АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2009, том 55, № 1, с. 91–97

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ, ШУМЫ И ВИБРАЦИЯ

УДК 534.222

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЙ ФУНКЦИОНАЛ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ЗАДАЧАХ ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ШУМООБРАЗОВАНИЯ

© 2009 г. Е. Б. Кудашев, Л. Р. Яблоник*

Институт космических исследований РАН
117997 Москва, ул. Профсоюзная 84/32
Тел.: (495)333–1234; Факс: (495)333–1248
E-mail: kudashev@iki.rssi.ru
**ОАО "НПО ЦКТИ" им. И.И. Ползунова*
191167 Санкт-Петербург, ул. Атаманская 3/6
Тел.: (812)578–8772; Факс: (812)717–5932
E-mail: yablonik@gmail.com

Поступила в редакцию 19.03.08 г.

Рассматривается детальное вероятностное представление полей турбулентных давлений в задачах гидродинамической акустики. Показано, что в прикладных задачах контроля гидроаэродинамических шумов представления о характеристических функционалах турбулентных давлений необходимы при решении задач, связанных с нелинейным шумообразованием в системах поток–конструкция. Турбулентные течения, различающиеся статистической природой генерации турбулентных пульсаций, должны описываться различными функциональными моделями. Применение функциональных моделей позволяет свести задачу определения характеристического функционала поля турбулентных давлений к изучению ограниченного числа параметров, присущих рассматриваемому типу турбулентного обтекания.

PACS: 47.85.Lf

МЕХАНИЗМЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ШУМООБРАЗОВАНИЯ

Пристеночные турбулентные пульсации давления представляют собой важный фактор нестационарного воздействия потоков на обтекаемые элементы конструкций и сопутствующей генерации аэрогидродинамических шумов. Турбулентные пульсации давления в пограничном слое являются причиной возникновения интенсивных вибраций различных технических устройств: фюзеляжи авиалайнеров, корпуса судов, лопасти гребных и воздушных винтов, стенки трубопроводов, корпуса автомобилей, поездов и т.п.

Вибрации, индуцированные турбулентностью пограничного слоя, будучи сами по себе важным в инженерных приложениях фактором, в свою очередь порождают излучение звука в окружающее пространство, что затрудняет работу гидроакустических устройств и других бортовых приборов, ухудшает комфорт пассажиров на скоростных транспортных средствах.

Исследования процессов генерации шума турбулентными потоками и гидродинамических источников шума ведутся уже более пятидесяти лет [1–6]. За это время сформировано новое научное направление – гидродинамическая (аэродинамическая) акустика [7–15]. Отметим, что основные научные результаты, полученные при исследовании турбулентных пульсаций давления и описании генерируемых ими акустических полей, связаны с успешным применением методов статистической гидродинамики. Используемые при этом традиционные подходы к задаче диагностики пространственной структуры пристеночной турбулентности как правило опираются на изучение статистических моментов второго порядка. Традиционный корреляционный метод представления гидродинамических источников шума не является универсальным, т.к. дает недостаточную информацию о структуре потока [16], оставляя вне поля зрения существенные для ряда акустических приложений свойства турбулентности.

Развитие теоретических моделей, описывающих акустические поля в связи с детальным вероятностным представлением порождающих их полей турбулентных давлений, опирается на базовые представления теории аэродинамического шумообразования [17–19]. Основное содержание теории заключается в нахождении зависимости характеристик акустического поля от пространственно-временной структуры пульсационных гидродинамических параметров и оценки последней на основании физических и размерностных соображений. Такой подход нашел широкое применение, например, в расчетах акустического излучения свободных турбулентных струй и пограничного слоя [20].

Классический метод основывается на общих соотношениях гидродинамики, которые приводятся к волновому уравнению с правой частью, определяемой гидродинамическим полем источников звука. Из интегрального представления этого уравнения при ограниченной области источников и односвязной бесконечной области анализа находится связь флуктуаций плотности в дальнем поле с нестационарной гидродинамической структурой в области источников и на конечных ограничивающих поверхностях.

При этом составляющая акустического возмущения ρ', обусловленная полем пристеночных пульсаций, может быть представлена в виде

$$\rho^l(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi r c_0^3}\frac{x_i}{r}\int\limits_S \left\{\frac{\partial}{\partial t}[\rho u_i u_n + p_{in}]\left(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_0}\right)\right\} d\mathbf{y}. \quad (1)$$

Здесь ρ и c_0 – средние значения соответственно плотности и скорости звука; t – время; u_i – компонента скорости по оси x_i; p_{in} – проекция пристеночного напряжения на ось x_i; $r = |x - y|$, n – внешняя по отношению к области течения нормаль к граничной поверхности S.

Первое слагаемое на жесткой поверхности (по которой берется интеграл) тождественно равно нулю при любых числах Маха. Второе слагаемое при достаточно малых значениях дозвуковых скоростей течения является определяющим параметром в задачах акустического излучения турбулентного пограничного слоя [10, 20, 21]. Следует ожидать, что и в более сложных турбулентных течениях пульсации пристеночных напряжений в некоторых частотных диапазонах могут существенно влиять на уровни генерируемого аэродинамического шума.

Отметим, что, согласно имеющимся экспериментальным данным [7, 10], нормальная компонента турбулентного воздействия потока на стенку, как правило, примерно на порядок превышает пульсации трения. В связи с этим при рассмотрении задач генерации звука пристеночными напряжениями $\mathbf{p}_n$ принимаются во внимание только пульсации давления.

Существует еще один механизм формирования акустического поля за счет пульсаций пристеночных напряжений, связанный с гидродинамическим воздействием на обтекаемые элементы конструкций. Пристеночные флуктуации потока, определяющие нестационарную составляющую его силового воздействия на обтекаемые поверхности, вызывают соответствующие упругие колебания ограничивающих поток элементов и конструкции в целом. Такие колебания способны служить источником акустического излучения не только в область течения, но и в среду, отделенную от нее корпусом конструкции. При этом механика звукоизлучения колеблющихся упругих тел представляет собой самостоятельную научную проблему [22, 23].

Возведя в квадрат общее соотношение (1) и выполнив Фурье-преобразование по времени, нетрудно удостовериться [10, 20, 21], что общие уровни и спектральный состав шумового поля полностью определяются соответственно пространственно-временной корреляцией и взаимным спектром пульсаций давления. Данный результат относится к любым физическим параметрам, которые могут быть представлены как результат некоего линейного преобразования поля давлений. В частности, звуковое поле, порождаемое линейными колебаниями элементов конструкции под действием пульсационной гидродинамической нагрузки, также полностью определяется вторыми моментами воздействующего поля турбулентных давлений.

Ситуация принципиально меняется в случае, когда механизм аэрогидродинамического шумообразования оказывается связанным с нелинейными процессами, в том числе при колебаниях элементов оборудования технических систем. Примером может служить генерация звука, обусловленная соударением вибрирующей под действием турбулентных пульсаций упругой стенки с элементом опорной конструкции. Нелинейные эффекты при колебаниях элементов инженерного оборудования встречаются достаточно часто. Укажем здесь, в частности, на такие известные [2] задачи, как динамика контактов теплообменных труб с дистанционирующими перегородками, определяющая, помимо шумоизлучения, явления виброизноса и фреттинг-коррозии, а также ударные процессы генерации шума при взаимодействии штоков клапанов с направляющей буксой, тесно связанные с надежностью работы регулирующих клапанов паровых турбин.

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЙ ФУНКЦИОНАЛ СЛУЧАЙНЫХ ПОЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ДАВЛЕНИЙ

В нелинейных задачах шумообразования при взаимодействии турбулентного потока с инженерными конструкциями даже для нахождения интегральных (среднеквадратичных) значений выходного параметра необходима детальная информация о вероятностных характеристиках случайного входного воздействия. Действительно, пусть p – пульсационная составляющая гидродинамического давления в некоторой точке; $f(p)$ –

плотность распределения вероятностей величины p. Тогда средний квадрат значения p равен

$$\langle p^2 \rangle = \int_{\infty} p^2 f(p) dp. \quad (2)$$

Обозначим через $G(p)$ некоторую функцию отклика, зависящую только от значения p. Средний квадрат отклика, соответственно, равен

$$\langle G(p)^2 \rangle = \int_{\infty} G(p)^2 f(p) dp. \quad (3)$$

Если $G(p)$ – линейная функция, тогда $G(p) = k_* p$ и для среднего квадрата отклика

$$\langle G(p)^2 \rangle = k^2 \langle p^2 \rangle \quad (4)$$

вне зависимости от распределения, характеризуемого функцией $f(p)$. Если же $G(p)$ – нелинейная функция, то для расчета среднеквадратичного значения отклика приходится использовать общую зависимость (3).

Возможно другое представление среднего квадрата отклика (3):

$$\langle G(p)^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{\infty} \Gamma^*(k) \varphi(k) dk, \quad (5)$$

где

$$\varphi(k) = \int_{\infty} \exp(ikp) f(p) dp \quad (6)$$

– характеристическая функция [24] пульсационного давления в некоторой точке,

$$\Gamma(k) = \int_{\infty} \exp(ikp) G(p)^2 dp \quad (7)$$

– фурье-образ функции $G(p)^2$, значок * означает комплексно сопряженную величину.

Вследствие представления (6), очевидно, что характеристическая функция

$$\varphi(k) = \langle \exp(ikp) \rangle. \quad (8)$$

Последнее равенство следует рассматривать как альтернативное определение характеристической функции, дающей, как и плотность распределения вероятностей $f(p)$, полное вероятностное описание пульсационного давления в некоторой точке.

В том случае, когда $p(\mathbf{x}, t)$ – поле турбулентных давлений на поверхности $\mathbf{x}$, для его вероятностного представления вводится аналогичная $\varphi(k)$ характеристика – характеристический функционал, имеющий смысл характеристической функции бесконечномерного распределения вероятностей для возможного состояния $p(\mathbf{x}, t)$ во всех пространственно-временных точках $\mathbf{x}$, t [8, 9].

В общем случае выражение для пространственно-временного характеристического функционала $\Phi[\theta(x, t)]$ можно по аналогии с (8) записать в следующей форме:

$$\Phi[\theta(\mathbf{x}, t)] = \left\langle \exp\left\{ i \int_{\infty} \theta(\mathbf{x}, t) p(\mathbf{x}, t) \right\} d\mathbf{x} dt \right\rangle, \quad (9)$$

где $\langle \ldots \rangle$ – оператор статистического осреднения; $\theta(\mathbf{x}, t)$ – функциональный аргумент. Формула (9) ставит в соответствие каждой детерминированной функции $\theta(\mathbf{x}, t)$ некоторое комплексное число – значение функционала $\Phi[\theta(\mathbf{x}, t)]$, зависящее от свойств случайного поля. Статистические характеристики случайного поля полностью определяются его характеристическим функционалом.

Приведенные в данном разделе результаты показывают, что в прикладных задачах контроля гидроаэродинамических шумов представления о характеристических функционалах турбулентных давлений необходимы при решении задач, связанных с нелинейным шумообразованием в системах поток–конструкция. Кроме того, можно указать еще две группы проблем, в решении которых обобщение характеристической функции на бесконечномерный случай – представление информации о вероятностных свойствах полей турбулентных давлений на уровне характеристического функционала, способно сыграть ключевую роль. Это проблемы диагностики турбулентных потоков в технических устройствах и вопросы вибрационной надежности возбуждаемых турбулентностью элементов конструкций. Рассмотрение этих прикладных задач не входит, однако, в рамки настоящей статьи.

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ФУНКЦИОНАЛОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОЛЕЙ

Формула (9) характеризует пространственно-временную структуру турбулентного поля $p(\mathbf{x}, t)$, сопоставляя в этом случайном поле каждой действительной функции $\theta(\mathbf{x}, t)$ некоторое комплексное число. Характеристический функционал (9) исчерпывающим образом представляет вероятностные свойства поля $p(\mathbf{x}, t)$. В частности, при приближении функционального аргумента $\theta(\mathbf{x}, t)$ к сумме δ – функций Дирака

$$\begin{aligned}\theta(\mathbf{x}, t) = \theta_1 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1, t - t_1) + \theta_2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2, t - t_2) + \\ + \ldots + \theta_N \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_N, t - t_N),\end{aligned} \quad (10)$$

где $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_N$ – произвольные числа, получаем

$$\Phi[\theta(\mathbf{x}, t)] = \left\langle \exp\left\{ i \sum_{k=1}^{N} \theta_k p(\mathbf{x_k}, t_k) \right\} \right\rangle. \tag{11}$$

Выражение в правой части (11) представляет собой по аналогии с (6), (8) характеристическую функцию многомерного совместного распределения вероятностей в пространственно-временных точках ($\mathbf{x}_1$, t_1), ($\mathbf{x}_2$, t_2), … ($\mathbf{x}_N$, t_N), связанную преобразованием Фурье с плотностью вероятностей этого распределения.

Помимо пространственно-временного характеристического функционала для вероятностного описания турбулентных полей используется пространственный характеристический функционал

$$\Phi[\theta(\mathbf{x})] = \left\langle \exp\left\{ i \int_{\infty} \theta(\mathbf{x}) p(\mathbf{x}) \right\} d\mathbf{x} \right\rangle, \tag{12}$$

представляющий стохастические свойства поля гидродинамических характеристик $p(\mathbf{x})$ в фиксированный момент времени. Аналогично пространственно-временному представлению, в данном случае частный выбор функционального аргумента в виде суммы δ-функций

$$\theta(\mathbf{x}, t) = \theta_1 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) + \theta_2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2) + \\ + \ldots + \theta_N \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_N), \tag{13}$$

сводит функционал к характеристической функции

$$\varphi_{\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \ldots, \mathbf{x}_N}(\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_N) = \left\langle \exp\left\{ i \sum_{k=1}^{N} \theta_k p(\mathbf{x_k}) \right\} \right\rangle \tag{14}$$

многомерного распределения вероятностей в точках $\mathbf{x}_1$, $\mathbf{x}_2$, …, $\mathbf{x}_N$.

Представление характеристического функционала $\Phi[\theta(\mathbf{y})]$ случайного поля p, определенного на векторном пространстве $\mathbf{y}$, тесно связано с понятием о его вариационной производной $\Phi1[\theta(\mathbf{y}), \mathbf{y}_1]$, определяемой как двойной предел

$$\Phi1[\theta(\mathbf{y}), \mathbf{y}_1] = \frac{\delta\Phi[\theta(\mathbf{y})]}{\delta\theta(\mathbf{y}_1)d\mathbf{y}_1} = \\ = \lim_{\substack{|\delta\theta(\mathbf{y})| \to 0 \\ \Delta\mathbf{y} \to 0}} \frac{\Phi[\theta(\mathbf{y}_1) + \delta\theta(\mathbf{y})] - \Phi[\theta(\mathbf{y})]}{\int_{\Delta\mathbf{y}} \delta\theta(\mathbf{y}) d\mathbf{y}}, \tag{15}$$

в котором $\delta\theta(\mathbf{y})$ – функция, отличная от нуля лишь в малой области $\Delta\mathbf{y}$, окружающей точку $\mathbf{y}_1$. Вариационная производная $\frac{\delta\Phi[\theta(\mathbf{y})]}{\delta\theta(\mathbf{y}_1)\Delta\mathbf{y}}$ также представляет собой характеристический функционал от функции $\theta(\mathbf{y})$, зависящий также от точки $\mathbf{y}_1$ как от параметра.

Соответственно, вторая вариационная производная $\Phi1[\theta(\mathbf{y}), \mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2] = \frac{\delta}{\delta\theta(\mathbf{y}_2)d\mathbf{y}_2}\left[\frac{\delta\Phi[\theta(\mathbf{y})]}{\delta\theta(\mathbf{y}_1)d\mathbf{y}_1}\right]$ является характеристическим функционалом, зависящим от двух параметров $\mathbf{y}_1$ и $\mathbf{y}_2$, а производная n-го порядка зависит, помимо функции $\theta(\mathbf{y})$, от n точек векторного пространства $\mathbf{y}$.

Посредством вариационных производных по характеристическому функционалу могут быть определены, в частности, все моменты

$$B_n(\mathbf{y}_1, \ldots, \mathbf{y}_n) = \langle p(\mathbf{y}_1) p(\mathbf{y}_2) \ldots p(\mathbf{y}_n) \rangle \tag{16}$$

случайного поля $p(\mathbf{y})$:

$$B_n(\mathbf{y}_1, \ldots, \mathbf{y}_n) = \\ = (-1)^n \left. \frac{\delta\Phi^n[\theta(\mathbf{y})]}{\delta\theta(\mathbf{y}_1)d\mathbf{y}_1 \ldots \delta\theta(\mathbf{y}_n)d\mathbf{y}_n} \right|_{\theta(\mathbf{y}) = 0}. \tag{17}$$

Если компонентами векторного пространства $\mathbf{y}$ являются координаты обтекаемой поверхности $\mathbf{x}$ и текущее время, то из последней формулы для $n = 2$ при заданной форме характеристического функционала устанавливаются моменты второго порядка – функции пространственно-временной корреляции поля $p(\mathbf{x}, t)$.

Если же векторное пространство $\mathbf{y}$ совпадает с рассматриваемым физическим пространством $\mathbf{x}$, то вариационные производные характеризуют пространственные моменты и, в частности, пространственные корреляционные функции турбулентного поля $p(\mathbf{x})$.

В однородном поле характеристический функционал $\Phi[\theta(\mathbf{y})]$ может быть представлен [8] интегралом Фурье-Стильтьеса по случайным амплитудам $\Pi(\mathbf{q})$ в пространстве волновых векторов $\mathbf{q}$. Поскольку спектральные амплитуды $\Pi(\mathbf{q})$ связаны с однородным турбулентным полем $p(\mathbf{y})$ интегральным равенством

$$p(\mathbf{y}) = \int_{\infty} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{y}) d\Pi(\mathbf{q}), \tag{18}$$

то общий вид (12) формулы для пространственного характеристического функционала в данном случае

$$\Phi[\theta(\mathbf{y})] = \left\langle \exp\left\{ i \int_{\infty}\int_{\infty} \theta(\mathbf{y}) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{y}) d\mathbf{y} d\Pi(\mathbf{q}) \right\} \right\rangle \tag{19}$$

или

$$\Phi[\theta(\mathbf{y})] = \Psi[H(\mathbf{q})] = \left\langle \exp\left\{ i \int_{\infty} H^*(\mathbf{q}) d\Pi(\mathbf{q}) \right\} \right\rangle, \tag{20}$$

где

$$H(\mathbf{q}) = \int_{\infty} \theta(\mathbf{y}) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{y}} d\mathbf{y} \tag{21}$$

есть образ Фурье функционального аргумента $\theta(\mathbf{y})$, звездочка означает комплексно сопряженную величину. Отметим, что при вещественности функции $\theta(\mathbf{y})$ должно выполняться условие

$$H(-\mathbf{q}) = -H^*(\mathbf{q}) \tag{22}$$

МОДЕЛИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ФУНКЦИОНАЛОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

Далее представим анализ предложенных к настоящему времени отдельных аналитических представлений характеристического функционала поля пристеночных турбулентных пульсаций давления [25, 30, 31].

Турбулентные течения, различающиеся статистической природой генерации турбулентных пульсаций, должны описываться различными функциональными моделями. Следует выделить два основных физических механизма формирования турбулентных пристеночных давлений. Первый, имеющий место при струйном обтекании, – это индуцирование пульсаций давления внешней по отношению к пограничному слою турбулентностью. Второй механизм, превалирующий, в частности, в случае низкотурбулентных течений в каналах, связан с собственно порождением турбулентной энергии в пристеночном сдвиговом слое.

При струйном обтекании, когда пульсации давления порождаются внешней турбулентностью и расстояние между источниками и точкой наблюдения не слишком мало, пристенные турбулентные пульсации $p(\mathbf{x})$ в силу известного [7] интегрального соотношения

$$p(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi}\int_V \frac{1}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}\frac{\partial \rho u_i u_k}{\partial y_i \partial y_k} d\mathbf{y} \tag{23}$$

(u_i, u_k – компоненты поля мгновенных скоростей в зоне струи) могут трактоваться как сумма большого количества статистически независимых компонент, связанных с различными зонами турбулентного потока. Такого рода случайные величины, как правило, имеют асимптотически нормальное распределение, что приводит к модели гауссова поля, пространственный характеристический функционал которого имеет вид:

$$\Phi_G[v(\mathbf{x})] = \\ = \exp\{-1/2\iint v(\mathbf{x}_1)v(\mathbf{x}_2)R(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)d\mathbf{x}, d\mathbf{x}_2\}. \tag{24}$$

Здесь через $R(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ обозначена корреляционная функция поля $R = \langle p(\mathbf{x}_1)p(\mathbf{x}_2)\rangle$ – единственная характеристика, определяющая вид характеристического функционала гауссова поля. В однородном поле корреляционная функция зависит лишь от взаимного расположения коррелируемых точек, т.е. от разности координат $\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$. Адекватность гауссовой модели пристеночных давлений при струйном обтекании подтверждаются результатами экспериментальных исследований [16].

В то же время, исследования турбулентных пульсаций давления в пограничном слое [26–28] свидетельствуют о том, что распределения вероятности часто отличаются от гауссовых.

Причина, очевидно, состоит во влиянии собственно пристенных процессов генерации турбулентной энергии, проявляющихся в форме спонтанных всплесков, сопровождаемых выбросами жидкости от стенки во внешнюю область течения [29, 30]. Полагая всплески статистически независимыми с равномерным вероятностным распределением по поверхности, можно упрощенно представить поле турбулентных пристеночных пульсаций давления пуассоновской статистикой. В этом случае значение турбулентной пульсации давления $p(\mathbf{x})$ определяется суммированием по всплескам с текущим индексом k, так что

$$p(\mathbf{x}) = \Sigma P(\mathbf{x}_k)g(\mathbf{x}-\mathbf{x}_k). \tag{25}$$

Характеристический функционал пуассонова поля $p(x)$:

$$\Phi_P[v(\mathbf{x})] = \\ = \exp\{\nu\int[\chi(\int g(\mathbf{x}-\mathbf{y})v(\mathbf{x})d\mathbf{x}) - 1]d\mathbf{y}\}. \tag{26}$$

Здесь ν – среднее количество всплесков на единицу площади, $\chi(\mu)$ – характеристическая функция пульсаций давления P в ядре всплеска, $g(\mathbf{r})$ – нормированная ($g(0) = 1$) функция влияния всплеска, определяющая пространственные корреляционные связи.

Параметры ν, $\chi(\mu)$ и $g(\mathbf{r})$ полностью определяют вид пуассонова характеристического функционала.

В реальных условиях турбулентные пульсации пристеночного давления в той или иной мере связаны с обоими отмеченными механизмами генерации. Представим мгновенные значения $p(\mathbf{x})$ турбулентных давлений в виде суммы

$$p(\mathbf{x}) = p_G(\mathbf{x}) + p_p(\mathbf{x}), \tag{27}$$

где первая компонента $p_G(\mathbf{x})$ подчиняется гауссовой статистике, а вторая $p_p(\mathbf{x})$ – пуассоновой. В тех случаях, когда гауссовы и пуассоновы компоненты могут считаться статистически независимыми, структура характеристического функционала $\Phi[v(\mathbf{x})]$ в рамках данного рассмотрения, очевидно, определяется произведением выражений (24), (26):

$$\Phi[v(\mathbf{x})] =$$

$$= \exp\{-1/2\iint v(\mathbf{x}_1)v(\mathbf{x}_2)R_G(\mathbf{x}_1,\mathbf{x}_2)d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2\}\times \quad (28)$$

$$\times \exp\{\nu_P\int[\chi_P(\int g_P(\mathbf{x}-\mathbf{y})v(\mathbf{x})d\mathbf{x})-1]d\mathbf{y}\}.$$

Характеристический функционал поля турбулентных давлений в предложенной модели (28) полностью определяется функцией пространственной корреляции $R_G(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ турбулентных пульсаций давления для гауссовой компоненты и параметрами ν_P, $\chi(\mu)$; $g_P(\boldsymbol{\rho})$ – для пуассоновой компоненты поля турбулентных давлений.

Таким образом, применение функциональных моделей позволяет свести задачу определения характеристического функционала поля турбулентных давлений к изучению ограниченного числа параметров, присущих рассматриваемому типу турбулентного обтекания.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проекты РФФИ № 06-08-00794, № 08-07-00002 и 08-07-90401).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Смольяков А.В.* Шум турбулентных потоков: Монография. ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова. СПб.: 2005. 312 с.: ил.
2. *Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.* Турбулентные пристеночные пульсации давления. М.: Научный мир, 2007. 223 с.: ил.
3. *Bull M.K.* Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers: some reflections of forty years of research // J. Sound Vibr. 1996. V. 190. № 3. P. 299–315.
4. *Blake W.K.* Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration. London: Academic Press, 1986. 974 p.
5. *Власов В.Е., Гиневский А.С., Ефимцов Б.М., Кузнецов В.М., Мунин А.Г., Самохин В.Ф., Смольяков А.В., Соболев А.Ф.* Основные проблемы аэроакустики. Труды ЦАГИ. Вып. 2614. М.: ЦАГИ, 1996. 56 с.
6. *Willmarth W.W.* Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // Annu. Rev. Fluid Mech. 1975. V. 7. P. 13–38.
7. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. М.: Наука, 1965. Ч. 1. 639 с.
8. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. М.: Наука, 1967. Ч. 2. 720 с.
9. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1978. Ч. 2. 464 с.
10. *Миниович И.Я., Перник А.Д., Петровский В.С.* Гидродинамические источники звука.– Л.: Судостроение, 1972. 480 с.
11. *Смольяков А.В.* // Шум турбулентного пограничного слоя на гладкой и шероховатой пластине при малых числах Маха // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 2. С. 264–272.
12. *Leehey P.* Dynamic wall pressure measurements // Lecture Notes in Engineering. P. 201–227. Advances in Fluid Mechanics Measurements. 1989. Gad-el- Hac M. (Ed).
13. *Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.* Определение частотно-волнового спектра турбулентных пульсаций давления // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 4. С. 615–620.
14. *Кудашев Е.Б.* Экспериментальные исследования шумов обтекания на всплывающем устройстве // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 4. С. 488–499.
15. *Kudashev E.B.* Methods of near-wall-pressure fluctuations measurements in the presence of vibration // Journal Fluids and Structures. 2004. Issue 19. № 8. P. 1129–1140.
16. *Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.* Экспериментальный метод оценки характеристического функционала применительно к задачам гидродинамической акустики // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 524–528.
17. *Lighthill M.J.* Turbulence as a source of sound. Part 2. // Proc. Royal Society. 1954. Ser. A. V. 222.
18. *Curle N.* The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound // Proc. Royal Society. Ser. A. 1955. V. 231.
19. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
20. *Кравчун П.Н.* Генерация и методы снижения шума и звуковой вибрации. М.: Изд. МГУ, 1991. 184 с.
21. Авиационная акустика / В.И. Ганабаев, Е.В. Власов, Б.М. Ефимцов и др. / Под ред. А.Г. Мунина и В.Е. Квитки. М.: Машиностроение, 1973. 446 с.
22. *Шендеров Е.Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.
23. *Попов А.Л., Чернышев Г.Н.* (1994) Механика звукоизлучения пластин и оболочек. М.: Физматлит, 1994. 208 с.
24. *Чистяков В.П.* Курс теории вероятностей. М.: Наука 1987. 240 с.
25. *Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.* Простые модели характеристического функционала многомерных характеристических функций турбулентных пульсаций давления // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 3. С. 371–375.
26. *Грешилов Е.М., Смирнова И.П., Ткаченко В.Г., Широкова Н.Л.* Вероятностные характеристики пристеночных пульсаций давления в турбулентном пограничном слое в трубе / VII научно-технич.

конференция. Доклады. С. 238–239. М.: ЦАГИ, 1981.

27. *Schewe G.* On the structure and resolution of wall-pressure fluctuations associated with turbulent boundary-layer flow // J. Fluid Mech. 1983. V. 134. P. 311–328.

28. *Gravante S.P., Naguib A.M., Wark C.E. and Nagib H.M.* Characterization of the pressure fluctuations under a fully developed turbulent boundary layer // AIAA Journ. 1998. V. 36. P. 1808–1816.

29. *Cantwell B.J.* Organized motion in turbulent flow // Ann. Rev. Fluid Mech. 1981. V. 13. P. 457–515.

30. *Kudashev E.B., Yablonik L.R.* Flow noise and functional models of wall-turbulent pressure // 17th Intern. Congress on Acoustics (17th ICA). 17th ICA Proceedings, Rome 2001. V. II. Underwater acoustics. P. 32–33.

31. *Kudashev E.* Resolution of near-wall pressure in turbulence on the basis of functional approach / IUTAM Symposium on Hamiltonian Dynamics, Vortex Structures, Turbulence. Proc. IUTAM Symposium. P. 269–280. Springer, 2008.