АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2008, том 54, № 3, с. 451–458

АТМОСФЕРНАЯ И ВОЗДУШНАЯ АКУСТИКА

УДК 532.522.2;534.83

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ИСТЕЧЕНИЯ НА АКУСТОМЕХАНИЧЕСКИЙ КПД ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

© 2008 г. С. Ю. Крашенинников, А. К. Миронов

ФГУП "Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова" (ЦИАМ)
111116 Москва, ул. Авиамоторная 2
E-mail: akomir@mail.ru

Поступила в редакцию 24.07.07 г.

Акустомеханический кпд турбулентной струи определяется как отношение мощности акустического излучения и потока кинетической энергии струи. Согласно акустической аналогии Лайтхилла, акустомеханический кпд осесимметричных струй пропорционален числу Маха в пятой степени. В настоящей работе на основе результатов экспериментальных испытаний и анализа известных данных исследовано влияние различных факторов, которые могут повлиять на структуру струи, и, следовательно, на акустомеханический кпд. В том числе проанализировано влияние впрыска воды на снижение шума струи. Результаты анализа экспериментальных данных показали, что систематическое отклонение от связи акустической и механической энергий струй, полученной из акустической аналогии Лайтхилла, возникает при истечении низкоскоростных струй малой плотности и при создании продольной завихренности в потоке.

PACS: 43.28.Ra

ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с теорией Лайтхилла [1] полная акустическая мощность турбулентной изотермической струи E_a (интеграл от интенсивности акустического излучения по сфере) пропорциональна потоку механической энергии (E_j) и M^5: $E_a = \beta E_j M^5$, где $E_j = \rho U^3 F$, $M = U/a_0$, U – скорость струи, ρ – плотность газа струи, a_0 – скорость звука в окружающем пространстве, F – площадь сечения выхода сопла. Коэффициент пропорциональности β является практически константой до $M \le 2$ для осесимметричных струй с равномерными полями скорости и температуры на выходе сопла. В этом случае акустомеханический кпд струи в качестве первого приближения может быть выражен формулой: $\eta = E_a/E_j = \beta M^5$.

На рис. 1 приведена зависимость величины акустомеханического кпд от числа Маха из работ [2–6]. Видно, что в диапазоне чисел Маха 0.5–2 акустомеханический кпд пропорционален M^5, однако коэффициенты пропорциональности β, полученные разными авторами, имеют различное значение. Это отличие может достигать величины 50%. Следует отметить, что данные [2–6] были получены на разных моделях и экспериментальных установках. При этом отличаются как масштабы моделей и начальные условия истечения (профилировка сопел, начальная турбулентность, толщина пограничных слоев на срезе сопла), так и условия проведения экспериментов (заглушенные акустические камеры или открытые акустические стенды).

При обработке и анализе экспериментальных данных в настоящей работе делалось предположение, что при учете влияния начальных условий истечения на механическую и акустическую энергии струи коэффициент пропорциональности β будет практически постоянным для различных видов струй. (Это облегчило анализ и представление полученных данных.)

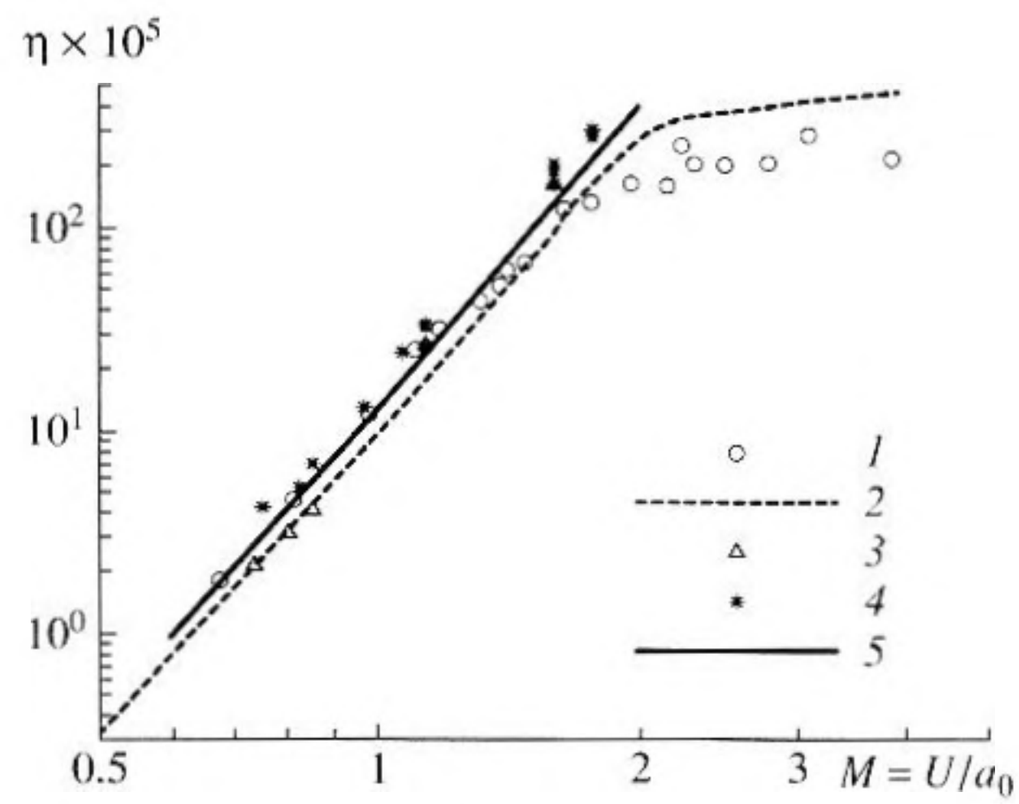

Рис. 1. Акустомеханический кпд осесимметричных струй. *1* – [2, 3], *2* – [4], *3* – [5], *4* – [6], *5* – $\eta \sim M^5$.

В работе на основе специально поставленных экспериментов и известных данных было проанализировано влияние различных факторов, которые могут изменить структуру струи и соответственно ее акустомеханический кпд (η). Исследовано влияние начальных пограничных слоев и подогрева струи. Рассмотрены соосные двухконтурные струи с различными начальными распределениями скоростей и температур. Также проанализировано влияние впрыска воды на снижение шума струи и ее акустомеханический кпд. Результаты анализа экспериментальных данных показали, что в большинстве случаев связь акустической мощности и потока механической энергии струи, полученной из акустической аналогии Лайтхилла, сохраняется. Значительные отклонения от этой связи наблюдаются при истечении низкоскоростных струй малой плотности и при специальном воздействии на струю, когда в ее источнике в потоке формируется продольная завихренность.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Эксперименты по исследованию влияния начального пограничного слоя и плотности струи проводились в безэховой камере (АКМ) размерами 2 × 2 × 3м. Стенки камеры были изготовлены из винипора, в камере имелись газоотводящие лабиринты. Собственные шумы камеры в частотном диапазоне 20–20000 Гц составляют ~51 дБ. Максимальная неравномерность акустического поля в рабочем объеме размерами 1 × 1 × 1 м, в котором производились измерения, составляла не более 1 дБ. Использовались сопловые насадки диаметром 15 мм. 1/2-дюймовый микрофон фирмы Robotron (Германия) передвигался по дуге радиусом 0.45 м. Частотный диапазон аппаратуры составлял 20–40000 Гц.

Исследования соосных струй, многолепестковых, многотрубчатых насадков и шевронных сопел были проведены на открытом акустическом стенде Ц17–А4. На стенде предусмотрена возможность исследования как двухконтурных, так и одноконтурных струй. Схема установки позволяла независимо изменять полное давление и температуру по обоим контурам. Нагрев воздуха осуществлялся при помощи пламенных подогревателей. Модели (характерный диаметр сопла наружного контура – 0.1 м) располагаются на высоте 3 м от поверхности земли. Покрытие поверхности – асфальт. Условия свободного поля соблюдаются до расстояния 10 м от выхода сопел. Микрофоны располагались на расстоянии 6 м от среза модели. Использованы 1/4-дюймовые конденсаторные микрофоны (40BF) фирмы GRASS (Дания) с усилителем 12AA. Регистрация сигналов проводилась с использованием аналого-цифрового преобразователя (500 кГц) и последующей компьютерной обработки. Результатами испытаний были: диаграммы направленности шума струи (зависимости общего уровня звукового давления (OASPL) от угла наблюдения (ϑ)), узкополосные и 1/3-октавные спектры излучения под каждым углом ϑ.

Влияние впрыска воды на акустические характеристики струй исследовался на специальной двухконтурной установке ЦИАМ. Нагрев воздуха осуществлялся при помощи электрических подогревателей. Основным режимом, на котором проводились измерения, был $NPR_1 = 1.56$, $NPR_2 = 1.76$, $T_1 = 520°C$, $T_2 = 65°C$, где индекс 1 соответствует горячему потоку внутреннего контура, 2 – наружному контуру, NPR – перепад давления в сопле, T – температура струи. При этих параметрах отношение расходов равнялось 5. Исследования проводились на мелкомасштабных моделях с центральным телом, эквивалентный (по площади) диаметр одноконтурного сопла составлял 23 мм. Для акустических измерений применялась аппаратура фирмы GRASS с 1/4-дюймовым конденсаторным микрофоном. Использовались аналого-цифровое преобразование и компьютерная обработка. На частотах выше 40 кГц производилась корректировка полученных спектров в соответствии с частотной характеристикой микрофона, приведенной в его паспорте. Измерения проводились на расстоянии 0.60 м от среза сопла внутреннего контура. Следует отметить, что стенд, на котором были установлены модели, не предназначен для акустических измерений. Тем не менее, после облицовки отражающих поверхностей поролоном для азимутальных углов $\theta = 30°–90°$ в процессе предварительных измерений удалось найти меридиональные углы, при которых для характерных частот шума струи (0.5–50 кГц) соблюдаются условия свободного акустического поля.

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Для исследования влияния начального пограничного слоя на акустомеханический кпд струи использовались 3 модели, отличающиеся длиной (L) цилиндрической части на выходе сопла – рис. 2. Диаметр выхода $D = 15$ мм для всех насадков. Толщина погранслоя при $L/D = 1$ составляла величину $\delta = 0.05D$, при $L/D = 10$ и 30 – $\delta = 0.25D$ и $0.5D$ соответственно.

Экспериментальные результаты представлены на рис. 2 в виде зависимости акустомеханического кпд от максимального значения числа Маха. Величина потока кинетической энергии струи вычислялась с учетом потерь в пограничном слое. (Здесь максимальное значение числа Маха определяется по максимальному значению скорости на выходе сопла или (то же самое) по полному

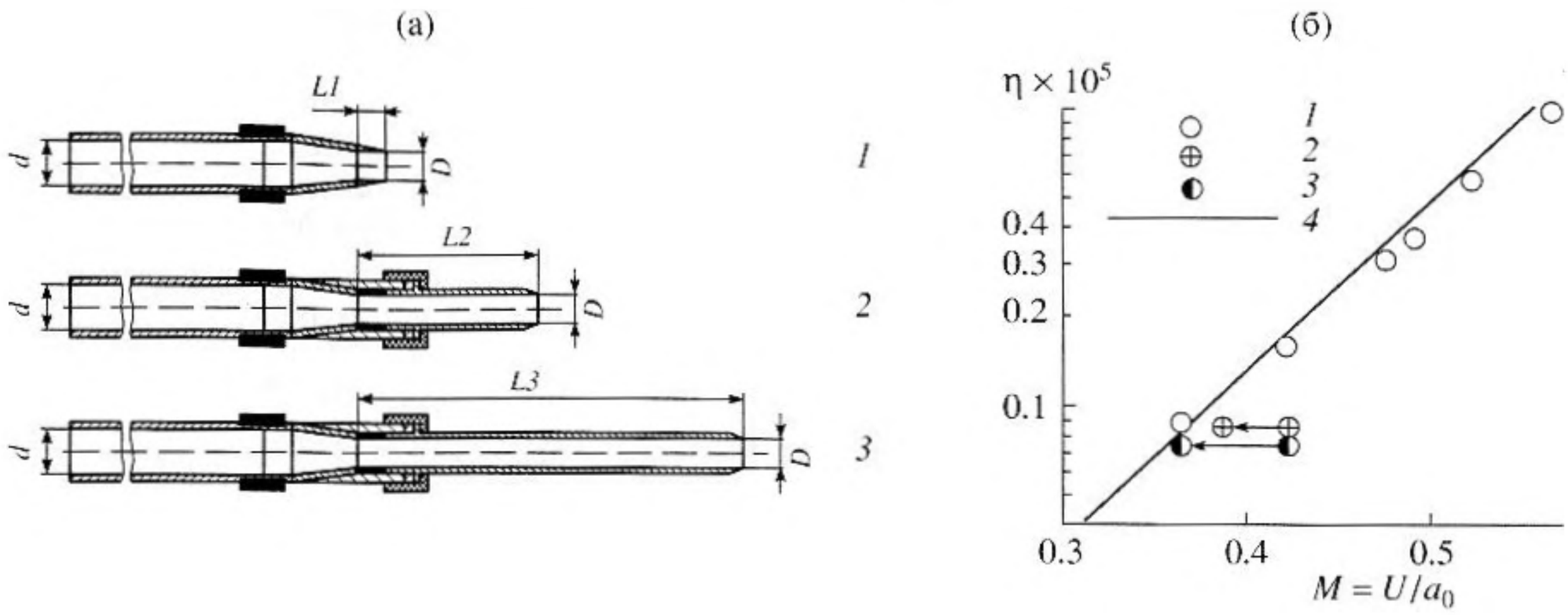

Рис. 2. Влияние начального пограничного слоя на акустомеханический кпд неподогретых струй. а – схемы исследованных моделей сопел. б – зависимость кпд от числа Маха. *1* – $\delta = 0.05D$, *2* – $\delta = 0.25D$, *3* – $\delta = 0.5D$, *4* – $\eta \sim M^5$.

давлению в ресивере). Видно, что данные для модели 1 (светлые кружки) соответствуют известной зависимости $E_a \approx 10^{-4}$ M^5 (см. рис. 1). Данные для моделей 2 и 3 лежат существенно ниже данных для эталонного сопла (1), если выбирать максимальное число Маха в качестве определяющего параметра. Однако, если предположить, что характерной величиной должно быть число Маха, вычисленное по осредненной по импульсу скорости ($U = I_j/G_j$), то в этом случае данные для моделей 2 и 3 сдвинутся в сторону обобщающей зависимости и окажутся на общей кривой. (Здесь $I_j = \int_F \rho_j U^2 dF$ – импульс струи, G_j – массовый расход, ρ_j – плотность струи, dF – элемент площади сопла).

СТРУИ С НИЗКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ И СКОРОСТЬЮ

Эксперименты по исследованию влияния плотности на шум струи проводились с использованием модели 1, описанной в предыдущем разделе. Измерения проводились в той же малой акустической камере (АКМ). В экспериментах использовались смеси гелия с воздухом, при этом концентрация гелия в смеси (κ) варьировалась в пределах 0–100%.

Следует отметить, что профили средних значений температуры в подогретых струях и концентраций в низкоплотностных струях подобны, также как подобны распределения осредненных пульсационных параметров [7]. Таким образом, смеси газов различной плотности могут быть использованы для моделирования аэродинамических и, следовательно, акустических полей нагретых турбулентных струй. Увеличение концентрации гелия в струе моделирует рост температуры струи. Струя чистого гелия (ρ_j/ρ_a = 0.138, ρ_a – плотность воздуха) моделирует горячую струю при температуре порядка $T^* = 2175$ K.

Результаты экспериментов представлены на рис. 3 в виде зависимости акустомеханического кпд от числа Маха. Здесь же символами ⊕ показаны результаты, полученные для подогретых струй на крупномасштабных моделях на открытом акустическом стенде.

Данные рис. 3 показывают, что при небольших числах Маха ($M < 1$) связь между потоком механической и акустической энергии, полученная из акустической аналогии Лайтхилла, $\eta = E_a/E_j = \beta M^5$ нарушается. Как показано в [8], при низкой

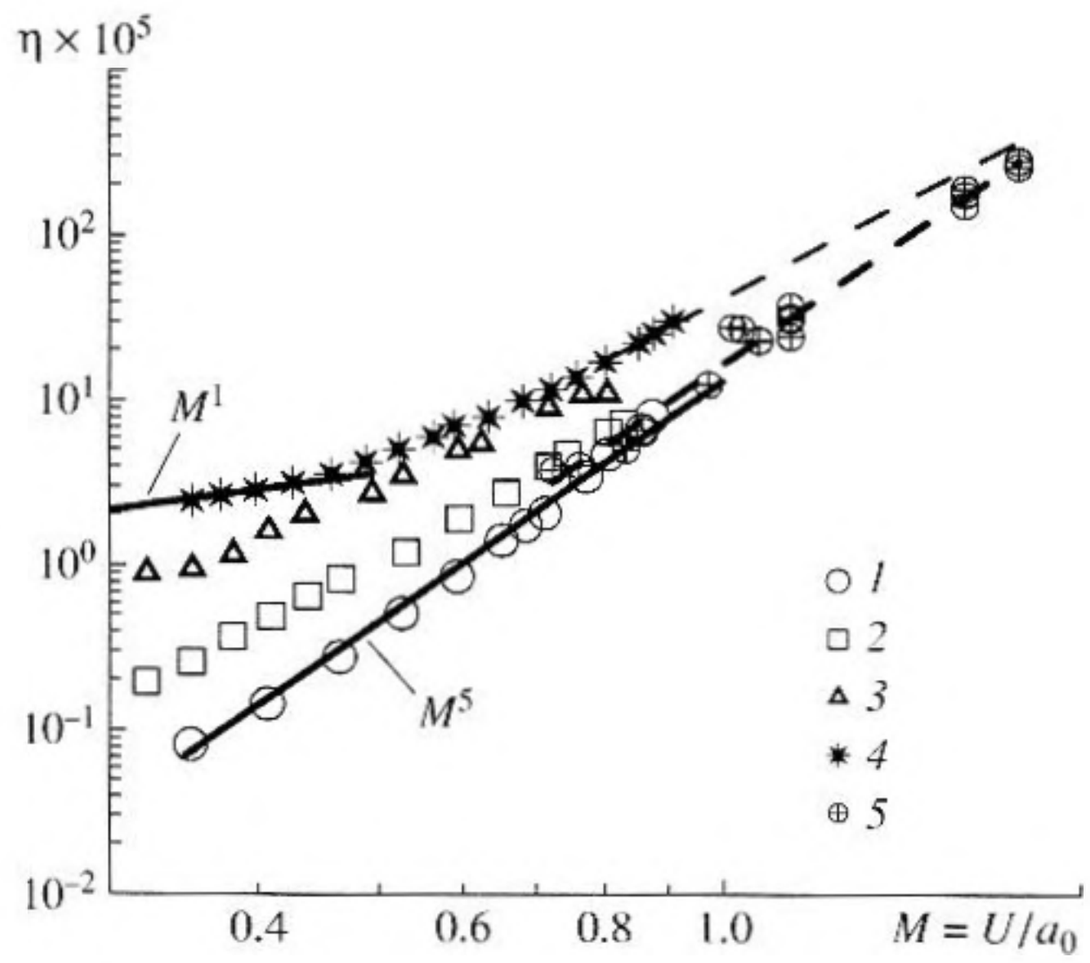

Рис. 3. Влияние плотности струи на акустомеханический кпд струй. *1* – $\rho_j/\rho_a = 1.0$, *2* – $\rho_j/\rho_a = 0.571$, *3* – $\rho_j/\rho_a = 0.267$, 4 – $\rho_j/\rho_a = 0.144$. *1–4* –установка АКМ, *5* – стенд Ц17-А4. (ρ_j – плотность струи, ρ_a – плотность окружающего воздуха).

плотности струи (горячие струи) в дополнение к обычным квадрупольным источникам появляются дипольные и монопольные источники шума, которые могут доминировать при небольших скоростях истечения. Интенсивность этих источников пропорциональна M^3 и M^1 соответственно. Это подтверждают данные рис. 3. Для гелиевой струи ($\rho_j/\rho_a = 0.144$) до $M < 0.5$ акустомеханический кпд пропорционален числу Маха в 1-й степени, что характерно для монопольных источников шума. Далее показатель степени увеличивается и при $M \approx 1$ приближается к 5. Показатель степени для $1 < \kappa < 0$ и $M < 0.5$ имеет значение между 1 и 5.

Эти эксперименты показывают, что акустическая аналогия Лайтхилла, основанная на квадрупольном механизме излучения шума, неприменима к струям с низкой плотностью и скоростью. Однако для практики шум турбулентных струй с очень малой плотностью (или очень высокой температурой) при небольших скоростях истечения, как правило, не представляет интереса. Например, типичные числа Маха и температуры в струях авиационных двигателей составляют $M = 0.7–2$, $T = 350–800$ K. При этих условиях Лайтхилловский механизм генерации звука преобладает и источники шума низких порядков (дипольные и монопольные) могут не приниматься во внимание. Таким образом, для практических целей, при оценке шума струй, можно считать, что соотношение между акустической мощностью и потоком кинетической энергии струи ($\eta = E_a/E_j = \beta M^5$) выполняется в подогретых струях и струях малой плотности.

СООСНЫЕ СТРУИ

На открытом акустическом стенде были проведены 2 серии экспериментов с соосными струями. Использовались суживающиеся сопла без центрального тела. Диаметр внешнего сопла составлял $D_e = 100$ мм, диаметр внутреннего (центрального) равнялся $D_c = 50$ мм. (Здесь и далее индекс "e" обозначает параметры наружного контура, "c" – внутреннего).

В первой серии при выравненных перепадах давления ($NPR_c = NPR_e = 1.6$) в соплах подогревалась только внутренняя струя (до температуры $T_c = 840$ K). Температура наружной струи совпадала с температурой окружающего воздуха. Таким образом, в первом эксперименте скорости наружной и внутренней струи были равными: $U_c = U_e = 270$ м/с, в последнем эксперименте этой серии испытаний $U_c = 468$ м/с ($T_c = 840$ K) и параметр спутности равнялся $m = U_c/U_e = 0.6$.

Во второй серии фиксировались перепад давления и температура во внутреннем контуре ($NPR_c = 1.5$, $T_c = 508$ K, $U_c = 337$ м/с), при этом скорость потока внешней стуи варьировалась в пределах $U_e = 0–364$ м/с.

Такие параметры были выбраны для исследования акустомеханического кпд для широкого диапазона отношения потоков механических энергий E_{j_c}/E_{j_e} и чисел Маха внутренней и наружных струй.

Результаты предварительного анализа показали, что использование числа Маха, рассчитанного по осредненной скорости ($U = I_j/G_j$), в качестве главного параметра для обобщения экспериментальных данных не приводит к каким-либо полезным и представительным результатам. Поэтому анализ зависимости акустомеханического кпд соосных струй от числа Маха проводился иначе, чем для случая простого истечения одноконтурных струй.

Основными положениями для проведения анализа являются следующие:

– Величина акустической мощности струи является функцией потока механической энергии проходящего через выходное сечение сопла. При этом мы учитываем, что генерация шума является сложным механизмом, связанным процессами в слоях смешения (как во внешнем, так и во внутреннем).

– Механическая энергия струй каждого контура преобразуется в акустическую независимо друг от друга. Это предположение эквивалентно тому, что мы можем разделить акустическую энергию на две части – акустическая мощность внутреннего и наружного контуров.

– Акустическая мощность каждого из контуров может быть вычислена в соответствии с акустической аналогией Лайтхилла: $E_a = \beta E_j M^5$, где β – константа, величины M и E_j определяются для соответствующих контуров.

– Коэффициент β должен быть определен из экспериментов по одноконтурным струям на той же установке, где проводятся эксперименты по соосным струям.

– Общая акустическая мощность соосных струй может быть получена как сумма акустических мощностей по контурам:

$$E_a = E_{a_c} + E_{a_e} = \beta E_{j_c} M_c^5 + \beta E_{j_e} M_e^5. \qquad (1)$$

Результаты измерений для одноконтурных струй на открытом стенде дали величину коэффициента $\beta = 1.3 \times 10^{-4}$. Для каждого режима истечения были расчитаны механическая (и соответственно акустическая) энергии по каждому контуру.

На рис. 4 приведено сравнение этих расчетов с экспериментальными данными. На рис. 4а приведены результаты первой серии экспериментов, на рис. 4б – второй. Результаты расчета акустических мощностей по контурам представлены на

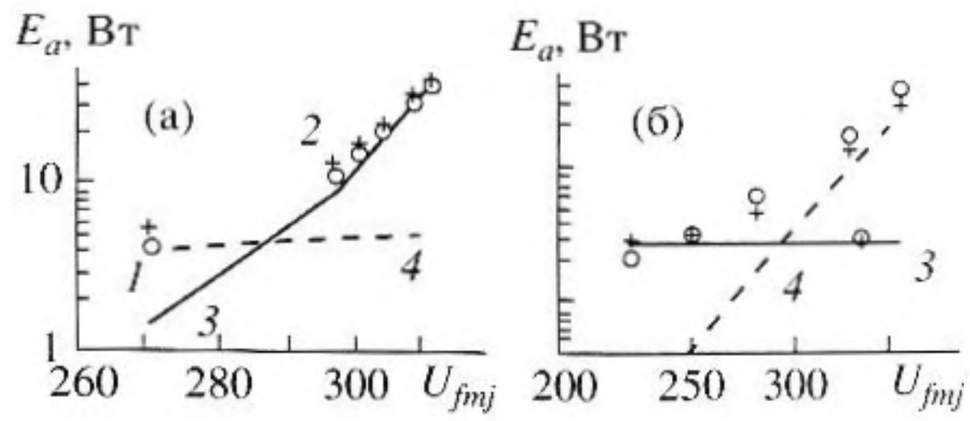

Рис. 4. Акустомеханический кпд соосных струй. *1* – эксперимент; *2* – расчет по формуле (1), *3* и *4* – акустические энергии струй внутреннего и наружного контура соответственно.

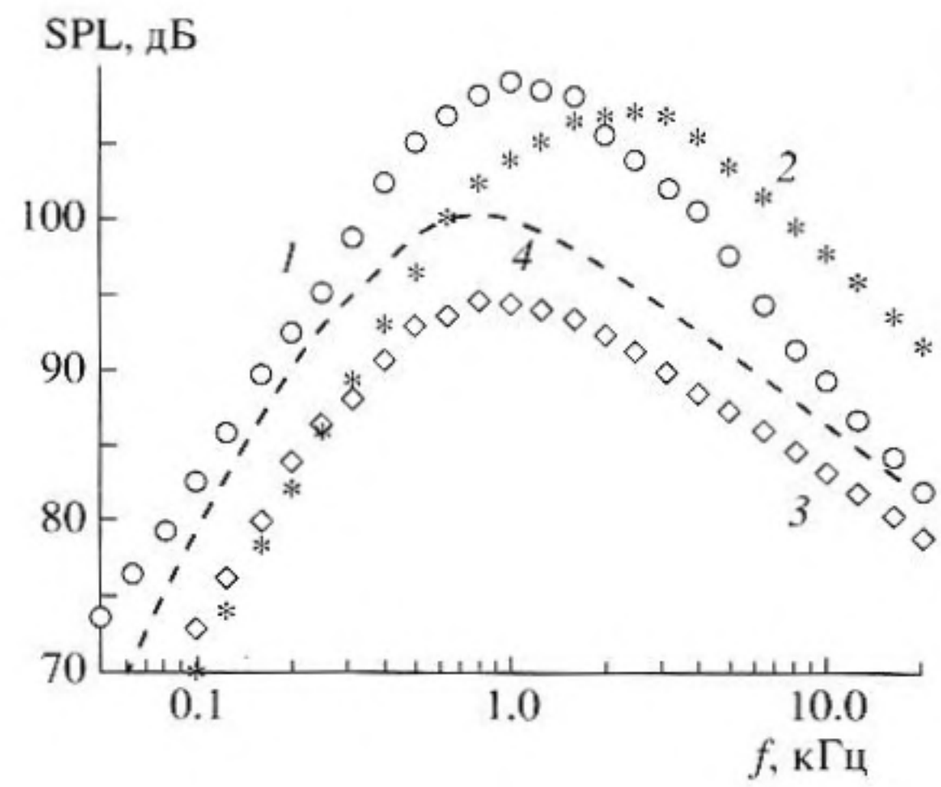

Рис. 5. Акустические спектры шума соосных струй. Угол наблюдения $\vartheta = 30°$. *1* – эксперимент, *2 – 4* –расчет по формуле (1), *2* – струя внутреннего контура, *3* – струя наружного контура, *4* – "полностью смешанная струя".

рис. 4 сплошными и штриховыми линиями. Данные на рис. 4 показаны как зависимость акустической мощности от скорости "полностью смешанной струи" (U_{fmj}). Под "полностью смешанной струей" предполагается одноконтурная струя, обладающая тем же расходом и импульсом, что и соосные струи.

Данные рис. 4 показывают, что при широком диапазоне условий истечения соосных струй соотношение между механической и акустической мощностями остается в пределах акустической аналогии Лайтхилла. Отличие результатов расчета по теории Лайтхилла и экспериментов составляет величину не более 1 дБ.

Типичные экспериментальные спектры шума соосных струй приведены на рис. 5. Здесь $NPR_c = 1.6$, $T_c = 840$ K, $U_c = 468$ m/s, $NPR_e = 1.6$, $T_e = 300$ K, $U_e = 270$ m/s, угол наблюдения $\theta = 30°$ по отношению к оси струи. Спектры внутренней и наружной струй (приведенные на рис. 5) были расчитаны отдельно с помощью полуэмпирической методики [5]. Эти данные соответствуют акустическому излучению наружной струи при отсутствии внутренней, и внутренней струи при отсутствии наружного потока. На рис. 5 также приведены результаты расчета для "полностью смешанной струи".

Можно видеть, что расчетный максимум шума струи внутреннего контура близок по амплитуде к максимуму шума соосных струй, измеренных экспериментально. Это подтверждает тот факт, что основная часть акустической энергии "генерируется" внутренней струей (см. также последние точки на рис. 4а). Однако положение максимума спектра шума соосных струй не соответствует частоте максимума внутренней струи. Оно существенно сдвинуто в сторону положения максимума спектра наружной струи. Это говорит о том, что высокоскоростная внутренняя струя передает часть своей энергии в слой смешения внешней низкоскоростной струи.

ВЛИЯНИЕ ВПРЫСКА ВОДЯНЫХ СТРУЙ НА СНИЖЕНИЕ ШУМА СТРУИ

Идеи использования вдува воздуха или инжекции воды для снижения шума струи появились сравнительно давно [9]. Струйные шумоглушители представляют собой набор насадков, расположенных вблизи среза реактивного сопла, через которые в выхлопную струю вдувается воздух или впрыскивается вода [10–13]. В настоящей работе будет проведено обсуждение результатов работы [13], в которой экспериментально исследовалось влияние впрыска воды в горячие соосные струи, истекающие из двухконтурного сопла с центральным телом. На рис. 6 показана фотография коллектора для перпендикулярного впрыска воды с 12-ю микросоплами. В экспериментах варьировался расход воды, число и диаметр микросопел и угол наклона впрыска. Основным режимом, при котором проводились измерения, соответствовал $NPR_1 = 1.56$, $NPR_2 = 1.76$, $T_1 = 520°C$, $T_2 = 65°C$, где индекс 1 относится к горячему потоку внутреннего контура, 2 – наружному контуру. При этих параметрах отношение расходов равнялось 5.

Несмотря на то, что при впрыске воды под большим давлением происходит сильная трансформация структуры потока, в первом приближении можно представить себе следующий механизм снижения шума: микроструи воды увлекаются основной струей и разгоняются до некоторой "средней" скорости. В результате скорость потока в основной струе уменьшается и снижение шума можно оценить, например, по зависимости Лайтхилла: $W_{ac} \sim U^8$. Здесь W_{ac} – акустическая энергия излучения, U – среднерасходная скорость потока в струе.

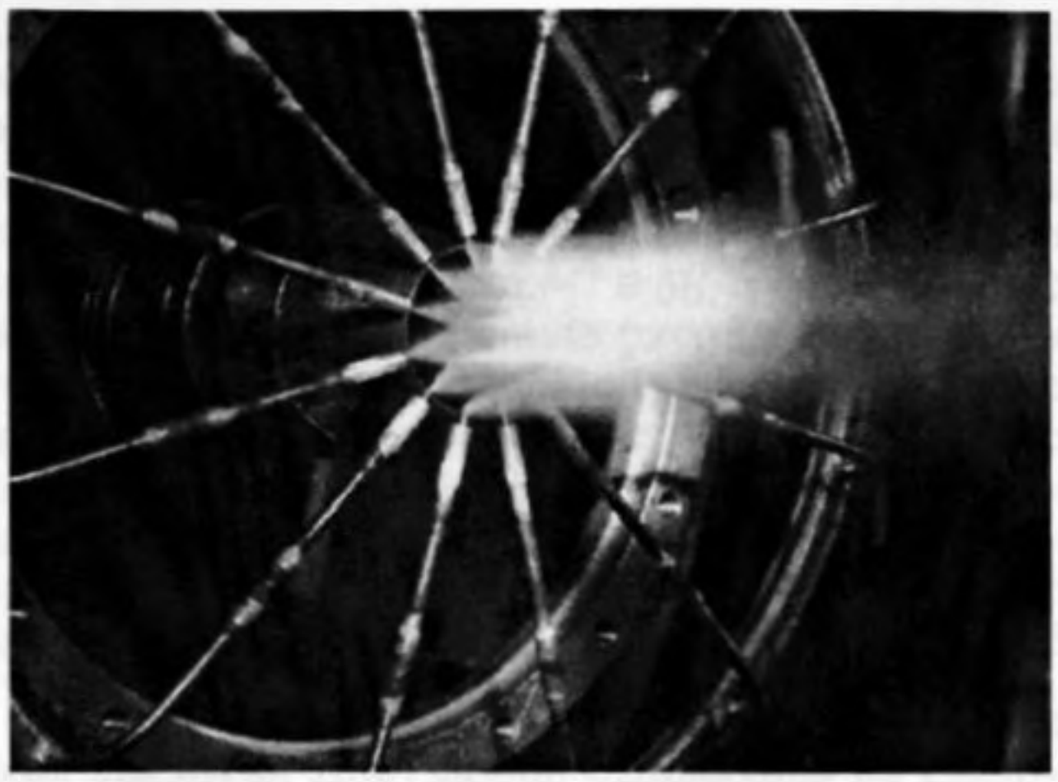

Рис. 6. Фотография коллектора впрыска воды.

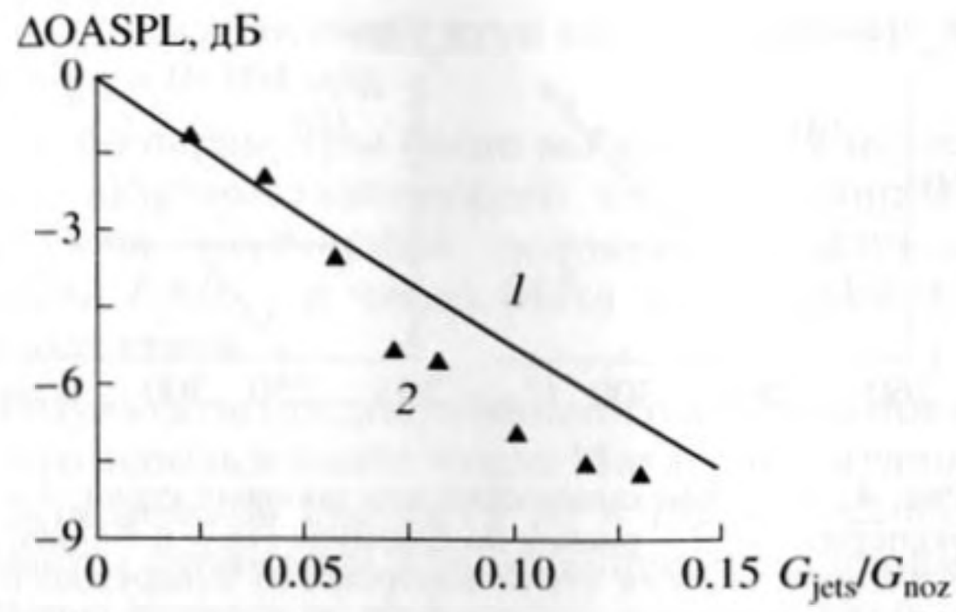

Рис. 7. Снижение шума струи при впрыске воды. *1* – эксперимент, *2* – формула (3).

Запишем уравнения для суммарного продольного импульса при поперечном вдуве/впрыске струй:

$$\overline{U}(G_{noz} + G_{jets}) = U_{noz}G_{noz},$$

где $\overline{U}$ – среднерасходная скорость потока в струе с вдувом/впрыском,

U_{noz} – среднерасходня скорость струи без вдува/впрыска, G – массовый расход, индексы noz и jets относятся соответственно к основному потоку и системе впрыска.

Тогда снижение средней скорости можно выразить через отношение расходов:

$$\frac{U_{noz}}{\overline{U}} = \frac{G_{noz} + G_{jets}}{G_{noz}} = 1 + \frac{G_{jets}}{G_{noz}}. \quad (2)$$

Поскольку снижение шума пропорционально восьмой степени скорости,

$$\Delta\text{OASPL} = 80\log_{10}\left(\frac{W_{ac}^0}{W_{ac}^j}\right) = 80\log_{10}(1+\varepsilon). \quad (3)$$

Здесь W_{ac}^0 – акустическая мощность струи без впрыска воды,

W_{ac}^j – акустическая мощность струи с впрыском воды.

Результаты экспериментов по поперечному впрыску струй обобщены на рис. 7 в виде зависимости снижения общей акустической мощности струи (ΔOASPL, дБ) от отношения G_{jets}/G_{noz} расходов через микроструи к расходу основной струи. Сплошной линией приведены результаты расчета по формуле (3). Видно, что в основном все экспериментальные данные хорошо ложатся на зависимость (3). Можно сделать вывод, что снижение шума струи при впрыске воды обусловлено ее балластирующим действием, приводящим к снижению скорости струи. Этот эффект удовлетворительно описывается при помощи акустической аналогии Лайтхилла.

Таблица 1. Снижение акустомеханического кпд струи

	многотрубчатые сопла		шевронные сопла		лепестковое сопло
γ_i	0.035	0.07	0.057	0.082	0.35
$\Delta\eta/\eta$	0.12	0.23	0.25	0.55	2.5

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ ЗАВИХРЕННОСТИ НА ШУМ СТРУИ

Воздействие продольной завихренности на шум струи детально исследовано в [14–15]. Было показано, что в первом приближении снижение шума пропорционально величине продольной завихренности (γ_i), образующейся на срезе сопла. Завихренность может создаваться при помощи различных механических устройств: многолепестковых, многотрубчатых сопел, шевронов [16]. В качестве примера результатов проведенных исследований в таблице 1 приведены данные о снижении акустомеханического кпд (η) при использовании многолепестковых, шевронных и многотрубчатых выходных устройств. Эти данные получены путем сопоставления результатов измерений акустического излучения струй за шумоглушащими насадками и струи, истекающей из эталонного сопла. Здесь $\eta = E_a/E_j$, $\Delta\eta = \eta_0 - \eta$, η_0 – значение акустомеханического кпд для эталонного сопла.

Оценки величины потока кинетической энергии для многолепестковых сопел были проведены на основании тяговых и расходных измерений, проведенных в [17–18]. E_j шевронных сопел было получено численно в [19].

Данные таблицы 1 показывают, что наличие продольной завихренности нарушает соотноше-

ние между потоками механической и акустической энергии, полученное из акустической аналогии Лайтхилла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ приведенных результатов исследований показывает, что для широкого диапазона условий истечения осесимметричных струй (включая соосные струи) сохраняется соотношение между акустической мощностью и потоком механической энергии, получаемое из акустической аналогии Лайтхилла. В частности, в случае соосных струй, когда имеет место значительная неоднородность распределения скорости в источнике струи. Для широкого диапазона условий истечения взаимосвязь между E_a и суммарным потоком кинетической энергии E_j сохраняется. Отличие экспериментальных данных от закономерностей, следующих из теории Лайтхилла, наблюдается для струй низкой плотности при числе Маха истечения $M < 0.7$. Известные устройства для снижения шума струи (шевроны, лепестковые сопла) снижают акустомеханический кпд струй за счет воздействия продольной завихренности, возникающей на срезе сопел. Наличие продольной завихренности нарушает соотношение механической и акустической энергии, полученное из акустической аналогии Лайтхилла.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной программы поддержки ведущих научных школ (НШ-2124.2003.1) и гранта РФФИ 07-01-12047-офи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically. General Theory // Proc. Roy. Soc. 1952. № 221A. Pt. I. P. 564–587.
2. *Petric H.K.* Wechseldruckmessungen an Pilzdusen-stromungen hinsichtlich dynamischer Beanspruchung von Hautstrukturen wiederverwendbarer Tragerraketen // Raumfahrtforschung, 1973. № 5.
3. *Simcox C.D.* Effect of temperature and shock structure on choked jet noise characteristics // AIAA Paper. 1971. № 71–582.
4. *Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А.* Аэродинамические источники шума // М.:Машиностроение, 1981. 248 с.
5. Gas turbine jet noise prediction // SAE Committee Correspondence, 1975.
6. *Krasheninnikov S., Mironov A.* Acoustic-to-mechanical efficiency of turbulent jets. // Proc. Thirteenth International Congress on Sound and Vibration, ICSV10, 2–6 July 2006. Vienna, Austria, Published by EEAA 8 p.
7. *Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П.* Теория турбулентных струй // М.: Наука. 1984. 716 с.
8. *Mani R.* The Influence of Jet Flow on Jet Noise. P. 2. The Noise of Heated Jets // J. Fluid Mech. 1976. V. 73. P. 779–793.
9. *Крашенинников С.Ю., Соркин Л.И., Толстошеев М.Н., Яковлевский О.В.* Исследование акустических и газодинамических характеристик струйного шумоглушителя // Акуст. журн., 1970. Т. 16. Вып. 1. С. 88–95.
10. *Zoppellari E., Juve D.* Reduction of hot supersonic jet noise by water injection // AIAA Paper. 1998. № 98–2204.
11. *Krothapalli A., Greska B., Arakeri V.* High speed jet noise suppression using microjets // 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2002. AIAA–2002–2450.
12. *Seiner J.M., Ukeiley L.S., Jansen B.J.* Aero-Performance Efficient Noise Reduction for the F404–400 Engine // 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference), 2005. AIAA 2005–3048.
13. *Khritov K.M., Kozlov V.Ye., Krasheninnikov S.Yu., Lebedev A.B., Lyubimov D.A., Maslov V.P., Mironov A.K., Reent K.S., Sekundov A.N., Yakubovsky K.Ya.* On the prediction of turbulent jet noise using traditional aeroacoustic methods // International journal of aeroacoustics. 2005. V. 4. № 3+4. P. 289–323.
14. *Крашенинников С.Ю., Миронов А.К.* Воздействие продольной компоненты завихренности, формирующейся в источнике турбулентной струи на ее акустические характеристики // Изв. АН РФ, 2003. МЖГ № 5. С. 43–59.
15. *Krasheninnikov S.Yu., Mironov A.K.* Turbulent Jet Acoustic Characteristics Behavior under Additional Vorticity Creation In Jet Origin // Tenth International Congress on Sound and Vibration, ICSV10, 7–10 July 2003. Stockholm, Sweden, Published by IIAV. 8 p.
16. *Кузнецов В.М.* Проблемы снижения шума пассажирских самолетов (обзор) // Акуст. журн. 2003. Т. 49. Вып. 3. С. 293–317.
17. *Krasheninnikov S.Ju., Mironov A.K., Paulukov E.V., Shenkin A.V., Zitenev V.K.* Mixer-Ejector Nozzles, Acoustic And Thrust Characteristics // International journal of aeroacoustics. 2005. V. 4. № 3+4. P. 267–288.
18. *Krasheninnikov S.Ju., Mironov A.K., Paulukov E.V., Zitenev V.K., Julliard J., Maingre E.* An experimental study of 2-D mixer-ejector nozzle noise and thrust characteristics // AIAA Paper. 1996. № 96–1668.
19. *Brailko I., Krasheninnikov S.Yu., Mironov A.K.* Correlation of acoustic and thrust characteristics of the chevron nozzles // Twelfth International Congress on Sound and Vibration, ICSV12, 11–14 July 2005. Lisbon, Portugal, Published by IIAV. 8 p.

An Experimental Study of the Influence of Gas Outflow Conditions on the Acoustomechanic Efficiency of a Turbulent Jet

S. Yu. Krasheninnikov and A. K. Mironov

Baranov Central Institute of Aviation Motors (TsIAM), ul. Aviamotornaya 2, Moscow, 111116 Russia
e-mail: akomir@mail.ru

Abstract—The acoustomechanic efficiency of a turbulent jet is determined as the ratio of acoustic radiation power to the kinetic energy flux of the jet. According to the Lighthill acoustic analogy, the acoustomechanic efficiency of axially symmetric jets is proportional to the fifth power of the Mach number. In this paper, on the basis of an experimental study and an analysis of published data, the influence of various factors that can affect the structure of a jet and, consequently, its acoustomechanic efficiency is investigated. In particular, the influence of water injection on the reduction of the jet noise is analyzed. The results of analyzing experimental data show that a systematic deviation from the relation between acoustic and mechanical jet energies obtained from the Lighthill acoustic analogy arises in the case of the outflow of low-velocity jets of low density and with the development of longitudinal vorticity in the flow.