

УДК 534.23

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УГЛА ОТКЛОНЕНИЯ ЗАКРЫЛКА НА ШУМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХКОНТУРНОЙ СТРУИ И СТРЕЛОВИДНОГО КРЫЛА В СПУТНОМ ПОТОКЕ

© 2017 г. И. В. Беляев, М. Ю. Зайцев, В. Ф. Копьев, Н. Н. Остриков, Г. А. Фараносов

Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ

105005 Москва, ул. Радио 17

Пермский национальный исследовательский политехнический университет

614990 Пермь, Комсомольский пр. 29

E-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

Поступила в редакцию 17.03.2016 г.

Проведено экспериментальное исследование шума взаимодействия струи и закрылка для маломасштабной модели стреловидного крыла перспективного самолета с установленным вблизи него двухконтурным соплом. Исследовано влияние угла отклонения закрылка на шум взаимодействия струи и крыла. Обнаружено, что угол отклонения закрылка оказывает значительное влияние на шум взаимодействия в широком диапазоне частот, так что интенсивность шума в каждой полосе частот экспоненциально нарастает при приближении кромки закрылка к границе сдвигового слоя (в логарифмическом масштабе это соответствует линейному масштабированию спектра в зависимости от угла отклонения закрылка). Экспоненциальное снижение шума при уменьшении угла отклонения закрылка находится в согласии с известными теоретическими моделями для упрощенной конфигурации, в основе которых лежит эффект взаимодействия ближнего поля волны неустойчивости с кромкой. Это соответствие не только показывает, что механизм усиления/снижения шума для реалистичной модели крыла может быть связан с аналогичными процессами, но и дает эффективный способ влияния на шум взаимодействия.

Ключевые слова: шум взаимодействия струи и закрылка, снижение шума.

DOI: 10.7868/S0320791916060022

ВВЕДЕНИЕ

Дополнительный шум, возникающий в результате взаимодействия струи авиационного двигателя и закрылка (будем далее называть его для краткости “шум взаимодействия”), может быть важной проблемой для современных самолетов с двигателями с высокой и сверхвысокой степенью двухконтурности, установленных на пилоне под крылом достаточно близко к его поверхности [1–8]. Учитывая, что в современных двигателях шум вентилятора в метрике EPNdB сравним с вкладом струи на режиме взлета и набора высоты [9, 10], шум взаимодействия становится значимой компонентой шума на местности, и его снижение необходимо для обеспечения соответствия современными и перспективными самолетами ужесточающимся требованиям ИКАО. Этим объясняется тот факт, что, хотя эффект усиления шума струи при ее расположении вблизи крыла был замечен достаточно давно и изучался в ряде экспериментальных работ [11], в последние годы появилось достаточно много новых публикаций, посвященных более детальному исследо-

ванию данной проблемы применительно к современным компоновкам [1–8], а также попыткам построить физические модели источника шума [4, 12–14] с целью более эффективной разработки методов его снижения. В силу сложности задачи, обусловленной сочетанием сразу нескольких сложных вопросов – необходимостью описания ближнего и дальнего полей пульсаций турбулентного течения, описания дифракции ближнего поля струи на крыле и обратного влияния на возмущения ближнего поля, сложностью геометрии задачи в целом, – в ряду публикаций преобладают экспериментальные исследования.

Необходимо отметить некоторые принципиальные различия между конфигурациями, преимущественно исследовавшимися в ранних работах, и теми, которые исследуются в настоящее время. Дело в том, что для самолетов поколения 1960–1980-х гг. было характерно использование многощелевых закрылков с большими углами отклонения на взлете (до 70° для последнего звена закрылка) [15], при расположении двигателя под крылом могло иметь место замывание закрылка

струи, что приводило к сильной аэродинамической (в некоторых случаях полезной, т.к. увеличивалась подъемная сила) и аэроакустической (всегда негативной) интерференции. Именно в подобном контексте, когда струя явно замыкает часть отклоненного закрылка, выполнялись многие работы прежних лет [11]. В самолетах же последних поколений применяются преимущественно одношелевые закрылки с довольно малыми углами отклонения на взлете (15° – 18° и меньше) [15], и, несмотря на использование двигателей с большой степенью двухконтурности (и, как следствие, большим диаметром) и их вынужденного близкого расположения к плоскости крыла, замыкание часто не происходит. Однако даже при полностью убранной механизации, когда прямое замыкание закрылка струей не реализуется, присутствует существенный аэроакустический эффект от взаимодействия в виде дополнительного, по сравнению с одиночной струей, шума [4].

Поскольку при этом непосредственное влияние крыла на структуру слоя смещения струи достаточно слабо, то с целью выделения основных физических механизмов, ответственных за шум взаимодействия струи и крыла, в указанных конфигурациях используются упрощенные модели (плоская задача [12], круглая струя у пластины [13, 14]), в которых характеристики струи вблизи крыла считаются в главном приближении теми же, что и в отсутствие крыла. Такие упрощенные подходы позволяют получить качественные [12] и иногда количественные [13] выводы об особенностях шума взаимодействия. Соответствующие модели для простых конфигураций дополняются данными экспериментов по аэроакустическому взаимодействию струи и плоской пластины [6, 13, 16].

Одним из основных факторов, влияющих на интенсивность шума взаимодействия струи и пластины [13] или струи и крыла с убранными закрылками [4], является расстояние между струей и кромкой пластины/крыла: эффект взаимодействия тем сильнее, чем меньше это расстояние. Причем для таких простых конфигураций отмечается экспоненциальный рост интенсивности шума взаимодействия в зависимости от расстояния между струей и пластиной [6, 13]. Возможный механизм, объясняющий данный эффект, был предложен в [12, 13] и заключается в следующем. Задняя кромка крыла расположена в ближнем поле струи, где доминируют гидродинамические неизлучающие (или слабо излучающие) пульсации давления. Эти пульсации можно моделировать суперпозицией пакетов волн неустойчивости [17, 18], которые развиваются от среза сопла в направлении вниз по потоку. Для дозвуковых струй они приводят в основном к пульсациям давления, экспоненциально затухающим в направлении по нормали к оси, при этом лишь ма-

лая часть излучает акустическую энергию в дальнее поле. Когда задняя кромка крыла помещена в эту область экспоненциально затухающих возмущений (волны неустойчивости), они рассеиваются на ней, превращаясь в акустические волны и тем самым значительно усиливая шум в дальнем поле.

Таким образом, можно предположить, что и для более реалистичной конфигурации со стреловидным крылом и выпущенным закрылком шум взаимодействия будет существенно (экспоненциально) нарастать при увеличении угла отклонения закрылка даже при условии отсутствия замыкания закрылка струей, т.к. в этом случае задняя кромка закрылка, на которой главным образом и происходит рассеяние возмущений ближнего поля, оказывается ближе к слою смещения струи. В целом именно такой эффект наблюдался в работах [3, 7, 19], в которых исследовалось несколько углов отклонения закрылка (не более четырех). Однако в упомянутых работах не было приведено количественного анализа и соответствующего объяснения поведения шума взаимодействия в зависимости от величины угла отклонения.

Целью настоящей работы является проведение для рассматриваемой реалистичной конфигурации подробного экспериментального исследования влияния угла отклонения закрылка на шум взаимодействия струи и крыла, выделение характерных тенденций в наблюдаемом явлении и их физическое объяснение.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились в заглушенной камере АК-2 ЦАГИ. В измерениях использовалась маломасштабная (масштаб можно оценить примерно как 1 : 25 относительно типичных параметров среднемагистральных самолетов) модель двухконтурного сопла с внешним смещением потоков (рис. 1а), с закрепленным на нем участком стреловидного крыла, на которое можно было устанавливать модели одношелевых закрылков, соответствующих различным углам отклонения: $\delta = 5^\circ, 7^\circ, 10^\circ, 12^\circ, 15^\circ, 18^\circ, 36^\circ$. Значения 5° – 18° соответствуют тому диапазону углов отклонения, который характерен для современных магистральных самолетов, угол 36° более типичен для режима захода на посадку. В настоящей работе он будет использоваться в качестве дополнительной точки измерения на режиме истечения струи, близком к взлетному. Диаметр сопла внешнего контура составлял $D = 80$ мм. Модель крыла и двухконтурного сопла была установлена в потенциальном ядре струи диаметра 400 мм, имитирующей спутный поток (рис. 1б).

Шум в дальнем поле измерялся с помощью микрофонов Bruel & Kjaer (тип 4189) с предусили-

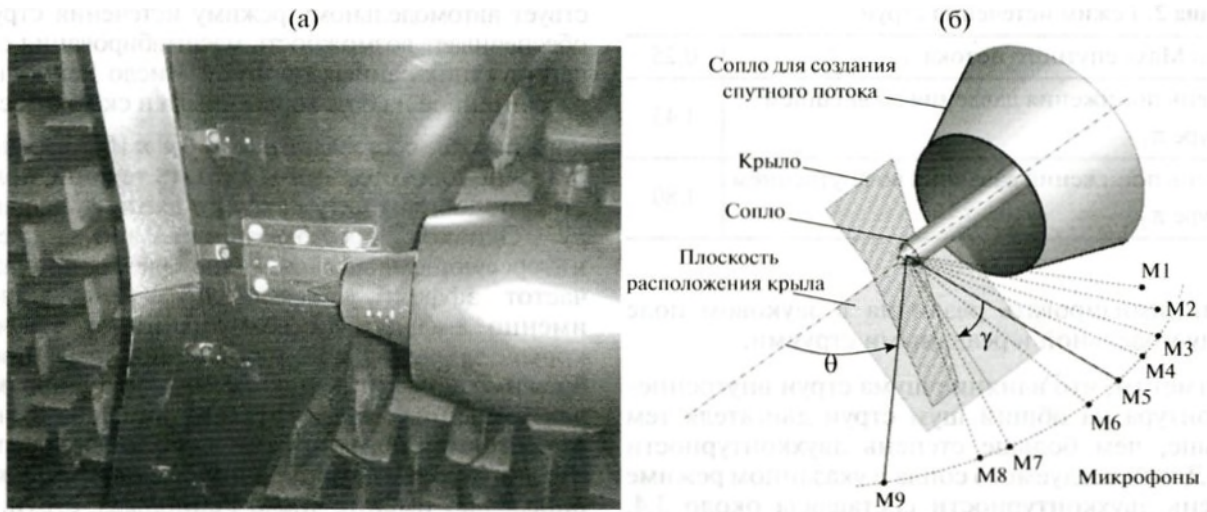


Рис. 1. Модель сопла с крылом и закрылком (а), схема расположения модели (б).

телями В&К типа 2669 (частотный диапазон 40–25 600 Гц, чувствительность 50 мВ/Па). Перед измерениями микрофоны калибровались с помощью пистонфона В&К тип 4228. Микрофоны располагались в плоскости оси струи, параллельной акустически прозрачному полу камеры. Положение микрофонов характеризуется двумя величинами: расстоянием r от микрофона до центра среза сопла наружного контура, которое принято за начало координат, и углом θ между направлением истечения струи и направлением на микрофон (рис. 1б). Соответствующие значения для всех микрофонов и их сокращенные обозначения представлены в табл. 1. В данных измерениях минимальное значение полярного угла было ограничено условием незамывания микрофонов спутным потоком, отклоняющимся в сторону расположения микрофонов за счет воздействия крыла. Результаты всех измерений приводились к единому расстоянию $R = 25D = 2$ м от начала координат по закону обратно квадратичной зависимости для интенсивности звука.

Модель крыла могла вращаться вокруг оси сопла так, что ее можно было фиксировать под заданным азимутальным углом φ (угол между плоскостью крыла и плоскостью расположения микрофонов – рис. 1б) в диапазоне от $\varphi = 90^\circ$ (соответствует пролетной контрольной точке “под крылом” при сертификации по шуму на

местности) до $\varphi = 35^\circ$ (примерно соответствует боковой контрольной точке). Крыло жестко крепилось к соплу с помощью тонкой стальной державки, закрепленной на внешней стороне сопла. Крыло было выполнено съемным, что обеспечивало возможность измерять шум изолированной струи с державкой и без нее. Как оказалось, державка не влияет заметным образом на результаты измерений.

Параметры исследованного режима истечения представлены в табл. 2. Установка позволяет исследовать только холодные струи, поэтому для имитации режима истечения струи, приближенного к типичному взлетному режиму, степень понижения давления во внешнем контуре была выбрана равной $\pi_1 = 1.45$, что соответствует скорости истечения струи примерно 240 м/с и в целом достаточно адекватно моделирует параметры внешней слабо нагретой струи реальных двигателей с большой степенью двухконтурности. Для струи внутреннего контура, которая в реальных двигателях имеет температуру 700–800 К и скорость истечения около 350–400 м/с, степень понижения давления была выбрана равной $\pi_2 = 1.8$, что соответствует скорости истечения холодной струи примерно 300 м/с. Таким образом, для внутренней струи реализовывался дозвуковой режим истечения со скоростью, максимально приближенной к скорости реальных струй, что долж-

Таблица 1. Положение микрофонов

Обозначение микрофона	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8	M9
r , м	1.35	1.8	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2
θ , град	125	115	110	100	90	80	65	60	40

Таблица 2. Режим истечения струи

Число Маха спутного потока	0.25
Степень понижения давления во внешнем контуре π_1	1.45
Степень понижения давления во внутреннем контуре π_2	1.80

но минимизировать различия в звуковом поле между модельной и реальными струями.

Отметим, что влияние шума струи внутреннего контура на общий шум струи двигателя тем меньше, чем больше степень двухконтурности [20]. Для исследуемого сопла в указанном режиме степень двухконтурности составляла около 3.4. Это достаточно близко к данным работы [20], в которой показано, что нагрев внутренней струи вдвое по отношению к температуре окружающего воздуха несколько повышает уровни шума (до 4 дБ) в области низких частот (соответствует числам Струхалиа $Sh < 0.7$ для третьоктавных спектров). Поскольку задняя кромка крыла в рассматриваемой конфигурации лежит вблизи внешнего слоя смешения, шум взаимодействия струи и крыла определяется, главным образом, параметрами внешней струи [21]. Это дает основание считать рассматриваемую конфигурацию подходящей для репрезентативных оценок шума взаимодействия струи и крыла для реалистичных параметров истечения струй. Что касается числа Маха спутного потока, его значение было выбрано 0.25, что соответствует типичным значениям для взлета и набора высоты среднемагистральных самолетов.

Число Рейнольдса для данной модели на исследованном режиме истечения струи, посчитанное по диаметру сопла и скорости струи внешнего контура, составляет $Re \sim 1.3 \times 10^6$, что соответ-

ствует автомодельному режиму истечения струи и обеспечивает возможность масштабирования соответствующих данных по шуму. Число Рейнольдса, рассчитанное на базе хорды крыла и скорости спутного потока, составляет около 0.8×10^6 , что недостаточно для того, чтобы считать течение полностью подобным натурному по данному параметру. Однако, как будет показано ниже, в интересующем нас в настоящей работе диапазоне частот эффект усиления шума определяется именно дифракцией возмущений от струи на кромке закрылка, а шум обтекания крыла пренебрежимо мал. В предположении, что дифракция для умеренных частот достаточно слабо зависит от состояния пограничного слоя, можно считать, что нижнюю границу автомодельного режима определяет именно число Рейнольдса струи. Тогда результаты измерений шума взаимодействия струи и крыла на исследованной маломасштабной модели могут быть использованы для пересчета на натуральный масштаб.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ АНАЛИЗ

Результаты измерений будут представлены в виде спектров (узкополосных и третьоктавных) и в виде полярных диаграмм направленности излучения. Измерения показали, что при наличии крыла с закрылком вблизи струи суммарный уровень шума существенно возрастает по сравнению с шумом изолированной струи. При этом эффект тем заметнее, чем больше полярный угол θ наблюдения и чем ближе азимутальный угол ϕ к 90° (рис. 2). Кроме того, шум взаимодействия усиливается с увеличением угла отклонения закрылка.

На рис. 3 приведены узкополосные спектры (разрешение по частоте $\Delta f = 16$ Гц) шума полной конфигурации, шума изолированной струи и шума обтекания крыла (при выключенной струе)

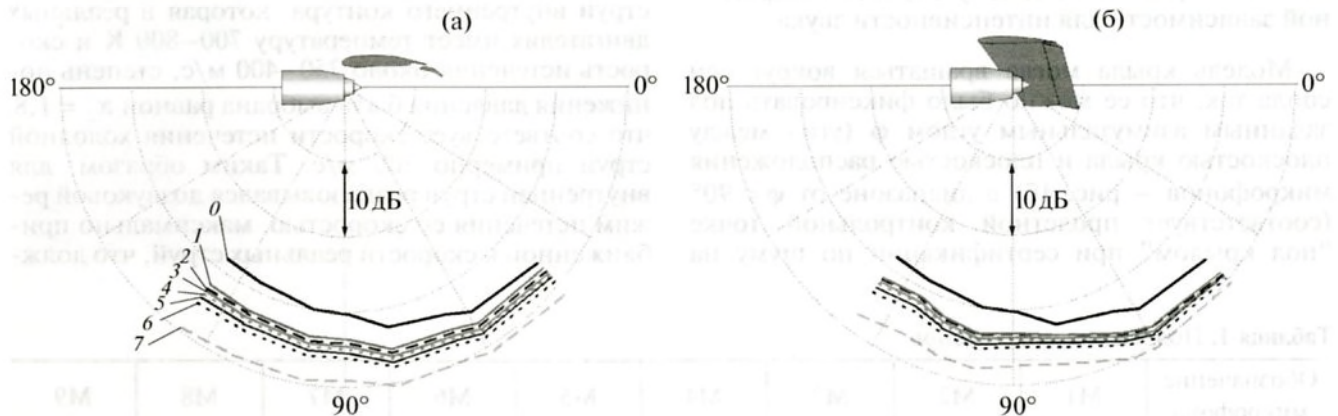


Рис. 2. Сравнение направленностей общего уровня шума изолированной струи и струи с крылом для $\phi = 90^\circ$ (а), $\phi = 35^\circ$ (б). Изолированная струя (0); $\delta = 5^\circ$ (1), 7° (2), 10° (3), 12° (4), 15° (5), 18° (6), 36° (7).

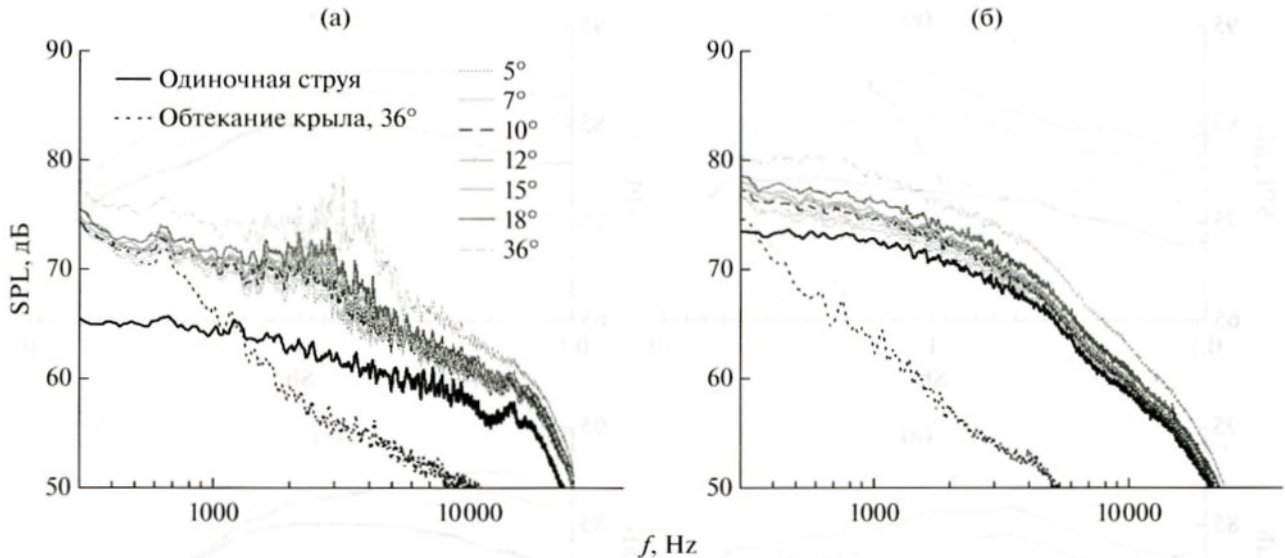


Рис. 3. Сравнение узкополосных спектров шума изолированной струи, струи с крылом и шума обтекания крыла спутным потоком для $\theta = 90^\circ$, $\phi = 90^\circ$ (а); $\theta = 40^\circ$, $\phi = 90^\circ$ (б). Обозначения кривых даны на рис. 3а.

для двух полярных углов в положении наблюдателя “под крылом” ($\phi = 90^\circ$). Во избежание загромождения графика шум обтекания приведен только для случая $\delta = 36^\circ$. Для остальных углов отклонения закрылка он отличается (в меньшую сторону) в пределах 2–3 дБ. Отметим, что шум самой спутной струи пренебрежимо мал в интересующем нас диапазоне частот.

В низкочастотной области шум полной конфигурации определяется в значительной мере шумом обтекания крыла. В области средних и высоких частот шум полной конфигурации связан именно с эффектом взаимодействия струи и крыла. Видно, что общий уровень шума, по сравнению с одиночной струей, монотонно растет с увеличением угла отклонения закрылка во всем диапазоне частот. Наибольшее усиление шума наблюдается в области средних частот, при этом форма спектров для различных углов отклонения в целом сохраняется. Обратим внимание на достаточно явные узкополосные пики в спектрах шума при $\theta = 90^\circ$ в диапазоне частот 1–5 кГц. Аналогичные пики наблюдались во многих работах [3, 6, 21]. Один из рассматриваемых механизмов их появления связан с возникновением обратной связи между кромкой сопла и задней кромкой закрылка за счет волн неустойчивости и акустических волн [6], возможность подобного механизма была отмечена также в теоретической работе [12]. Для более четкого понимания возникновения пиков и изменения их характеристик при изменении геометрии и параметров потока требуются дополнительные экспериментальные исследования, выходящие за рамки настоящей работы. Отметим лишь, что наличие данных пиков в рассматриваемой конфигурации, как будет видно, практически не влияет на общие законо-

мерности изменения спектров шума взаимодействия при изменении угла отклонения закрылка.

В дальнейшем мы сосредоточим внимание на анализе третьоктавных спектров. Эти спектры, являясь достаточно гладкими в силу осреднения в полосах частот, более подходят для графического представления уровня шума в зависимости от параметров задачи. Для удобства анализа все третьоктавные спектры построены в зависимости от числа Струхаля $Sh = fD/U$, где U – скорость истечения струи внешнего контура, f – центральная частота соответствующей третьоктавной полосы. Для используемой в работе реалистичной модели и выбранного режима истечения струи третьоктавная полоса с центральной частотой 2 кГц соответствует полосе чисел Струхаля с центральным значением $Sh = 0.65$. На рис. 4 приведены третьоктавные спектры шума полной конфигурации, шума изолированной струи и шума обтекания крыла, демонстрирующие те же тенденции, что и узкополосные спектры (рис. 3).

Тот факт, что для углов отклонения закрылка более 5° шум в широком диапазоне чисел Струхаля ($Sh = 0.3 \dots 2$) и углов наблюдения усиливается на величину 6–12 дБ, не может быть объяснен простым отражением звуковых волн, излучаемых струей, от плоскости крыла и их дифракцией на кромках крыла и закрылка. Качественное объяснение данного эффекта опирается на свойства ближнего поля струи, в котором доминируют гидродинамические пульсации, не излучающие звук. В отсутствие крыла данные пульсации, экспоненциально затухающие при удалении от оси струи, никак не проявляются в дальнем акустическом поле. При приближении крыла к струе сначала наблюдается чисто акустический эффект, связан-

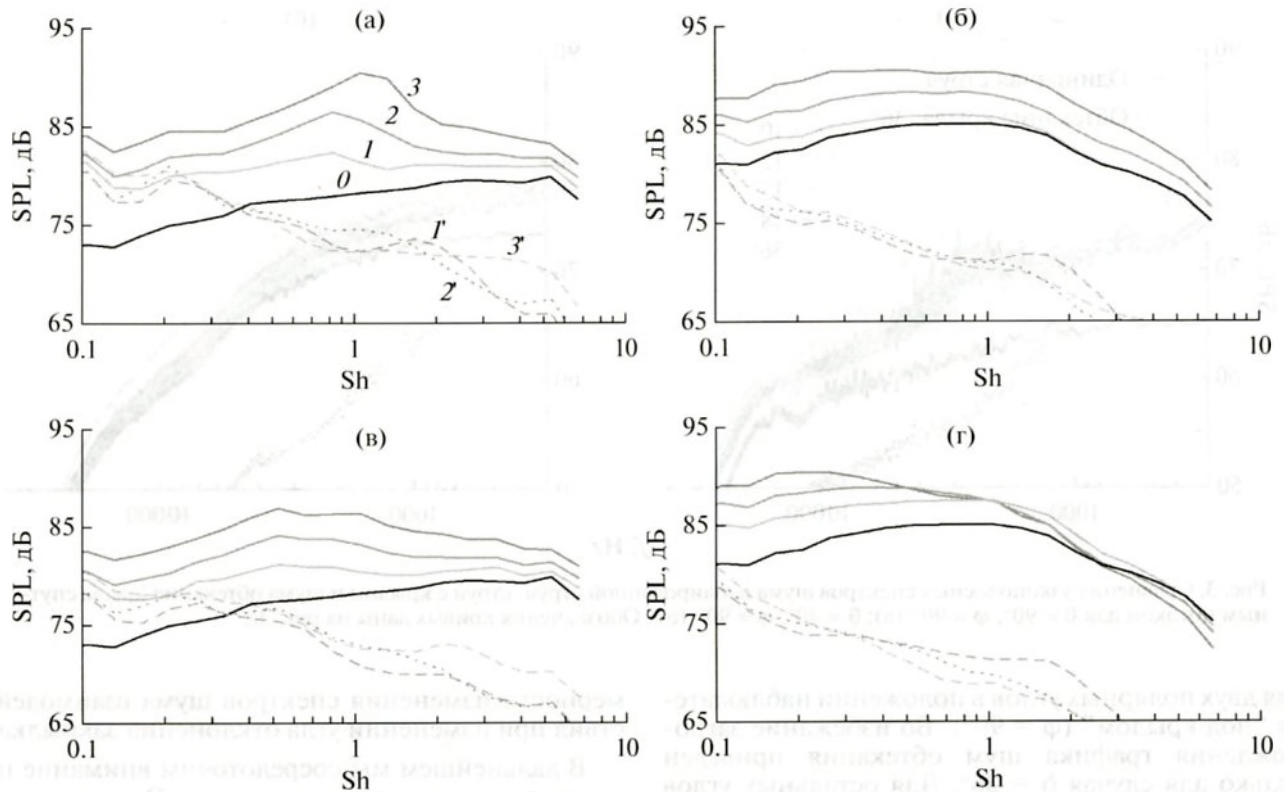


Рис. 4. Сравнение третьооктавных спектров шума изолированной струи, шума струи с крылом и шума обтекания крыла для $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ (а); $\theta = 40^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ (б); $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 35^\circ$ (в); $\theta = 40^\circ$, $\varphi = 35^\circ$ (г). Обозначения кривых: 0 – изолированная струя, 1 – шум полной конфигурации при $\delta = 5^\circ$, 2 – шум полной конфигурации при 18° , 3 – шум полной конфигурации при 36° , 1' – шум обтекания при $\delta = 5^\circ$, 2' – шум обтекания при 18° , 3' – шум обтекания при 36° .

ный с дифракцией широкополосного шума струи на крыле [4, 13] и проявляющийся в его усилении на величину 2–4 дБ. Однако, начиная с некоторого расстояния между струей и крылом, величина усиления шума растет быстрее, достигая величин 10 дБ и более для умеренных частот. Это связано с возрастающей ролью дифракции не акустических, а гидродинамических возмущений ближнего поля: близлежащие к струе жесткие поверхности с острыми кромками инициируют механизм перекачки энергии из неизлучающих гидродинамических возмущений в акустические [12, 13]. Если кромка крыла находится в зоне, где уже справедливы линейные уравнения и при этом доминируют гидродинамические пульсации, то следует ожидать экспоненциального ослабления шума взаимодействия при удалении задней кромки от струи, поскольку возмущения ближнего поля при удалении от сдвигового слоя экспоненциально затухают, а процесс дифракции является линейным. Такой эффект экспоненциальной зависимости шума взаимодействия от расстояния между струей и пластиной наблюдался в эксперименте с простой моделью круглой струи и плоской пластины [13]. Это позволило построить упрощенную модель явления на основе задачи о дифракции полуэмпирических волновых пакетов, моделирующих

пульсации ближнего поля, на кромке пластины. В высокочастотной области при этом остается доминирующим механизм усиления, связанный с дифракцией акустических волн на крыле, т.к. гидродинамические пульсации при увеличении частоты локализуются ближе к кромке сопла [17], все меньше проявляясь вблизи кромки крыла.

Реалистичная конфигурация, исследованная в настоящей работе (стреловидное крыло с закрылком, двухконтурное сопло, наличие спутного потока), геометрически существенно сложнее той, что рассматривалась, например, в [17], и построение аналитической модели для нее затруднительно. Однако можно использовать экспериментальные данные для оценки того, проявляется ли механизм дифракции гидродинамических возмущений для данной модели и является ли этот механизм линейным. Рассмотренные конфигурации различаются углом отклонения закрылка. Предполагая, что за усиление шума отвечает дифракция гидродинамических возмущений ближнего поля на задней кромке закрылка, в качестве геометрического параметра возьмем расстояние, характеризующее близость задней кромки закрылка к струе (рис. 5). В качестве меры, характеризующей размер струи, выберем диаметр эквивалентной одноконтурной струи, истекающей из сопла с

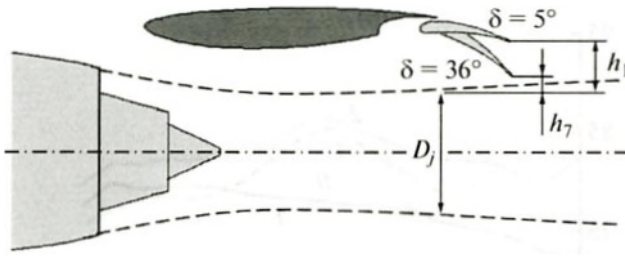


Рис. 5. Определение параметра h , характеризующего удаленность задней кромки закрылка от струи.

площадью сечения, равной суммарной площади сечений внешнего и внутреннего контуров — $D_j = 60$ мм. Как показывают расчеты аналогичных струй [22], этот размер достаточно хорошо соответствует средней линии внешнего слоя смешения двухконтурной струи. Соответствие величины безразмерного параметра h/D_j и углов отклонения закрылка приведено на рис. 6.

Учитывая характерные параметры расширения слоя смешения вниз по течению, в конфигурации с углом отклонения закрылка 36° может иметь место замывание закрылка струей, т.е. для этой конфигурации характерно внедрение закрылка в область нелинейных пульсаций и существенная модификация среднего течения самой струи [23]. Для остальных же углов отклонения замывания не происходит, т.е. поле течения струи в главном приближении можно считать близким к полю изолированной струи.

Для количественного анализа экспериментальных данных выделим сначала из спектра суммарного сигнала L ту компоненту, которая отвечает за эффект взаимодействия струи и крыла. Предполагая, что шум взаимодействия в области своих максимальных значений определяется дифракцией неизлучающих возмущений ближнего гидродинамического поля, будем считать, что шум взаимодействия струи и закрылка L_{JFI} и шум собственно струи L_J некогерентны между собой и заведомо некогерентны шуму обтекания модели L_W . При таком допущении шум взаимодействия струи и крыла определяется энергетическим вычитанием шума изолированной струи и шума обтекания из общего шума (для анализа, проводимого в настоящей работе, вычитание производится для третьоктавных полос частот):

$$L_{JFI} = 10 \lg \left(10^{\frac{L}{10}} - 10^{\frac{L_J}{10}} - 10^{\frac{L_W}{10}} \right). \quad (1)$$

Формула (1) применяется ко всем данным, полученным в эксперименте, т.е. для каждого частотного диапазона и для каждого сочетания углов θ и φ . На рис. 7 приведены результаты подобного выделения шума взаимодействия для угла отклонения $\delta = 18^\circ$ для направленностей и спектров при

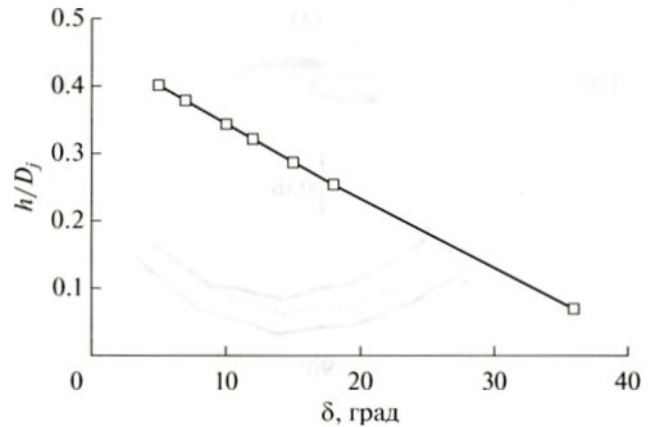


Рис. 6. Связь между параметром h и углом отклонения закрылка.

$\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. Вычитание проводилось для $Sh > 0.3$, где шум взаимодействия проявляется наиболее значительно.

Проверим, имеет ли место эффект экспоненциального нарастания интенсивности шума взаимодействия при приближении кромки закрылка к струе. Если в данной конфигурации в области максимума шум взаимодействия действительно определяется дифракцией линейных гидродинамических возмущений на кромке закрылка, то должно иметь место следующее масштабирование по параметру h/D_j для уровня звукового давления:

$$\overline{p^2}(f, h/D_j, \theta, \varphi) \sim \exp\left(\frac{h}{D_j} \varepsilon(f, \theta, \varphi)\right) \quad (2)$$

или в логарифмическом масштабе

$$L_{JFI}(f, h/D_j, \theta, \varphi) = L_0(f, \theta, \varphi) - \frac{h}{D_j} \varepsilon(f, \theta, \varphi) 10 \lg e, \quad (3)$$

где $\varepsilon(f, \theta, \varphi)$ — неизвестная функция от частоты и направленности. Можно ожидать, что эта функция слабо зависит от координат θ и φ , поскольку углы отклонения закрылков, за исключением $\delta = 36^\circ$, достаточно малы, и направленность рассеянного поля для умеренных частот не должна существенно изменяться при изменении h (см. результаты моделирования для пластины в [12, 13]). Зависимость (2), (3) будем проверять для области умеренных частот $Sh = 0.4 \dots 2$, где сосредоточен максимальный эффект усиления.

В качестве опорного набора данных для нахождения функции ε рассмотрим спектры шума взаимодействия для $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. В области $Sh = 0.4 \dots 2$ построим зависимости от h/D_j интенсивностей сигнала в полосах частот в логарифмическом масштабе (рис. 8а). Как видно из

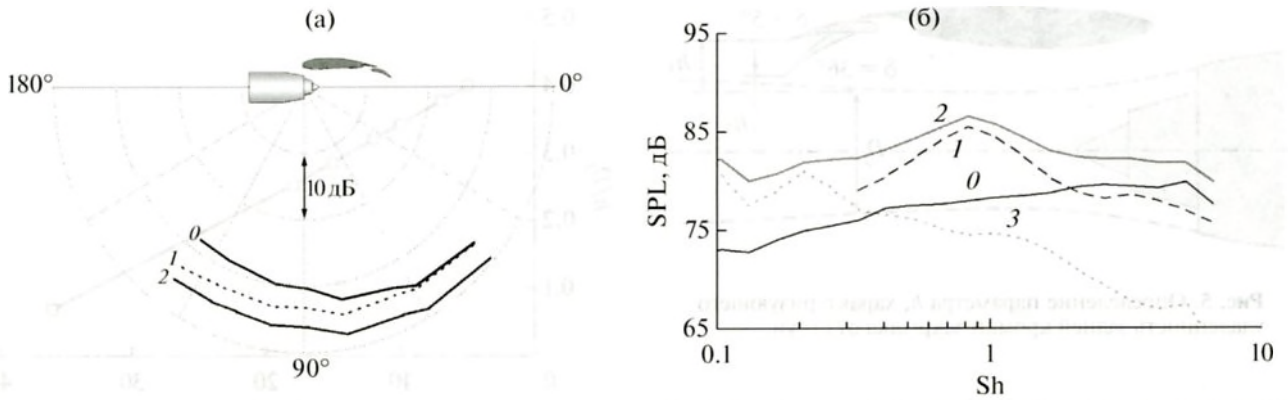


Рис. 7. Сравнение направленностей при $\varphi = 90^\circ$ (а) и третьоктавных спектров шума для $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ (б) для шума изолированной струи, шума струи с крылом и шума обтекания при $\delta = 18^\circ$. Обозначения кривых: 0 – шум изолированной струи (L_j), 1 – шум взаимодействия (L_{JFI}), 2 – шум полной конфигурации (L), 3 – шум обтекания (L_W).

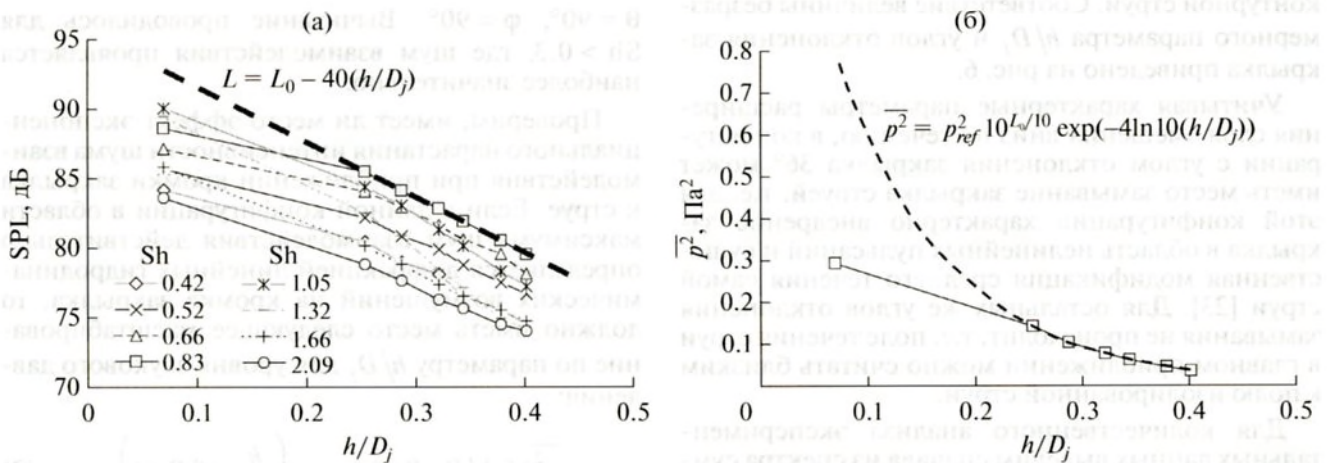


Рис. 8. Выделение экспоненциальной зависимости от h/D_j для опорного набора данных при $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. Зависимости интенсивностей сигнала в полосах частот в логарифмическом масштабе в диапазоне $Sh = 0.4 \dots 2$ (центральное значение Sh для каждой кривой указано на графике), пунктиром показана линия, соответствующая зависимости (3) (а). То же, что и на рисунке (а), но в линейном масштабе для $Sh = 0.83$ (б), пунктиром показана линия, соответствующая зависимости (2).

рис. 8а, в указанном диапазоне частот для углов отклонения закрылка от 5° до 18° наблюдается хорошо выраженная линейная зависимость вида (3), где ϵ фактически не зависит от частоты. В линейном масштабе для одной из частотных полос указанная экспоненциальная зависимость проиллюстрирована на рис. 8б. Интенсивность шума взаимодействия для $\delta = 36^\circ$ растет несколько медленнее и не укладывается в (2), (3). Это можно объяснить несколькими факторами. Во-первых, нелинейностью взаимодействия струи и закрылка вследствие внедрения последнего внутрь слоя смешения. Во-вторых, существенным изменением среднего течения самой струи, а значит, и параметров гидродинамических пульсаций в слое смешения и в ближнем поле, за счет воздействия на нее крыла с закрылком. В третьих, изменением дифракционной картины вследствие существенного поворота плоскости закрылка.

Применим теперь найденную для точки $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ зависимость для масштабирования спектров шума взаимодействия L_{JFI} под другими углами наблюдения во всем диапазоне частот. Все спектры приводились к значению $\delta = 12^\circ$, т.е. к значению $h/D_j = 0.3$ (рис. 6). Результаты такого масштабирования под крылом ($\varphi = 90^\circ$) при разных направлениях наблюдения θ приведены на рис. 9, а в боковой точке ($\varphi = 35^\circ$) – на рис. 10. Отметим, что при таком масштабировании спектры для угла $\delta = 36^\circ$ во всех углах наблюдения оказываются существенно ниже остальных, что отражает уже отмеченный факт меньшего роста усиления шума на этих углах (см. рис. 8), поэтому они не приведены на рис. 9–11. Поскольку данный эффект наблюдается для всех θ и φ , то, следовательно, он в меньшей степени связан с изменением направленности рассеянно-

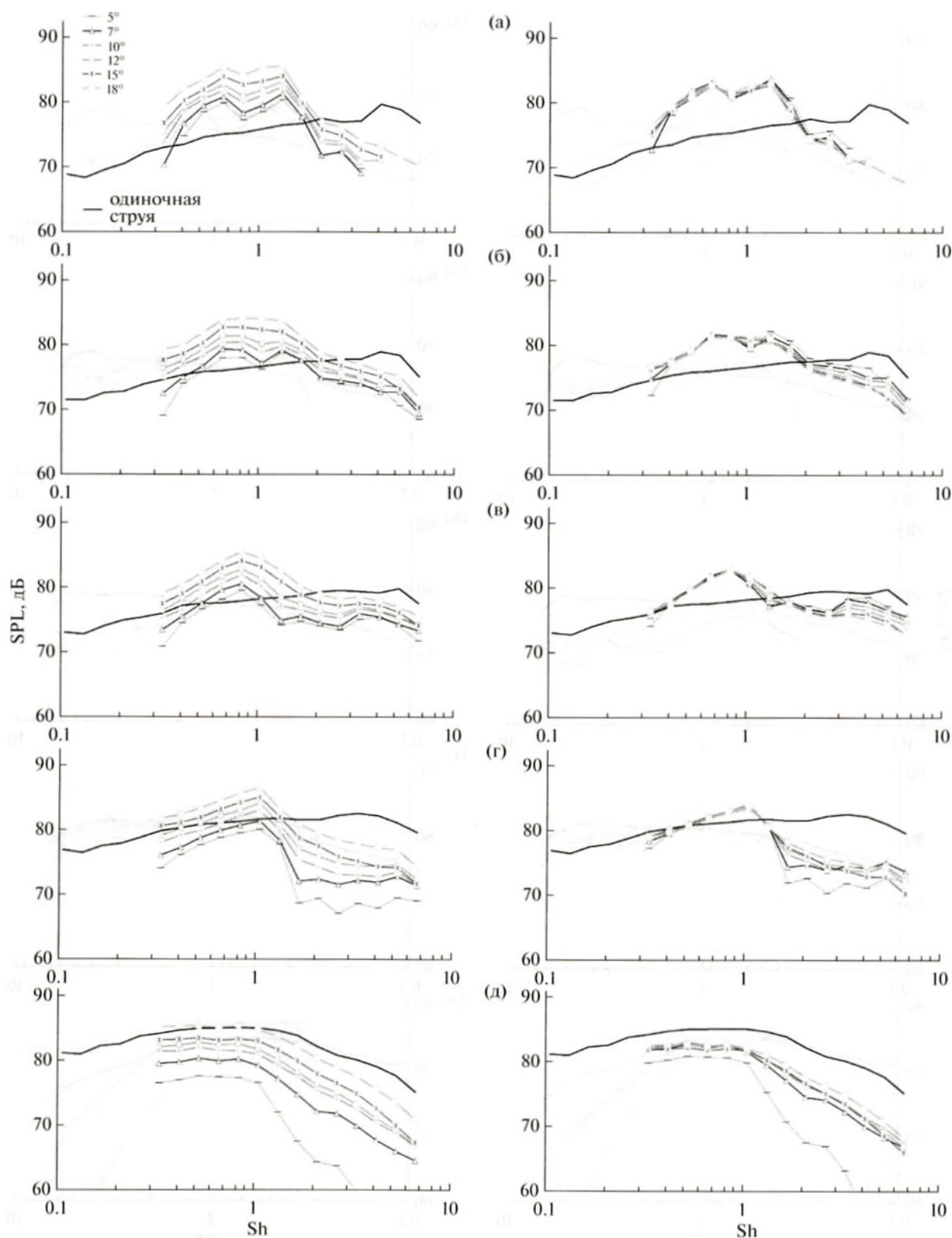


Рис. 9. Масштабирование третьоктавных спектров шума взаимодействия L_{JFI} при установке крыла под углом $\varphi = 90^\circ$ для различных полярных углов наблюдения θ с осью струи: (а) $\theta = 125^\circ$, (б) $\theta = 110^\circ$, (в) $\theta = 90^\circ$, (г) $\theta = 60^\circ$, (д) $\theta = 40^\circ$. Слева спектры до масштабирования, справа – после. Обозначения кривых даны на рис. 9а.

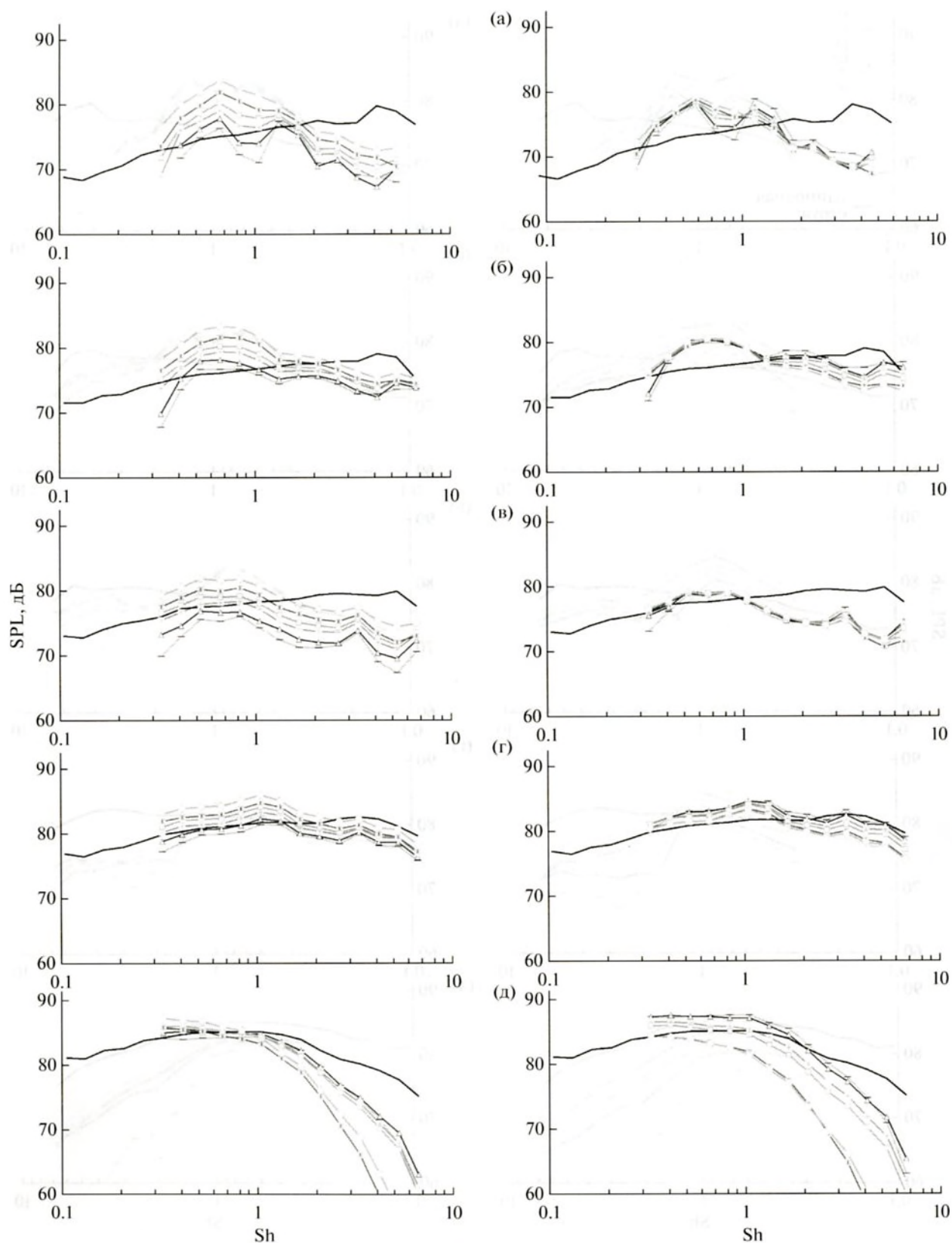


Рис. 10. Масштабирование третьоктавных спектров шума взаимодействия L_{JFI} при установке крыла под углом $\varphi = 35^\circ$ для различных полярных углов наблюдения θ с осью струи: (а) $\theta = 125^\circ$, (б) $\theta = 110^\circ$, (в) $\theta = 90^\circ$, (г) $\theta = 60^\circ$, (д) $\theta = 40^\circ$. Слева спектры до масштабирования, справа – после. Обозначения кривых аналогичны рис. 8.

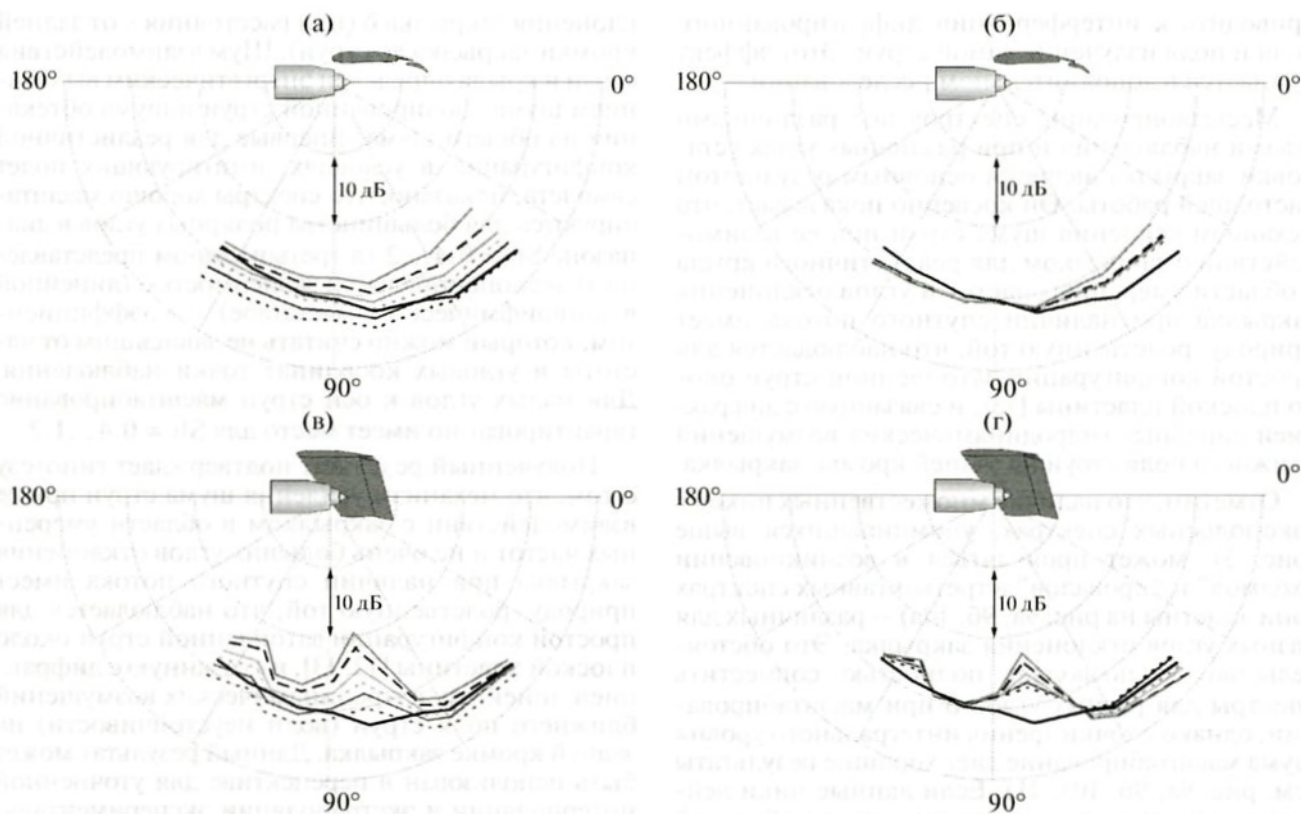


Рис. 11. Масштабирование диаграмм направленности шума взаимодействия L_{JFI} для $\varphi = 90^\circ$ (а); $\varphi = 35^\circ$ (б). Слева спектры до масштабирования, справа – после. Обозначения кривых даны на рис. 2а.

го поля и в большей – с изменением характера течения (среднего и/или пульсационного).

Как видно, для остальных значений δ спектры хорошо масштабируются практически для всех полярных углов θ с разбросом до 3 дБ в диапазоне $Sh = 0.4 \dots 1.2$, соответствующем максимуму шума взаимодействия. Существенные отклонения (разброс более 3 дБ) при масштабировании могут наблюдаться для следующих диапазонов параметров: в области высоких частот ($Sh > 1.2$), в области малых углов отклонения закрылков ($\delta = 5^\circ$) и в области малых полярных углов ($\theta = 40^\circ$). Все эти тенденции можно объяснить исходя из простых физических соображений. Поскольку введенный нами закон масштабирования шума взаимодействия основан на гипотезе о доминирующей роли механизма дифракции гидродинамических волн неустойчивости на кромке закрылка, то нарушение этого закона в некоторой области параметров указывает на то, что предложенный механизм перестает быть доминирующим. Действительно, при смещении в область высоких частот при фиксированном расстоянии h/D_j все большая доля возмущений вблизи кромки будет приходиться не на гидродинамические, а на акустические пульсации, интенсивность которых с расстоянием не должна масштабироваться экспоненциально. Тот же эффект будет наблюдаться при фиксированной

частоте и увеличении h/D_j (уменьшении угла δ) – кромка закрылка, удаляясь от слоя смешения, перемещается в область, в которой все более существенны акустические пульсации.

На изменение механизма усиления шума при малых углах θ указывает тот факт, что полярная направленность акустического поля от рассеяния возмущений на задней кромке, согласно теоретическим моделям, имеет вид типа кардиоиды [12–14, 24, 25] с характерным ослаблением поля под малыми полярными углами, в настоящей же конфигурации интенсивность шума взаимодействия начинает даже несколько возрастать при переходе к углу $\theta = 40^\circ$. Это отчетливо заметно на диаграммах направленности, построенных на рис. 11: они хорошо масштабируются в боковом направлении и вверх по потоку и хуже – вниз по потоку. Более того, для малых азимутальных углов при небольших полярных углах спектры при числах Струхале $Sh = 0.4 \dots 1$ вообще не требуют масштабирования и при приведении данных к формуле (1) существенно “разъезжаются” (рис. 10д). Более сложное поведение спектров под малыми углами может быть связано с тем, что статистическая независимость источников (1) может частично не иметь места вследствие того, что пакеты волн неустойчивости сами являются источниками звука именно в направлении малых θ [18, 26], что может

приводить к интерференции дифрагированного поля и поля излучения самой струи. Этот эффект нуждается в дополнительном исследовании.

Масштабирование спектров под различными углами наблюдения и при различных углах установки закрылка является основным результатом настоящей работы. Он косвенно показывает, что механизм усиления шума струи при ее взаимодействии с закрылком для реалистичного крыла в области умеренных частот и углов отклонения закрылка при наличии спутного потока имеет природу, родственную той, что наблюдается для простой конфигурации затопленной струи около плоской пластины [13], и связанную с дифракцией линейных гидродинамических возмущений ближнего поля струи на задней кромке закрылка.

Отметим, что наличие множественных пиков в узкополосных спектрах, упоминавшихся выше (рис. 3), может проявляться в возникновении “холмов” и “провалов” в третьоктавных спектрах (они заметны на рис. 9а, 9б, 10а) – различных для разных углов отклонения закрылка. Это обстоятельство не позволяет полностью совместить спектры для разных углов δ при масштабировании, однако с точки зрения интегрального уровня шума масштабирование дает хорошие результаты (см. рис. 9а, 9б, 10а, 11). Если данные пики действительно связаны с возникновением обратной связи между кромкой сопла и задней кромкой закрылка за счет волн неустойчивости и акустических волн, как предложено в [6], то уместно ожидать их более сложного изменения как по амплитуде, так и по частоте в зависимости от угла отклонения закрылка. Однако количественный анализ данного эффекта выходит за рамки настоящего исследования.

В целом, можно утверждать, что в работе обнаружен достаточно общий характер масштабирования спектров шума взаимодействия струи и крыла для конфигураций, в которых задняя кромка закрылка лежит в области ближнего гидродинамического поля струи, но не замыкается ею. Данное обстоятельство является косвенным подтверждением того факта, что механизм усиления шума для рассмотренной реалистичной геометрии в условиях, имитирующих полет самолета, качественно аналогичен механизму, наблюдаемому в простейших конфигурациях и основанному на представлениях о волнах неустойчивости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное параметрическое экспериментальное исследование реалистичной маломасштабной модели крыла и двухконтурного сопла при наличии спутного потока показало, что угол отклонения закрылка оказывает сильное влияние на шум взаимодействия струи и закрылка.

Проведен количественный анализ зависимости величины шума взаимодействия от угла от-

клонения закрылка δ (или расстояния h от задней кромки закрылка до струи). Шум взаимодействия струи и крыла определен энергетическим вычитанием шума изолированной струи и шума обтекания из общего шума. Впервые для реалистичной конфигурации в условиях, имитирующих полет самолета, показано, что спектры хорошо масштабируются для большинства полярных углов в диапазоне $Sh = 0.4 \dots 2$ (в третьоктавном представлении) экспоненциальной зависимостью (линейной в логарифмическом масштабе) с коэффициентом, который можно считать не зависящим от частоты и угловых координат точки наблюдения. Для малых углов к оси струи масштабирование гарантированно имеет место для $Sh = 0.4 \dots 1.2$.

Полученный результат подтверждает гипотезу о том, что механизм усиления шума струи при ее взаимодействии с закрылком в области умеренных частот и не очень больших углов отклонения закрылка при наличии спутного потока имеет природу, родственную той, что наблюдается для простой конфигурации затопленной струи около плоской пластины [12, 13], и связанную с дифракцией линейных гидродинамических возмущений ближнего поля струи (волн неустойчивости) на задней кромке закрылка. Данный результат может быть использован в перспективе для уточненной интерполяции и экстраполяции экспериментальных данных при наличии ограниченного числа точек измерения, поскольку сложность изготовления реалистичных моделей не всегда позволяет иметь достаточную вариативность геометрических параметров, а также для построения расчетных полуэмпирических моделей шума взаимодействия струи и закрылка с целью выбора оптимальных с точки зрения уровней шума на местности параметров механизации крыла [27].

Кроме того, полученные результаты позволяют сформулировать возможные концепции для снижения уровня шума взаимодействия при заданном угле отклонения закрылка. Одна из концепций связана с ослаблением собственно источника шума – волн неустойчивости в слое смещения струи – и заключается в управлении их структурой. Воздействие на структуру волн неустойчивости исследовалось в различных работах применительно к изолированным струям: оно может быть пассивным [28, 29], осуществляемым с помощью модификации кромки сопла, или активным – с обратной связью [30, 31] или без нее [32, 33]. Основное отличие от задачи управления шумом свободной струи заключается в том, что для снижения шума взаимодействия управлять необходимо не столько излучающей частью пакетов волн неустойчивости, шум от которой для дозвуковых струй может быть сравнительно невелик, сколько более энергонесущими неизлучающими гидродинамическими возмущениями. Это, по-видимому, осуществить проще, т.к. такие моды в ближнем поле струи гораздо легче выделяются экспериментально [17, 18, 30]. Поэтому для

случая взаимодействия струи и крыла концепция активного управления выглядит даже более перспективной, чем для управления шумом изолированной струи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ по соглашению №14.628.21.0006, уникальный идентификатор проекта RFMEFI62816X0006 (проект ASPIRE).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mead C.J., Strange P.J.R. Under-wing installation effects on jet noise at sideline // AIAA Paper. 1998. AIAA-1998-2207.
2. Mengle V., Brusniak L., Elkoby R., Thomas R. Reducing propulsion airframe aeroacoustic interactions with uniquely tailored chevrons: 3. Jet-flap interaction // AIAA Paper. 2006. AIAA-2006-2435.
3. Mengle V.G. The effect of nozzle-to-wing gulley height on jet flow attachment to the wing and jet-flap interaction noise // AIAA Paper. 2011. AIAA-2011-2705.
4. Kopiev V.F., Faranosov G.A., Zaytsev M. Yu., Vlasov E.V., Karavosov R.K., Belyaev I.V., Ostrikov N.N. Intensification and suppression of jet noise sources in the vicinity of lifting surfaces // AIAA Paper. 2013. AIAA-2013-2284.
5. Huber J., Drochon G., Pintado-Peno A., Clero F., Bodard G. Large-scale jet noise testing, reduction and methods validation EXEJET: 1. Project overview and focus on installation // AIAA Paper. 2014. AIAA-2014-3032.
6. Lawrence J. Aeroacoustic interactions of installed subsonic round jets. PhD Thesis. University of Southampton. 2014.
7. Lyubimov D., Maslov V., Mironov A., Secundov A., Zakharov D. Experimental and numerical investigation of jet flap interaction effects // Int. J. Aeroacoustics. 2014. V. 13. № 3–4. P. 275–302.
8. Lawrence J.L.T., Self R.H. Installed jet-flap impingement tonal noise // AIAA Paper. 2015. AIAA-2015-3118.
9. Peak N. Modern challenges facing turbomachinery aeroacoustics // Ann. Rev. Fluid Mech. 2012. V. 44. P. 227–248.
10. Кузнецов В.М. Проблемы снижения шума пассажирских самолетов // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 3. С. 293–317.
11. Fink M.R. Propulsive lift noise. Aeroacoustics of flight vehicles. Theory and practice. Ed. by Hubbard H. 1991. V. 1. P.
12. Бычков О.П., Фараносов Г.А., О возможном механизме усиления шума струи вблизи крыла // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 5. С. 596–610.
13. Cavalieri A.V.G., Jordan P., Wolf W.R., Gervais Y. Scattering of wavepackets by a flat plate in the vicinity of a turbulent jet // J. Sound Vibr. 2014. V. 333. P. 6516–6531.
14. Vera J., Self R.H., Kingan M.J. The prediction of the radiated pressure spectrum produced by jet-wing interaction // AIAA Paper. 2015. AIAA-2015-2216.
15. Rudolph P.K.C. High-lift systems on commercial subsonic airliners // NASA Contractor Report 4746. 1996.
16. Brown C. Empirical models for the shielding and reaction of jet mixing noise by a surface // AIAA Paper. 2015. AIAA-2015-3128.
17. Gudmundsson K., Colonius T. Instability wave models for the near-field fluctuations of turbulent jets // J. Fluid Mech. 2011. V. 689. P. 97–128.
18. Jordan P., Colonius T. Wave packets and turbulent jet noise // Ann. Rev. Fluid Mech. 2013. V. 45. P. 173–195.
19. Brown W.H., Ahuja K.K. Jet and wing/flap interaction noise // AIAA Paper. 1984. AIAA-84-2362.
20. Khavaran A., Bridges J. Jet noise scaling in dual stream nozzles // AIAA Paper. 2010. AIAA-2010-3968.
21. Belyaev I.V., Faranosov G.A., Ostrikov N.N., Pararin G.V. A parametric experimental study of jet-flap interaction noise for a realistic small-scale swept wing model // AIAA Paper. 2015. AIAA-2015-2690.
22. Semiletov V.A., Yakovlev P.G., Karabasov S.A., Faranosov G.A., Kopiev V.F. Computational modelling of jet-wing interaction: the effect of asymmetries from the jet inflow conditions and the wing // AIAA Paper. 2015. AIAA-2015-3129.
23. Kopiev V., Belyaev I., Faranosov G., Kopiev V., Ostrikov N., Zaytsev M., Pararin G. Numerical and experimental study of JFI effect on swept wing // AIAA Paper. 2014. AIAA-2014-3060.
24. Fjowcs Williams J.E., Hall L.H. Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane // J. Fluid Mech. 1970. V. 40. № 4. P. 657–670.
25. Amiet R.K. Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream // J. Sound Vibr. 1975. V. 41. № 4. P. 407–420.
26. Tam C.K.W., Viswanathan K., Ahuja K.K., Panda J. The sources of jet noise: experimental evidence // J. Fluid Mech. 2008. V. 615. P. 253–292.
27. Копьев В.Ф., Беляев И.В., Величко С.А., Зайцев М.Ю., Остриков Н.Н., Фараносов Г.А., Парарин Г.В. Оценка влияния взаимодействия струи двигателя и закрылка на сертификационные уровни шума самолета на местности / Тезисы докладов 4-й Всерос. откр. конф. по авиационной акустике. 2015. Звенигород. С. 105–106.
28. Кузнецов В.М. Эффективность методов снижения шума реактивных струй двигателей пассажирских самолетов // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 1. С. 91–102.
29. Копьев В.Ф., Зайцев М.Ю., Остриков Н.Н. Снижение шума дозвуковой струи за счет гофрированной формы сопла // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 2. С. 232–234.
30. Беляев И.В., Зайцев М.Ю., Копьев В.А., Копьев В.Ф., Фараносов Г.А. Акустическое управление волнами неустойчивости в турбулентной струе // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 1. С. 19–30.
31. Kopiev V.F., Akishev Y.S., Belyaev I.V., Berezhetskaya N.K., Bityurin V.A., Faranosov G.A., Grushin M.E., Klimov A.I., Kopiev V.A., Kossyi I.A., Moralev I.A., Ostrikov N.N., Taktakishvili M.I., Trushkin N.I., Zaytsev M. Yu. Instability wave control in turbulent jet by plasma actuators // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47 505201. P. 1–18.
32. Копьев В.Ф., Битюрин В.А., Беляев И.В., Годиц С.М., Зайцев М.Ю., Климов А.И., Копьев В.А., Моралев И.А., Остриков Н.Н. Управление шумом струи с помощью плазменных актуаторов диэлектрического барьерного разряда // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 4. С. 473–482.
33. Kearney-Fischer M., Kim J.-H., Samimy M. A study of Mach wave radiation using active control // J. Fluid Mech. 2011. V. 681. № 4. P. 261–292.