

УДК 532.59, 534.23, 534.6

О ДВУХ ПОДХОДАХ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ШУМА НИЗКОСКОРОСТНЫХ ДОЗВУКОВЫХ СТРУЙ

© 2022 г. О. П. Бычков¹, М. Ю. Зайцев¹, В. Ф. Копьев¹,
Г. А. Фараносов^{1,*}, С. А. Чернышев¹

Поступило 25.04.2022 г.
После доработки 12.05.2022 г.
Принято к публикации 12.05.2022 г.

Представлено подробное исследование структуры звукового поля дозвуковой турбулентной струи. Для анализа используются экспериментальные данные, полученные методом азимутальной декомпозиции, и численные данные, полученные методом моделирования крупных вихрей. Проводится сравнение двух подходов к моделированию источников шума: модели “мелкомасштабной” турбулентности и модели волн неустойчивости. Показано, что модель “мелкомасштабной” турбулентности позволяет воспроизвести нетривиальные характеристики направленности излучения азимутальных мод в широком диапазоне параметров и, по-видимому, является более адекватной реальной физике процессов генерации шума в дозвуковых струях.

Ключевые слова: турбулентная струя, акустическая аналогия, квадруполь, волны неустойчивости

DOI: 10.31857/S2686740022050042

Несмотря на 70-летнюю историю изучения проблемы генерации шума турбулентными струями, до сих пор нет общепринятой теории данного явления. В качестве источников шума рассматриваются мелкомасштабная турбулентность в слое смещения [1–6], крупномасштабные структуры, возникающие в слое смещения за счет неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [7–12], комбинации этих источников [13] и даже пульсации во внешней по отношению к слою смещения области [14]. Сложность задачи описания генерации шума турбулентными течениями связана как с нерешенностью проблемы турбулентности как таковой, так и с тем, что звук, ей порождаемый, является чрезвычайно слабым продуктом турбулентного движения: мощность звукового излучения составляет лишь доли процента от суммарной мощности турбулентных пульсаций [15]. Последнее означает, что генерация звука турбулентным потоком связана с “тонкими” свойствами пульсаций, которые необходимо распознать и заложить в физическую модель генерации шума.

В вопросе поиска причин генерации шума и построения соответствующих физических моде-

лей решающую роль играет физический, а в последнее время, учитывая прогресс в высокопроизводительных вычислениях, и численный эксперимент. Методы численного моделирования, при условии их тщательной валидации, позволяют получать детальную информацию как о структуре самих турбулентных пульсаций, так и об излучаемом ими звуковом поле. В связи с этим в последнее время появилось значительное число публикаций [16], в которых проводится анализ характеристик турбулентных струйных течений, полученных в результате численного моделирования, с целью выявления механизмов, отвечающих за генерацию шума, т.е. определения так называемой “излучающей” части турбулентности. При таком – прямом – подходе основной проблемой становится уже упомянутый выше факт, связанный с низкой эффективностью турбулентности как источника звука: подавляющая часть пульсаций звук не излучает, поэтому поиск излучающей части турбулентности столь сложен и пока не привел к успеху.

В некотором смысле альтернативным подходом является решение обратной задачи: определение характеристик источника по излучаемому им шуму. Хотя обратная задача, вообще говоря, не может быть решена однозначно [15] (существует бесконечное множество различных полей пульсаций, генерирующих одинаковое звуковое поле), тем не менее, детальный анализ звукового поля полезен с точки зрения уточнения характе-

¹Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского, Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ, Москва, Россия

*E-mail: georgefalt@rambler.ru

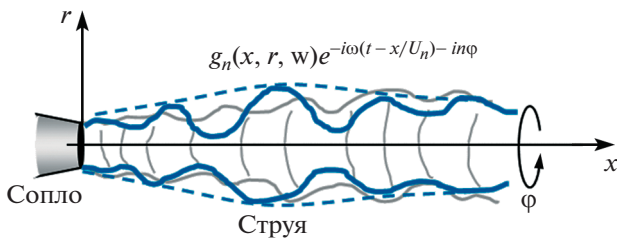


Рис. 1. Эскиз волнового пакета в круглой струе.

ристик излучающей части источника и исключения из рассмотрения тех физических моделей, которые не способны объяснить наблюдаемые факты. Чем более детальная информация о звуковом поле извлекается из эксперимента (физического или численного), тем меньшим становится число “допустимых” физических моделей, что облегчает задачу поиска действительных механизмов генерации шума. Результаты такого подхода могут, в свою очередь, направить исследования прямой задачи по идентификации тех событий в динамике турбулентных пульсаций, которые отвечают за излучение шума.

В данной работе использован подход, основанный на решении обратной задачи. Представлено подробное исследование структуры звукового поля дозвуковой струи с числом Маха истечения $M \approx 0.53$, выполненное методом азимутальной декомпозиции, развитым в [4, 9, 17], с целью конкретизации некоторых свойств источников шума, которые позволяют прояснить их природу и сузить круг подходов, применимых для разработки физических моделей шумообразования в струях.

В настоящее время выделяются два основных подхода к описанию генерации шума в струях. Каждый из них основан на рассмотрении системы исходных нелинейных уравнений Навье–Стокса

$$\mathbf{N}(\mathbf{q}) = 0, \tag{1}$$

где $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t)$ – вектор неизвестных газодинамических величин.

Первый подход, называемый акустической аналогией, был заложен Лайтхиллом [1] и связан с тождественными преобразованиями исходной системы (1) так, чтобы в ее левой части выделился линейный оператор \mathbf{W} , описывающий распространение акустических возмущений $\tilde{\mathbf{q}}$ (вектор $\tilde{\mathbf{q}}$, вообще говоря, может отличаться от \mathbf{q}):

$$\mathbf{W}(\bar{\mathbf{q}}, \mathbf{x}, t)[\tilde{\mathbf{q}}(\mathbf{x}, t)] = \xi(\bar{\mathbf{q}}, \mathbf{q}, \mathbf{x}, t), \tag{2}$$

где $\bar{\mathbf{q}}$ – осредненное по времени течение, ξ – правая часть уравнения, получившаяся в результате проведенных преобразований и содержащая в том числе нелинейные члены. Оператор \mathbf{W} можно выбрать различными способами, и он может быть

как (в большинстве случаев) скалярным [1, 5], так и матричным [18]. Вообще говоря, уравнение (2) не проще уравнения (1), так как неизвестные величины входят и в правую, и в левую его части. Однако при определенных допущениях, удачном выборе оператора \mathbf{W} и акустических переменных $\tilde{\mathbf{q}}$ можно с той или иной степенью строгости показать, что правая часть (2) может быть определена независимо (например, при малых числах Маха потока, из решения уравнений для несжимаемой жидкости [19]). Тогда давление в дальнем акустическом поле может быть найдено через свертку функции Грина уравнения (2) с независимо найденной правой частью ξ , которая в этом случае играет роль источника шума.

В рамках второго подхода исходная система уравнений (1) упрощается путем введения возмущений \mathbf{q}' относительно среднего поля $\bar{\mathbf{q}}$ (при этом $\mathbf{q} = \bar{\mathbf{q}} + \mathbf{q}'$), и последующей линеаризации уравнений относительно \mathbf{q}' , которая приводит к уравнению вида

$$\mathbf{L}(\bar{\mathbf{q}}, \mathbf{x}, t)\mathbf{q}'(\mathbf{x}, t) = 0, \tag{3}$$

где $\mathbf{L}(\bar{\mathbf{q}}, \mathbf{x}, t)$ – линейный дифференциальный оператор, описывающий распространение линейных возмущений на фоне среднего течения. Среднее течение на начальном участке струи допускает развитие возмущений, являющихся пространственно-неустойчивыми за счет механизма Кельвина–Гельмгольца [7]. Такие возмущения, имеющие вид волновых пакетов, называют волнами неустойчивости, и они, как показано в [7–10], могут быть источниками шума. Волны неустойчивости в круглой струе в цилиндрических координатах (x, r, ϕ) на каждой частоте ω представляются в виде суперпозиции азимутальных гармоник вида

$$g_n(x, r, \omega)e^{-i\omega(t-x/U_n)-in\phi}, \tag{4}$$

где U_n – фазовая скорость возмущений, g_n – достаточно медленно меняющаяся гладкая функция x , являющаяся огибающей для продольной волны $e^{i\omega x/U_n}$ (рис. 1). Скорость U_n и функция g_n находятся из решения задачи на собственные значения для медленно меняющегося слоя смешения [7–10].

В работе [12] показано, что для простейшего случая, в котором $W \equiv \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta$ (c – скорость звука), второй подход также может рассматриваться, как и в [5], в рамках акустической аналогии Лайтхилла

$$W[p] = \xi, \tag{5}$$

где $\xi = \frac{\partial^2 T^{ij}(\mathbf{x}, t)}{(\partial x_i \partial x_j)}$, T^{ij} – тензор второго ранга, характеризующий источники шума в струе. В пренебрежении вязким и энтропийным членом $T^{ij} = \rho v_i v_j$ [1], где ρ – плотность, v_i – компоненты скорости, а пространственно-волновая структура тензора T^{ij} имеет вид (4).

Для уравнения (5) функция Грина имеет простой вид $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t') = \frac{\delta(t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|/c)}{(4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|)}$, и решение для спектральной плотности звукового давления Φ_p в приближении дальнего поля и поперечной компактности источника может быть сведено к суперпозиции трех азимутальных мод ($n = 0, 1, 2$), каждая из которых представляется в форме [5, 12]

$$\Phi_{pn}(r, \theta, \omega) \approx \frac{D_n^2(\theta)k^4}{16\pi^2 r^2} \iint \Phi_{\xi n}(x'_1, x''_1, \omega) e^{ik(x'_1 - x''_1)\cos\theta} dx'_1 dx''_1, \quad (6)$$

где ω – частота излучения, $k = \omega/c$ – волновое число, $r \equiv |\mathbf{x}| \approx |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ – расстояние от источника до наблюдателя, θ – угол между осью струи и направлением на точку наблюдения (рис. 2), $D_n(\theta)$ – направленность элементарного излучателя n -й азимутальной моды (выражается через соответствующие комбинации компонент тензора T^{ij} [5]), $\Phi_{\xi n}(x'_1, x''_1, \omega)$ – взаимный спектр поля источников ξ для данной моды n .

Основным упрощением в выражении (6), помимо простоты функции Грина, которая не учитывает, например, эффекты рефракции звука на среднем течении, является сведение исходного двукратного объемного интеграла по области источника (струе) к двукратному одномерному интегрированию по продольной координате x'_1 , благодаря предположению о компактности источника в поперечном направлении, которое справедливо для сравнительно длинных волн ($\lambda \gg d$, d – диаметр сопла). Для дозвуковых струй такое приближение выполняется в достаточно широком диапазоне частот, включающем максимум спектра [15], поэтому часто используется в аналитических моделях.

При этом в работах [5, 12] в результате интегрирования выражения (6) получены характеристики дальнего поля, качественно отличающиеся друг от друга. Это связано с тем, что использовались различные модели для описания случайного поля ξ источников шума, хотя в обоих случаях базовыми источниками являлись квадрупольи. Представляет интерес провести более глубокий анализ этих различий и тех следствий для свойств

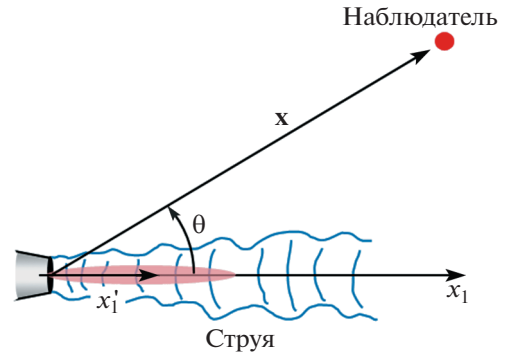


Рис. 2

дальнего поля, которые напрямую связаны с заложенной в поле источников моделью. Детальное сравнение достаточно подробно определенных (в физическом или численном эксперименте) характеристик дальнего поля и характеристик, предсказанных первой или второй моделью, может быть использовано в качестве “решающего” эксперимента для выбора наиболее адекватного подхода к описанию источников шума в струе. Такой анализ является основной целью настоящего исследования.

Модель, предложенная в работе [5], опирается на идею о том, что звуковое излучение определяется, главным образом, быстрым процессом рождения источников и слабо зависит от их последующей, относительно более медленной, эволюции. В рамках этой идеи было предложено разделить процесс рождения источников ξ и их последующую динамику [3, 5]. Математически это выражается в переходе от случайного поля источников ξ к случайному полю “генераторов” $\eta(x, t)$, которые в простейшем случае экспоненциального затухания источников после их рождения связаны уравнением Ланжевена

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + (\mathbf{U}\nabla)\xi + \varepsilon\xi = \eta, \quad (7)$$

где \mathbf{U} – скорость конвекции источников, ε – декремент затухания. Более общее уравнение перехода от случайного поля источников ξ к случайному полю “генераторов” $\eta(x, t)$, обобщающее (7), представлено в [5].

Смысл этого представления в том, чтобы максимально упростить эмпирическую часть модели, выбрав случайную переменную с наиболее простыми характеристиками. В частности, для случайного поля генераторов $\eta(x, t)$ принимается предположение о дельта-коррелированности по пространству и гауссовом распределении по времени. Соответствующая взаимная корреляционная функция имеет вид

$$R_{\eta}(x_1', x_1'', \tau) = A_0(x_1') e^{-\frac{\tau^2}{2\sigma_0^2}} \delta(x_1'' - x_1'), \quad (8)$$

где $A_0(x_1')$ – распределение интенсивности генераторов по длине струи, $\sigma_0(x_1')$ – временной масштаб. В случае однородного поля из (7) и (8) следует взаимная корреляционная функция источников R_{ξ}

$$R_{\xi}(x_1', x_1'', \tau) = A_0 \exp\left(-\frac{(x_1'' - x_1' - U\tau)^2}{2l^2}\right) \exp\left(-\frac{|x_1'' - x_1'|}{U\tau_0}\right), \quad (9)$$

где l и τ_0 – пространственный и временной масштабы корреляции соответственно. Такой вид R_{ξ} достаточно хорошо соответствует результатам измерений корреляционных характеристик пульсаций скорости в слое смешения струи [21], где доминируют так называемые “мелкомасштабные” возмущения. Параметры U , l и τ_0 определяют характерную форму спектра шума струи, который является широкополосным [5]. В работе [6] было показано, что характерные значения указанных параметров в конце начального участка струи ($x_1/d \approx 5$), позволяющие корректно описать спектр шума, составляют $U \approx 0.6U_j$, $l \approx 0.5d$, $\tau_0 \approx 3d/U_j$, что, в свою очередь, соответствует данным измерений [21] и численного моделирования [22]. Такой подход отнесем к мелкомасштабному представлению источников. Альтернативный подход, основанный на модели волновых пакетов [11, 12], будет подробно рассмотрен ниже.

Хотя в настоящей работе основное внимание будет уделено анализу направленности излучения в отдельных полосах частот, а не спектра шума, приведенные данные о характерных масштабах пульсаций в слое смешения важны с точки зрения уточнения термина “мелкомасштабная турбулентность”, который часто используется в аэроакустике для описания наиболее энергонесущих пульсаций в слое смешения струи в противопоставление “крупномасштабным” когерентным структурам – волнам неустойчивости [7–10]. Пространственный масштаб l определяется относительно диаметра сопла d , и маломасштабность в данном случае означает, что масштаб возмущений меньше или порядка d на протяжении всей области генерации шума, продольный размер которой сравним с длиной начального участка струи $l_j \approx 5...6d$. Как будет показано ниже, в рамках рассмотрения второй модели источников, возмущения, связанные с волнами неустойчивости, характеризуются существенно большими продольными масштабами корреляции L , которые сравнимы с l_j [23], т.е. можно считать $L \gg l$,

что и обуславливает отнесение таких возмущений к “крупномасштабным”.

С использованием соотношений (7) и (8), и, полагая $\varepsilon^2/\omega^2 \sim 1/(\omega\tau_0)^2 \ll 1$, можно показать [5], что (6) сводится к

$$\Phi_p(r, \theta, \omega) \approx \frac{D^2(\theta)}{r^2 q_s^2} W_s(\omega), \quad (10)$$

где $W_s(\omega) \approx \frac{1}{8\pi\sqrt{2\pi}} \frac{\omega^2}{c^4} \int s_0^2(x_1') \sigma_0(x_1') A_0(x_1') e^{-\frac{\sigma_0^2(x_1')\omega^2}{2}} dx_1'$ – спектральная функция, s_0 – амплитуда источника в момент его рождения, $q_s = 1 - M_s \cos \theta$ – конвективный множитель, $M_s = U/c$ – число Маха конвекции источников. С точки зрения направленности шума выражение (10) интересно тем, что оно явно демонстрирует влияние динамики источников на их исходную направленность $D^2(\theta)$, выражающееся в появлении множителя q_s^{-2} , усиливающего излучение вниз по потоку и ослабляющего – вверх по потоку. Отметим, что для более точного учета распространения звука в неоднородном потоке струи (эффект рефракции), в особенности под малыми углами к оси струи, можно использовать более сложную функцию Грина, как это сделано, например, в [6, 20]. Тогда в низкочастотном приближении выражение (10) заменится на следующее

$$\Phi_p(r, \theta, \omega) \approx \frac{D^2(\theta, q_s, q_j)}{r^2 q_s^2} W_s(\omega), \quad (11)$$

где $q_j = 1 - M_j \cos \theta$, $M_j = U_j/c$ – число Маха струи. В этом случае множители q_j и q_s входят в функцию направленности базисных квадрупольных источников D , которая для первых трех азимутальных мод примет вид [20]

$$D_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{3 \cos^2 \theta}{q_s^2} - 1 \right), \quad D_1 = \frac{\sin 2\theta}{q_j^2 + 1} \sqrt{1 + \frac{q_j^4}{q_s^4}}, \quad (12)$$

$$D_2 = \frac{\sin^2 \theta}{q_j^2 + 1} \sqrt{5 - 8 \frac{q_j^2}{q_s^2} + 5 \frac{q_j^4}{q_s^4}}.$$

Отметим, что направленности D_n базисных квадрупольных источников (т.е. неподвижных источников в покоящейся среде, когда $q_j = q_s = 0$) соответствуют присоединенным полиномам Лежандра $P_2^n(\cos \theta)$ и имеют столь характерные особенности, что они, даже с учетом их “искажения” эффектами конвекции и рефракции, отчетливо проявляются в измерениях шума дозвуковых струй методом азимутальной декомпозиции [4, 17], как это будет продемонстрировано ниже. Также следует отметить, что в рассмотренной модели не возникает эффекта Доплера, так как источники

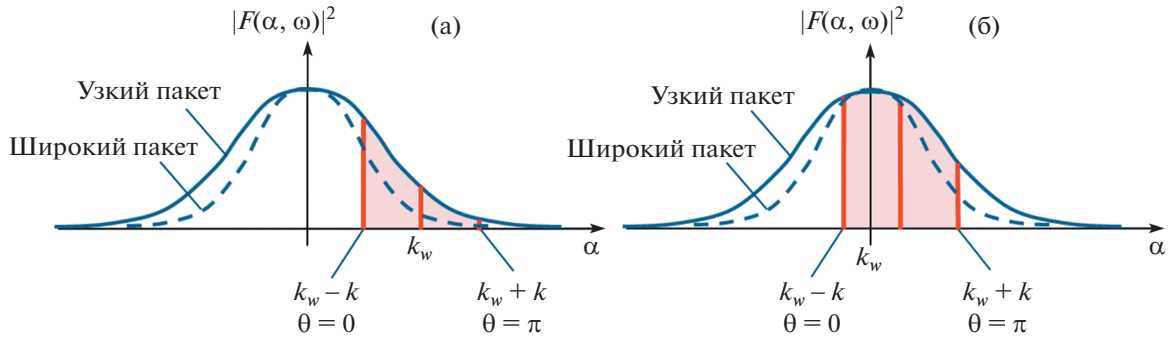


Рис. 3. Излучающая часть в спектре огибающей волнового пакета: $M_w < 1$ (а); $M_w > 1$ (б). Сплошной линией показан волновой спектр более узкого пакета, пунктирной – более широкого. Заштрихована часть спектра $k_w - k \leq \alpha \leq k_w + k$, вносящая вклад в звуковое излучение.

рассматриваются изначально во временной области и место их рождения фиксировано в пространстве. В ранних работах [1, 15] источники шума моделировались в частотной области в виде движущихся гармонических по времени квадрупольей, что приводило к появлению доплеровского сдвига частоты излучения, который, возможно, не наблюдается в измерениях [24].

Рассмотрим теперь модель волновых пакетов. Исходя из их общей структуры (4), следуя подходу [11, 12], взаимный спектр источников ξ для каждой моды n можно представить в виде

$$\Phi_{\xi}(x'_1, x''_1, \omega) = C(x''_1, \omega) C^*(x'_1, \omega) e^{i\frac{\omega}{U}(x''_1 - x'_1)}, \quad (13)$$

где $C(x_1, \omega) = \int g(x_1, r, \omega) r dr$. В таком случае выражение для спектра излучения в дальнем поле сведется к виду

$$\Phi_p(r, \theta, \omega) \approx \frac{D^2(\theta) k^4}{16\pi^2 r^2} |F(k_w - k \cos \theta, \omega)|^2, \quad (14)$$

где $F(\alpha, \omega) = \int C(x_1, \omega) e^{i\alpha x_1} dx_1$ – спектр по волновым числам для огибающей волнового пакета, $k_w = k/M_w$, $M_w = U/c$ – волновое число и число Маха конвекции продольных возмущений в пакете соответственно. Наиболее распространенная модель волновых пакетов [11, 12] имеет вид

$C(x_1, \omega) = C_0 e^{-\left(\frac{x_1 - x_0}{L}\right)^2}$, где C_0 – амплитуда пакета, L – его характерная ширина, x_0 – расположение максимума (все эти параметры зависят от частоты ω). Для такой модели легко показать, что $|F(\alpha, \omega)|^2 = \pi C_0^2 L^2 e^{-\alpha^2 L^2/2}$, а (14) приводится к

$$\Phi_p(r, \theta, \omega) \approx \frac{D^2(\theta) C_0^2 k^4 L^2}{r^2} e^{-\frac{q_w^2 k_w^2 L^2}{2}}, \quad (15)$$

где $q_w = 1 - M_w \cos \theta$. Выражение (15) с точностью до обозначений совпадает с результатом работы [11].

Особенностью выражения (15), по сравнению с (10), (11), является экспоненциальное ослабление излучения $D^2(\theta)$ базисного источника при увеличении угла наблюдения. Кроме того, общая интенсивность излучения экспоненциально чувствительна к безразмерной ширине волнового пакета $k_w L$, а значит, и к скорости конвекции возмущений. Чем меньше L и чем выше скорость конвекции возмущений, тем более эффективным излучателем является волновой пакет. Данные утверждения схематично проиллюстрированы на рис. 3. Высокая эффективность излучения при сверхзвуковых скоростях конвекции возмущений, которая реализуется в высокоскоростных сверхзвуковых струях, объясняет тот факт, что такая модель исходно была предложена именно для таких струй и позволила описать основные свойства излучения, наблюдаемые в эксперименте, основное из которых – ярко выраженное излучение вниз по потоку с максимумом под некоторым углом к оси струи [7–9].

Указанные выше свойства имеют ясный физический смысл. Волновой пакет, как излучатель звука, аналогичен одномерной фазированной решетке, так как представляет собой распределение когерентных источников. При фазовой характеристике такой системы, имеющей вид бегущей дозвуковой волны, и достаточно большой ширине пакета интерференция сигналов от каждого источника приводит к существенному взаимному сокращению излучения во всех направлениях, кроме направления “вниз” по потоку, и формированию ярко выраженного “луча” в области $\theta = 0$. При уменьшении ширины пакета взаимное сокращение оказывается все менее полным, и при $k_w L \rightarrow 0$ направленность излучения пакета стремится к направленности $D(\theta)$ излучения элементарного источника.

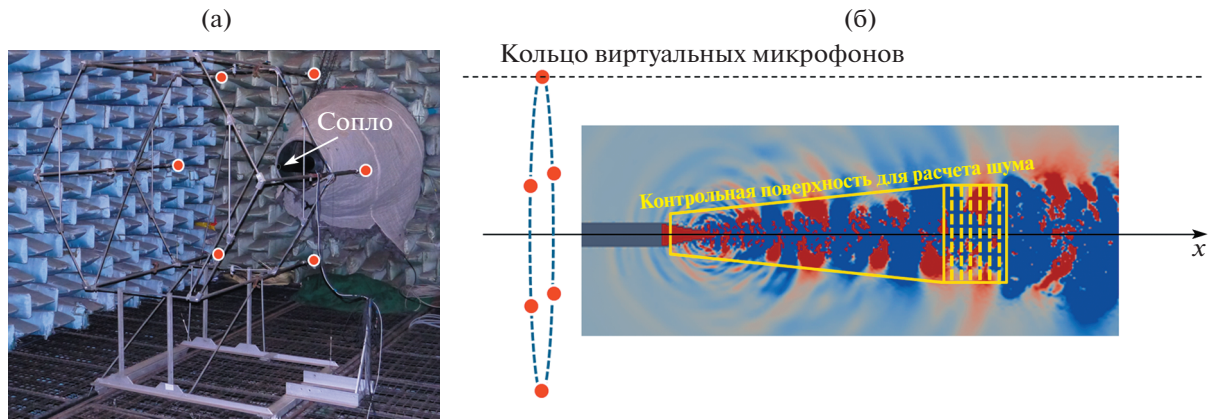


Рис. 4. Азимутальная декомпозиция шума струи: а – азимутальная решетка в заглушенной камере АК-2 ЦАГИ (точками отмечены микрофоны); б – схема вычислительного эксперимента, на которой показано мгновенное распределение давления в области вблизи струи, контрольная ФВХ-поверхность с несколькими замыкающими дисками и одно из положений виртуальной микрофонной решетки.

Рассмотрим теперь свойства акустического поля реальной турбулентной струи. В заглушенной камере АК-2 ЦАГИ проводились многочисленные исследования шума турбулентных струй в широком диапазоне параметров истечения [4, 8, 17, 23]. Для целей настоящей работы взят набор данных, полученный для конфигурации, подробно описанной в [23]. Рассматривается круглая струя, истекающая из сопла диаметром $d = 0.04$ м со скоростью $U_j = 180$ м/с (соответствует числу Маха $M_j \approx 0.53$), число Рейнольдса по диаметру сопла составляет около 5×10^5 . Измерения шума проводились подвижной кольцевой решеткой микрофонов (радиус решетки $R = 0.8$ м), реализующей метод азимутальной декомпозиции, разработанный в ЦАГИ для анализа аэроакустических источников шума [4, 8, 17] (рис. 4а). Решетка позволяет для каждого положения x проводить приближенное разложение шума струи на азимутальные гармоники в виде частичной суммы ряда Фурье

$$p(x, \varphi, t) \approx a_0(x, t) + \sum_{n=1}^2 (a_n(x, t) \cos n\varphi + b_n(x, t) \sin n\varphi)$$

в соответствии с алгоритмом, подробно описанным, например, в [17]. Поскольку решетка микрофонов при своем смещении вдоль оси струи замечает цилиндрическую поверхность, данный метод позволяет строить распределения спектральных плотностей мощности азимутальных мод $A_n(x, f)$, $B_n(x, f)$, $n = 0, 1, 2$ (f – частота), на данной поверхности в различных полосах частот.

Как следует из полученных выше соотношений (10), (11), (15), основное различие в направленности излучения для двух рассмотренных моделей источников шума заключается в суще-

ственно различном поведении направленности отдельных азимутальных мод при увеличении полярного угла θ от 0 до π . Таким образом, представляет интерес проанализировать экспериментально полученные направленности азимутальных мод в широком диапазоне θ или, что то же самое – в широком диапазоне координаты x .

В физическом эксперименте измерения излучения шума вверх по потоку ограничены значением $x/d \approx -10$ ($x = 0$ соответствует положению решетки в плоскости среза сопла) вследствие влияния отражений от системы подачи воздуха и относительно близкого расположения стены заглушенной камеры (рис. 4а). В дополнение к физическому эксперименту был проведен численный расчет аналогичной конфигурации (рис. 4б), позволяющий получать амплитуды азимутальных мод далеко вверх по потоку. Расчеты проводились с помощью метода моделирования крупных вихрей (LES), реализованного на базе схемы CABARET [25]. Использовалась расчетная сетка умеренного объема (36 млн ячеек). Расчет шума в дальнем поле выполнялся с использованием интегрального метода Фокса Вильямса-Хоукинга (ФВХ) [16, 25]. При таком подходе в ближнем поле источника звука строится система контрольных конических поверхностей (ФВХ-поверхности), охватывающих источник (рис. 4б), на которых сохраняются данные нестационарного расчета. Звук в дальнем поле выражается через интеграл по ФВХ-поверхности. Для лучшего разрешения низких частот производится усреднение сигнала по нескольким замыкающим дискам. Шум в дальнем поле вычислялся для 144 точек (24 сечения по 6 “микрофонов” в каждом, рис. 4б) на цилиндрической поверхности, окружающей струю, в диапазоне $-60 \leq x/d \leq 60$, существенно большем, чем тот, который реализуется в физическом экспери-

менте, и позволяющем оценить, в том числе, структуру излучения вверх по потоку.

При обработке физического и численного экспериментов проводилась декомпозиция шума струи на азимутальные моды порядка $n = 0, 1, 2$ и строились их распределения вдоль оси струи для различных частотных диапазонов. Полученные результаты для области спектрального максимума, соответствующего числу Струхала $St = fd/U_j \approx 0.2$, показаны на рис. 5. Видно хорошее совпадение измеренных и расчетных данных для всех трех азимутальных мод. Отметим, что направленности каждой моды имеют специфические особенности в виде различного числа и формы лепестков, моделирование которых в рамках аналитических подходов является нетривиальной задачей. Структурная схожесть данных особенностей (число и угловая размер лепестков) с характеристиками присоединенных полиномов Лежандра второй степени указывает на квадрупольную структуру базисных источников.

Для удобства дальнейшей оценки свойств направленностей азимутальных мод данные измерений и расчетов были пересчитаны с цилиндрической поверхности на сферическую с использованием закона спадаения $1/r^2$ для дальнего акустического поля. При расчете расстояния r от источника до наблюдателя считалось, что источник располагается в области конца потенциального ядра струи ($l \approx 5d$), что является хорошим приближением для частот, соответствующих максимуму спектра излучения [15].

Такие направленности для $St \approx 0.2$ приведены на рис. 6, 7 для осесимметричной моды и мод $n = 1, 2$ соответственно. Там же показаны направленности, полученные по модели мелкомасштабных источников (11) и по модели волновых пакетов (15). Для первой модели скорость конвекции источников подбиралась из условия получения корректного спадаения уровня шума по углу и составила $M_s = 0.5M_j$ для $n = 0$ и $M_s = 0.6M_j$ для $n = 1, 2$. Эти значения близки к экспериментально измеренным скоростям конвекции возмущений в слое смещения [21]. При этом модель корректно описывает сложную многолепестковую структуру направленности излучения различных мод. Причем для моды $n = 0$ диапазон уровней шума, в котором модель работает корректно, очень широк: он составляет около 20 дБ, т.е. два порядка. Отметим, что естественным образом в данной модели воспроизводится довольно нетривиальный эффект усиления излучения вверх по потоку для моды $n = 0$, который отчетливо виден в результатах численного эксперимента (рис. 6). Занижение уровня шума в минимумах объясняется тем, что в приближении дальнего поля (11), моделируемого эквивалентным компактным квадруполем, не учи-

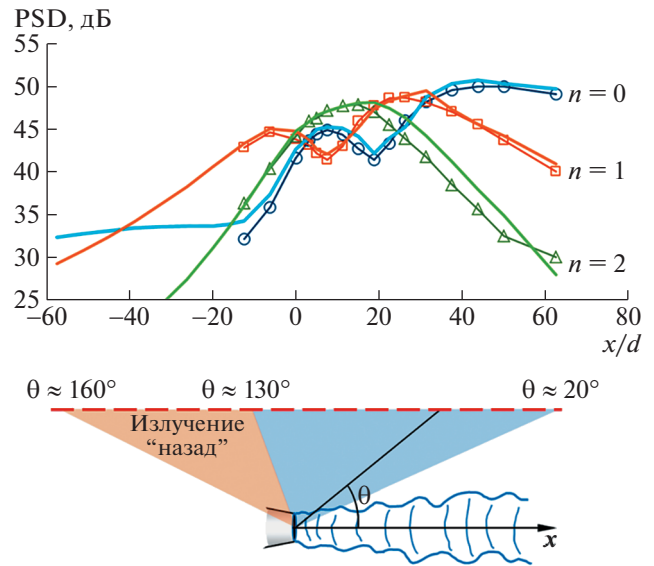


Рис. 5. Распределение плотности мощности азимутальных мод $n = 0, 1, 2$ по цилиндрической поверхности, окружающей струю, для $St = 0.2$. Линии – расчет, линии с маркерами – эксперимент. Внизу в соответствующем масштабе показаны диапазоны экспериментальных измерений звукового поля ($-10 \leq x/d \leq 60$) и расчетов ($-60 \leq x/d \leq 60$).

тывается конечность области распределения источников вдоль оси струи. При учете данного фактора, как показано в [6], модель совпадает с измерениями и в минимумах направленности.

Для модели волновых пакетов использовались параметры на основе работы [11]. Для случая осесимметричного пакета ($n = 0$) направленность базового источника бралась в виде $D(\theta) = \cos^2 \theta$ (только компонента T^{11}), ширина пакета соответствовала $k_w L = 6$, скорость возмущений в пакете – $M_w = 0.6M_j$. Измерения и расчеты в ближнем поле струи показывают, что пакеты обычно несколько шире, так что $k_w L \sim 10$ [12, 24]. Несколько заниженная величина $k_w L = 6$ была подобрана авторами [11] так, чтобы модель (15) соответствовала измерениям в дальнем поле. Будем считать это значение нижней границей параметра $k_w L$. Видно, что при таких параметрах модель воспроизводит направленность излучения под малыми углами к оси струи. Для удобства на рис. 6 приведен график экспоненциального множителя $e^{-q_w^2 k_w^2 L^2 / 2}$, который модулирует направленность $D(\theta)$. Видно, что даже при $k_w L = 6$ фактор $e^{-q_w^2 k_w^2 L^2 / 2}$ приводит к уменьшению уровня шума на 40 дБ от максимума уже при угле $\theta = 90^\circ$, и ни при каких $D(\theta)$, соответствующих каким-либо базисным мультипольным источникам, не могут быть воспроизведены

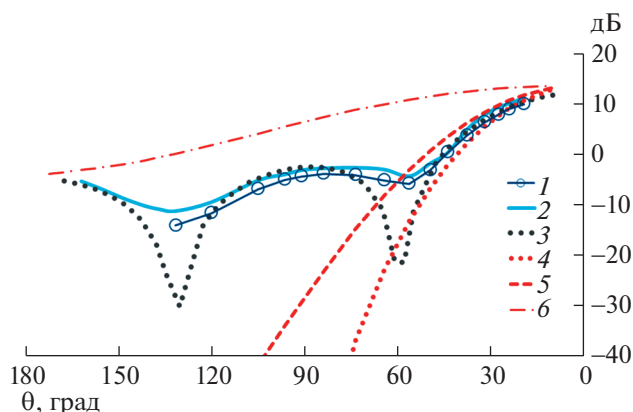


Рис. 6. Полярная направленность осесимметричной азимутальной моды ($n = 0$) для $St \approx 0.2$. Обозначения кривых: 1 – эксперимент; 2 – численное моделирование; 3 – модель (11) при $M_s = 0.5M_j$; 4 – модель (15) при $M_w = 0.6M_j$, $k_w L = 6$; 5 и 6 – фактор $e^{-q_w^2 k_w^2 L^2 / 2}$ при $M_w = 0.6M_j$, $k_w L = 6$ и $k_w L = 2.7$ соответственно. Уровни шума приведены в относительных единицах.

ни боковое излучение, ни излучение вверх по потоку. В рамках модели волнового пакета излучение во всем диапазоне углов наблюдения можно было бы смоделировать только при $k_w L \approx 2$, когда фактор $e^{-q_w^2 k_w^2 L^2 / 2}$ относительно слаб (рис. 6). Однако значение $k_w L \approx 2$ не соответствует измерениям даже с учетом потери когерентности в реальных волновых пакетах [12, 24], которая наблюдается при анализе двухточечных измерений или расчетов, и приводит к некоторому зауживанию пакетов, оправдывая выбор значения $k_w L = 6$ в работе [11].

Для простоты на рис. 7 для модели волновых пакетов приведены только графики множителя $e^{-q_w^2 k_w^2 L^2 / 2}$ при $k_w L = 6$ и $k_w L = 2$. Как видно, для реалистичного значения $k_w L = 6$ модель волновых пакетов не способна воспроизвести направленность мод $n = 1, 2$. При чрезвычайно узком пакете с параметром ширины $k_w L = 2$ “попадание” в эксперимент становится возможным, и именно поэтому в работе [11] для мод $n = 1, 2$ использовались значения $k_w L$ в диапазоне 2...3. Таким образом, для мод $n = 1, 2$ модель волновых пакетов не позволяет описать даже излучение вниз по потоку при адекватных параметрах пакета.

Отметим, что значение $k_w L = 2$, как уже отмечалось выше, приближает пакет к обычному компактному квадрупольному источнику, а значит, в некоторой степени, к модели мелкомасштабной турбулентности. Тот факт, что именно такие малые значения $k_w L$ позволяют смоделировать излучение во всем диапазоне углов, указывает на то, что излучение дозвуковой струи есть скорее совокупность компактных, несфазированных друг с другом квадрупольей, хотя сама область источников может быть при этом некомпактной. Реально наблюдаемые в дозвуковых струях волновые пакеты, с достаточно большим продольным масштабом $k_w L \sim 10$, не являются значимыми источниками шума, так как в экспериментальных данных не наблюдается тех особенностей излучения, которые бы указывали на присутствие такого рода излучателей. Это утверждение относится к относительно низкоскоростным дозвуковым струям, в которых генерация шума волновыми пакетами связана с их экспоненциально малой излучающей частью (рис. 3а).

Корреляционная модель мелкомасштабных источников в слое смешения с явно описываемым

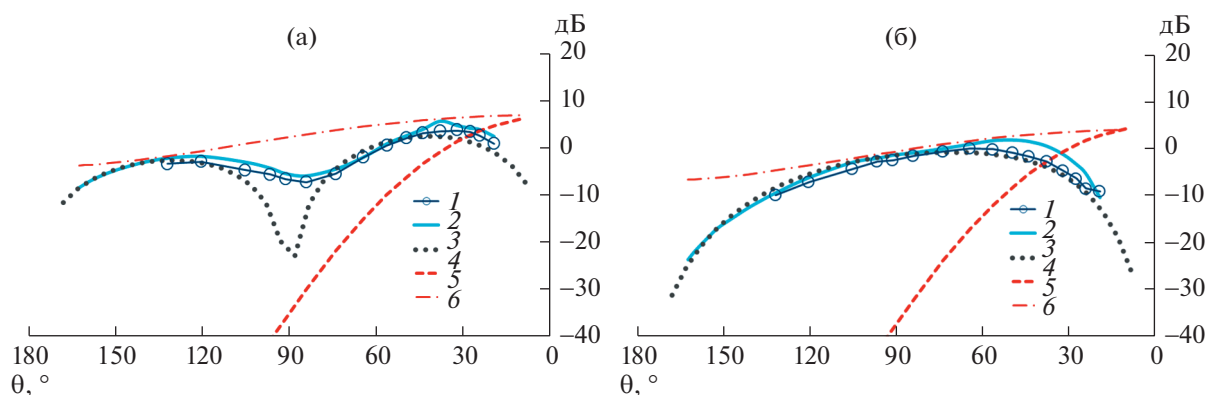


Рис. 7. Полярная направленность для $St \approx 0.2$: (а) – мода $n = 1$; (б) – мода $n = 2$. Обозначения кривых: 1 – эксперимент; 2 – численное моделирование; 3 – модель (11), $M_s = 0.6M_j$; 4 и 5 – фактор $e^{-q_w^2 k_w^2 L^2 / 2}$ при $M_w = 0.6M_j$, $k_w L = 6$ и $k_w L = 2$. Уровни шума приведены в относительных единицах.

процессом рождения, в свою очередь, позволяет воспроизводить нетривиальные направленности излучения всех значимых азимутальных мод в широком диапазоне углов наблюдения и, таким образом, выглядит более адекватной тем физическим процессам, которые отвечают за генерацию шума в струе. Тем не менее все еще остается неясным, какие именно аспекты вихревой динамики в турбулентной струе обуславливают те свойства поля источников шума, которые заложены в модель на феноменологическом уровне. В данном направлении требуются дополнительные исследования, в том числе с использованием возможностей численного эксперимента, который, как показано в настоящей работе, позволяет корректно воспроизводить достаточно “тонкие” аэроакустические свойства турбулентной струи.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 21-71-30016). Экспериментальная часть работы выполнена на базе УНУ “Заглушенная камера с потоком АК-2” ФАУ “ЦАГИ”, модернизируемой при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по соглашению № 075-11-2021-066.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically: I. general theory // Proc. Royal Soc. Series A. 1952. V. 211. P. 564–581.
2. *Tam C., Aurialt L.* Jet mixing noise from fine-scale turbulence // AIAA Journal. 1999. V. 37. № 2. P. 145–153.
3. *Ewert R.* RPM – the fast Random Particle-Mesh method to realize unsteady turbulent sound sources and velocity fields for CAA applications // AIAA Paper. 2007. AIAA-2007-3506.
4. *Kopiev V.F., Zaitsev M.Yu., Chernyshev S.A., Kotova A.N.* The Role of Large-Scale Vortex in a Turbulent Jet Noise // AIAA paper. 1999. 99–1839.
5. *Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* Новая корреляционная модель каскада турбулентных пульсаций как источник шума в струях // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 4. С. 482–497.
6. *Kopiev V., Chernyshev S.* Correlation model of quadrupole noise sources in turbulent jet: effect of refraction // AIAA paper. 2015. 2015–3130.
7. *Tam C.K.W., Burton D.E.* Sound generated by instability waves of supersonic flows: Part2. Axisymmetric jets // J. Fluid Mech. 1984. V. 138. P. 273–295.
8. *Kopiev V.F., Chernyshev S.A., Zaitsev M.Yu., Kuznetsov V.M.* Experimental validation of instability wave theory for round supersonic jet // AIAA Paper. 2006. AIAA-2006-2595.
9. *Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* Об учете вязких эффектов при описании волн неустойчивости в сверхзвуковых струях // Изв. РАН МЖГ. 2009. Т. 44. № 5. С. 165–179.
10. *Jordan P., Colonius T.* Wave Packets and Turbulent Jet Noise // Annual Review of Fluid Mechanics. 2013. V. 45. P. 173–195.
11. *Cavaliere A.V., Jordan P., Colonius T., Gervais Y.* Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets // J. Fluid Mech. 2012. V. 704. P. 388–420.
12. *Maia I.A., Jordan P., Cavaliere A.V.G., Jaunet V.* Two-point wavepacket modelling of jet noise // Proceedings of the Royal Society A. 2019. V. 475. № 2227. P. 20190199.
13. *Tam C.K., Viswanathan K., Ahuja K.K., Panda J.* The sources of jet noise: experimental evidence // J. Fluid Mech. 2008. V. 615. P. 253–292.
14. *Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Бендерский Л.А.* Динамическое воздействие турбулентной струи на окружающую среду // ДАН. 2020. Т. 491. С. 80–84.
15. *Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А.* Аэродинамические источники шума. М.: Машиностроение, 1981.
16. *Brès G.A., Lele S.K.* Modelling of jet noise: a perspective from large-eddy simulations // Philosophical Transactions of the Royal Society A. 2019. V. 377. № 2159. P. 20190081.
17. *Kopiev V.F.* Azimuthal Decomposition of Turbulent Jet Noise and Its Role for Diagnostic of Noise Sources // Advances in Aeroacoustics and Applications, VKI Lecture Series 2004–05, ed. by J. Anthoine, A. Hirschberg, von Karman Inst. for Fluid Dynamics, Sint-Genesius-Rode, Belgium. 2004. P. 1–24.
18. *Goldstein M.E.* A Generalized Acoustic Analogy // J. Fluid Mech. 2003. V. 488. P. 315–333.
19. *Crow S.C.* Aerodynamic sound emission as a singular perturbation problem // Studies in applied mathematics. 1970. V. 49. № 1. P. 21–46.
20. *Kopiev V., Chernyshev S.* Low-frequency correlation theory of noise sources in subsonic turbulent jet // In 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2019. AIAA paper 2019-2568.
21. *Morris P.J., Zaman K.B.* Velocity measurements in jets with application to noise source modeling // Journal of sound and vibration. 2010. V. 329. № 4. P. 394–414.
22. *Karabasov S.A., Afsar M.Z., Hynes T.P., Dowling A.P., McMullan W.A., Pokora C.D., Page G.J., and McGuirk J.J.* Jet Noise: Acoustic Analogy Informed by Large Eddy Simulation // AIAA Journal. 2010. V. 48. № 7. P. 1312–1325.
23. *Бычков О.П., Фараносов Г.А.* Экспериментальное исследование и теоретическое моделирование шума взаимодействия струи и крыла самолета // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 4. С. 437–453.
24. *Viswanathan K.* Mechanisms of jet noise generation: classical theories and recent developments // International journal of aeroacoustics. 2009. V. 8. № 4. P. 355–407.
25. *Markesteyn A.P., Karabasov S.A.* GPU CABARET flow and noise solutions of an installed jet configuration // In AIAA AVIATION 2020 FORUM. 2020. AIAA paper 2563.

ON TWO APPROACHES TO MODELING THE NOISE OF LOW-SPEED SUBSONIC JETS

O. P. Bychkov^a, M. Y. Zaytsev^a, V. F. Kopiev^a, S. A. Chernyshev^a, and G. A. Faranosov^a

^aMoscow Research Complex Central Aerohydrodynamic Institute, Moscow, Russia

The paper presents a detailed study of the structure of the sound field of a subsonic turbulent jet. Experimental data obtained by the azimuthal decomposition technique and numerical data obtained using large eddy simulation are used for the analysis. Two approaches to modeling noise sources are compared: “small-scale” turbulence model and instability waves model. It is shown that the model of “small-scale” turbulence makes it possible to reproduce nontrivial radiation directivity characteristics of azimuthal modes in a wide range of parameters and, apparently, is more adequate to the physics of noise generation processes in subsonic jets.

Keywords: turbulent jet, acoustic analogy, quadrupoles, instability waves