

УДК 533.63, 534.23

ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ ЛОПАСТИ НА ГЕНЕРАЦИЮ ШУМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИХРЕЙ И РОТОРА ВЕРТОЛЕТА

Лукьянов П. В.

ANGLE OF ATTACK INFLUENCE ON HELICOPTER'S BVI-NOISE GENERATION

Lukianov P. V.

Institute of Hydromechanics, Kiev, 03680, Ukraine
e-mail: luk_ptr@yahoo.com

Abstract. This article described a problem of noise generation by helicopter's rotor blade-vortexes interaction (BVI) for the different angles of attack with respect to incoming flux and for the different angles of the blade position at the plane of blade rotation. In accordance with the modern procedure of such kind problems solving the general problem has been shared on aero-dynamical and aero-acoustical parts. Aero-acoustical part of the problem involves Euler's equation of liquid motion and continuity equation. This flow calculations have been carried out for Mach numbers $M = 0.2, 0.4$. Then the calculated numerical data have been used for the solving of the aero-acoustical system of equations. An analysis of the far acoustical field showed the next interesting particularity: for the small angles of attack the generated BVI-noise is mainly rotational one, it's rather high level confirms this conclusion. On reaching to the angle of attack to limiting angle, the generated noise becomes a mixed type noise: it includes both rotational and vortex noises. Consequently, the calculated data of the low-frequencies noise levels agree with known experimental and calculated data.

Keywords: noise generation, blade's angle of attack

Введение

В современном мире проблема соблюдения норм шумности воздушного транспорта является одной из важнейших экологических проблем. Международная организация по регламентации полётов (ИКАО) из года в год ужесточает требования, относящиеся к снижению шумового «загрязнения» территорий, расположенных в непосредственной близости к населённым пунктам, в том числе и расположенных в прибрежной зоне. Особое внимание уделяется вертолётам, поскольку в силу малой высоты полёта шум от них не успевает рассеяться в атмосфере, его уровень достаточно высок и он отчётливо слышен жителям близ лежащих населённых районов.

Проблема снижения шума вертолёта продолжает оставаться актуальной вот уже на протяжении нескольких десятилетий. Возросший за последние два десятилетия интерес к этой проблеме связан с тем, что вертолёт всё чаще используется не только для спасательных работ в прибрежных зонах морей, труднодоступных районах, но и в качестве быстрого мобильного транспорта

в мегаполисах из-за существенной перегруженности автомобильных дорог. Современные высотные бизнес-центры имеют взлётно-посадочные площадки. В связи с этим существует необходимость в проведении исследований, направленных на создание вертолётов с пониженным уровнем шума.

Основной составляющей интенсивного шума вертолёта, кроме шума силового агрегата, является шум аэродинамического происхождения ротора вертолёта. За последние 10–15 лет главными вопросами, привлекающими внимание учёных в этой области, являются исследование шума взаимодействия лопасти и вихрей (BVI-шум) и связанный с ним активный контроль лопастей. При этом научный поиск направлен на выявление основных причин шумообразования при взаимодействии лопасти с нестационарным потоком, снижение уровня генерируемого шума.

Из числа параметров обтекания лопасти ротора вертолёта, влияющих на генерацию BVI-шума, на сегодня мало внимания уделено изучению влияния изменения угла атаки на формирование данного типа шума. Основное же внимание уделялось изучению влия-

ния угла атаки на генерацию шума на задней кромке лопасти. Он, как известно, имеет вихревую природу: во время схода потока с лопасти и образования вихревой пары на задней кромке лопасти генерируется вихревой шум в виде квадрупольей. Так в работах [1–5] представлено исследование возникновения концевой шума лопасти: изучено влияние различных закруглений задней кромки лопасти, изменения угла атаки лопасти на генерируемый при этом вихревой шум задней кромки лопасти. Представленные результаты расчётов говорят о том, что максимум в спектре вихревого шума расположен в районе 1 кГц [1] (по логарифмической шкале) для малых углов атаки (1° – 2°). При увеличении угла атаки до $8,8^\circ$ максимум частотного спектра звукового давления сдвигается в область более низких частот, а уровень шума при этом возрастает. Причина такого поведения, не объясняемая в работе [1], очевидно состоит в том, что при увеличении угла атаки шум из вихревого преобразуется в шум, в котором одновременно присутствует как шум вращения, так и непосредственно вихревой шум. Это говорит о том, что изменение угла атаки на самом деле влияет не только на вихревой шум задней кромки лопасти как таковой, а также участвует в формировании дополнительного BVI-шума, доминирующего по уровню в частотном спектре.

Действительно, как показали результаты ранних исследований, вихревой шум достигает величины порядка 50–60 Дб, что существенно ниже уровня BVI-шума (80–90 Дб), являющегося частью шума вращения. Последний же, как известно, имеет монополюдно-дипольную природу. Распределение завихренности в вихре, расстояние между вихрем и лопастью влияет на формирование BVI-шума [6–9]: близкое расположение вихря по отношению к лопасти приводит к сильному взаимодействию вихря и лопасти, что требует использования непотенциальных моделей для описания процесса генерации звука.

Из приведенного анализа возникает вопрос: каково же влияние изменения угла атаки лопасти на генерацию BVI-шума? Изучению этого вопроса посвящена данная работа.

1. Постановка задачи

1.1. Аэродинамическая постановка

Рассмотрим лопасть, размеры которой в декартовой системе координат $Oxyz$ описы-

вается следующими величинами: c , δ , R — хорда поперечного сечения, толщина и размах лопасти соответственно. В начальный момент времени ($t = 0$) из бесконечности на лопасть набегаёт однородный поток со скоростью U , по отношению к которому лопасть расположена под углом атаки γ и повернута в плоскости вращения на угол α (рис. 1). При этом в начальный момент взаимодействия вдоль по размаху лопасти на расстоянии, равном радиусу вихря, расположены вихри Тейлора, которые сформировались ещё до взаимодействия лопасти с потоком. Общее течение над лопастью считается завихренным нестационарным.

Число Рейнольдса в данного типа задачах составляет порядка $Re = 10^5$, что позволяет не учитывать вязкие эффекты в тонком пограничном слое и воспользоваться моделью идеальной сжимаемой среды при расчёте течения вокруг лопасти. Кроме того, поскольку во время обтекания лопасти процесс генерации звука происходит достаточно быстро, тепловые изменения (медленный процесс) не успевают оказать на него существенного влияния. Из всего сказанного следует, что для описания течения вокруг лопасти наиболее удобно воспользоваться замкнутой системой уравнений для идеальной сжимаемой баротропной жидкости [10]:

– уравнения движения Эйлера (без учёта массовых сил)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z};$$

– уравнение неразрывности среды

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0;$$

– уравнение состояния

$$p = R\rho T,$$

где $\mathbf{v} = \{u, v, w\}$ — вектор скорости, ρ — плотность среды, p — давление, R , T — универсальная газовая постоянная и абсолютная температура соответственно.

Граничным условием в данной задаче будет условие непроницаемости потока через границу Γ

$$V_n|_{\Gamma} = 0,$$

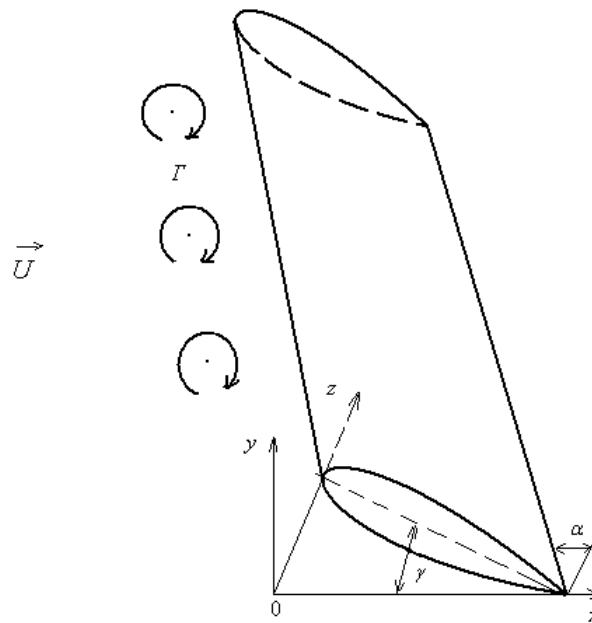


Рис. 1. Взаимодействие лопасти и вихрей

где V_n — нормальная составляющая вектора скорости.

Торцы лопасти считаем закруглёнными и хорошо обтекаемыми, так что граничное условие на них не ставится. В ближайшем будущем вопрос изучения торцевых граничных условий будет исследован в задаче, где важна вариация формы концов лопасти, влияющая на генерируемый шум.

Начальные условия соответствуют параметрам ρ_∞ , $U_\infty = U$ набегающего из бесконечности потока, а также распределению касательной составляющей скорости в вихре Тэйлора по закону [9]

$$V_\theta = V_{\theta_{\max}} \frac{r}{r_c} e^{(1-r/r_c)^2},$$

где r_c — радиус ядра вихря.

Поскольку различные сечения вдоль размаха лопасти обтекаются с различной скоростью, то значение $V_{\theta_{\max}}$ для каждого сечения лопасти имеет своё значение. Тем не менее, при численной реализации решения задачи приходится вести расчёт характеристик в безразмерном (нормированном) виде. Нормирование выполняют на максимальную величину.

Перед численным решением поставленной задачи было выполнено обезразмеривание параметров течения (компонент скорости, плотности) по отношению к параметрам невозмущённого течения ρ_∞ , U_∞ в безраз-

мерной системе координат $\xi = x/c$, $\eta = \lambda y$, $\zeta = z/R$, $\tau = kt$, где λ , k соответственно толщинный и временной параметры.

1.2. Акустическая постановка

Сегодня не вызывает сомнения тот факт, что изменение параметров основного нестационарного течения, описанного выше, непосредственно влияет на процесс генерации звука при обтекании тела потоком. Во время взаимодействия течения с лопастью внутри течения генерируются малые нестационарные возмущения, которые порождают звук аэродинамического происхождения. Существуют ряд моделей выделения этих возмущений из течения. Однако большинство из них построено на принятии некоторых ограничений потому, что задача выделения звука из потока, генерирующего звук, физически достаточно сложна. Для упрощения её практически все исследователи каким-то образом пытаются отделить течение от звука: считают основное течение установившимся, а звук — его возмущённой частью. Или же проводят осреднение течения по времени путем интегрирования параметров течения. Однако такие подходы нарушают причинно-следственную связь физического процесса: в момент генерации звука течение как было, так и остается нестационарным и в некоторых точках области неустойчивым. Эти два свойства течения являются причинами, по-

рождающими звук. Указанные же упрощения разрушают эту физическую связь.

Автором данной работы была предложена модель [11] выделения звука из нестационарного течения без указанных выше упрощений. На её основе получена следующая система уравнений, описывающая генерацию звука аэродинамического происхождения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a^2 \nabla^2 \rho' = \\ = \operatorname{div}[\rho(\nabla \varphi \cdot \nabla) \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \nabla \varphi + \rho'(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}] + \\ + \operatorname{div}(\mathbf{v} \cdot \operatorname{div}(\rho \nabla \varphi + \rho' \mathbf{v})) - \operatorname{div}(\rho' \mathbf{F}) + \\ + \operatorname{div}(\nabla \varphi \cdot \operatorname{div} \rho \mathbf{v}) + \nabla a^2 \cdot \nabla \rho', \quad (1.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho \nabla^2 \varphi + \nabla \varphi \cdot \nabla \rho + \\ + \rho' \operatorname{div} \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho' = 0. \quad (1.2) \end{aligned}$$

Здесь $v^2 = (\mathbf{v}, \mathbf{v})$; ρ' , φ — акустическая плотность и звуковой потенциал соответственно; a — адиабатическая скорость звука ($a^2 = dp/d\rho$). Это и есть малые звуковые возмущения. Остальные переменные, входящие в данную систему уравнений, представляют собой оставшуюся часть плотности и скорости (без звука). В полученной системе уравнений основное течение считается нестационарным, его осреднение не производилось.

Для численного расчета систему уравнений (1.1)–(1.2) запишем в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \tau^2} - \frac{1}{M_\infty^2} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \xi^2} + \\ + R \left(\rho', \frac{\partial \rho'}{\partial \xi}, \frac{\partial \rho'}{\partial \eta}, \frac{\partial \rho'}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \zeta^2} \right) - \\ - a^2 \left(\lambda^2 c^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \eta^2} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \zeta^2} \right) = \\ = \gamma \left(\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^3} \right), \quad (1.3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \left(\frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2} + \lambda^2 c^2 \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^2} \right) + \\ + c \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \xi} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta} + \lambda^2 c^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \eta} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \zeta} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} = - \left[c \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \tau} + \bar{\rho}' \left(c \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \lambda c^2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \zeta} \right) + \right. \\ \left. + c \bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi} + \lambda c^2 \bar{v} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \bar{w} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta} \right]. \quad (1.4) \end{aligned}$$

В уравнениях (1.3)–(1.4) $\bar{\rho}'$, $\bar{\varphi}$ — скалярные безразмерные звуковой потенциал и плотность; $\bar{\rho}$, \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} — безразмерные плотность и компоненты вектора скорости основного течения; $M_\infty = U_\infty/a$, $AR = R/c$.

Введение обозначений

$$R \left(\bar{\rho}', \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \zeta^2} \right)$$

для остальных слагаемых левой части уравнения (1.3) и источника

$$\gamma \left(\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\varphi}}{\partial \zeta^3} \right)$$

звуча является вынужденной мерой из-за громоздкости уравнения ($6^3 = 216$ слагаемых).

Поскольку источником звука является течение, генерирующее звук, то обтекаемая лопасть принимает лишь пассивное участие в процессе генерации звука: она считается жесткой, не осуществляющей колебаний. Следовательно, в отличие от задачи активного излучения (колебания тела непосредственно) звуковые возмущения, генерируемые внутри течения, являются составной частью параметров течения (скорости, плотности). А для аэродинамической части задачи, до выделения звуковых возмущений из общего течения, граничное условие на поверхности лопасти уже сформулировано выше.

До сих пор речь шла о граничном условии для ближнего звукового поля. Что же касается граничного условия на бесконечности, когда звуковая волна фактически является плоской, то оно представляет собой условие излучения Зоммерфельда и учтено ниже в представлении дальнего поля.

2. Метод решения задачи

Поставленная выше задача, аэродинамическая и акустическая части, решалась численно с помощью численно-аналитического подхода. При этом конкретная схема реализации подхода соответствовала изложенной

в работе [12]: совокупная расчётная система содержала 15 уравнений, а расчётная сетка содержала 80×40 узлов. Счёт получился устойчивым для различных значений угла атаки и чисел Маха.

3. Анализ результатов расчёта ближнего поля

Для изучения влияния изменения угла атаки лопасти на генерируемый BVI-шум рассмотрим модельную лопасть параболической формы в поперечном сечении: $y = x(1 - x)$; $\delta = 0,1$, $c = 0,3$ м, $AR = 10$. Поскольку важным является шум ближнего взаимодействия лопасти и вихря, то расстояние от ядра вихря до лопасти выбиралось $r_c = 1,0$ и не изменялось. Влияние расстояния между вихрем и лопастью на генерируемый BVI-шум было изучено автором ранее.

Для определения характера генерируемого шума в зависимости от угла атаки выбраны три значения $\gamma = 5^\circ$; 10° ; 15° . Увеличение угла атаки более $\gamma = 15^\circ$ приводит к резкому снижению подъёмной силы [13], поэтому на практике обычно используют небольшие углы атаки лопасти по отношению к набегающему потоку. Поскольку вертолёт во время движения может выполнять не только прямолинейный полёт, но и различные манёвры, то числа Маха нужно выбирать порядка $M = 0,2$; $0,4$. Во время манёвров лопасть также может находиться под различными углами к потоку в горизонтальной плоскости её вращения. Следовательно, изучим также одновременное изменение угла постановки лопасти α к потоку и угла атаки γ для различных скоростных режимов обтекания лопасти.

На рис. 2 представлены зависимости безразмерной плотности звука. Подобные изображённым на рис. 2 резкие перепады (пики), характерные для нестационарного обтекания лопасти, были уже ранее обнаружены как в численных расчётах, так и эксперименте в работах [14–16]. Обращает на себя внимание (рис. 2а, 2б, 2в) присутствие двух различных серий пиков. Первая из них аналогична серии, которая уже наблюдалась в задаче безвихревого обтекания лопасти. Однако форма пиков несколько отлична. Вторая же серия пиков появилась за счёт присутствия в течениях вихрей. Она наиболее подвержена изменениям в зависимости от угла атаки лопасти. Рядом с этой зоной реализуются два резких локальных всплеска в районе середины хор-

ды лопасти. Это зона наиболее неустойчивого течения. При горизонтальном угле постановки лопасти к потоку $\alpha = 60^\circ$ (рис. 2г, 2д, 2е) картина генерации звука несколько изменяется. Для $\gamma = 5^\circ$ (рис. 2г) обе серии пиков \bar{p}' имеют уже более выраженные локальные максимумы. С увеличением $\gamma = 10^\circ$ (рис. 2е) обе серии пиков становятся более плавными, но появляются отчётливо выраженные зоны неустойчивости. Для $\gamma = 15^\circ$ (рис. 2д) максимумы второй серии выше по уровню пиков первой серии. Это говорит о том, что изменение угла атаки лопасти существенно влияет на перераспределение энергии генерируемого BVI-шума.

С ростом скорости $M = 0,4$ распределение \bar{p}' (рис. 3) для углов атаки $\gamma = 10^\circ$, 15° близки случаю $M = 0,2$. Но для угла $\gamma = 5^\circ$, $\alpha = 30^\circ$ картина схожа с ситуацией $\gamma = 5^\circ$, $\alpha = 30^\circ$, $M = 0,2$. В случае $M = 0,4$, $\alpha = 60^\circ$ для всех значений $\gamma = 5^\circ$, 10° , 15° (рис. 3г, 3д, 3е) в каждой из двух упомянутых серий пиков наблюдаются по две отчётливо выраженные зоны возмущений \bar{p}' . Этот случай отличается от остальных, что говорит о значительном влиянии совместного изменения как угла атаки лопасти, так и угла постановки её к встречному потоку.

4. Анализ результатов расчёта дальнего поля

В результате численного расчёта ближнего поля были получены необходимые величины для расчёта дальнего поля. Потенциал скорости дальнего звукового поля можно записать в виде интегрального представления [9, 17]

$$4\pi\varphi'(x, t_1) = \int_S \left[\frac{1}{R} \frac{\partial\varphi'}{\partial\mathbf{n}} + \frac{1}{Ra_\infty} \frac{\partial R}{\partial\mathbf{n}} \frac{\partial\varphi'}{\partial t} - \varphi' \frac{\partial(1/R)}{\partial\mathbf{n}} \right]_{t^*} dS - M_\infty^2 \int_S \left[\frac{\mathbf{F}}{R} \right]_{t^*} dS, \quad (4.1)$$

$$\mathbf{F} = \rho[(\nabla\varphi\nabla)\mathbf{v} + (\mathbf{v}\nabla)\nabla\varphi] + \rho'(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} + \mathbf{v} \operatorname{div}(\rho\nabla\varphi + \rho'\mathbf{v}) + \nabla\varphi \operatorname{div}(\rho\mathbf{v}).$$

При выводе выражения (4.1) учтено условие излучения на бесконечности. Размерный вид записи дальнего поля более удобен для интегрирования.

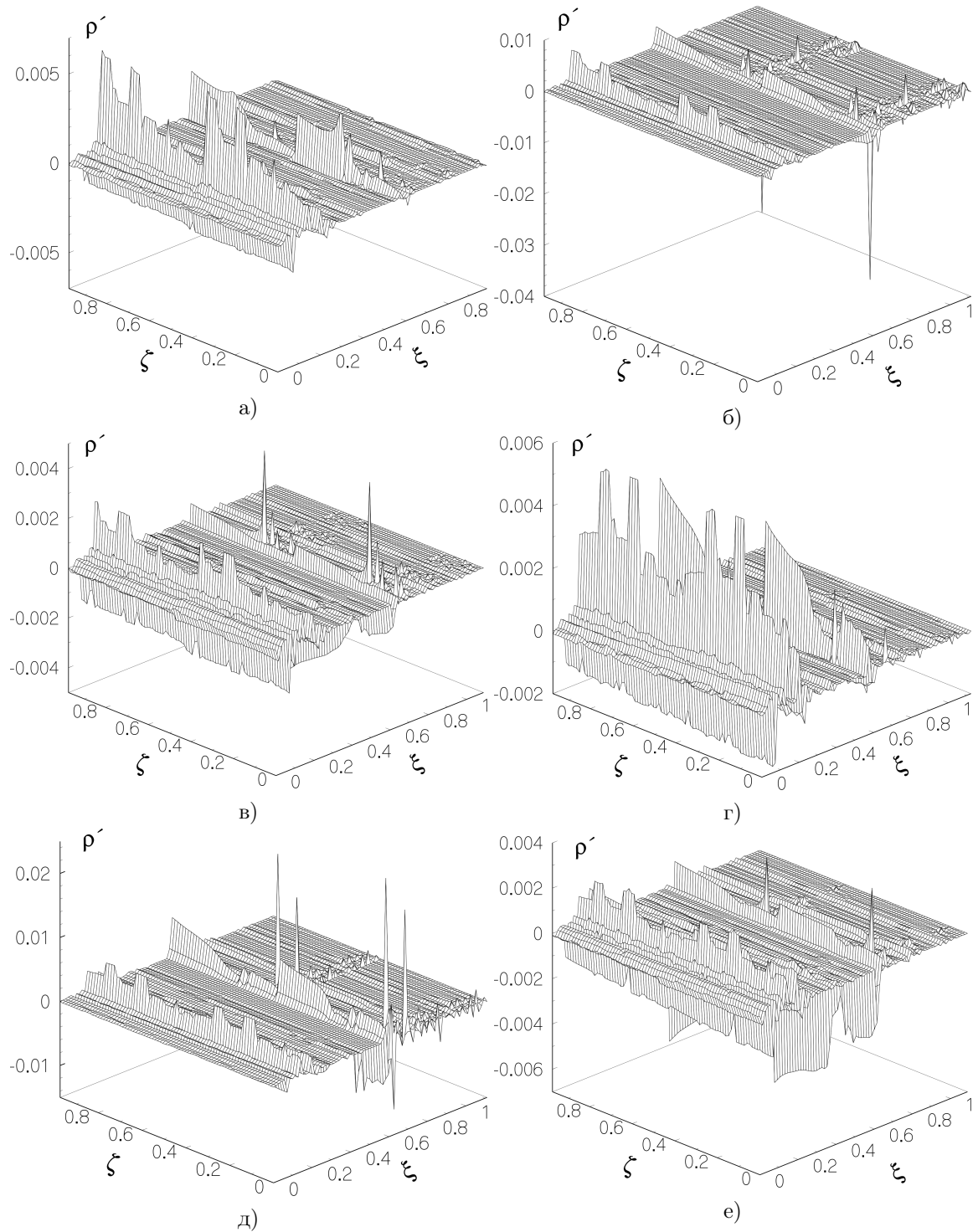


Рис. 2. Безразмерная акустическая плотность, $M = 0,2$, $\bar{r} = 1,0$: $\alpha = 30^\circ$ — а) $\gamma = 5^\circ$, б) $\gamma = 10^\circ$, в) $\gamma = 15^\circ$; $\alpha = 60^\circ$ — г) $\gamma = 5^\circ$, д) $\gamma = 10^\circ$, е) $\gamma = 15^\circ$

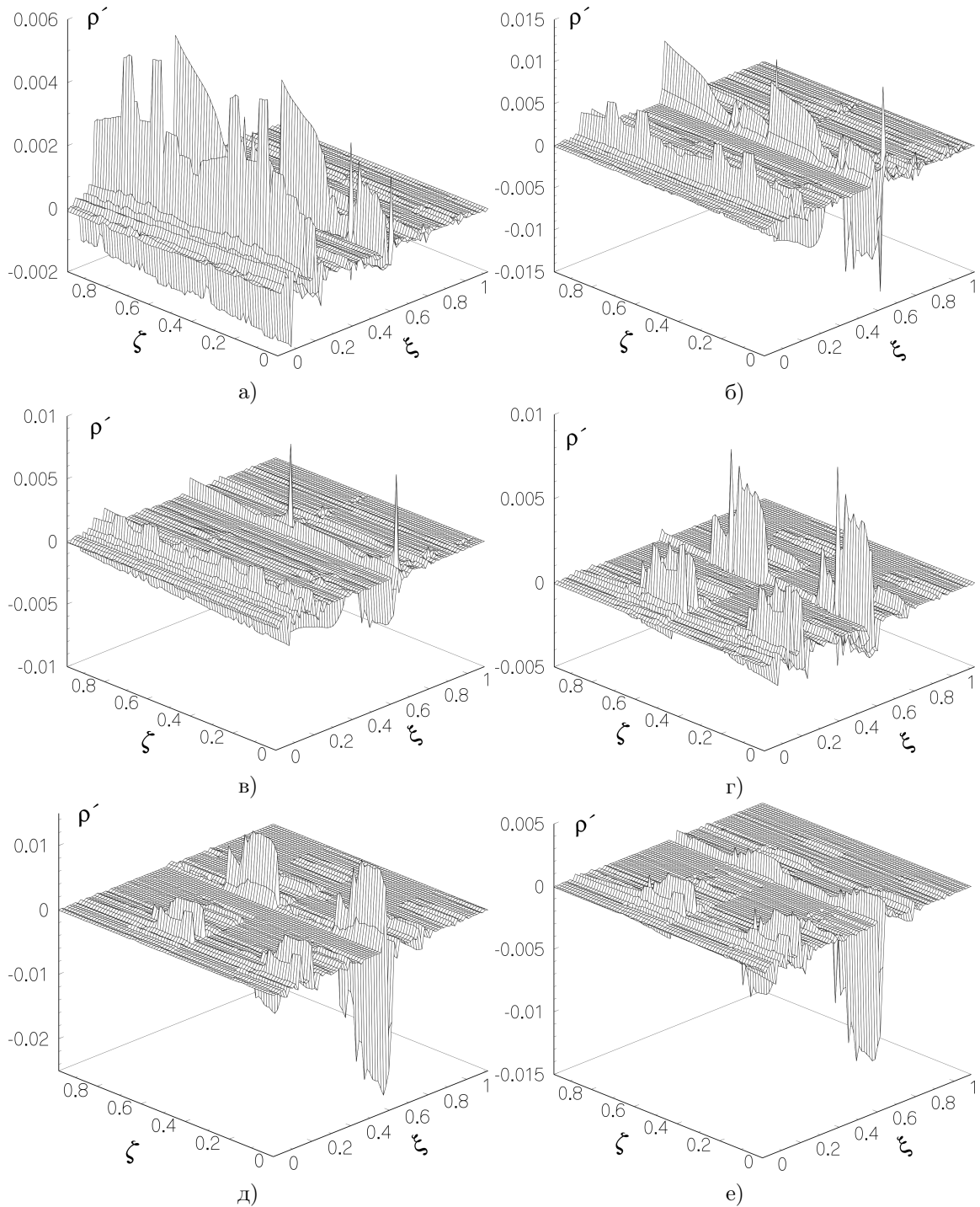


Рис. 3. Безразмерная акустическая плотность $M = 0,4$, $\bar{r} = 1,0$: $\alpha = 30^\circ$ — а) $\gamma = 5^\circ$, б) $\gamma = 10^\circ$, в) $\gamma = 15^\circ$; $\alpha = 60^\circ$ — г) $\gamma = 5^\circ$, д) $\gamma = 10^\circ$, е) $\gamma = 15^\circ$

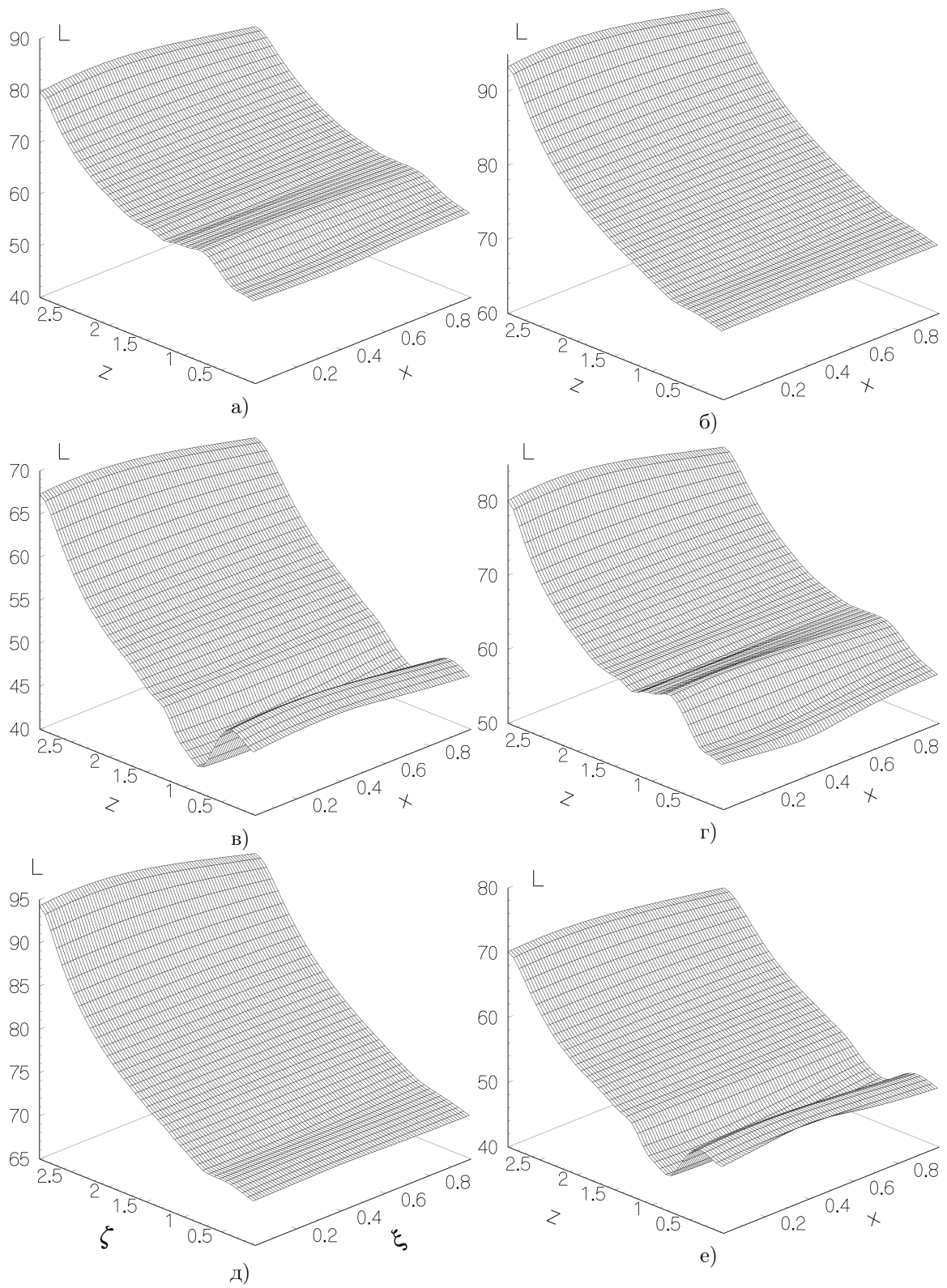


Рис. 4. Уровень звукового давления $M = 0,2$, $\bar{r} = 1,0$: $\alpha = 30^\circ$ — а) $\gamma = 5^\circ$, б) $\gamma = 10^\circ$, в) $\gamma = 15^\circ$; $\alpha = 60^\circ$ — г) $\gamma = 5^\circ$, д) $\gamma = 10^\circ$, е) $\gamma = 15^\circ$

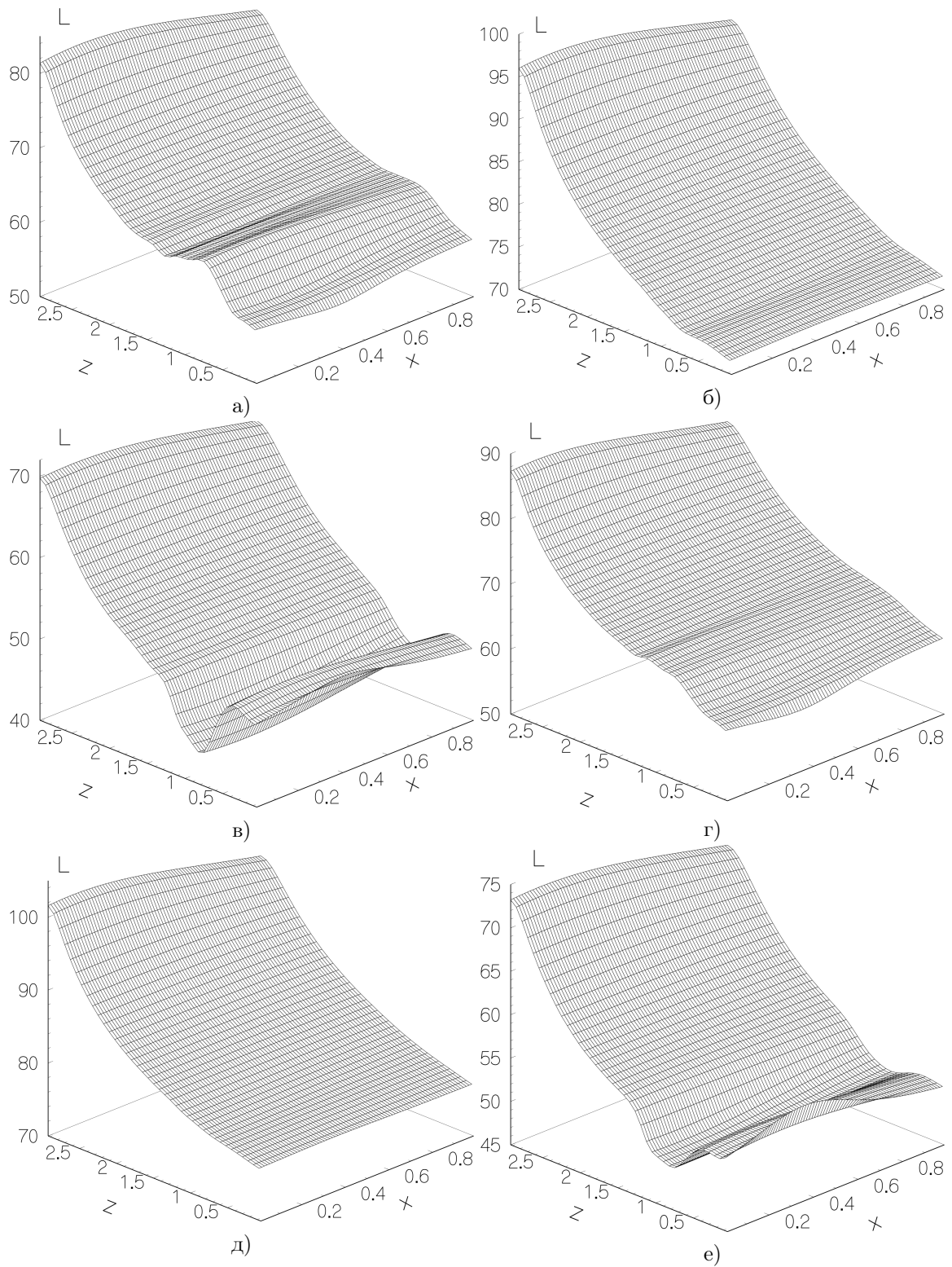


Рис. 5. Уровень звукового давления $M = 0,4$, $\bar{r} = 1,0$: а) $\alpha = 30^\circ$ — а) $\gamma = 5^\circ$, б) $\gamma = 10^\circ$, в) $\gamma = 15^\circ$; $\alpha = 60^\circ$ — г) $\gamma = 5^\circ$, д) $\gamma = 10^\circ$, е) $\gamma = 15^\circ$

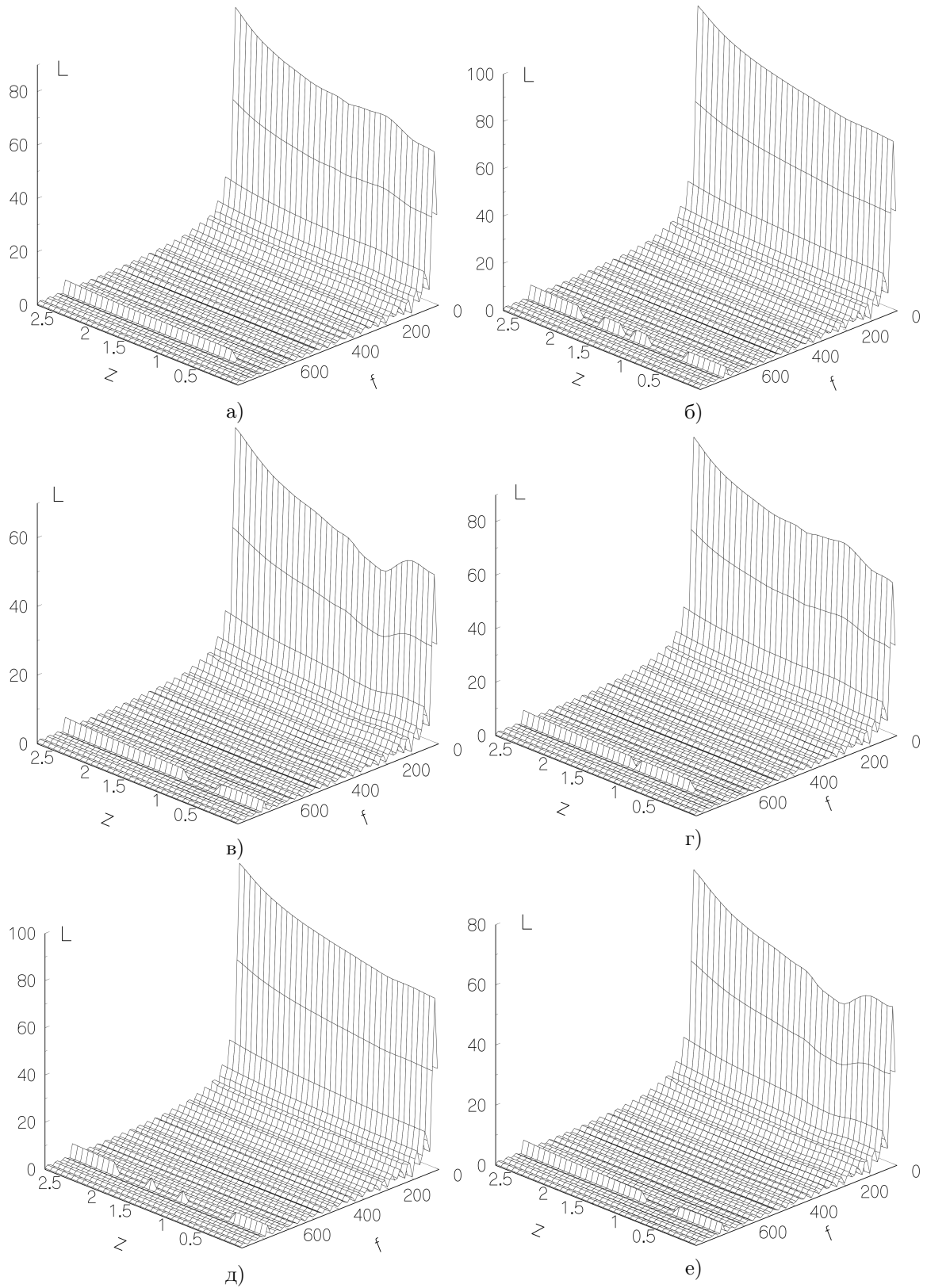


Рис. 6. Частотный спектр шума $M = 0,2$, $\bar{r} = 1,0$: $\alpha = 30^\circ$ — а) $\gamma = 5^\circ$, б) $\gamma = 10^\circ$, в) $\gamma = 15^\circ$;
 $\alpha = 60^\circ$ — г) $\gamma = 5^\circ$, д) $\gamma = 10^\circ$, е) $\gamma = 15^\circ$

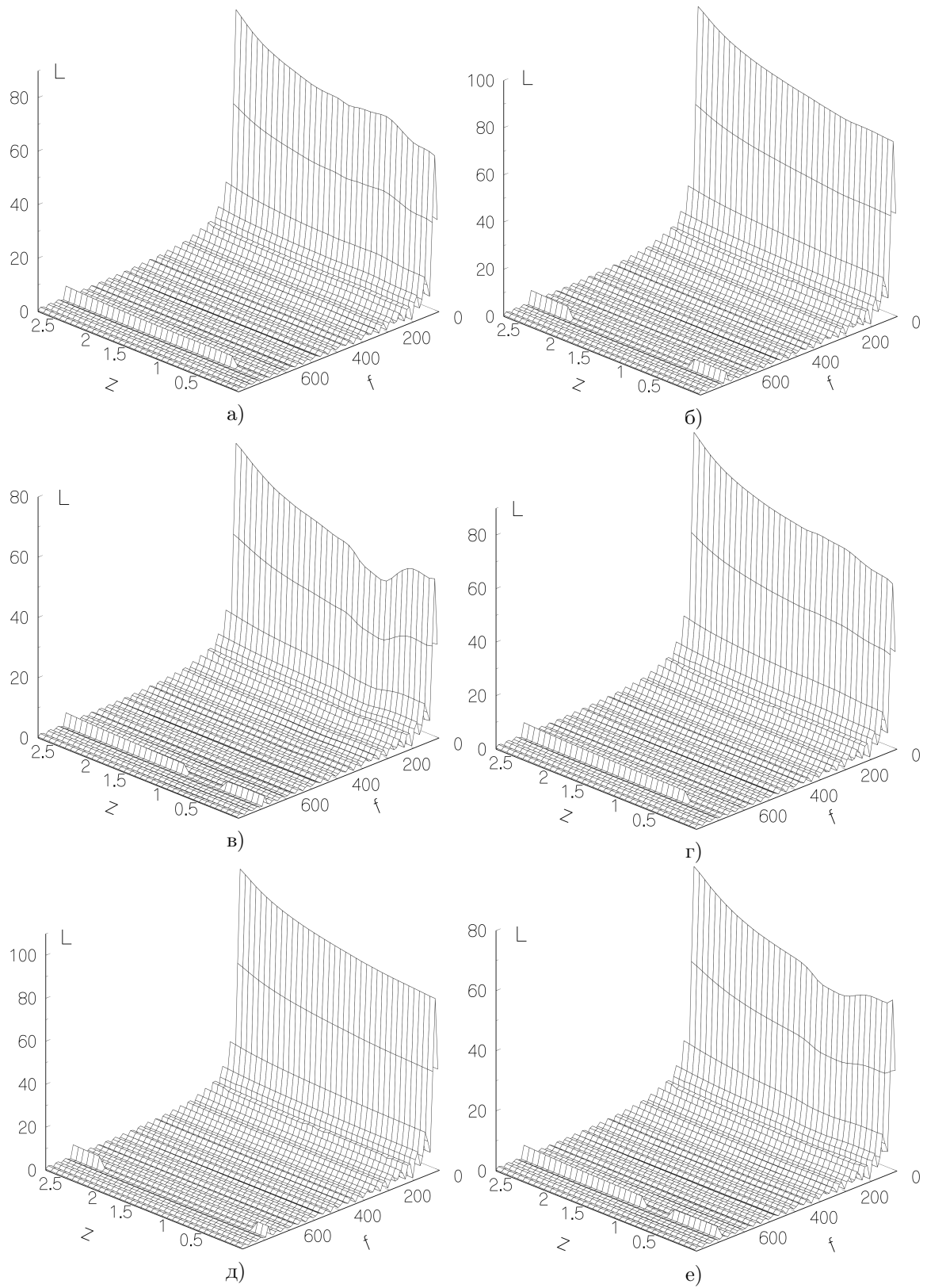


Рис. 7. Частотный спектр шума $M = 0,4$, $\bar{r} = 1,0$: $\alpha = 30^\circ$ — а) $\gamma = 5^\circ$, б) $\gamma = 10^\circ$, в) $\gamma = 15^\circ$; $\alpha = 60^\circ$ — г) $\gamma = 5^\circ$, д) $\gamma = 10^\circ$, е) $\gamma = 15^\circ$

Изменчивость распределения \bar{p}' в ближнем поле отразилась также на распределении уровня давления L в дальнем поле (рис. 4). Обращает на себя внимание изменение формы поверхности L в зависимости от угла атаки γ . При угле атаки $\gamma = 5^\circ$ форма поверхности L представляет собой достаточно плавную волну со сравнительно небольшим перепадом максимального и минимального значений уровня звукового давления. Максимум уровня расположен на удалённом от оси вращения конце лопасти. Следует напомнить, что в задачах в потенциальном приближении, без учёта вихрей, максимум L находился на определённом удалении от внешнего конца ($z = R$) лопасти. Таким образом, присутствие в поле вихрей повышает уровень шума на конце лопасти.

С увеличением угла атаки лопасти $\gamma = 10^\circ$ поверхность L становится существенно круче: перепад между максимальным (удалённый от оси вращения конец лопасти) и минимальными значениями (ближний к оси вращения коней лопасти) является более выраженным. При этом общий уровень шума возрастает на 10 Дб. Дальнейшее увеличение угла атаки $\gamma = 15^\circ$, которое близко к предельному значению угла атаки $\gamma = 16^\circ$ (где резко падает подъёмная сила), приводит к достаточно резкому снижению общего уровня L шума и изменению формы поверхности L . В области ближнего к оси вращения конца лопасти появляется дополнительный волновой гребень, который в столь выраженном виде не наблюдался для углов атаки $\gamma = 5^\circ, 10^\circ$.

Описанные особенности поведения дальнего звукового поля свидетельствуют о том, что при различных углах атаки взаимодействие вихрей и лопасти по-разному генерируют звук: с увеличением угла атаки лопасти всё большая часть кинетической энергии потока трансформируется во вновь образованные вихревые структуры. Эти вихри, как известно [17], способны генерировать звук в момент их образования в виде квадрупольных источников [18, 19], которые по уровню ниже на 15–20 Дб, чем звук вращения монополюс-дипольной природы.

Полученные расчётные данные согласуются с результатами расчёта задач в более простой потенциальной постановке [6, 7], но имеют свои особенности, которые присущи решённой выше задаче. При вариации $\alpha = 60^\circ$ (рис. 5) имеем более резкое изме-

нение L для $\gamma = 5^\circ$ с возросшим на 5 Дб максимальным значением. Такое же различие характерно и для углов атаки $\gamma = 10^\circ, 15^\circ$ по сравнению со случаем $\alpha = 30^\circ$. Расчёт L для больших чисел Маха $M = 0,4$ показал похожую закономерность с той лишь разницей, что уровень L вырос на 3 Дб.

Частотный спектр генерируемого шума (рис. 6, 7) (f — частота в Гц), обнаружил низкочастотное преобладание. Тем не менее, в нём чётко выражена частота $f = 700$ Гц, которая имеет вихревую природу, поскольку в задачах в безвихревой постановке она не реализовывалась. Таким образом, генерируемый в данной задаче шум является шумом смешанного типа: в нём присутствует как шум вращения, так и вихревой шум. Вместе они образуют BVI-шум. Полученные значения уровней шума низкочастотной части спектра согласуются с имеющимися экспериментальными и расчётными данными [14, 16, 18].

Выводы

1. Поставлена и решена задача генерации BVI-шума в зависимости от угла атаки лопасти.
2. Анализ расчётных данных выявил следующие закономерности. При малых углах атаки уровень генерируемого шума возрастает пропорционально росту угла атаки. Однако по мере приближения к углу $\gamma = 15^\circ$ наблюдается резкое снижение уровня генерируемого шума. Это говорит о том, что вновь образованные вихревые структуры захватывают часть кинетической энергии потока, которая расходуется на генерацию вихревого шума, имеющего более низкий уровень, чем шум вращения.
3. Генерируемый BVI-шум является шумом смешанного типа: в нём присутствует как вихревой шум, так и шум вращения.
4. Полученные значения уровней шума в низкочастотной части спектра шума согласуются с имеющимися экспериментальными и расчётными данными.

Литература

1. *Hutcheson F. V., Brooks T. F.* Effects of Angle of Attack and Velocity on Trailing Edge Noise. 42th AIA Aerospace Sciences Meeting, January 5–8, 2004, Reno, NV, 18 p.
2. *Lummer M., Delfs J., Lauke T.* Simulation of Sound Generation by Vortices Passing the Trailing Edge of Airfoils. 8th AIAA/CEAS

- aeroacoustics conference, 19 June, 2002, Breckenridge, Colorado.
3. *Singer B., Brenter K., Lockard D., Lilley G.* Simulation of Acoustic Scattering from Trailing Edge. 37th Aerospace Sciences Meeting&Exhibit, January 11–14, 1999, Reno, NV.
 4. *Manoga E., Delahay C., Sagaut P., Mary I., Khelil S., Guillen P.* Numerical Prediction of Unsteady Flow and Radiated Noise from a 3D Lifting Airfoil. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 28–30 May 2001, Maastricht, Netherlands. P. 167–180.
 5. *Manoga E., Toff B., Sagaut P.* Trailing Edge Noise Prediction using Large Eddy Simulation and Acoustic Analogy. 36th AIAA Aerospace science meeting and exhibit, January 12–15, 1998. Reno, NV.
 6. *Лукьянов П.В.* Шум взаимодействия вихря и лопасти вертолѐта // Наукові вісті НТТУ КПІ. 2013. №4. С. 132–136.
 7. *Лукьянов П.В.* Математическое моделирование BVI-шума лопасти ротора вертолѐта при её наклонной обдувке // Вестник Черкасского университета. 2013. №18(271). С. 11–20.
 8. *Лукьянов П.В.* Шум удалѐнного взаимодействия вихря-лопасти вертолѐта. В сб. Акустичний симпозиум «Консонанс-2013». 2–3 октября 2013 г. С. 175–180.
 9. *Лукьянов П.В.* Шум близкого взаимодействия вихря-лопасти вертолѐта. В сб. Акустичний симпозиум «Консонанс-2013», 2–3 октября 2013 г. С. 181–187.
 10. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. М.: Наука, 1983. 528 с.
 11. *Лукьянов П.В.* Система уравнений аэроакустики для среды с завихренностью: общий случай. В сб. Акустичний симпозиум «Консонанс-2007», 25–27 сентября 2007 г. С. 163–168.
 12. *Лукьянов П.В.* Об одном численно-аналитическом подходе к решению задачи генерации звука тонким крылом. Часть II. Схема применения для нестационарных задач // Акустичний вісник. 2012. №3. С. 45–52.
 13. *Володько А.М.* Основы аэродинамики и динамики полѐта вертолетов. М.: Транспорт, 1988. 344 с.
 14. *Gallman J.M.* Parametric Computational Study of Isolated Blade-Vortex Interaction Noise // AIAA Journal. 1994. Vol. 32. No. 2. P. 232–238.
 15. *Kitaplioglu C., Betzina M., Johnson W.* Blade-Vortex Interactional Noise of an Isolated Full-Scale XV-15 Tilt-Rotor. American Helicopter Society 56th Annual Forum, Virginia Beach, Virginia, May 2–4, 10p.
 16. *Thom Alasdair, Duraisamy Karthikeyan* High-Resolution Simulation of Parallel Blade-Vortex Interaction // AIAA Journal. 2010. Vol. 48. No. 10. P. 2313–2324.
 17. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.
 18. *Гольдштейн М.Е.* Аэроакустика. М.: Машиностроение, 1981. 296 с.
 19. *Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А.* Аэродинамические источники шума. М.: Машиностроение, 1981. 248 с.

References

1. Hutcheson F. V., Brooks T. F. Effects of Angle of Attack and Velocity on Trailing Edge Noise. 42th AIA Aerospace Sciences Meeting, January 5–8 2004, Reno, NV, 18 p.
2. Lummer M., Delfs J., Lauke T. Simulation of Sound Generation by Vortices Passing the Trailing Edge of Airfoils. 8th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, 19 June 2002, Breckenridge, Colorado.
3. *Singer B., Brenter K., Lockard D., Lilley G.* Simulation of Acoustic Scattering from Trailing Edge. 37th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 11–14 1999, Reno, NV.
4. *Manoga E., Delahay C., Sagaut P., Mary I., Khelil S., Guillen P.* Numerical Prediction of Unsteady Flow and Radiated Noise from a 3D Lifting Airfoil. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 28–30 May 2001, Maastricht, Netherlands. P. 167–180.
5. *Manoga E., Toff B., Sagaut P.* Trailing Edge Noise Prediction using Large Eddy Simulation and Acoustic Analogy. 36th AIAA Aerospace science meeting and exhibit, January 12–15 1998, Reno, NV.
6. *Luk'yanov P.V.* Shum vzaimodeystviya vikhrya i lopasti vertoleta [The noise of the interaction of a vortex and helicopter rotor blades]. *Naukovi visti NTTU KPI* [Scientific news NTUU KPI], 2013, no. 4, pp. 132–136. (In Russian)
7. *Luk'yanov P.V.* Matematicheskoe modelirovanie BVI-shuma lopasti rotora vertoleta pri ee naklonnoy obduvke [Mathematical modeling of the BVI-noise rotor blades of the helicopter with its sloping blasting]. *Vestnik Cherkasskogo universiteta* [Bulletin of the University of Cherkasy], 2013, no. 18 (271), pp. 11–20. (In Russian)
8. *Luk'yanov P.V.* Shum udalennogo vzaimodeystviya vikhrya-lopasti vertoleta [Noise remote interaction between the vortex-blade helicopter]. In *Sbornik Akustichniy simpozium "Konsonans-2013". 2–3 oktyabrya 2013 g.* [Proc. of Acoustic Symposium "Consonance 2013". 2–3 October 2013], pp. 175–180. (In Russian)
9. *Luk'yanov P.V.* Shum blizkogo vzaimodeystviya vikhrya-lopasti vertoleta. In *Sbornik Akustichniy simpozium "Konsonans-2013". 2–3 oktyabrya 2013 g.* [Proc. of Acoustic Symposium "Consonance 2013". 2–3 October 2013], pp. 181–187. (In Russian)

- 3 oktyabrya 2013 g. [Proc. of Acoustic Symposium "Consonance 2013". 2–3 October 2013], pp. 181–187. (In Russian)
10. Sedov L.I. *Mekhanika sploshnoy sredy* [The mechanics of a continuous medium]. Moscow, Nauka Publ., 1983, 528 p. (In Russian)
 11. Luk'yanov P.V. Sistema uravneniy aeroakustiki dlya sredy s zavikhrennost'yu: obshchiy sluchay [The system of equations for aeroacoustics environment with vorticity: the general case]. In *Sbornik Akustichnyy simpozium "Konsonans-2007". 25–27 sentyabrya 2007 g.* [Proc. of Acoustic Symposium "Consonance 2007". 25–27 September 2007], pp. 163–168. (In Russian)
 12. Luk'yanov P.V. Ob odnom chislenno-analiticheskom podkhode k resheniyu zadachi generatsii zvuka tonkim krylom. Chast' II. Skhema primeneniya dlya nestatsionarnykh zadach [On a numerical-analytical approach to the problem of sound generation thin wing. Part II. Pattern of use for non-stationary problems]. *Akustichnyy visnik* [Acoustic Bulletin], 2012, no. 3, pp. 45–52. (In Russian)
 13. Volod'ko A.M. *Osnovy aerodinamiki i dinamiki poleta vertoletov* [The basics of aerodynamics and flight dynamics of helicopters]. Moscow, Transport Publ., 1988, 344 p. (In Russian)
 14. Gallman J.M. Parametric Computational Study of Isolated Blade-Vortex Interaction Noise. *AIAA Journal*, 1994, vol. 32, no. 2, pp. 232–238.
 15. Kitaplioglu C., Betzina M., Johnson W. Blade-Vortex interactional noise of an isolated full-scale XV-15 tilt-rotor. *American Helicopter Society 56th Annual Forum*, Virginia Beach, Virginia, May 2–4, 10 p.
 16. Thom Alasdair, Duraisamy Karthikeyan. High-Resolution Simulation of Parallel Blade-Vortex Interaction. *AIAA Journal*, 2010, vol. 48, no. 10, pp. 2313–2324.
 17. Blokhintsev D.I. *Akustika neodnorodnoy dvizhushcheysya sredy* [Acoustics inhomogeneous moving medium]. Moscow, Nauka Publ., 1981, 206 p. (In Russian)
 18. Gol'dshteyn M.E. *Aeroakustika* [Aeroacoustics]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1981, 296 p. (In Russian)
 19. Munin A.G., Kuznetsov V.M., Leont'ev E.A. *Aerodinamicheskie istochniki shuma* [Aerodynamic noise sources]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1981, 248 p. (In Russian)

Статья поступила 1 июля 2014 г.

© Лукьянов П. В., 2014