияния начальных условий на шум струи были проведены исследования при дополнительной турбулизации потока с помощью вдува в форкамеру и подводный канал сопла воздуха в направлении, перпендикулярном основному потоку, и установки турбулизаторов в виде металлических сеток и решеток [16]. Таким путем удалось добиться изменения начальной турбулентности потока (в плоскости среза сопла) $\sqrt{u_0'^2}/U_c$ в пределах от 0,3 до 6%. Наиболее отчетливое превышение уровней шума турбулизованной струи над уровнями шума «чистой» струи наблюдается в области малых дозвуковых скоростей истечения (фиг. 5).

В результате экспериментальных исследований было установлено также, что при дополнительной турбулизации потока происходит изменение структуры турбулентного потока в зоне смешения. Так, увеличение степени начальной турбулентности потока приводит к возрастанию интенсивности пульсаций скорости в зоне смешения (фиг. 6), к уменьшению длины начального участка струи и более резкому падению скорости на оси при удалении от плоскости среза сопла.

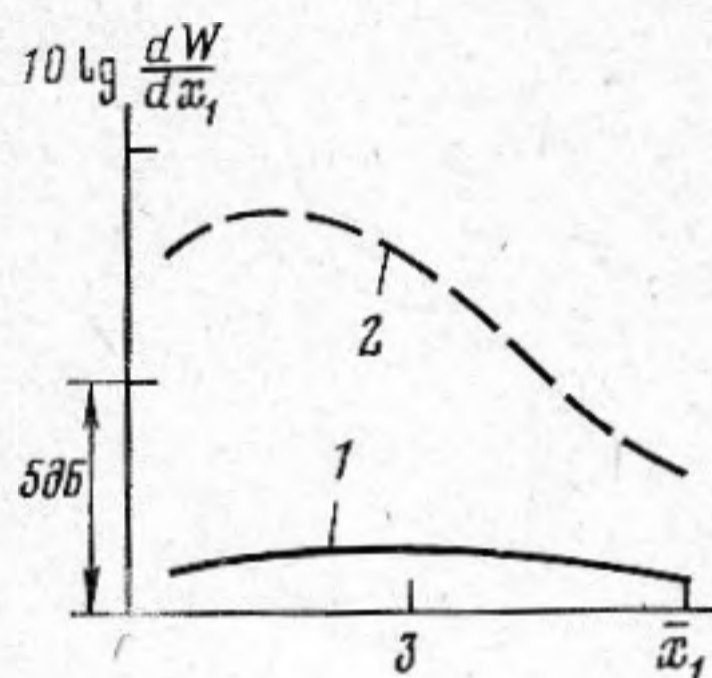
Изменение интенсивности акустического излучения струи при турбулизации потока можно объяснить исходя из отмеченного изменения распределения пульсационных и средних скоростей. Проведем сравнительную оценку акустической мощности «чистой» и турбулизованной струи, используя выражение (4) для акустической мощности элементарного объема турбулентного потока. Поскольку скорость конвекции U_k турбулентных

вихрей пропорциональна местной средней скорости потока U , то приближенно акустическая мощность единицы длины струи может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{dW}{d\bar{x}} \sim \int_S \left(\sqrt{\overline{u'^2}} \right)^4 U^3 dS,$$

где S — площадь поперечного сечения зоны смешения.

Следовательно, проведя измерение пульсационных и средних скоростей и соответствующее интегрирование в нескольких сечениях зоны



Фиг. 7. Распределение акустической мощности вдоль струи $D=40$ мм, $U_c=70$ м/с; 1 — «чистая» струя $\overline{u_0'^2}/U_c=0,3\%$, 2 — турбулизированная струя $\overline{u_0'^2}/U_c=6\%$

смешения, можно получить распределение интенсивности акустического излучения вдоль струи (фиг. 7). Определенное таким образом для случая «сдвигового» шума возрастание уровня акустической мощности струи при увеличении интенсивности начальной турбулентности от 0,3 до 6% составляет ~ 7 дБ и соответствует экспериментально наблюдаемой величине (фиг. 5).

В целом проблема шума струи, несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, далека еще от завершения. Это обусловлено отчасти тем, что отсутствует исчерпывающая информация о структуре турбулентного потока в зоне смешения. В последние годы в этой области наблюдается новый качественный этап исследований; установлено, что совместно с мелкомасштабной турбулентностью в зоне смешения существует турбулентность, имеющая крупномасштабную квазиупорядоченную структуру. Роль такой структуры в общем

шуме турбулентной струи еще окончательно не определена. Существует точка зрения [17], что крупномасштабная структура определяет процесс смешения струи с окружающей средой и образование мелкомасштабной турбулентности, являющейся генератором широкополосного шума. Поэтому при изменении условий истечения струи происходит изменение характера возбуждения крупномасштабной структуры, интенсивности турбулентных пульсаций скорости и наблюдается появление «избыточного» шума струи. Во всяком случае представленные в данной работе результаты свидетельствуют о том, что факт увеличения шума струи при увеличении интенсивности начальных возмущений хорошо объясняется, исходя из рассмотрения излучения звука мелкомасштабной турбулентностью в зоне смешения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жмулин Е. М., Мунин А. Г. Проблемы авиационной акустики. — Пленарные докл. на VI научно-техн. конф. по авиационной акустике. ЦАГИ, 1979, с. 3–62.
2. Lilley G. M. The generation and radiation of supersonic jet noise. — AFAPL TR-72-53, 1972, v. IV, p. 1–97.
3. Howe M. S. Contributions to the theory of aerodynamic sound with application to excess jet noise and the theory of the flute. — J. Fluid Mech., 1975, v. 71, № 4, p. 625–673.
4. Mani R. The influence of jet flow on jet noise. Part I. The noise of unheated jets. — J. Fluid Mech., 1976, v. 73, № 4, p. 753–778.
5. Balsa T. F. The acoustic field of sources in shear flow with application to jet noise: convective amplification. — J. Fluid Mech., 1977, v. 79, № 1, p. 33–47.
6. Lighthill M. J. On sound generated aerodynamically. I. General theory. Proc. Roy. Soc., 1952, A 211, p. 564–587. II. Turbulence as a source of sound, 1954, A 222, p. 1–32.

7. Мунин А. Г., Науменко З. Н. Звуковая мощность участков дозвуковой струи.— Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 5, с. 29–38.
8. Lush P. A. Measurements of subsonic jet noise and comparison with theory.— J. Fluid Mech., 1971, v. 46, № 3, p. 477–500.
9. Csanady G. T. The effect of mean velocity variations on jet noise.— J. Fluid Mech., 1966, v. 26, № 1, p. 183–197.
10. Ribner H. S. On the role of the shear term in jet noise.— J. Sound and Vibration, 1977, v. 52, № 1, p. 121–132.
11. Ribner H. S. The generation of sound by turbulent jets.— Adv. Appl. Mech., 1964, № 8, p. 103–182.
12. Williams J. E. F. The noise from turbulence convected at high speed.— Phil. Trans. Roy. Soc., 1963, A 255, p. 469–503.
13. Кузнецов В. М. Шум турбулентной струи.— Тр. ЦАГИ, 1979, вып. 2000, с. 3–17.
14. Власов Е. В. Исследование турбулентных и акустических характеристик дозвуковой струи.— Тр. ЦАГИ, 1968, вып. 1092, с. 3–14.
15. Мунин А. Г., Власов Е. В. Акустические характеристики турбулентной струи.— Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1539, с. 27–34.
16. Кузнецов В. М., Мунин А. Г., Науменко З. Н. Влияние скорости истечения и начальной турбулентности на акустические характеристики дозвуковой струи.— Тр. ЦАГИ, 1968, вып. 1092, с. 15–23.
17. Moore C. J. The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise.— J. Fluid Mech., 1977, v. 80, № 2, p. 321–368.

Поступила в редакцию
30.V.1979
после исправления
18.XII.1980