

АНАЛИЗ ВЗАИМНОЙ СВЯЗИ МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ПУЛЬСАЦИЙ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ СТРУИ И ШУМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУИ И КРЫЛА

© 2020 г. О. П. Бычков^{a, b, *}, Г. А. Фараносов^a

^aФГУП ЦАГИ, Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ,
ул. Радио 17, Москва, 105005 Россия

^bМосковский физико-технический институт,
пер. Институтский 9, Долгопрудный, 141700 Россия

*e-mail: oleg.bychkov@tsagi.ru

Поступила в редакцию 12.07.2019 г.

После доработки 12.07.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

На основе разработанной ранее аналитической модели шума взаимодействия струи и крыла выполнен анализ результатов измерений азимутальных мод пульсаций давления в ближнем поле свободной турбулентной струи и азимутальных мод шума, возникающего при взаимодействии струи с близко расположенной плоской пластиной, имитирующей крыло самолета. Продемонстрирована взаимосвязь характеристик ближнего гидродинамического и дальнего акустического поля пульсаций давления для системы “струя–пластина”. Предложен упрощенный метод сбора необходимой для модели информации.

Ключевые слова: шум взаимодействия струи и крыла, дифракция, азимутальные моды

DOI: 10.31857/S0320791920010025

ВВЕДЕНИЕ

Во многих экспериментальных работах показано, что для самолетов с двигателями большой степени двухконтурности, расположенными под крылом, существенным может оказаться шум взаимодействия реактивной струи и крыла [1–5]. С целью учета этого эффекта при расчетных оценках шума самолета на местности, а также для разработки методов его снижения разрабатываются физические модели данного источника шума. Так, в работах [6–11] были предложены сходные модели, в которых в качестве механизма, отвечающего за усиление шума струи вблизи крыла, рассматривается рассеяние на задней кромке крыла линейных гидродинамических пульсаций ближнего поля струи, чьи характеристики можно рассчитать или измерить в отсутствие крыла. Такой упрощенный подход не учитывает влияние крыла на поле течения струи и применим в том случае, если задняя кромка крыла находится в потенциальном течении, т.е. не замывается слоем смешения струи – подобная ситуация может реализовываться при сравнительно малых углах отклонения закрылков, характерных для взлетного режима [5]. Сравнение результатов моделирования шума взаимодействия с результатами измерений в дальнем поле показало в целом удовлетвори-

тельное согласование, как по направленности шума, так и по его спектральным характеристикам [9–11]. При этом измерения шума взаимодействия проводились в плоскости, перпендикулярной крылу (над крылом и/или под крылом), где он наиболее заметен. Более подробные измерения характеристик шума взаимодействия струи и плоской пластины, имитирующей крыло, под различными азимутальными углами [12] позволили получить информацию о его азимутальной структуре и обнаружить ряд примечательных физических эффектов, связанных с изменением модового состава шума струи при расположении вблизи нее пластины. В работе [12] этим эффектам было дано лишь качественное объяснение. Настоящая работа посвящена количественному анализу взаимной связи модовой структуры пульсаций ближнего поля струи и шума взаимодействия струи и крыла на основе разработанной ранее аналитической модели [10].

АЗИМУТАЛЬНЫЙ СОСТАВ ШУМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУИ И ПЛАСТИНЫ В ДАЛЬНЕМ ПОЛЕ

В работе [12] с помощью метода азимутальной декомпозиции (МАД), ранее успешно применен-

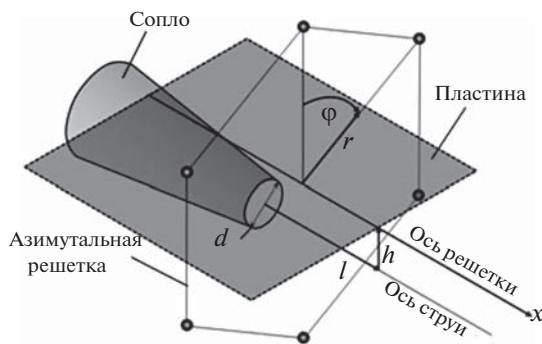


Рис. 1. Эскиз экспериментального исследования азимутального состава шума струи и пластины в дальнем поле при помощи подвижной азимутальной решетки микрофонов.

ного к шуму одиночной струи [13–15], было получено азимутальное разложение шума взаимодействия струи и плоской пластины. Рассматривалась холодная струя, истекающая из одноконтурного круглого сопла диаметром $d = 0.04$ м. Пластина размером $1.2 \times 0.35 \times 0.003$ м располагалась параллельно оси струи так, что $h = d$, $l = 3.2d$ (рис. 1). При этом для исследования дальнего акустического поля использовалась подвижная азимутальная решетка, состоящая из 6 микрофонов и позволяющая получать разложение сигнала p до 4-й моды, что достаточно для области низких и средних частот [15]:

$$\begin{aligned} p(x, r, \varphi, t) \approx & A_0(x, r, t) + \\ & + \sum_{m=1}^2 (A_m(x, r, t) \cos m\varphi + B_m(x, r, t) \sin m\varphi) + \quad (1) \\ & + A_3(x, r, t) \cos 3\varphi, \end{aligned}$$

где (x, r, φ) – цилиндрическая система координат, связанная с пластиной (рис. 1), $A_m(x, r, t)$ и $B_m(x, r, t)$ – соответственно косинус- и синус-моды порядка m .

В дальнейшем осуществляется переход в частотную область и проводится анализ спектров азимутальных мод, характеризующих распределение интенсивности пульсаций по частотам для каждой моды: $a_m^2(x, r, St)$ и $b_m^2(x, r, St)$, где St – число Струхала, посчитанное по диаметру сопла и скорости истечения струи. Более детальное описание МАД и особенности его реализации применительно к конфигурации “струя–пластина” могут быть найдены в работе [12]. В рамках данной работы для краткости мы рассмотрим единственный режим, соответствующий числу Маха истечения струи $M_j = 0.6$.

Типичные результаты измерений [12] для выбранной скорости струи представлены на рис. 2–3. На рис. 2 показаны спектры азимутальных мод изолированной струи и струи вблизи пластины, измеренные в боковом направлении (положение решетки $x/d = 0$), где шум взаимодействия проявляется достаточно сильно. Можно видеть, что при установке пластины изменения претерпевают не все моды, а только a_1^2 , b_2^2 , a_3^2 – их спектральные уровни увеличиваются в области низких и средних частот. Подобная картина наблюдается для всех положений решетки с той лишь разницей, что при смещении решетки вниз по потоку эффект взаимодействия струи и пластины существенно ослабевает. Этот эффект хорошо заметен при построении цилиндрических направленностей азимутальных мод (рис. 3а).

Кроме того, исследование когерентности между модами в боковом направлении продемонстрировало еще одну особенность, связанную с установкой пластины вблизи струи. В то время как для изолированной струи все исследуемые моды оказывались некоррелированными [14], для установленной струи наблюдалась существенная когерентность между модами a_1 и a_3 (рис. 3б).

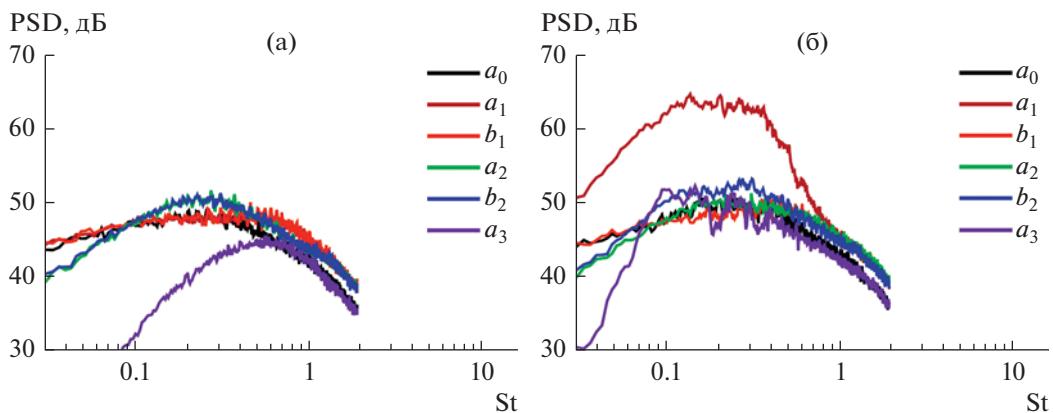


Рис. 2. Модовый состав измеренного шума. (а) – Изолированная струя; (б) – струя вблизи пластины. Решетка в положении $x/d = 0$.

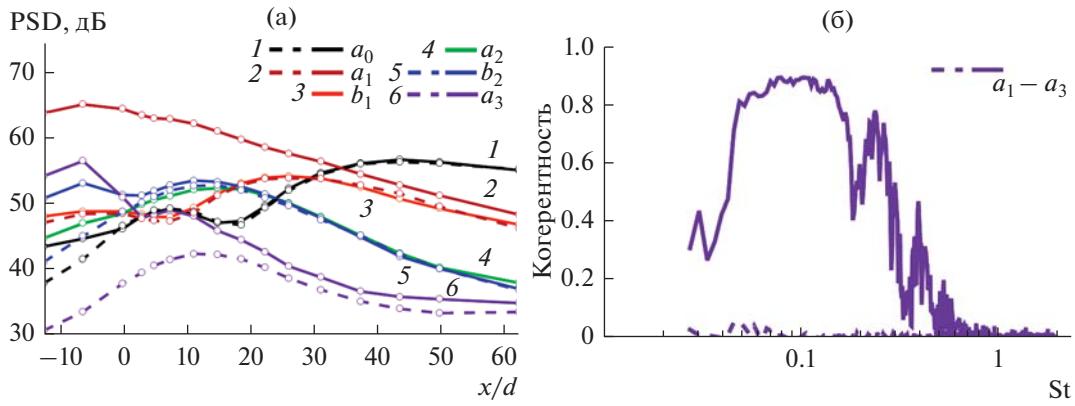


Рис. 3. Основные особенности в изменении шума струи при расположении вблизи нее пластины. (а) – Направленности азимутальных мод, $St = 0.2$; (б) – когерентность между первой и третьей косинус-модами, $x/d = 0$. Пунктирные линии – изолированная струя, сплошные линии – струя вблизи пластины.

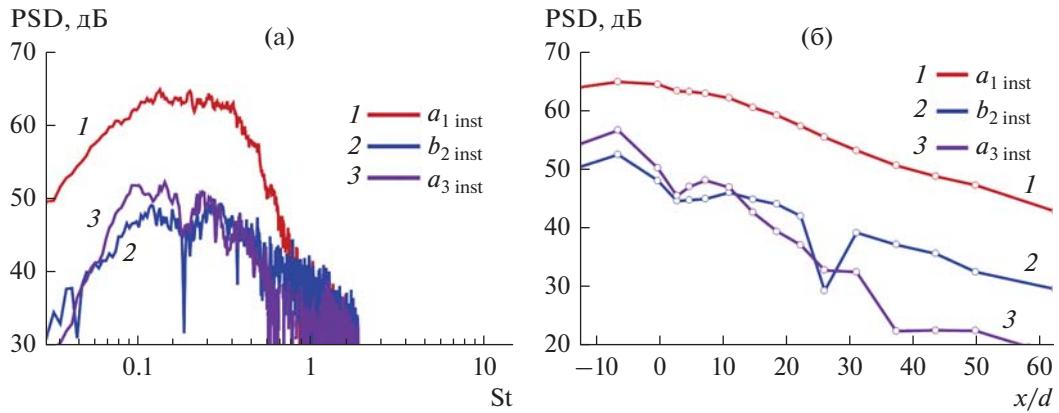


Рис. 4. Характеристики азимутальных мод шума взаимодействия в дальнем поле: (а) – спектры мод в боковом направлении, $x/d = 0$; (б) – направленность азимутальных мод для $St = 0.2$.

В дальнейшем для анализа характеристик шума, связанного именно с взаимодействием струи и пластины, был использован стандартный метод энергетического вычитания из модального состава полного шума конфигурации “струя–пластина” соответствующих мод, измеренных в случае изолированной струи

$$\begin{aligned} a_{1\text{inst}}^2 &= a_{1\text{tot}}^2 - a_{1\text{jet}}^2, \quad a_{3\text{inst}}^2 = a_{3\text{tot}}^2 - a_{3\text{jet}}^2, \\ b_{2\text{inst}}^2 &= b_{2\text{tot}}^2 - b_{2\text{jet}}^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где индексы “tot” относятся к шуму полной конфигурации, “jet” – к шуму изолированной струи, “inst” – к шуму взаимодействия. На рис. 4 представлены типичные характеристики азимутальных мод шума взаимодействия струи и пластины, полученные с помощью выражений (2).

Отметим, что излучение шума в дальнем поле оказалось чрезвычайно чувствительным к точности установки пластины относительно сопла. Проведение измерений азимутальной решеткой в

[12] для той же конфигурации, которая исследовалась в [10] с помощью полярной решетки, выявило существенный разброс в экспериментальных данных (рис. 5).

Из-за особенностей фиксирующего устройства относительное положение струи и пластины, по-видимому, не было одинаковым для обоих случаев. При этом наибольшее влияние на возможную ошибку оказывает геометрический параметр h/d (точность установки пластины составляла около $h/d = 1 \pm 0.02$), что связано с экспоненциальным затуханием ближнего поля струи в радиальном направлении, определяемым соответствующими функциями Бесселя [10]. Этим же объясняется увеличение ошибки с ростом частоты. Таким образом, при исследовании подобных эффектов особое внимание следует уделять точности размещения рассеивающих поверхностей около струи.

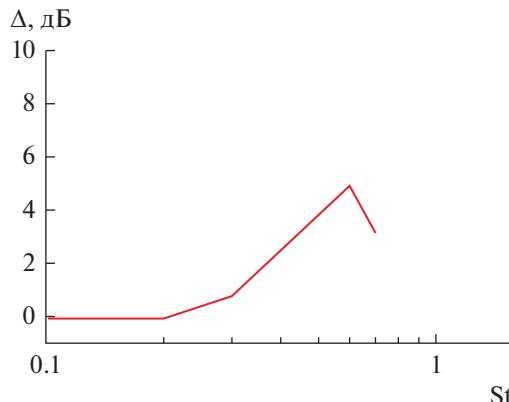


Рис. 5. Различие спектральных уровней шума взаимодействия для двух серий измерений [10, 12].

АЗИМУТАЛЬНЫЙ СОСТАВ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ИЗОЛИРОВАННОЙ СТРУИ

Для объяснения трансформации азимутальных мод дальнего поля шума струи при наличии пластины рассмотрим структуру пульсаций давления в ближнем поле струи в отсутствие пластины. Именно свойства пульсаций ближнего поля изолированной струи, которые играют роль падающих на кромку пластины возмущений, должны определять структуру шума в дальнем поле [10].

Ближнее поле струи, истекающей в свободное пространство из того же сопла, для которого выше представлены результаты измерений в дальнем поле, подробно исследовалось в [10, 16], где приведены соответствующие результаты и описание системы измерений. В частности, было показано, что в ближнем поле струи, как и в дальнем поле, в области низких и средних частот доминируют первые три азимутальные моды, что позволило

использовать шестимикрофонные решетки для азимутального разложения в каждом сечении струи:

$$\hat{p}(x', r', \phi', t) \approx \hat{A}_0(x', r', t) + \\ + \sum_{m=1}^2 (\hat{A}_m(x', r', t) \cos m\phi' + \hat{B}_m(x', r', t) \sin m\phi') + (3) \\ + \hat{A}_3(x', r', t) \cos 3\phi',$$

где (x', r', ϕ') – цилиндрическая система координат, связанная с осью струи с центром на срезе сопла (рис. 7), $\hat{A}_m(x', r', t)$, $\hat{B}_m(x', r', t)$ – временные реализации азимутальных косинус- и синус-мод порядка m соответственно. Как и в случае дальнего поля, в дальнейшем проводится анализ спектров соответствующих мод: $\hat{a}_m^2(x', r', St)$, $\hat{b}_m^2(x', r', St)$. Характеристики мод измерялись одновременно в пяти сечениях струи, как показано на рис. 6а. На данном рисунке также схематично показано расположение пластины, хотя подчеркнем еще раз, что измерения ближнего поля проводились без пластины. Задняя кромка пластины попадала в промежуток между третьим и четвертым кольцами решетки, имеющими координаты $x'_3 = 2.5d$ и $x'_4 = 3.5d$, поэтому в дальнейшем рассматриваются результаты измерений только на этих двух кольцах.

Типичные результаты измерений для струи $M_j = 0.6$ приведены на рис. 6б, где показаны спектры азимутальных мод ближнего поля струи, полученные на третьей и четвертой азимутальных решетках. Можно видеть, что спектры имеют схожую форму с достаточно выраженным максимумом в низкочастотной области. При этом в силу статистической симметрии струи $\hat{a}_m^2 = \hat{b}_m^2$, поэтому для удобства на рисунке показаны только косинус-моды \hat{a}_m^2 . В ра-

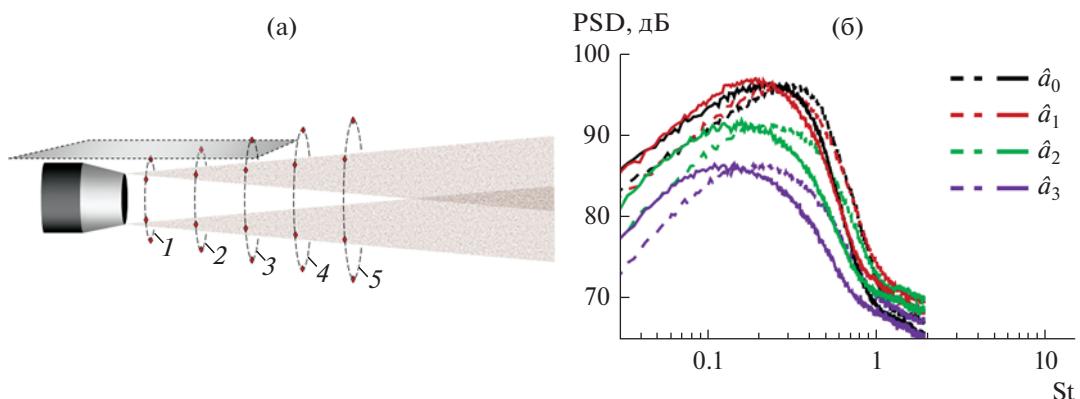


Рис. 6. Исследование азимутальной структуры ближнего поля струи. (а) – Схематичное изображение расположения пяти азимутальных решеток микрофонов, а также относительное расположение пластины для исследования шума взаимодействия; (б) – спектры азимутальных мод ближнего поля струи, полученные третьей (пунктирные линии) и четвертой (сплошные линии) азимутальными решетками.

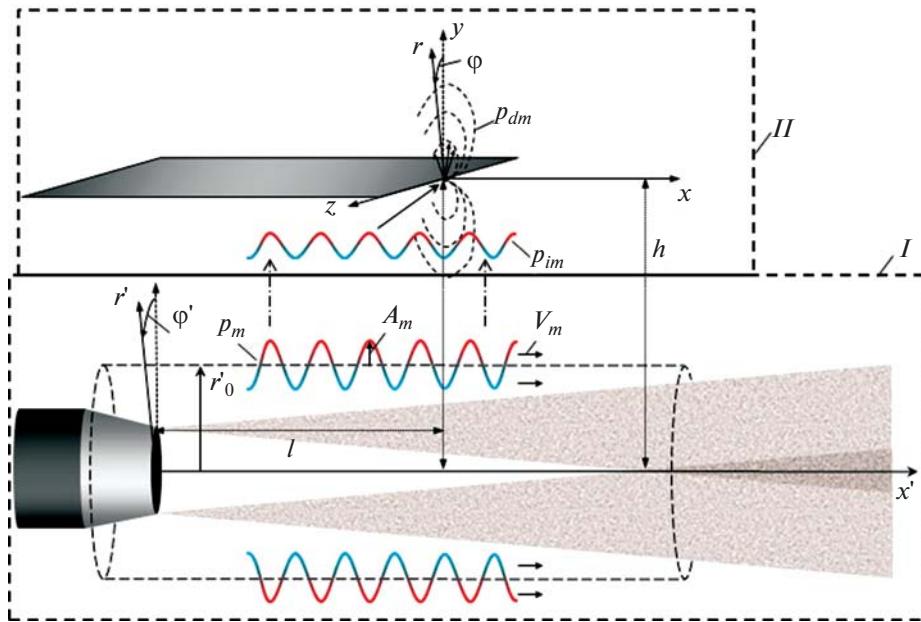


Рис. 7. Аналитическая оценка шума взаимодействия струи и пластины: I – подзадача о моделировании структуры пульсаций ближнего поля; II – подзадача о рассеянии пульсаций ближнего поля на задней кромке пластины.

ботах [16–19] показано, что область максимума спектров ближнего поля соответствует крупномасштабным структурам (волнам неустойчивости), распространяющимся в продольном направлении с дозвуковой скоростью, свойства которых согласуются с предсказаниями теории устойчивости. Из рис. 6б видно также, что в области спектрального максимума доминирующий вклад в пульсации вносят лишь две первые моды, амплитуды которых практически одинаковы и превышают амплитуды мод более высокого порядка на 5 дБ и более.

СВЯЗЬ ПУЛЬСАЦИЙ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ СТРУИ И ДАЛЬНЕГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ СИСТЕМЫ “СТРУЯ–ПЛАСТИНА”

В работе [10] была разработана модель шума взаимодействия струи и крыла, позволяющая с приемлемой точностью рассчитать направленность и спектральные характеристики шума по известным параметрам пульсаций ближнего поля струи. В основе данной модели лежит гипотеза о пренебрежимо малом влиянии пластины на характеристики ближнего поля струи, в связи с чем задача о моделировании шума взаимодействия струи и крыла может быть разбита на две независимые задачи: (I) моделирование пульсаций ближнего поля изолированной струи и (II) дальнейшее их рассеяние на задней кромке крыла. Схематично такая двухэтапная схема решения задачи представлена на рис. 7.

В работе [10] было получено достаточно общее решение, в котором пульсации ближнего поля

моделировались волновыми пакетами с заданными амплитудой, огибающей и фазовой скоростью возмущений. Там же было показано, что для параметров пульсаций, характерных для ближнего поля струи, огибающую волнового пакета можно считать медленно меняющейся функцией. Такое приближение позволяет для моделирования пульсаций в области расположения кромки пластины использовать упрощенную форму в виде волн, однородных по продольной координате и затухающих по радиальной координате (аналогичный вид возмущений использовался также авторами работ [9, 11]):

$$\begin{aligned} \hat{a}_m(x', r', \varphi', \omega) &= \\ &= \alpha_m \frac{K_m \left(kr' \sqrt{1 - M_m^2} / M_m \right)}{K_m \left(kr_0 \sqrt{1 - M_m^2} / M_m \right)} \cos(m\varphi') e^{i \frac{k}{M_m} x'}, \\ \hat{b}_m(x', r', \varphi', \omega) &= \\ &= \beta_m \frac{K_m \left(kr' \sqrt{1 - M_m^2} / M_m \right)}{K_m \left(kr_0 \sqrt{1 - M_m^2} / M_m \right)} \sin(m\varphi') e^{i \frac{k}{M_m} x'}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k = \omega/c$, ω – круговая частота, c – скорость звука, M_m – число Маха конвекции возмущений для моды порядка m , K_m – модифицированная функция Бесселя второго рода порядка m , r_0 – радиус контрольной поверхности, на которой задаются параметры пульсаций, α_m и β_m – амплитуды пульсаций на контрольной поверхности. Отметим, что величины α_m , β_m и M_m являются функци-

ями продольной координаты и частоты и могут быть определены, например, из эксперимента. Кроме того, в силу осевой симметрии струи $\alpha_m^2 = \beta_m^2$.

Решение задачи рассеяния возмущений вида (4) на задней кромке пластины, которая в аналитической модели заменяется полуплоскостью, получено в [10] в приближении дальнего поля. Переписывая его в цилиндрической системе координат (x, r, ϕ) , связанной с пластиной, получим соответственно выражения для шума в дальнем поле от косинус- и синус-мод ближнего поля:

$$\begin{aligned} P_{a_m}(x, r, \phi, \omega) &\approx \frac{e^{-kh\sqrt{\frac{1}{M_m^2} + \frac{\sin^2 \phi}{1+x_r^2} - 1}}}{kr\left(\sqrt{1+x_r^2} - M_m x_r\right)} \times \\ &\times \frac{\hat{\alpha}_m F_m(x, r, \phi) M_m^{3/2} \cos \phi}{\sqrt{(x_r + \sqrt{\cos^2 \phi + x_r^2})} \sqrt{(\sqrt{1+x_r^2} - M_m \sqrt{\cos^2 \phi + x_r^2})}}, \quad (5) \\ P_{b_m}(x, r, \phi, \omega) &\approx \frac{e^{-kh\sqrt{\frac{1}{M_m^2} + \frac{\sin^2 \phi}{1+x_r^2} - 1}}}{kr\left(\sqrt{1+x_r^2} - M_m x_r\right)} \times \\ &\times \frac{\hat{\beta}_m G_m(x, r, \phi) M_m^{3/2} \cos \phi}{\sqrt{(x_r + \sqrt{\cos^2 \phi + x_r^2})} \sqrt{(\sqrt{1+x_r^2} - M_m \sqrt{\cos^2 \phi + x_r^2})}}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} x_r &= x/r, \quad F_0(x, r, \phi) = 1, \quad F_1(x, r, \phi) = \sqrt{1+T^2}, \\ F_2(x, r, \phi) &= 1+2T^2, \quad G_1(x, r, \phi) = T, \\ G_2(x, r, \phi) &= 2T\sqrt{1+T^2}, \quad T(x, r, \phi) = \\ &= M_m \sin \phi / \sqrt{(1+x_r^2)(1-M_m^2)}, \\ \hat{\alpha}_m &= \alpha_m / \left(2K_m \left(kr_0 \sqrt{1-M_m^2} / M_m\right)\right), \\ \hat{\beta}_m &= \beta_m / \left(2K_m \left(kr_0 \sqrt{1-M_m^2} / M_m\right)\right). \end{aligned}$$

Выражения для F_m и G_m представлены лишь до второй моды, так как вклад старших мод в дальнее поле пренебрежимо мал [10].

Выражение в форме (5) удобно тем, что оно позволяет непосредственно проанализировать азимутальную структуру дальнего поля и связать ее с азимутальной структурой пульсаций ближнего поля. Действительно, из выражений (5) видно, что косинус-моды ближнего поля вносят вклад лишь в нечетные косинус-моды дальнего поля (функции F_m зависят лишь от T^2), в то время как синус-моды ближнего поля вносят вклад только в четные синус-моды дальнего поля (функции G_m

зависят и от T). Таким образом, выражение (5) можно упростить до следующего вида:

$$\begin{aligned} P_{a_m}(x, r, \phi, \omega) &\approx \alpha_m(\omega) \times \\ &\times (a_{ml}(x, r, \omega) \cos \phi + a_{m3}(x, r, \omega) \cos 3\phi + \dots), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} P_{b_m}(x, r, \phi, \omega) &\approx \beta_m(\omega) \times \\ &\times (b_{m2}(x, r, \omega) \sin 2\phi + b_{m4}(x, r, \omega) \sin 4\phi + \dots), \end{aligned} \quad (7)$$

где a_{mn} , b_{mn} – передаточные функции между соответственно модами \hat{a}_m и \hat{b}_m ближнего поля изолированной струи и модами a_n ($n = 1, 3, 5, \dots$) и b_n ($n = 2, 4, 6, \dots$) дальнего поля шума взаимодействия.

Физический смысл формул (6)–(7) можно пояснить следующим образом. Действительно, для каждой косинус-моды поле возмущений давления, создаваемое этой модой в окрестности кромки пластины, имеет один доминирующий максимум (в пределах которого возмущения имеют одну фазу), связанный с соответствующим лепестком функции $\cos m\phi'$ (рис. 8, верхний ряд). Такое поле пульсаций, действующее на кромку, приведет к возникновению рассеянного звукового поля, которое будет антисимметрично относительно плоскости пластины и в главном приближении будет иметь дипольный характер, следовательно, его разложение по азимутальному углу примет вид (6), где первый член ряда $a_{ml} \cos \phi$ соответствует точечному диполю, а остальные, убывающие по амплитуде члены $a_{mn} \cos n\phi$ ($n = 3, 5, \dots$, $a_{mn}^2 \ll a_{ml}^2$), характеризуют отличие рассеянного поля от поля точечного диполя. Это отличие связано с конечным размером области возмущений на кромке, а также с размерами пластины, которые существенно больше длины звуковой волны. Синус-моды отличаются тем, что поле возмущений, создаваемое ими на кромке пластины, характеризуется двумя максимумами, возмущения которых находятся в противофазе друг к другу, т.к. они связаны с соседними лепестками функции $\sin m\phi'$ (рис. 8, нижний ряд). Таким образом, рассеянное акустическое поле будет состоять из двух полей дипольного характера с центрами, расположенными на малом по сравнению с длиной волны расстоянии друг от друга. Причем эти поля будут находиться в противофазе друг к другу, а значит, суммарное рассеянное поле будет иметь квадрупольный характер, и его разложение по углу ϕ будет иметь вид (7), в котором первый член $b_{m2} \sin 2\phi$ соответствует точечному квадруполью, а последующие члены $b_{mn} \sin n\phi$ ($n = 4, 6, \dots$, $b_{mn}^2 \ll b_{m2}^2$) характеризуют влияние размеров пластины и некомпактности поля возмущений на кромке.

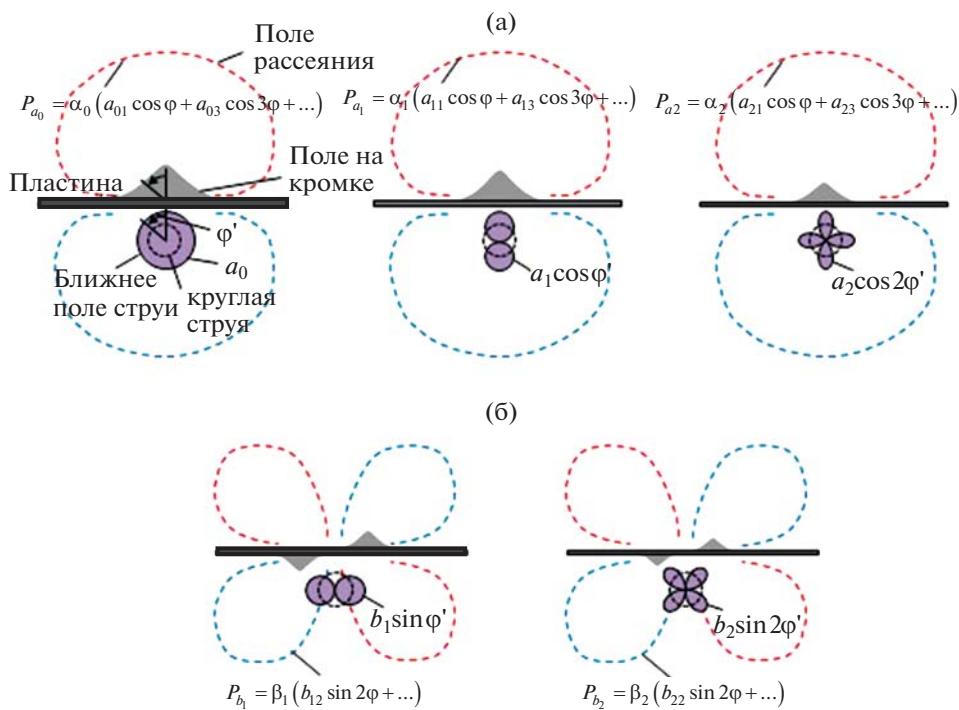


Рис. 8. Качественное представление рассеяния основных азимутальных мод ближнего поля струи в различные наборы азимутальных мод дальнего поля.

Отметим также, что хотя моды одного порядка равны друг другу $\alpha_m^2 = \beta_m^2$ вследствие азимутальной симметрии струи, их вклады в дальнее поле оказываются существенно различными: $P_{a_m}^2 \gg P_{b_m}^2$. Это объясняется, во-первых, тем, что максимальный уровень пульсаций на пластине, создаваемый лепестком функции $\cos m\varphi'$, всегда значительно больше максимума, созданного функцией $\sin m\varphi'$, вследствие экспоненциального затухания возмущений по радиальной координате (см. (4)). Во-вторых, для рассеянного акустического поля от синус-мод имеет место взаимное сокращение из-за наличия двух зон возмущений, находящихся в противофазе друг к другу (квадрупольный эффект, рис. 8).

Из данных эксперимента, приведенных в предыдущем разделе, видно, что в пульсациях ближнего поля доминируют осесимметричная и первая моды (их интенсивности \hat{a}_0^2 и $\hat{a}_1^2 = \hat{b}_1^2$ сравнимы друг с другом), следовательно, они же будут вносить основной вклад в шум в дальнем поле. При этом выражения (6)–(7) позволяют понять, как формируется азимутальная структура шума. С учетом сделанных выше замечаний об интенсивности рассеянных акустических возмущений от различных мод ближнего поля можно записать для дальнего поля, сформированного рассеянием

гидродинамических пульсаций на кромке пластины, следующее выражение

$$P(x, r, \varphi, \omega) \approx a_{1\text{inst}} \cos \varphi + \\ + b_{2\text{inst}} \sin 2\varphi + a_{3\text{inst}} \cos 3\varphi + \dots, \quad (8)$$

где, с учетом некоррелированности мод ближнего поля,

$$\begin{aligned} a_{1\text{inst}}^2 &\approx \alpha_0 \alpha_0^* |a_{01}|^2 + \alpha_1 \alpha_1^* |a_{11}|^2 + \dots, \\ b_{2\text{inst}}^2 &\approx \beta_1 \beta_1^* |b_{12}|^2 + \dots, \\ a_{3\text{inst}}^2 &\approx \alpha_0 \alpha_0^* |a_{03}|^2 + \alpha_1 \alpha_1^* |a_{13}|^2 + \dots. \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, азимутальные моды шума взаимодействия могут быть определены как из измерений шума системы “струя–пластинка” непосредственно в дальнем поле (см. формулу (2)), так и вычислены на основе данных о ближнем поле изолированной струи по формулам (6)–(7).

В разложении (8) мы удержали главный, дипольный, член и два следующих слагаемых, каждое из которых много меньше главного. Все качественные рассуждения, приведенные выше для обоснования выражения (8), подтверждаются непосредственным вычислением функций a_{mn} и b_{mn} .

Формула (8) позволяет объяснить все наблюдаемые в эксперименте особенности азимутальной структуры акустического поля, связанного с взаимодействием струи и пластины. А именно,

она демонстрирует, что доминирующим членом в дальнем поле является слагаемое дипольного типа $\sqrt{\alpha_0^2 a_{01}^2 + \alpha_1^2 a_{11}^2} \cos \varphi$. Кроме того, она показывает, что могут возникнуть квадрупольная мода $\beta_1 b_{12} \sin 2\varphi$, связанная с рассеянием на кромке первой синус-моды ближнего поля, а также мода $\sqrt{\alpha_0^2 a_{03}^2 + \alpha_1^2 a_{13}^2} \cos 3\varphi$, являющаяся поправкой к дипольному члену. При этом обе этих моды много меньше дипольной. Все эти эффекты хорошо видны на рис. 3а. И наконец, между дипольной модой $\cos \varphi$ и модой $\cos 3\varphi$ должна существовать ненулевая корреляция вследствие того, что обе они созданы единственным источником – пульсациями осесимметричной и первой косинус-мод ближнего поля. Действительно, в выражении (8) функции α_m и β_m , зависящие от частоты, характеризуют спектральные свойства случайных пульсаций ближнего поля. Кроме того, разрыв аналитического решения на поверхности пластины и сдвиг фаз на величину π между решением над и под пластиной приводит к тому, что разница фаз между модами a_1 и a_3 должна быть близка к π , что экспериментально было обнаружено в работе [12]. Вычисляя из (8) спектральную плотность мощности шума в дальнем поле, получим

$$\begin{aligned} S(x, r, \varphi, \omega) = \overline{PP^*} \approx & \left(\overline{\alpha_0 \alpha_0^* |a_{01}|^2} + \overline{\alpha_1 \alpha_1^* |a_{11}|^2} \right) \times \\ & \times \cos^2 \varphi + 2 \left(\overline{\alpha_0 \alpha_0^* \operatorname{Re}[a_{01} a_{03}]} + \overline{\alpha_1 \alpha_1^* \operatorname{Re}[a_{11} a_{13}]} \right) \times \\ & \times \cos \varphi \cos 3\varphi + \overline{\beta_1 \beta_1^* |b_{12}|^2} \sin^2 2\varphi + \\ & + \left(\overline{\alpha_0 \alpha_0^* |a_{03}|^2} + \overline{\alpha_1 \alpha_1^* |a_{13}|^2} \right) \cos^2 3\varphi + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь черта сверху обозначает осреднение по ансамблю реализаций при вычислении спектра случайного сигнала. Слагаемые в (10) выписаны в порядке убывания их вклада в суммарный спектр. Отметим, что второй член демонстрирует степень коррелированности первой и третьей мод и именно он является главной поправкой к дипольному первому члену.

Для количественной оценки азимутального состава шума взаимодействия струи и пластины в соответствии с (8) необходимо для каждой частотной полосы иметь информацию об амплитуде и конвективной скорости каждой из доминирующих в ближнем поле струи азимутальных мод в окрестности расположения кромки пластины. Такую информацию можно получить из данных экспериментального исследования ближнего поля изолированной турбулентной струи, приведенных в предыдущем разделе. Для определения амплитуд α_m , β_m и конвективных чисел Maxa M_m возмущений в области кромки пластины можно

использовать результаты, полученные третьей и четвертой азимутальными решетками. Здесь стоит отметить, что если в (4) положить $r_0 = h$, то α_m^2, β_m^2 будет не чем иным, как спектром моды m ближнего поля струи, измеренным в области кромки пластины. Скорость конвекции возмущений слабо зависит от продольной и радиальной координат [10, 16], поэтому ее значение в области кромки пластины определяется по взаимной корреляции сигналов на решетках 3 и 4. В то же время, амплитуды азимутальных мод существенно зависят от координат [10, 16], поэтому для определения спектров пульсаций в области кромки пластины необходимо провести коррекцию данных измерений по продольной и радиальной координатам, т.к. точки измерений не совпадали с местом расположения кромки пластины. Коррекция по радиальной координате выполнялась для измерений на третьей и четвертой азимутальной решетках по формулам (4), после чего выполнялась линейная интерполяция данных между решетками 3 и 4, позволяющая получить оценку амплитуд азимутальных мод в окрестности точки с координатами $x = l$, $r_0 = h$, где располагалась кромка пластины. Соответствующие результаты для спектров и фазовых скоростей первых двух доминирующих азимутальных мод приведены на рис. 9.

В процессе пересчета результатов измерений в точку расположения кромки пластины была учтена высокая чувствительность амплитуд к расположению точки измерений, связанная с экспоненциально быстрым изменением ближнего поля струи в данном радиальном направлении (4). Как было отмечено выше, эта сильная зависимость явилась причиной существенного разброса экспериментальных данных в дальнем поле, поскольку погрешность позиционирования пластины по радиальной координате составляла величину около $\Delta \sim \pm 0.02d$. Кроме того, такая чувствительность может служить причиной рассогласования количественных оценок рассеянного акустического поля на основе измерений пульсаций ближнего поля изолированной струи. Действительно, при измерении пульсаций микрофонами в ближнем поле можно выделить два источника неопределенности: (1) координаты микрофонов известны с некоторой погрешностью (в упомянутых измерениях – около $\Delta_1 \sim \pm 0.02d$); (2) микрофон снабжен защитной сеткой, отстоящей на расстояние $\Delta_3 \sim 0.05d$ от диафрагмы, поэтому истинная координата, в которой измеряется уровень пульсаций, будет иметь соответствующую неопределенность даже при формально точном позиционировании микрофона.

Таким образом, при определении амплитуд пульсаций в точке расположения кромки для

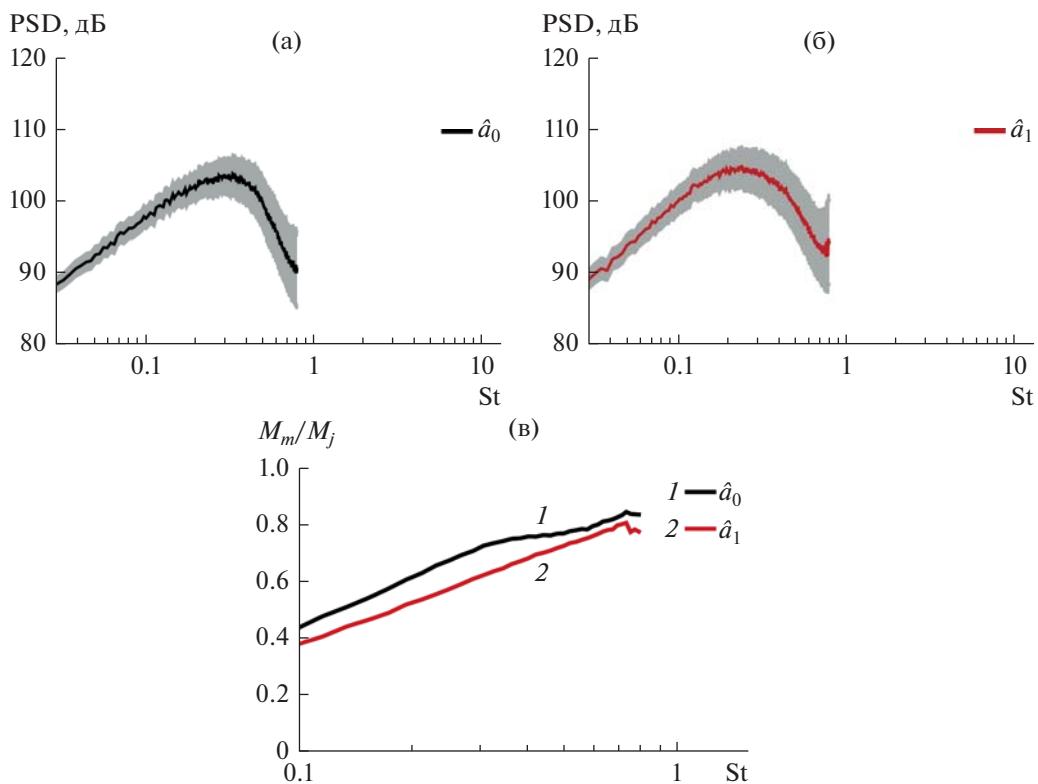


Рис. 9. Характеристики пульсаций ближнего поля струи в окрестности расположения кромки пластины для доминирующих мод. (а) – Спектр пульсаций в области расположения кромки пластины для моды $m = 0$; (б) – для моды $m = 1$; (в) – конвективная скорость возмущений M_m в области расположения кромки пластины, отнесенная к скорости струи. Серая область – доверительный интервал.

полней погрешности $\Delta_{\text{total}} \sim \pm 0.1d$ доверительный интервал составляет около ± 1.5 дБ в области низких частот ($St \sim 0.03$) с увеличением до значений ± 5 дБ в области средних частот ($St \sim 0.7$), что продемонстрировано на рис. 9а, 9б.

На основании формулы (9) с использованием данных, показанных на рис. 9, можно вычислить спектры и направленности в полосах частот для азимутальных мод a_1^{inst} , b_2^{inst} , a_3^{inst} шума взаимодействия струи и пластины. На рис. 10 для рассчитанных спектров и направленностей показан вклад различных мод ближнего поля. Как видно, основной вклад в дальнее поле дают моды ближнего поля \hat{a}_0^2 , \hat{a}_1^2 и \hat{b}_1^2 , в то время как вкладом мод \hat{a}_2^2 и \hat{b}_2^2 практически везде можно пренебречь, что соответствует проведенному выше анализу выражений (5)–(7) и структуре ближнего поля рис. 6б.

Сравнение измеренных и рассчитанных спектров и направленностей мод шума взаимодействия представлено на рис. 11. Как видно, количественно предсказываются главные члены разложений (6)–(7) – моды a_1 и b_2 . Расхождения, наблюдавшиеся для моды b_2 при малых углах наблюдения ($x/d > 40$), могут быть связаны с низкой

точностью восстановления данной моды из эксперимента в связи с малостью ее амплитуды (на 20 дБ ниже основного сигнала). Характеристики моды a_3 , являющейся поправкой к главному члену разложения (6), приемлемо предсказываются только для области ее максимума ($x/d < 0$), а расходжение с экспериментом при $x/d > 0$ может быть связано с тем, что в модели не учитывается конечность хорды пластины. Кроме того, как указывалось выше, на расходжение результатов модели и эксперимента могут повлиять как фактор неопределенности геометрических параметров конфигурации (рис. 5), так и точность определения пульсаций давления вблизи кромки пластины (рис. 9а, 9б).

Приведенные на рис. 11 результаты расчетов шума взаимодействия на основе измеренных характеристик пульсаций ближнего поля демонстрируют, что аналитическая модель помимо вполне удовлетворительного предсказания характеристик суммарного шума взаимодействия, который в значительной степени определяется дипольным членом $\cos\varphi$, позволяет также объяснить и описать структуру азимутального состава шума взаимодействия, а также ее взаимосвязь с азимутальной структурой пульсаций ближнего

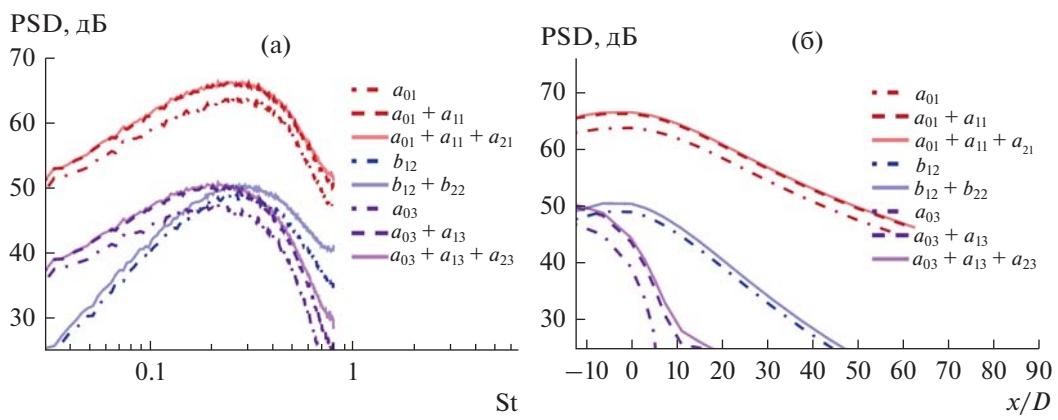


Рис. 10. Вклад рассеяния различных мод ближнего поля в моды дальнего поля: (а) – спектры для $x/d = -15.5$, (б) – направленности для $St = 0.2$

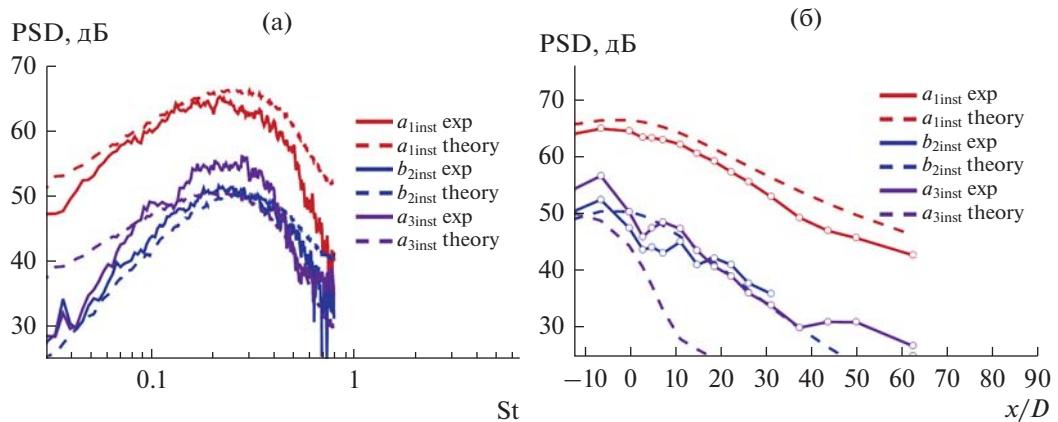


Рис. 11. Сравнение результатов моделирования (9) и эксперимента: (а) – спектры азимутальных мод для $x/d = -15.5$, (б) – направленности для $St = 0.2$. Сплошные линии – эксперимент, пунктир – модель.

поля струи. Отметим, что моделирование проводилось и для струй с другими скоростями истечения (от $M_j = 0.4$ до $M_j = 0.88$). Соответствующие результаты не приводятся здесь, поскольку они носят такой же характер, как и для струи с $M_j = 0.6$.

Анализ полученной в модели связи между пульсациями ближнего поля и шумом в дальнем поле (8)–(9) и исследование ближнего поля струи (рис. 6б) показывает, что шум взаимодействия в основном определяется рассеянием мод ближнего поля \hat{a}_0^2 и \hat{a}_1^2 , при этом вклад каждой моды примерно одинаков (об этом говорит разница около 3 дБ в диапазоне St от 0.1 до 0.6 между результатами для рассеяния \hat{a}_0^2 и $\hat{a}_0^2 + \hat{a}_1^2$, рис. 10). В свою очередь, это связано с тем, что передаточные функции между ближним и дальним полем a_{01} и a_{11} , а также a_{03} и a_{13} оказываются попарно близкими, и выражения (8)–(9) можно приближенно переписать в следующем виде

$$P(x, r, \varphi, \omega) \approx (\alpha_0 + \alpha_1)(a_{01} \cos \varphi + a_{03} \cos 3\varphi), \quad (11)$$

а спектр шума взаимодействия в дальнем поле будет определяться как

$$S(x, r, \varphi, \omega) \approx S_0(|a_{01}|^2 \cos^2 \varphi + 2 \operatorname{Re}[a_{01}a_{03}] \cos \varphi \cos 3\varphi), \quad (12)$$

где $S_0(\omega) \approx \alpha_0 \alpha_0^* + \alpha_1 \alpha_1^*$ – спектр пульсаций в области кромки пластины. Смысл упрощения (11)–(12) заключается в том, что характеристики шума взаимодействия можно определить, зная суммарные пульсации в ближнем поле струи, т.е. без разложения ближнего поля на азимутальные моды. На рис. 12 представлено сравнение результатов моделирования для выражений (8)–(9) и упрощенного выражения (11), для которого конвективная скорость возмущений рассчитывалась при помощи пары микрофонов, расположенных в упомянутых сечениях при $\varphi = 0$.

Хорошее совпадение результатов моделирования по формулам (8)–(9) и по упрощенной формуле (11) для рассматриваемой конфигурации

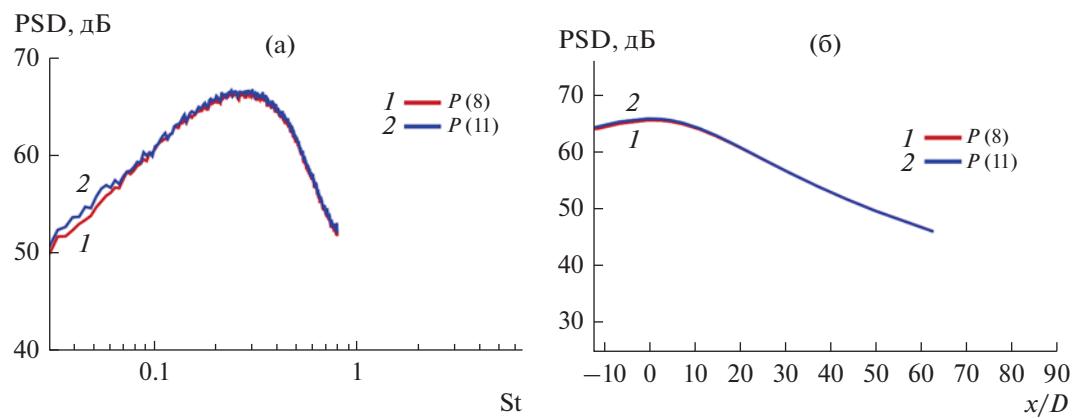


Рис. 12. Сравнение результатов моделирования полного шума взаимодействия по формулам (8) и (11). (а) – Сравнение спектров для $x/d = 0$, $\phi = 0$; (б) – сравнение направленностей для $St = 0.2$.

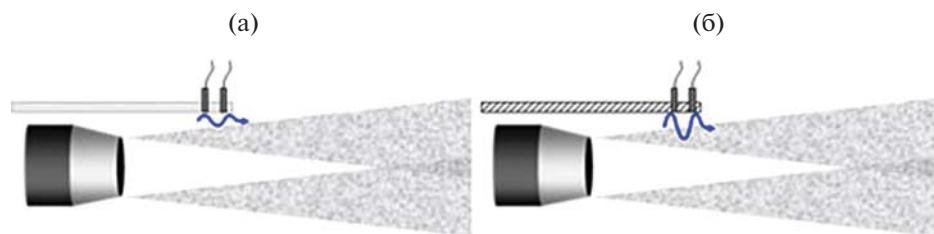


Рис. 13. Варианты измерения пульсаций ближнего поля для расчетной оценки шума взаимодействия струи и крыла. (а) – Измерения в свободном поле без пластины; (б) – измерения при наличии пластины.

позволяет предложить следующие варианты измерений ближнего поля для предсказания шума взаимодействия струи и крыла: измерения парой микрофонов в отсутствие крыла в области предполагаемого расположения задней кромки (рис. 13а), либо измерения парой датчиков, установленных непосредственно на поверхности крыла вблизи кромки (рис. 13б, при этом для учета эффекта отражения потребуется коррекция сигнала в 6 дБ). Использование пары микрофонов объясняется необходимостью измерения фазовых скоростей пульсаций. Данные варианты существенно проще измерений кольцевыми решетками, кроме того, второй вариант с установкой датчиков на поверхности позволяет избавиться от обсуждавшихся погрешностей, связанных с неточной установкой микрофонов или крыла. Отметим также, что в отличие от измерений микрофонами в свободном поле, измерение пульсаций специальными датчиками, размещенными на поверхности крыла, можно проводить при наличии спутного потока, что является практически важным случаем, например, при оценке шума самолета на местности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование взаимосвязи азимутальных мод шума взаимодействия струи и

пластины и структуры пульсаций ближнего поля струи. Для этого использовались экспериментальные данные о пульсациях ближнего поля и шуме взаимодействия в дальнем поле, полученные с помощью кольцевых решеток микрофонов. С помощью аналитической модели, позволяющей получить передаточные функции между гидродинамическими пульсациями ближнего поля и шумом в дальнем поле, возникающим вследствие рассеяния этих пульсаций на задней кромке пластины, показано, что основной вклад в шум в дальнем поле вносит рассеяние на кромке осесимметричной моды и первой косинус-моды ближнего поля. Этот вклад распределяется, в основном, между первой и третьей косинус-модами дальнего поля, что приводит к их коррелированности между собой со сдвигом фаз, близким к π [12]. Также дано объяснение появлению в рассеянном поле дополнительной квадрупольной моды. Таким образом, получено достаточно полное представление о сложном процессе преобразования гидродинамических возмущений ближнего поля струи в звуковые при их рассеянии на задней кромке крыла.

На основании анализа передаточных функций между пульсациями ближнего поля и шумом в дальнем поле предложен упрощенный метод из-

мерения пульсаций в области кромки крыла для последующего расчета шума взаимодействия, применимый в том числе при наличии спутного потока, обтекающего крыло. Данный метод может быть также полезен в тех случаях, когда прямое определение шума в дальнем поле затруднено, например, если измерения ближнего поля проводятся в незаглушенном помещении. Тестирование предложенного метода будет проведено в будущих исследованиях.

Часть работы, связанная с обработкой и анализом данных по азимутальной структуре ближнего и дальнего поля, выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (университетский идентификатор соглашения RFMEFI62818X0011). Часть работы, связанная с развитием упрощенной аналитической модели с целью ее использования при наличии спутного потока, выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта № 18-31-00430.

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.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.
3. *Kopiev V.F., Faranov G.A., Zaitsev 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.
4. *Lawrence J.* Aeroacoustic interactions of installed subsonic round jets // PhD thesis, Univ. of Southampton, 2014.
5. *Belyaev I.V., Zaitsev M.Yu., Kopiev V.F., Ostrikov N.N., Faranov G.A.* Studying the effect of flap angle on the noise of interaction of a high-bypass jet with a swept wing in a co-flow // Acoust. Phys. 2017. V. 63. № 6. P. 14–25.
6. *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 Vib. 2014. V. 333. P. 6516–6531.
7. *Bychkov O.P., Faranov G.A.* On the possible mechanism of the jet noise intensification near a wing // Acoust. Phys. 2014. V. 60. № 6. P. 633–646.
8. *Vera J., Self R.H., Kinganz M.J.* The prediction of the radiated pressure spectrum produced by jet-wing interaction // AIAA Paper. 2015. AIAA-2015-2216.
9. *Lyu B., Dowling A.P., Naqavi I.* Prediction of installed jet noise // J. Fluid Mech. 2017. V. 811. P. 234–268.
10. *Bychkov O.P., Faranov G.A.* An experimental study and theoretical simulation of jet-wing interaction noise // Acoust. Phys. 2018. V. 64. № 4. P. 437–452.
11. *Lyu B., Dowling A.P.* Modelling installed jet noise due to the scattering of jet instability waves by swept wings // J. Fluid. Mech. 2019. V. 870. P. 760–783.
12. *Faranov G.A., Belyaev I.V., Kopiev V.F., Bychkov O.P.* Azimuthal structure of low-frequency noise of installed jet // AIAA Journal. 2019. V. 57. № 5. P. 1885–1898.
13. *Kopiev V., Zaitsev M., Chernyshev S., Kotova A.* The role of large-scale vortex in a turbulent jet noise // In 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. AIAA Paper. 1999. AIAA-1999-1839.
14. *Kopiev V., Zaitsev M., Velichko S., Kotova A., Belyaev I.* Cross-correlations of far field azimuthal modes in subsonic jet noise // 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conf. AIAA Paper. 2008. AIAA-2008-2887.
15. *Faranov G., Belyaev I., Kopiev V., Zaitsev M., Aleksentsev A., Bersenev Y., Chursin V., Viskova T.* Adaptation of the azimuthal decomposition technique to jet noise measurements in full-scale tests // AIAA Journal. 2017. V. 55. № 2. P. 572–584.
16. *Belyaev I.V., Bychkov O.P., Zaitsev M.Y., Kopiev V.A., Kopiev V.F., Ostrikov N.N., Faranov G.A., Chernyshev S.A.* Development of the strategy of active control of instability waves in unexcited turbulent jet // Fluid Dynamics. 2018. V. 53. № 3. P. 347–360.
17. *Arndt R.E.A., Long D.F., Glauser M.N.* The proper orthogonal decomposition of pressure fluctuations surrounding a turbulent jet // J. Fluid Mech. 1997. V. 340. P. 1–33.
18. *Suzuki T., Colonius T.* Instability waves in a subsonic round jet detected using a near-field phased microphone array // J. Fluid Mech. 2006. V. 565. P. 197–226.
19. *Jordan P., Colonius T.* Wave packets and turbulent jet noise // Annual Review of Fluid Mechanics. 2013. V. 45. P. 173–195.