

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВVI-ШУМА ДВУЛОПАСТНОГО РОТОРА ВЕРТОЛЕТА

П. В. ЛУКЬЯНОВ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев
ул. Желябова, 8/4, 03680, ГСП, Киев-180, Украина
E-mail: luk_ptr@yahoo.com

Получено 26.03.2015 ◊ Пересмотрено 10.05.2015

Решена задача о генерации ВVI-шума двухлопастным винтом ротора вертолета. Математическая модель состоит из двух частей – аэродинамической (с применением системы уравнений Эйлера) и акустической, описываемой замкнутой системой уравнений аэроакустики. Задача решена с использованием численно-аналитического подхода. Изучено взаимное влияние шума наступающей и отступающей лопастей. При определенном сочетании расчетных параметров обнаружена трансформация энергии продольных волновых фронтов в поперечные. Шум наступающей лопасти – плавный и имеет значительно более высокий уровень. Шум отступающей лопасти наиболее изменчив при варьировании углов атаки и постановки лопасти к потоку, что указывает на его вихревую природу характер. В то же время, у наступающей лопасти доминирует шум вращения. Изменения угла атаки, угла постановки лопасти к потоку и числа Маха количественно влияют на общую картину генерации шума.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: генерация звука потоком, вихрь Тейлора, взаимодействие вихря и лопасти, численно-аналитические методы

Розв'язано задачу про генерацію ВVI-шуму дволопастевим гвинтом гелікоптера. Математична модель складається з двох частин – аеродинамічної (з використанням рівнянь Ейлера) та акустичної, яка описується замкненою системою рівнянь аероакустики. Задачу розв'язано з використанням чисельно-аналітичного підходу. Вивчено взаємний вплив шуму наступаючої та відступаючої лопатей. При певній комбінації розрахункових параметрів виявлено трансформацію енергії поздовжніх хвильових фронтів у поперечні фронти. Шум наступаючої лопаті – плавний і має значно вищий рівень. Шум відступаючої лопаті найсильніше змінюється при варіюванні кутів атаки й постановки лопаті до потоку, що вказує на його вихрову природу. Водночас, у наступаючої лопаті домінує шум обертання. Зміни кута атаки, кута постановки лопаті до потоку й числа Маха кількісно впливають на загальну картину генерації шуму.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: генерація звуку потоком, вихор Тейлора, взаємодія вихора й лопаті, чисельно-аналітичні методи

The paper deals with solving the problem of BVI-noise generation by a two-blade rotor. The mathematical model consists of two parts, the aerodynamical one (using the system of the Euler's equations) and the acoustical one governed by a closed system of the equations of aeroacoustics. The problem is solved with the numerical-analytical approach. The mutual influence of the noise from the advanced and departed blades is studied. The transformation of energy of longitudinal waves to that of transversal ones is revealed under certain combinations of the input parameters. The noise of the advanced blade is smooth and has significantly higher level. The noise generated by the departed blade is subjected to the strongest changes when varying the angles of attack and blade position in the rotational plane. This indicates for its vortex nature. At the same time, the rotational noise prevails for the advanced blade. Varying of the angle of attack, angle of the blade position with respect to the flow, and the Mach number quantitatively effects on the general picture of noise generation.

KEY WORDS: sound generation by the flow, Taylor's vortex, blade-vortex interaction, numerical-analytical methods

ВВЕДЕНИЕ

Шум взаимодействия вертолетной лопасти и вихрей (ВVI-шум), имеющий импульсную природу, играет важную роль в формировании совокупного шума ротора вертолета. Так, в публикации [1] теоретически и экспериментально изучен акустический отклик первых пяти энергетически несущих гармоник ВVI-шума. В экспериментальной части работы измерены уровни сигнала в контрольных точках лопасти, а изучение дальнего поля выполнено на основе уравнения Фокс-Уильямса – Хоукинса.

В докладе [2] экспериментально изучена возможность снижения ВVI-шума с помощью инди-

видуального контроля лопасти с целью подавления высших гармоник, что позволило уменьшить уровни на ≤ 5 Дб. В диссертации [3] приведены результаты экспериментального исследования ВVI-шума, обсужден ряд сопутствующих технических трудностей и методы их преодоления. Рассмотрены различные варианты законцовки лопастей. Полученные данные об акустическом сигнале говорят об импульсном характере ВVI-шума, который нелинеен по форме. При этом его частотный спектр близок к спектру шума, полученному расчетным путем в работах [4, 5].

Особо хотелось бы акцентировать внимание на особенностях моделирования ВVI-шума. Современные подходы предусматривают разделение

рассматриваемой задачи на аэродинамическую и акустическую части. Делают это по-разному. Так, в работе [6] задачу для ближнего поля решали с помощью так называемого метода вычислительной аэроакустики (CAA method). Для моделирования течения вокруг крыла использован LES подход. Акустическое дальнее поле моделировалось с помощью метода Кирхгофа и формулы Фокс-Уильямса – Хоукинга. Однако такая идеология не вполне корректна с точки зрения моделирования процесса генерации звука [7, 8], поскольку в LES модели учитываются лишь крупные вихри. Между тем, поведение мелких вихрей также несет информацию о звуковом поле, представляющем собой малые возмущения основного течения. Поэтому приведенные в [6] графические данные интересны лишь с точки зрения изучения аэродинамики течения.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных также приведено для пульсаций акустического давления в диссертации [9]. Здесь при моделировании ближнего поля протестированы модели известных распределений вихрей. Полученные экспериментальные и численные данные представляют собой одномерные распределения акустического давления от времени. В публикации [10] основное внимание уделено изучению изменения BVI-шума в зависимости от формы конца лопасти. Кроме того, отмечено влияние уменьшения лобового сопротивления лопасти на снижение BVI-шума. В работе [11] численно и экспериментально исследован шум высокоскоростного взаимодействия лопасти и вихрей. Полученные данные говорят о его импульсном характере.

В перечисленных публикациях изучен шум одиночной лопасти. Однако, как показал обзор [12], нагрузки на лопасть ротора неравномерны. Более того, ротор состоит из двух более лопастей. Их присутствие должно отразиться на формировании как ближнего, так и дальнего акустического поля, поскольку при вращении лопасти обтекаются потоком по-разному. Действительно, наступающая лопасть обтекается со скоростью, равной скорости набегающего потока плюс скорость собственного вращения. Скорость же обтекания отступающей назад лопасти представляет собой разность скоростей встречного потока и вращения самой лопасти. Нетрудно заметить, что при определенных режимах обтекания близкая к комлю часть отступающей лопасти может находиться в противоточном потоке (если линейная скорость вращения лопасти превосходит скорость набегающего на ротор потока). По сути дела, если скорость горизонтального движения вертолета меньше линейной скоро-

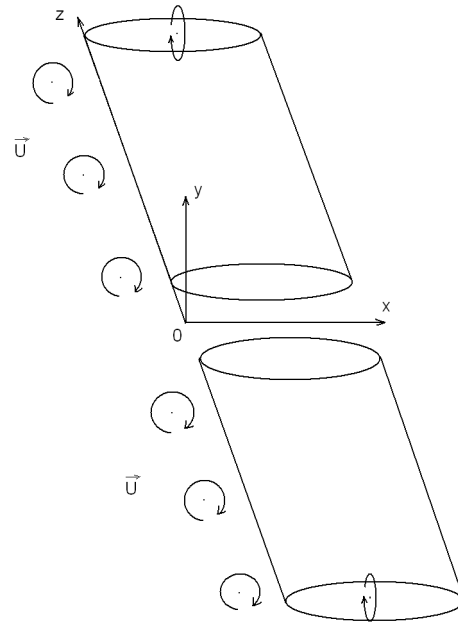


Рис. 1. Схема обтекания потоком двухлопастного ротора вертолета

сти вращения, то отступающая лопасть уже фактически обтекается в противоположном направлении. По-видимому, это должно оказать влияние на общую картину формирования звукового поля. Численно-аналитическому исследованию этой проблемы и посвящена данная статья.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. МЕТОД РЕШЕНИЯ

1.1. Аэродинамическая задача

Пусть ротор вертолета состоит из двух одинаковых симметричных лопастей. Введем прямоугольную декартову систему координат $Oxyz$ (рис. 1). Считаем, что лопасть в поперечном сечении представляет собой симметричный профиль, форма которого задана в виде $y = x(1-x)$. Для удобства расчета введем некоторое упрощение, а именно, будем считать, что комлевые части лопасти расположены достаточно близко друг к другу. Это приближенно позволит считать две лопасти одним целым и упростит численный расчет вдоль координаты $-R \leq z \leq R$.

Система уравнений, описывающая движение идеальной сжимаемой жидкости без учета темпе-

ратурных изменений, имеет вид [8]:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \lambda c \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} + \frac{c}{R} \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \zeta} = -\frac{1}{M^2 \bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \xi}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial \tau} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \xi} + \lambda c \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \zeta} = -\frac{\lambda c}{M^2 \bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial \tau} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \xi} + \lambda c \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \zeta} = -\frac{1}{AR} \frac{1}{M^2 \bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \zeta}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u})}{\partial \xi} + \lambda c \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{v})}{\partial \eta} + \frac{1}{AR} \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{w})}{\partial \zeta} = 0.$$

где

$$\bar{u} = \frac{u}{U_\infty}; \quad \bar{v} = \frac{v}{U_\infty}; \quad \bar{w} = \frac{w}{U_\infty};$$

$$\xi = \frac{x}{c}; \quad \eta = \lambda y; \quad \zeta = \frac{z}{R}; \quad \tau = kt; \quad (5)$$

$$\bar{p} = \frac{p}{\rho_\infty U_\infty^2}; \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_\infty}.$$

Величины c и R представляют собой длину хорды и радиус размаха лопасти соответственно; $AR = R/c$ – относительное удлинение; λ и k – малые безразмерные параметры, выбираемые для каждой конкретной ситуации отдельно. На поверхности лопасти задается граничное условие непроницаемости через жесткую поверхность Γ :

$$\bar{v}_n|_\Gamma = 0. \quad (6)$$

В начальный момент передняя часть лопасти взаимодействует с набегающим потоком и вихрями Тейлора. Поскольку лопасть имеет конечные размеры, то на ее концах формируются присоединенные вихри Скулли, наиболее адекватно моделирующие концевые вихри [13]. Они принимают непосредственное участие в формировании индуктивного течения вдоль размаха лопасти.

1.2. Акустическая задача

Система уравнений, описывающая процесс генерации звука, имеет вид [8]:

$$\frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \tau^2} - \frac{1}{M_\infty^2} \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \xi^2} -$$

$$-a^2 \left(\lambda^2 c^2 \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \eta^2} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial^2 \bar{\rho}'}{\partial \zeta^2} \right) + \mathcal{R} = \mathcal{G}, \quad (7)$$

$$\bar{\rho} \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \xi^2} + \lambda^2 c^2 \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \zeta^2} \right) + c \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \xi} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \zeta} +$$

$$+ \lambda^2 c^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \eta} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \eta} + \frac{1}{AR^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \zeta} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \zeta} =$$

$$= - \left[c \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \tau} + \bar{\rho}' \left(c \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \lambda c^2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \zeta} \right) + \right. \quad (8)$$

$$\left. + c \bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \xi} + \lambda c^2 \bar{v} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \eta} + \frac{c^2}{R} \bar{w} \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial \zeta} \right].$$

Здесь $\bar{\rho}'$, $\bar{\phi}$ – уже не векторные величины, а безразмерные звуковой потенциал и флуктуация плотности; $\bar{\rho}$, \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} – безразмерные плотность и компоненты вектора скорости основного течения. В отличие от аэродинамической задачи, штрихи в соотношениях (7),(8) обозначают акустические пульсации. Слагаемое

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

вместе с остальными членами левой части (7) представляет собой оператор, описывающий процесс генерации и распространения звука, формирующегося под влиянием источника звука

$$\mathcal{G} = \mathcal{G} \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \zeta}, \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \xi^2}, \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \xi \partial \eta}, \dots, \frac{\partial^3 \bar{\phi}}{\partial \zeta^3} \right).$$

Уравнение (8), полученное из уравнения неразрывности среды, замыкает систему двух уравнений относительно двух неизвестных $\bar{\rho}'$, $\bar{\phi}$.

Граничное условие для акустической части задачи естественным образом включено в граничное условие для ее аэродинамической части. Однако при расчетах в качестве начального приближения всегда используется имеющееся решение упрощенной задачи. В качестве такового принято решение задачи для потенциального течения [4, 5], в которой акустическое граничное условие автоматически вытекает из граничного условия (6). Начальные акустические возмущения примем равными нулю.

1.3. Представление дальнего поля

Для описания дальнего звукового поля используем следующее представление [8]:

$$\int_S \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial n} + \frac{1}{Ra_\infty} \frac{\partial R}{\partial n} \frac{\partial \phi'}{\partial t} - \phi' \frac{\partial \frac{1}{R}}{\partial n} \right]_{t^*} dS - M_1^2 \int_S \left[\frac{F}{R} \right]_{t^*} dS = 4\pi \phi'(x, t_1), \quad (9)$$

$$F = \rho[(\nabla \phi \cdot \nabla) \bar{v} + (\bar{v} \cdot \nabla) \cdot \nabla \phi] + \rho'(\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} + \bar{v} \cdot \text{div}(\rho \nabla \phi + \rho' \bar{v}) + \nabla \phi \text{div}(\rho \bar{v}).$$

Здесь интегральное выражение содержит аэродинамические характеристики ρ , \bar{v} – плотности и компоненты вектора скорости в размерном виде, а также их пульсации в звуковой волне ρ' , ϕ . Размерная форма записи соотношения (9) удобна для интегрирования.

1.4. Метод решения задачи

В качестве расчетного алгоритма взята схема численно-аналитического подхода [14, 15], но используемая уже не для одиночной лопасти, а для двух лопастей вместе. При этом алгоритм схемы был настроен таким образом, чтобы учесть возникновение зон обратного обтекания отступающей лопасти. Размер шага вдоль пространственных координат выбирался таким же, как и для одиночной лопасти [15]. При этом счет оставался устойчивым.

2. АНАЛИЗ РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ

2.1. Ближнее поле

Расчет ближнего поля выполнен для значений $M=0.3$ и 0.4 . Из решения акустической задачи получено распределение ρ' по поверхности лопасти, вычисленное для различных углов атаки γ и углов постановки лопасти к набегающему потоку α . Так, для $\gamma=5^\circ$, $\alpha=30^\circ$ (рис. 2, а) максимальная амплитуда пульсаций ρ' наступающей лопасти почти в три раза выше величины пульсаций для отступающей лопасти (рис. 2, б). Кроме того, две серии пиков, присутствующие на обеих лопастях, ведут себя по-разному. В отступающей лопасти первая из них более равномерна, а в наступающей перепад пиков намного значительнее. Вторая серия пиков, ответственная за вихревой шум, для отсту-

пающей лопасти равномерна, лишь на отдельных участках лопасти реализуются зоны неустойчивости. Для наступающей лопасти вторая серия пиков более изменчива. Это говорит о том, что вихревой шум в данном случае генерируется преимущественно наступающей лопастью.

Увеличивая угол атаки $\gamma=10^\circ$, получим иное распределение пиков для наступающей лопасти (рис. 3, а). Первая серия пиков имеет более низкие уровни, кроме того, менее выражен их перепад. В то же время, резко возрастают амплитуды пиков второй серии. Для отступающей лопасти (рис. 3, б) наблюдаются резкие всплески за второй серией пиков. Это говорит о существенной неустойчивости течения в этой зоне, которая и генерирует ВVI-шум.

Если увеличить угол постановки лопасти к набегающему потоку до $\gamma=5^\circ$, $\alpha=45^\circ$ (рис. 4), картина для наступающей лопасти существенно изменится. Здесь отчетливо видны две серии резко выраженных поперечных возмущений на конце и посередине лопасти. Это свидетельствует о переходе части энергии потока, фомировавшей продольные возмущения (вдоль размаха), в поперечные возмущения. Для $\gamma=10^\circ$, $\alpha=45^\circ$ (рис. 5) остается лишь центральная часть первой серии пиков, на конце лопасти ($z \rightarrow -R$) они практически исчезают. Однако во второй серии пиков появляются два резко выраженных максимума неустойчивости течения, где наиболее интенсивно генерируется звук.

Увеличив число Маха до $M=0.4$, получим совершенно иную картину распределения ρ' (рис. 6–9). Так, для $\gamma=5^\circ$, $\alpha=30^\circ$ (рис. 6, а) первая серия пиков преобразовалась в две локально выраженные зоны неустойчивости. Последние наблюдаются и во второй серии пиков, которая по уровню несколько выше первой. Это говорит о преобладании вихревого шума, генерируемого на поверхности наступающей лопасти. Для отступающей лопасти (см. рис. 6, б), наоборот, пики первой серии несколько выше пиков второй серии, но их форма и местоположение вдоль координаты одно и то же. Кроме того, наблюдается зарождение поперечной серии возмущений, которая была описана выше для $M=0.3$, $\gamma=10^\circ$, $\alpha=45^\circ$.

При $\gamma=10^\circ$, $\alpha=30^\circ$ пики для наступающей лопасти близки по форме к зафиксированным при $M=0.3$, но распределение ρ' для отступающей лопасти выявило две области неустойчивости поперек лопасти за второй серией пиков. Эта же ситуация реализуется при $\gamma=10^\circ$, $\alpha=45^\circ$ (см. рис. 9). Для случая $\gamma=5^\circ$, $\alpha=30^\circ$ (рис. 8) форма пиков несколько отличается от полученной при $M=0.3$, но общая тенденция их формирования сохраняется.

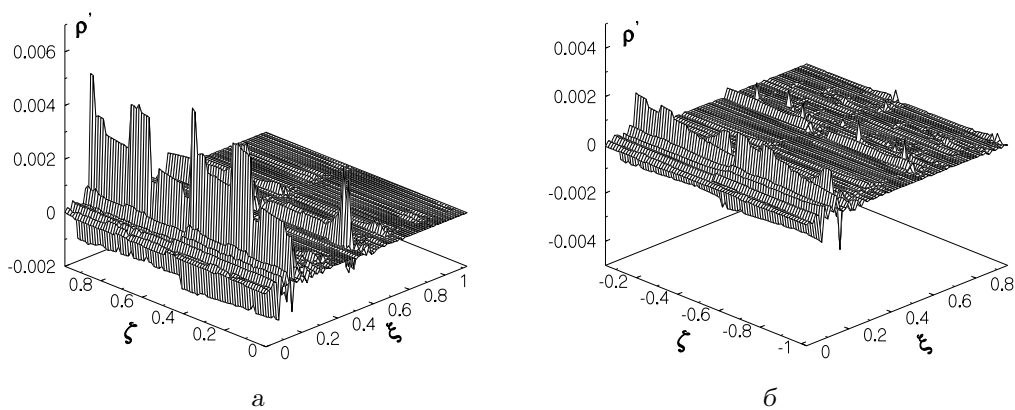


Рис. 2. Безразмерная акустическая плотность, $M=0.3$, $\gamma = 5^\circ$, $\alpha=30^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

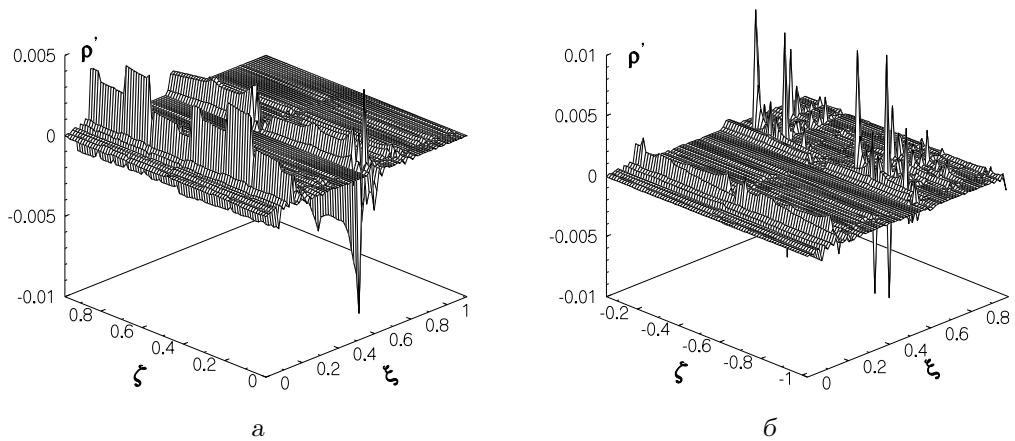


Рис. 3. Безразмерная акустическая плотность, $M=0.3$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha=30^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

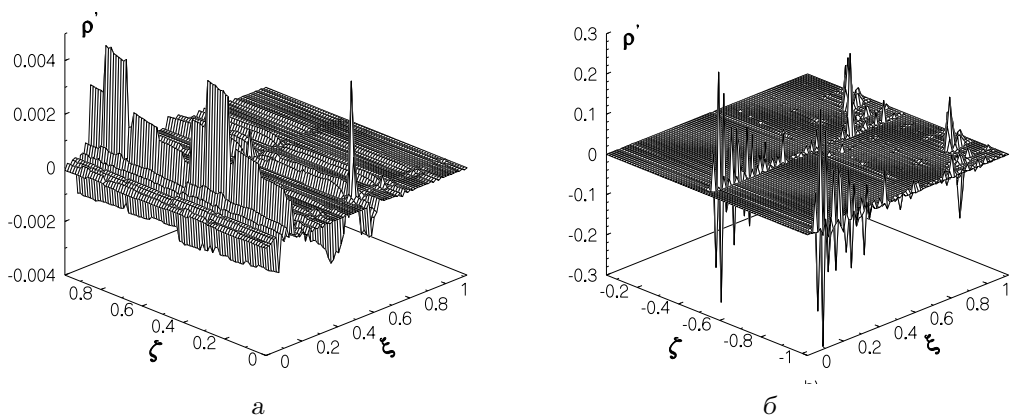


Рис. 4. Безразмерная акустическая плотность, $M=0.3$, $\gamma = 5^\circ$, $\alpha=45^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

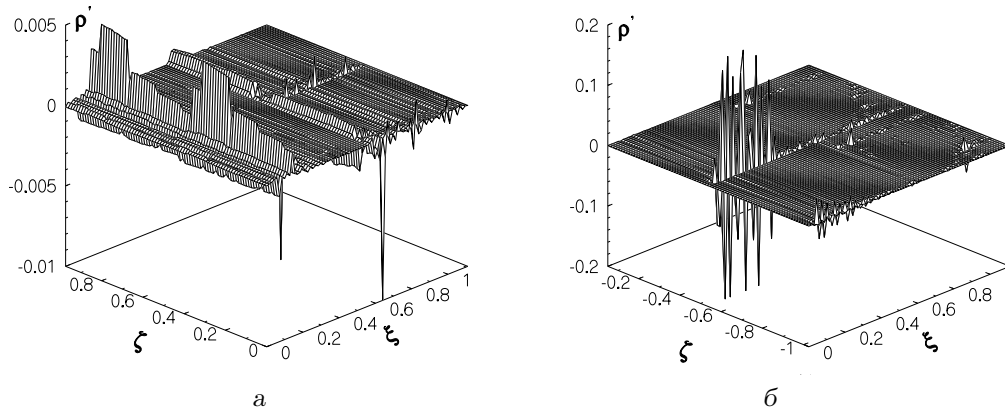


Рис. 5. Безразмерная акустическая плотность, $M=0.3$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha=45^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

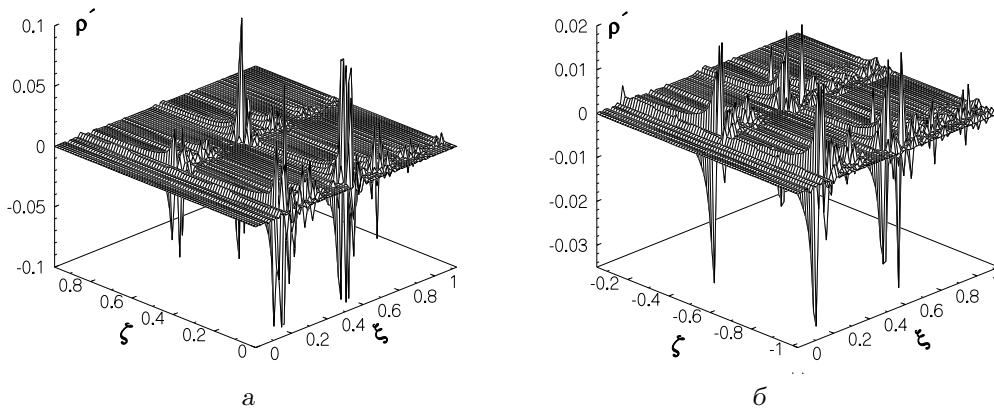


Рис. 6. Безразмерная акустическая плотность, $M=0.4$, $\gamma = 5^\circ$, $\alpha=30^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

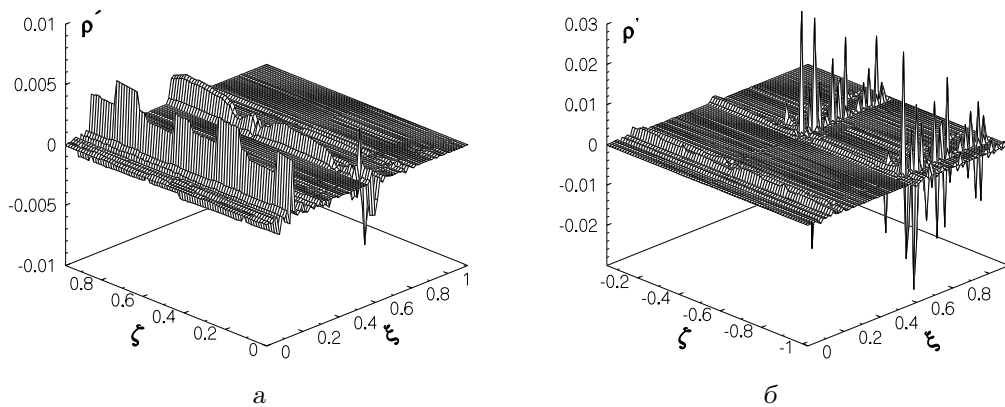
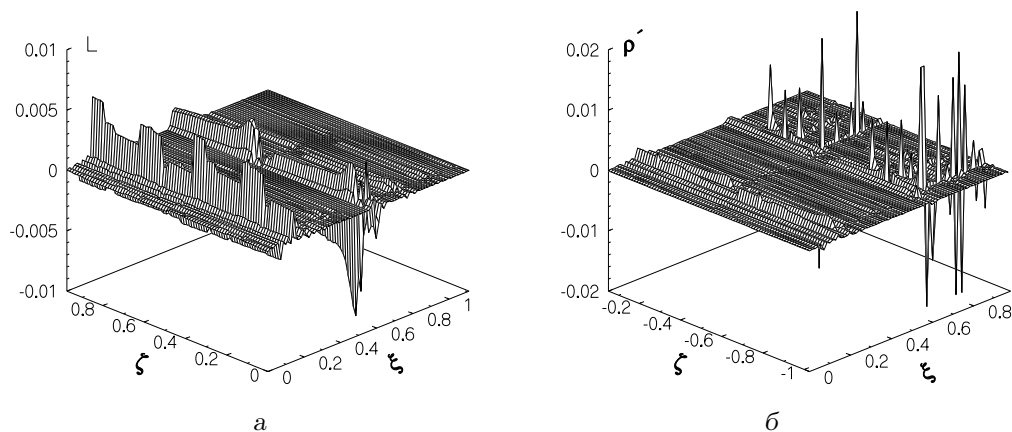
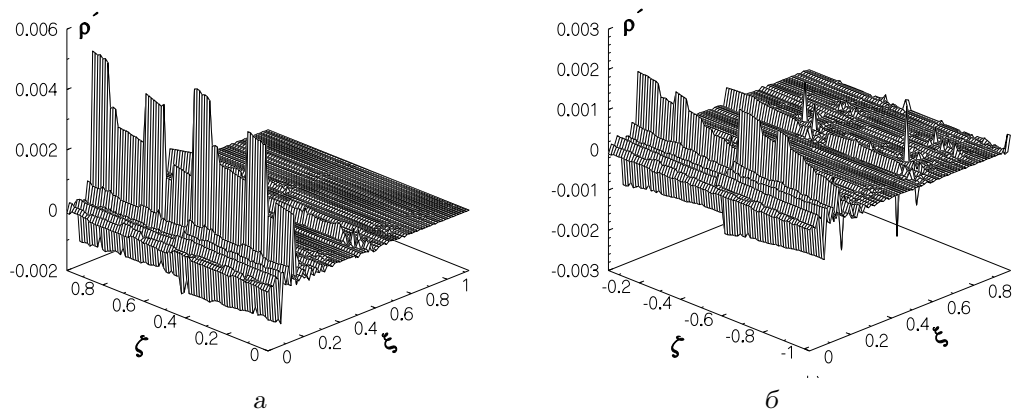


Рис. 7. Безразмерная акустическая плотность, $M=0.4$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha=30^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

Рис. 8. Безразмерная акустическая плотность, $M=0.4$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha = 45^\circ$:

а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

Рис. 9. Безразмерная акустическая плотность, $M=0.4$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha = 45^\circ$:

а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

2.2. ДАЛЬНЕЕ ПОЛЕ

Столь существенное различие поведения ρ' в ближнем поле не могло не сказаться на дальнем поле. Уровень генерируемого шума L (рис. 10, 11) – наиболее плавный для наступающей лопасти ($0 \leq z \leq 3$ м). Минимум шума от отступающей лопасти расположен в разных местах, зависящих от параметров M , γ , α . Так, для $M=0.3$, $\gamma=5^\circ$, $\alpha=30^\circ$ (см. рис. 10, а) он наблюдается при $z=-1$ м. При этом для фиксированного значения x (например $x=0.1$ м) сечение поверхности уровней L очень похоже на полученное в работе [9]. По мере продвижения вдоль хорды (по координате x) наблюдается ряд локальных впадин, что говорит о неравномерной генерации звука по поверхности лопасти, а также о сложной картине течения, особенно для отступающей лопасти. Это еще раз за-

ставляет задуматься о различии процессов излучения и генерации звука – излучение звука плавно распределено по всей излучающей поверхности, а его генерация потоком существенно зависит от свойств нестационарного течения, взаимодействия его с вихрями, появления локальных зон неустойчивости на поверхности лопасти.

Для случая $\gamma=10^\circ$, $\alpha=30^\circ$ (см. рис. 10, б) появляется ряд волновых фронтов, которые не наблюдались для одиночной лопасти. Форма поверхности L для отступающей лопасти более изменчива и вариация уровней здесь существеннее. Это происходит потому, что отступающая лопасть обтекается средой иначе, чем наступающая, а суммарная скорость взаимодействия ее с потоком значительно меньше, чем у наступающей. Эта особенность, наряду с присутствующим на конце лопасти вихрем Скулли, и формируют описываемое пове-

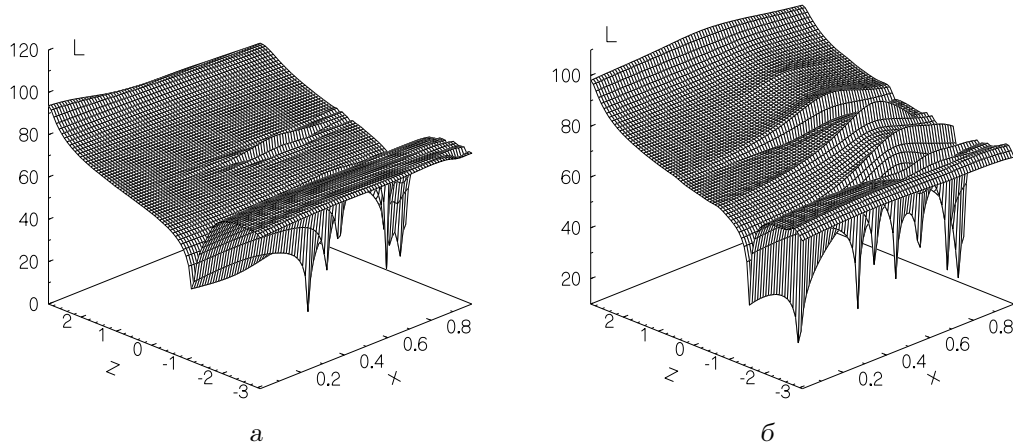


Рис. 10. Уровень нормированного давления, $M=0.3$, $\alpha=30^\circ$:
 а – $\gamma=5^\circ$, б – $\gamma=10^\circ$

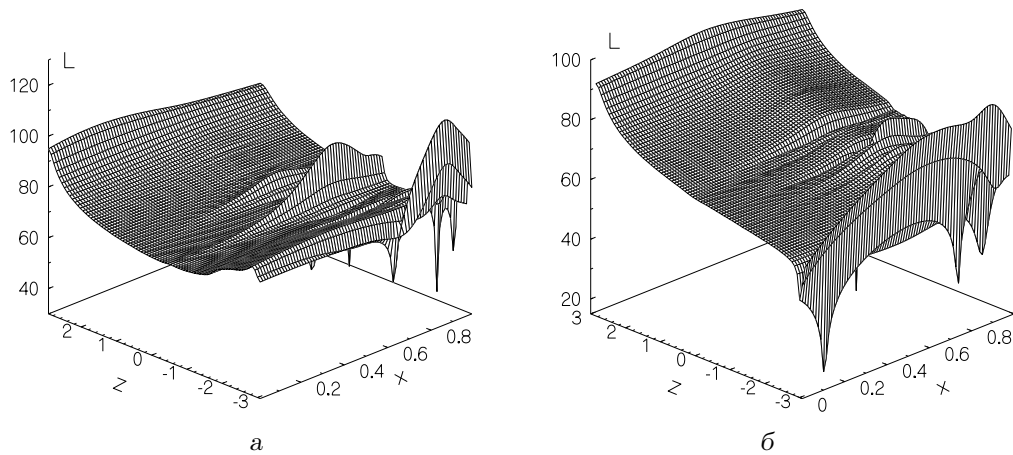


Рис. 11. Уровень нормированного давления, $M=0.3$, $\alpha=45^\circ$:
 а – $\gamma=5^\circ$, б – $\gamma=10^\circ$

дение. Для угла постановки лопасти $\alpha=45^\circ$ (см. рис. 11) концевые всплески $-3 \text{ м} \leq z \leq -2 \text{ м}$ выражены резче, чем в случае $\alpha=30^\circ$.

С увеличением числа Маха набегающего потока до $M=0.4$ (рис. 12, 13) области указанных пиков также присутствуют, но их вариация по амплитуде существенно слабее. Так, в случае $\gamma=5^\circ$, $\alpha=45^\circ$ (см. рис. 13, а) наблюдается вырождение пиков в два локальных всплеска, а остальная поверхность L остается плавной. Всплески L в районе $z=-1 \text{ м}$ сгладились и остались лишь концевые эффекты. При этом возник ряд локальных зон с пониженными значениями L . Это объясняется тем, что звуковые волны, генерируемые в разных точках на поверхности лопасти, взаимодействуют друг с дру-

гом, образуя зоны частичной взаимной компенсации шума. В целом уровень шума для $M=0.4$ выше на (6...10) Дб, чем для $M=0.3$.

Частотные спектры (рис. 14–21), полученные из данных об L , отражают описанные выше особенности генерируемого шума. В тех областях лопасти, где L изменяется плавно, спектр шума также плавный. Там же, где на поверхности L имеют место всплески или впадины, в спектре шума проявляется локальное возбуждение ряда гармоник. Особенно это выражено в областях, где наблюдались две зоны поперечных возмущений (как ρ' , так и L). Наличие последних и усиливает уровень отдельных гармоник в частотном диапазоне $200 \leq f \leq 700 \text{ Гц}$. Анализируя спектр в це-

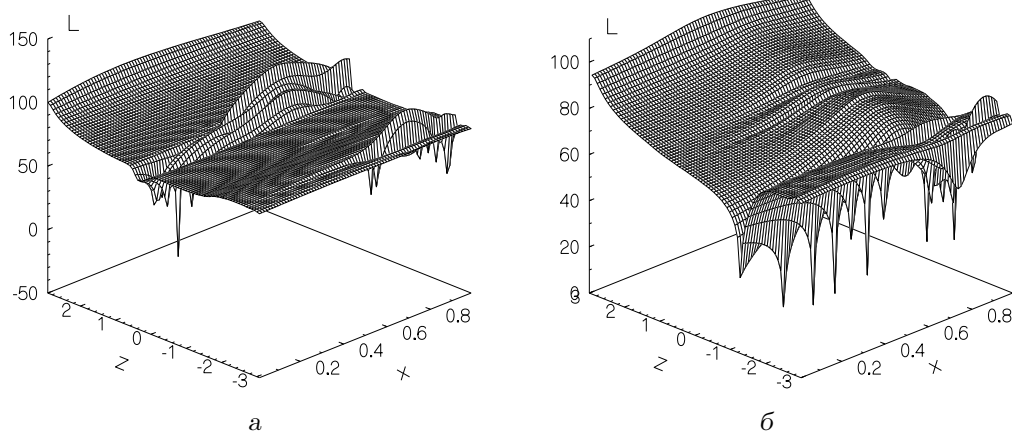


Рис. 12. Уровень нормированного давления, $M=0.4$, $\alpha=30^\circ$:
 а – $\gamma=5^\circ$, б – $\gamma=10^\circ$

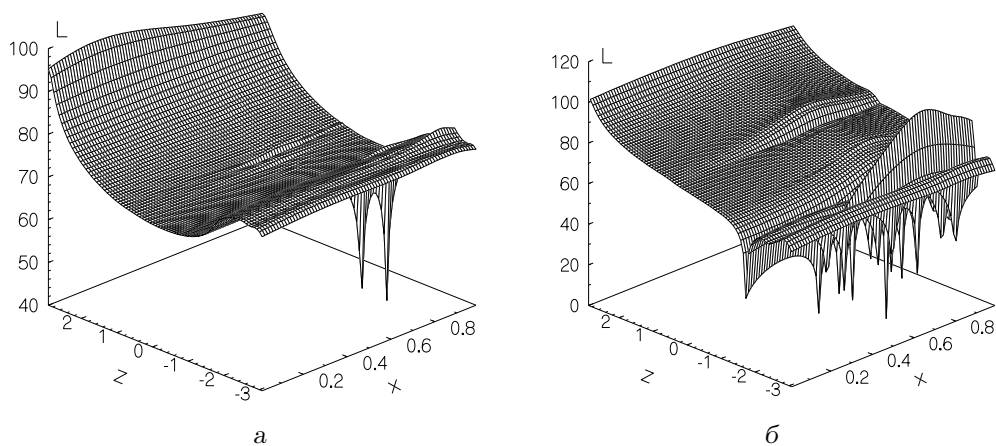


Рис. 13. Уровень нормированного давления, $M=0.4$, $\alpha=45^\circ$:
 а – $\gamma=5^\circ$, б – $\gamma=10^\circ$

лом, стоит отметить, что тенденция аккумуляции основной энергии генерируемого шума низкочастотной частью спектра сохраняется. Несмотря на то, что полученные количественные данные выявили ряд особенностей шума от ротора из двух лопастей, здесь сохраняется определенная преемственность, схожесть с результатами для одиночной лопасти [15].

3. ВЫВОДЫ

1. Поставлена и решена задача о генерации шума взаимодействия двухлопастного ротора с вихрями Тейлора и концевым вихрем Скулли. Выполнен расчет характеристик ближнего и дальнего полей.

2. Численные данные позволили обнаружить ряд интересных закономерностей, касающихся трансформации энергии продольных волновых фронтов в поперечные при определенном сочетании расчетных параметров задачи. При этом шум, генерируемый отстающей лопастью, сильнее всего изменяется при варьировании углов атаки и постановки лопасти к потоку. Шум наступающей лопасти – плавный и значительно выше по уровню.

3. Вариация серий пиков обеих лопастей говорит о том, что шум отстающей лопасти носит преимущественно вихревой характер, в то время как у наступающей лопасти доминирует шум вращения.

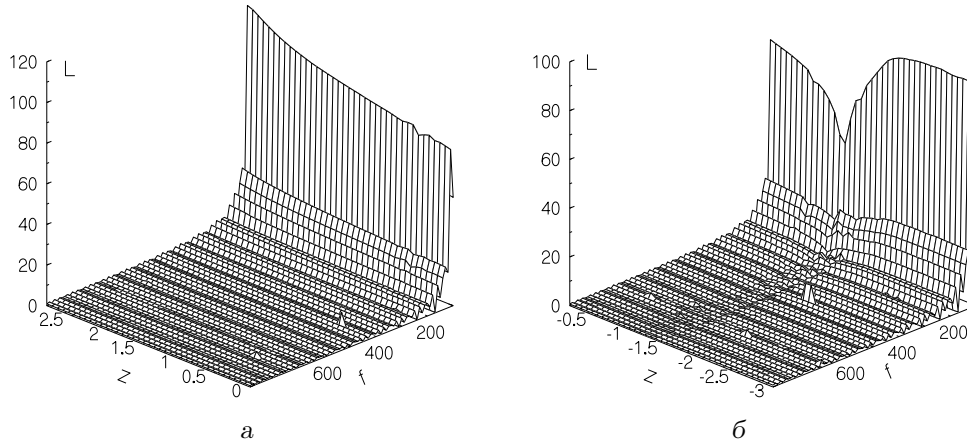


Рис. 14. Спектральные уровни давления (в Дб), $M=0.3$, $\gamma = 5^\circ$, $\alpha=30^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

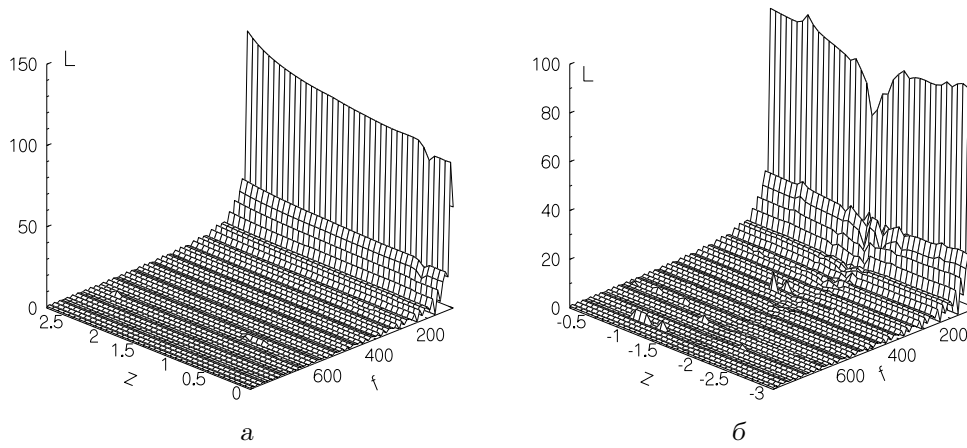


Рис. 15. Спектральные уровни давления (в Дб), $M=0.3$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha=30^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

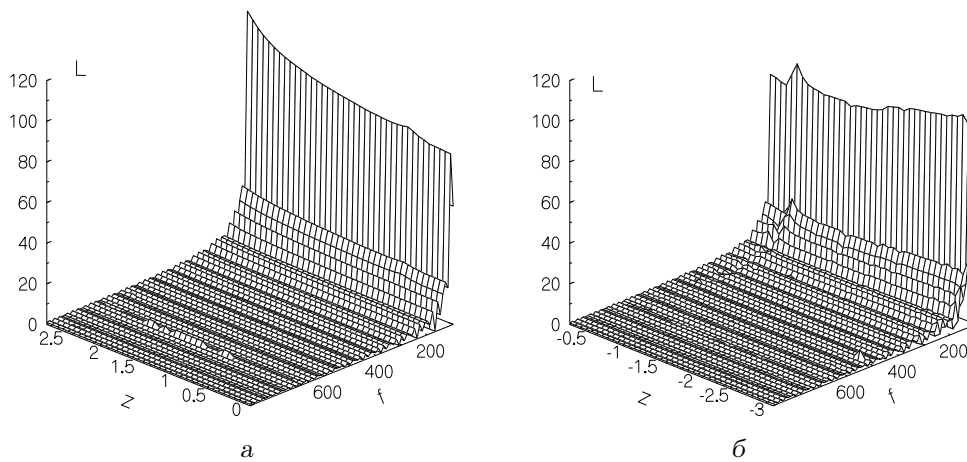


Рис. 16. Спектральные уровни давления (в Дб), $M=0.3$, $\gamma = 5^\circ$, $\alpha=45^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

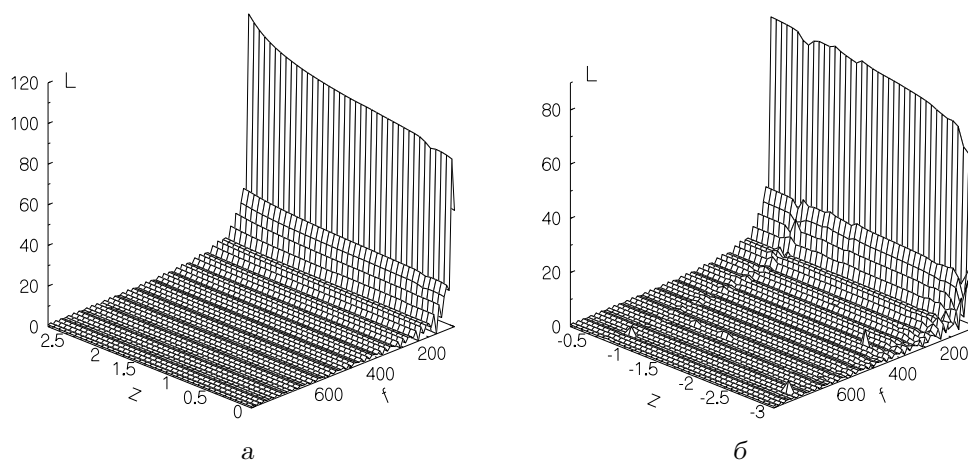


Рис. 17. Спектральные уровни давления (в Дб), $M=0.3$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha=45^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

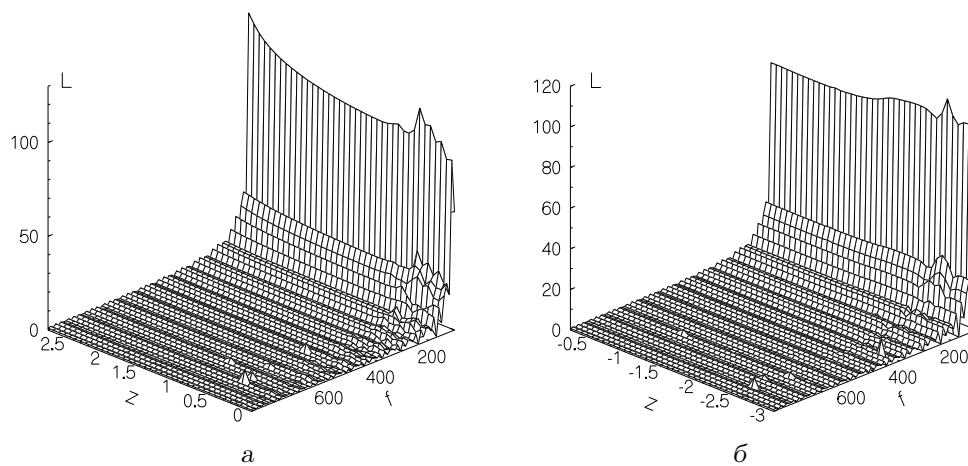


Рис. 18. Спектральные уровни давления (в Дб), $M=0.4$, $\gamma = 5^\circ$, $\alpha=30^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

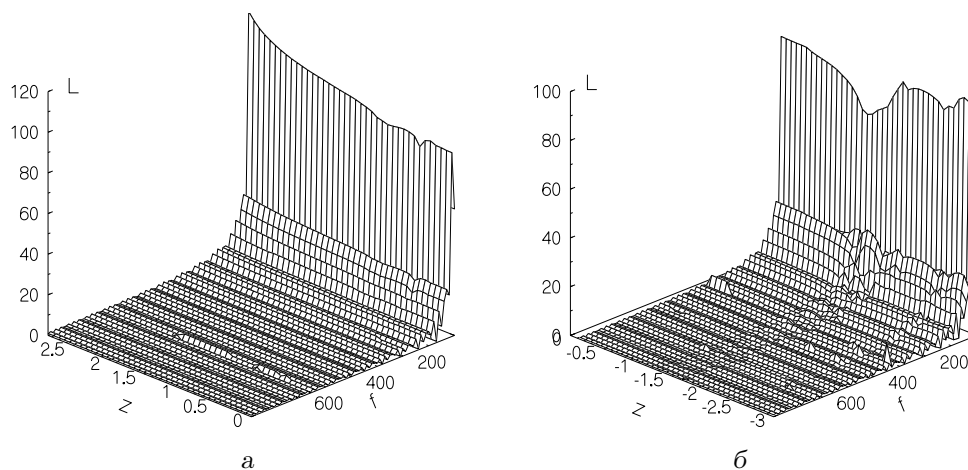
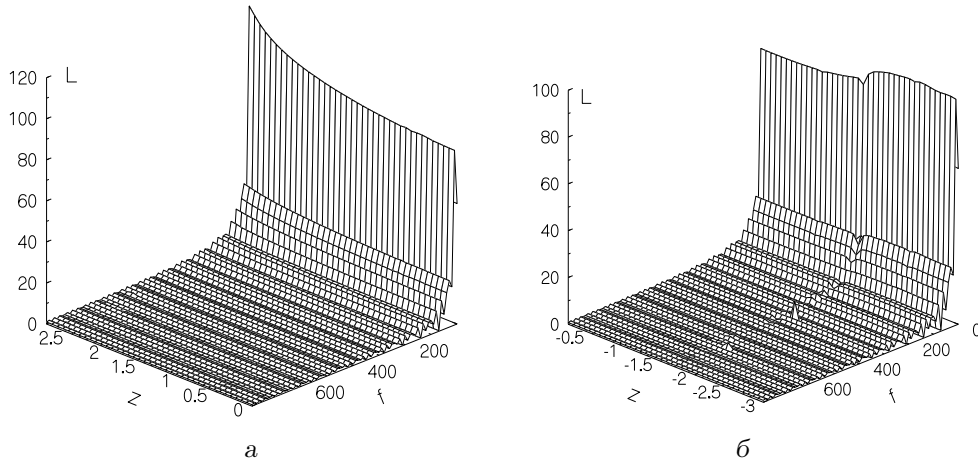
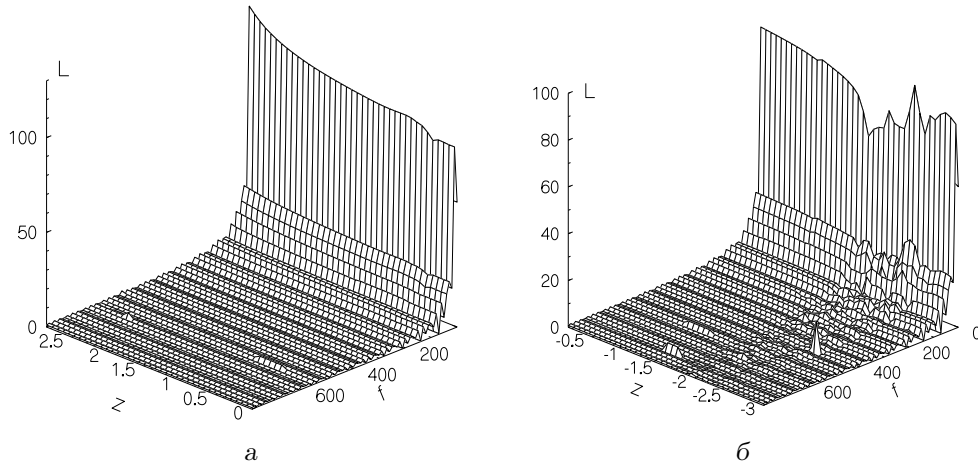


Рис. 19. Спектральные уровни давления (в Дб), $M=0.4$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha=30^\circ$:
 а – наступающая лопасть, б – отступающая лопасть

Рис. 20. Спектральные уровни давления (в Дб), $M=0.4$, $\gamma = 5^\circ$, $\alpha=45^\circ$:

а – наступающая лопать, б – отступающая лопать

Рис. 21. Спектральные уровни давления (в Дб), $M=0.4$, $\gamma = 10^\circ$, $\alpha=45^\circ$:

а – наступающая лопать, б – отступающая лопать

4. Проведенный анализ будет полезным для обоснования рационального выбора формы лопасти с целью снижения генерируемого ВВИ-шума.

1. *Gopalan G., Schmitz F. H.* Far-field near in-plane harmonic main rotor helicopter impulsive noise reduction possibilities // AHS Ann. Forum & Technol. Display.– Montreal, Canada, 2008.– P. 1–22.
2. *Spletstoesser W. R., Schiltz K. J., van der Wall B., Buchholtz H.* Helicopter noise reduction by individual blade control (IBC) – selected flight test and simulation results // RTO AVT Sympos. on Active Control Technology Enhanced Performance Operational Capabilities of Military Aircraft, Land Vehicles and Sea Vehicles.– Braunschweig, Germany, 2000.– P. 30(1–15).
3. *Roth B. D.* Acoustic source and data acquisition system for a helicopter rotor blade-vortex Interaction (BVI) noise reduction experiment (Ph. D. Thes.)– Monterey, CA: Naval Postgraduate School, 1996.– 74 p.
4. *Лук'янов П. В.* Нестационарное распространение малых возмущений от тонкого крыла: ближнее и дальнее поле // Акуст. вісн.– **12**, № 3.– 2009.– С. 41–55.
5. *Лук'янов П. В.* Генерація звуку при дозвуковому обтіканні лопаті гвинта гелікоптера // Наук. вісті НТУУ «КПІ»: Сер. Фіз.-мат. науки.– № 4.– 2011.– С. 143–148.
6. *Manoha E., Redonnet S., Delahay C., Sagant P., Mary I., Ben Khelil S., Guillen P.* Numerical prediction of the unsteady flow and radiated noise from a 3D lifting airfoil // RTO AVI Sympos.– Manchester, UK, 2001.– P. 18(1–15).
7. *Fedorchenko A. T.* On some fundamental flaws in present aeroacoustic theory // J. Sound Vib.– 2000.– **232**.– P. 719–782.
8. *Лук'янов П. В.* Генерація звуку взаємодії вихорів Тейлора і Скуллі з лопаттю змінної товщини //

- Наук. вісті НТУУ “КПІ”: Сер. Фіз.-мат. науки.– 2014.– № 4.– С. 139–145.
9. *Loiodice S.* Modelling noise from rotating sources in subsonic and supersonic regimes (Ph. D. Thesis).– Cranfield, UK: Cranfield Univ, 2008.– 201 p.
 10. *Edwards B., Cox C.* Revolutionary concepts for helicopter noise reduction – SILENT program.– NASA CR-2002 № 211650, 2002.– 86 p.
 11. *McCluer M. S.* Helicopter blade-vortex interaction noise with comparisons to CFD calculations.– NASA Tech. Mem. № 110423, 1996.– 60 p.
 12. *Kufeld R. M., Cross J. L., Bousmann W. G.* A survey of rotor loads distribution in maneuvering flight // Am. Helicopt. Soc. Aeromach. Spec. Conf.– San Francisco, CA, 1994.– P. 2.4-(1–15).
 13. *Джонсон У.* Теория вертолета: в 2-х томах.– М.: Мир, 1983.– 1024 с.
 14. *Лукьянов П. В.* Об одном численно-аналитическом подходе к решению задачи генерации звука тонким крылом. Часть II. Схема применения для нестационарных задач // Акуст. вісн.– **15**, № 3.– 2012.– С. 45–52.
 15. *Лукьянов П. В.* Влияние угла атаки лопасти на генерацию шума взаимодействия вихрей и ротора вертолета // Эколог. вестн. науч. центр. черномор. эконо. сотрудн.– **3**.– 2014.– С. 45–58.