



АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 70, номер 5, 2024

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА

Особенности демодуляции импульсных акустических сигналов
в сильно нелинейных режимах распространения

*А. В. Квашенникова, М. С. Сергеева, П. В. Юлдашев,
И. Б. Есипов, В. А. Хохлова*

651

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Щелевые сдвиговые волны в квази PT -симметричной пьезоэлектрической
гетероструктуре вблизи точки вырождения мод

Е. А. Вилков, О. А. Бышевский-Конопко, Д. В. Калябин, С. А. Никитов

663

Особенности разделения механизмов спин-фононного взаимодействия
для ^{23}Na в кристалле NaF в зависимости от температуры
и количества парамагнитных центров

А. М. Рочев, В. М. Микушев, Е. В. Чарная, А. Ю. Серов

672

Об оценке пористости металлов, полученных методом
горячего изостатического прессования,
на основе анализа структурного акустического шума

А. А. Хлыбов, А. Л. Углов

680

АТМОСФЕРНАЯ И АЭРОАКУСТИКА

О механизме боковой асимметрии излучения шума воздушного винта,
установленного вблизи крыла

*В. Ф. Копьев, Н. Н. Остриков, Г. А. Фараносов,
В. А. Титарев, С. Л. Денисов, Р. В. Акиншин*

692

Валидация квадрупольной модели звукового излучения турбулентной струи
на основе использования многомикрофонных акустических измерений

В. Ф. Копьев, С. А. Чернышев, Г. А. Фараносов, А. А. Коробов

710

Быстрая оценка характеристик звукового удара от сверхзвукового
пассажирского самолета в стандартной атмосфере
на основе точных решений. Крейсерский режим полета

А. О. Корунов, В. А. Гусев, В. С. Горбовской

725

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ. ШУМЫ И ВИБРАЦИИ

Изменение параметров вибрации конструкции летательных аппаратов
при росте их акустического нагружения

П. А. Попов

740

Физическое моделирование гидроакустического поля гребного винта

*А. В. Стуленков, В. В. Артельный, П. И. Коротин, А. С. Суворов,
И. Е. Горбунцов, М. С. Норкин, С. Г. Зайцева*

747

Исследование акустической заметности транспортных средств,
движущихся с постоянной скоростью

*А. О. Субботкин, Г. Н. Кузнецов, Е. В. Талачев,
Г. А. Романенко, А. С. Тюрин*

757

Проектирование звукопоглощающих сотовых материалов с геометрией
трижды периодических поверхностей минимальной энергии (ТППМЭ)

Е. И. Сысоев, М. М. Сычев, Л. Н. Шафигуллин, С. В. Дьяченко

765

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Импульсный источник возбуждения в речевом сигнале

В. Н. Сорокин

778

Определение минимального числа компенсирующих монополярных источников,
требуемых для подавления интегрального уровня излучения

И. Ш. Фикс, Г. Е. Фикс

795

ИНФОРМАЦИЯ

Новые возможности сайта архива “Акустического журнала”

А. Б. Горшков, В. Г. Шамаев

801

УДК 534.2

ОСОБЕННОСТИ ДЕМОДУЛЯЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В СИЛЬНО НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЖИМАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

© 2024 г. А. В. Квашенникова^{a,*}, М. С. Сергеева^a, П. В. Юлдашев^a,
И. Б. Есипов^b, В. А. Хохлова^a

^aМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

^bРоссийский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина,
Ленинский проспект 65, Москва, 119991 Россия

*e-mail: kvashennikovaav@my.msu.ru

Поступила в редакцию 24.06.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Рассмотрена одномерная нелинейная задача о параметрической генерации низкочастотного излучения в случае импульсного высокочастотного начального возбуждения, способного образовывать ударные фронты в профиле волны. Развита численная схема решения уравнения Бюргерса во временном представлении с использованием удароулавливающей схемы типа Годунова. Рассмотрены примеры распространения модельных частотно-модулированных сигналов с различной формой огибающей при различном соотношении нелинейных и диссипативных эффектов, ограничивающих длину взаимодействия волн накачки. Приводятся примеры эволюции профилей и спектров сигналов при самодемодуляции высокочастотного сигнала накачки, которая проявляется на меньших расстояниях при сильном проявлении нелинейных эффектов за счет дополнительного затухания энергии волны на образующихся ударных фронтах. Показано, что эффективность генерации низкочастотного излучения в ударноволновых режимах увеличивается.

Ключевые слова: параметрические взаимодействия, импульсная накачка, самодемодуляция, уравнение Бюргерса, схема Годунова

DOI: 10.31857/S0320791924050019, **EDN:** XCRORJ

ВВЕДЕНИЕ

При распространении в нелинейной среде двух интенсивных гармонических волн с близкими частотами происходит генерация множества новых спектральных компонент как вверх, так и вниз по спектру. На некотором расстоянии от источника, которое определяется затуханием высокочастотных волн накачки, сформированное низкочастотное излучение, включающее в себя разностную частоту и другие комбинационные низкочастотные составляющие спектра, начинает распространяться независимо от начального возбуждения. В этом случае нелинейная среда выполняет роль параметрической антенны бегущей волны [1–2], что обеспечивает высокую, в пределах нескольких градусов, направленность сгенерированного низкочастотного излучения, низкий уровень боковых лепестков диаграммы направленности, а также возможность

использования излучателей небольших размеров по сравнению с длиной волны низкочастотного излучения. Наряду с важными практическими преимуществами такого подхода, его недостаток связан с небольшой эффективностью преобразования энергии волн накачки в энергию волны разностной частоты [2].

При возбуждении среды мощными высокочастотными импульсами происходит генерация низкочастотного импульсного излучения, т.е. проявляется эффект нелинейной самодемодуляции [3]. Ряд особенностей импульсной генерации низкочастотного звука делает параметрический подход одним из важных инструментов теоретических и экспериментальных исследований в области подводной [2–4], воздушной [5–7] и медицинской акустики [8–10]. Так, в подводной акустике важным свойством низкочастотного излучения является его способность

узконаправленно распространяться на дальние расстояния, что используется в акустической томографии водной среды, для зондирования дна океана и осуществления подводной связи [11–12]. В библиотеках, музеях или вендинговых аппаратах параметрические громкоговорители могут передавать информацию только для одного конкретного посетителя в результате генерации пучка слышимого звука высокой направленности [13]. В медицинских приложениях параметрически сгенерированное низкочастотное излучение используется, например, в задачах визуализации тканей и обнаружения опухолей [8–9], а также для ультразвуковой визуализации с использованием контрастных агентов [10].

Основные результаты теоретических и численных исследований нелинейной самодемодуляции до последнего времени были получены в квазилинейном приближении, т.е. в условиях слабого проявления нелинейных эффектов [2–3, 14]. Главным фактором, ограничивающим область параметрических взаимодействий в этом случае, являются диссипативные эффекты, приводящие к уменьшению с расстоянием амплитуды волн накачки. В случае сильнонелинейных режимов распространения, когда в профиле волны формируются ударные фронты, происходит дополнительное уменьшение области генерации низкочастотного излучения за счет эффективного поглощения энергии волны на разрывах и соответствующего дополнительного уменьшения амплитуды взаимодействующих волн накачки. Рассмотрение ударноволновых режимов параметрических взаимодействий представляет несомненный интерес. Несмотря на то, что поглощение энергии волны на разрывах укорачивает область нелинейных взаимодействий, их эффективность растет, что обеспечивает потенциальный механизм получения больших уровней низкочастотных сигналов. Такие задачи исследованы гораздо менее полно, поскольку связаны с необходимостью разработки специальных численных подходов, учитывающих совместное влияние нелинейных и диссипативных эффектов, использования больших объемов компьютерной памяти и длительностью расчетов [10, 15]. В данной работе реализован новый численный алгоритм для исследования процессов генерации и распространения низкочастотного излучения в режимах сильного проявления нелинейных эффектов на основе одномерного уравнения Бюргерса [16].

Наиболее сложным для численного решения уравнения Бюргерса, а также более общих нелинейно-дифракционных уравнений Хохлова-Заболотской-Кузнецова [17] и Вестервельта [18], является оператор нелинейности, который может рассчитываться как в спектральном [19–21], так и во временном представлении [15, 22–25]. В спектральном подходе, при образовании ударного фронта в профиле исходно гармонической волны, для корректного описания ее распространения

необходимо учитывать порядка тысячи спектральных компонент (гармоник основной частоты) [21, 26]. В случае двухчастотного параметрического взаимодействия волн накачки число необходимых спектральных компонент в алгоритме увеличивается до нескольких тысяч или даже десятков тысяч [27]. Поскольку количество операций в спектральном алгоритме пропорционально квадрату числа гармоник [20], это существенно затрудняет вычисления и делает их фактически невозможными, например, в трехмерной постановке задачи. На данный момент были реализованы оптимизированные спектральные алгоритмы, предназначенные для описания двухчастотного взаимодействия гармонических волн накачки и основанные на идее отсечения слабоамплитудных спектральных компонент, дающих малый вклад в генерацию низкочастотного сигнала [27–29]. Данный подход позволил уменьшить число гармоник на порядки и был применен для решения задачи о параметрическом взаимодействии в трехмерном волновом пучке с мощной бигармонической накачкой [29].

Для импульсных сигналов с широким исходным спектром количество спектральных компонент возрастает в десятки раз по сравнению с двухчастотным возбуждением, и спектральный подход становится неприменим. Целью данной работы являлась реализация и верификация временного алгоритма расчета нелинейного оператора при импульсной генерации низкочастотного излучения, в том числе в ударноволновых режимах распространения. Такая задача исследовалась ранее [10, 15] с использованием нелинейного алгоритма [22–24], построенного на основе точного решения уравнения простых волн в неявном виде [16]. Однако для описания профиля волны в режимах образования ударных фронтов такой нелинейный алгоритм требует использования порядка 50 узлов временной сетки на ударном фронте [30] и, следовательно, нескольких тысяч узлов только на один высокочастотный период импульсного сигнала, что делает решение трехмерных задач практически нереализуемым. В данной работе используется удароуправляющая схема типа Годунова [31], для которой требуется всего лишь 2–3 узла временной сетки на ударный фронт волны при решении одномерных нелинейных задач [30, 32–33] и несколько больше, 7–8 узлов, при решении дифракционных задач для корректного описания больших пространственных градиентов поля давления в поперечном к оси пучка направлении [34].

Предварительная верификация построенного временного алгоритма была проведена ранее на примере параметрического взаимодействия двух плоских гармонических волн накачки. Сравнивались результаты моделирования уравнения Бюргерса, полученные с использованием спектрального и временного подходов [35]. Для временного алгоритма был отмечен выигрыш по времени вычислений в сотни раз по сравнению со спектральным

алгоритмом без его оптимизации и в несколько раз по сравнению с оптимизированным спектральным алгоритмом [27–28]. В данной работе с использованием развитого временного алгоритма демонстрируются особенности параметрической генерации низкочастотного излучения при импульсной накачке с различной формой огибающей импульсов.

1. ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ БЮРГЕРСА ВО ВРЕМЕННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

В приближении плоских волн задача о параметрической генерации низкочастотного излучения высокочастотной импульсной накачкой описывается одномерным нелинейным уравнением Бюргера, которое в безразмерном виде можно записать следующим образом [16]:

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = \frac{1}{2\Gamma} \frac{\partial P^2}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2}. \quad (1)$$

Здесь $P = p/p_0$ — акустическое давление, нормированное на максимальную величину давления в начальном импульсном сигнале, $Z = z/l_{\text{abs}}$ — координата распространения волны в единицах длин поглощения, $l_{\text{abs}} = 2c_0^3/\delta\omega_0^2$, на характерной частоте исходного сигнала $f_0 = \omega_0/2\pi$, $\theta = \omega_0(t - z/c_0)$ — время в бегущей системе координат, $\Gamma = \delta\rho_0\omega_0/(2\beta p_0) = l_{\text{sh}}/l_{\text{abs}}$ — число Гольдберга, равное отношению длины нелинейности $l_{\text{sh}} = \rho_0 c_0^3/\beta\omega_0 p_0$ к длине поглощения l_{abs} , c_0 — скорость звука в среде, ρ_0 — плотность среды, β и δ — коэффициенты нелинейности и термовязкого поглощения, соответственно.

Уравнение Бюргера (1) моделировалось во временном представлении с помощью явной шеститочечной консервативной схемы типа Годунова [31] второго порядка точности по времени θ , шаблон которой представлен на рис. 1а. Преимущество этой удароулавливающей схемы заключается в том, что она позволяет с высокой точностью описывать разрывные решения (1) с использованием 2–3 узлов временной сетки на ударном фронте волны [30, 32–33] (рис. 1б). Решение уравнения (1) на каждом последующем шаге $(n+1)$ по координате распространения волны Z для всех временных узлов j строилось следующим образом [31]:

$$P_j^{n+1} = P_j^n + \frac{1}{\Gamma} \frac{\Delta Z}{\Delta \theta} \left(H_{j+\frac{1}{2}}^n(Z) - H_{j-\frac{1}{2}}^n(Z) \right) + \frac{\Delta Z}{\Delta \theta^2} (P_{j+1}^n - 2P_j^n + P_{j-1}^n). \quad (2)$$

В численной схеме (2) ΔZ и $\Delta \theta$ — шаги сетки по координате распространения волны и времени, соответственно; $H_{j\pm\frac{1}{2}}^n$ — потоки через центры ячеек, которые вычисляются как

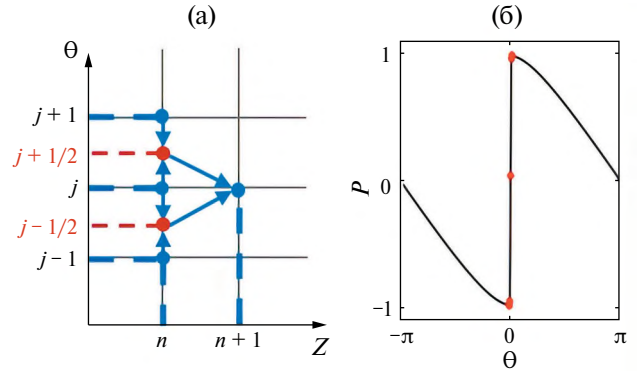


Рис. 1. (а) — Шаблон удароулавливающей шеститочечной схемы типа Годунова и (б) — пример одного периода профиля нелинейной волны с ударным фронтом, полученного при моделировании с использованием 3 узлов временной сетки на разрыв.

$$H_{j\pm\frac{1}{2}}^n(Z) = \frac{1}{4} \left(\left(P_{j\pm\frac{1}{2}}^+ \right)^2 + \left(P_{j\pm\frac{1}{2}}^- \right)^2 \right) + \frac{a_{j\pm\frac{1}{2}}^n(Z)}{2} \left(P_{j\pm\frac{1}{2}}^+ - P_{j\pm\frac{1}{2}}^- \right),$$

где $a_{j\pm\frac{1}{2}}^n(Z) = \max \left| P_{j\pm\frac{1}{2}}^+, P_{j\pm\frac{1}{2}}^- \right|$ — локальная скорость распространения волны в центре ячейки, а давления справа и слева от узла сетки (n, j) равны, соответственно:

$$\begin{aligned} P_{j+\frac{1}{2}}^+ &= P_{j+1}^n(Z) - \frac{\Delta \theta}{2} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_{j+1}^n, \\ P_{j+\frac{1}{2}}^- &= P_j^n(Z) + \frac{\Delta \theta}{2} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_j^n, \\ P_{j-\frac{1}{2}}^+ &= P_j^n(Z) - \frac{\Delta \theta}{2} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_j^n, \\ P_{j-\frac{1}{2}}^- &= P_{j-1}^n(Z) + \frac{\Delta \theta}{2} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_{j-1}^n. \end{aligned} \quad (3)$$

Производные $\left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_{j,j\pm 1}^n$ в выражении (3) для повышения устойчивости алгоритма рассчитывались следующим образом:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_j^n &= \min \text{mod} \left(\frac{\eta(P_j^n - P_{j-1}^n)}{\Delta \theta}, \right. \\ &\quad \left. \frac{P_{j+1}^n - P_{j-1}^n}{2\Delta \theta}, \frac{\eta(P_{j+1}^n - P_j^n)}{\Delta \theta} \right), \end{aligned}$$

при этом значение весового коэффициента η выбирается из промежутка $1 \leq \eta \leq 2$. В данной работе было выбрано $\eta = 2$, что обеспечивает наиболее точное решение при минимальном сеточном поглощении, в то время как $\eta = 1$ соответствует наибольшему сеточному поглощению и, следовательно, более устойчивому численному алгоритму.

Третье слагаемое в схеме (2) является центрально-разностной аппроксимацией оператора поглощения в уравнении Бюргерса (1). Введенная таким образом явная численная схема имеет второй порядок точности по времени θ и первый — по координате распространения волны Z . Отметим, что повысить точность численного решения уравнения (1) можно с помощью метода расщепления по физическим факторам [22], например, вычисляя решение на каждом шаге сетки по Z как $P(\theta, Z + \Delta Z) = L_{A, \Delta Z/2} L_{N, \Delta Z} L_{A, \Delta Z/2} P(\theta, Z)$. Операторы поглощения L_A и нелинейности L_N при этом расщепляются независимо с использованием своих оптимальных численных схем, а итоговый алгоритм приобретает второй порядок точности по координате Z за счет дробления полного шага ΔZ на подшаги. В этом случае диссипативную задачу удобно решать в спектральном представлении, поскольку для каждой гармоники поля давления существует точное аналитическое решение в виде затухающей экспоненты [21]. Сравнение расчетов для оператора поглощения, записанного в частотном и временном представлениях, показало различие менее чем на 1%, поэтому в этой работе было решено использовать полностью временной конечно-разностный алгоритм, как для оператора нелинейности, так и для оператора поглощения.

2. НАЧАЛЬНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ СИГНАЛЫ И ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование задачи о параметрической генерации низкочастотного излучения высокочастотной импульсной накачкой проводилось на примере трех характерных начальных сигналов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) и различными типами огибающей. Для верификации алгоритма и возможности сравнения полученных в работе результатов с более ранними исследованиями [15] были рассмотрены два примера модельных импульсов с ЛЧМ, центральной частотой $f_0 = 3.5$ МГц и гауссовской и гипергауссовской функциями огибающей:

$$\begin{aligned} P(\theta, Z = 0) &= E(\theta) \sin(\theta + \varphi(\theta)) = \\ &= \exp\left(-\left[\frac{2\theta}{50\pi}\right]^{2m}\right) \sin\left(\theta + \frac{\theta^2}{275\pi}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где $m = 1$ и $m = 5$ соответствуют огибающим в виде гаусса и гипергаусса (рис. 2а и 2б). В качестве

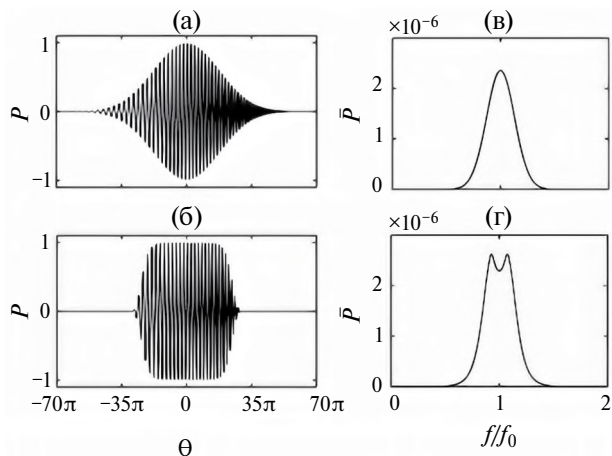


Рис. 2. (а, б) — Начальные профили и (в, г) — спектры частотно-модулированных сигналов с (а, в) — гауссовской и (б, г) — гипергауссовской огибающей и линейной частотной модуляцией (ЛЧМ).

третьего примера был рассмотрен импульсный сигнал с прямоугольной огибающей, состоящий из суммы гармонической волны на частоте $f_0 = 150$ кГц и волны с ЛЧМ в диапазоне 135–145 кГц (рис. 3а), характерный для работы подводной параметрической антенной решетки [11]. Первый и последний циклы под его огибающей, демонстрирующие изменение частоты от начала к концу импульса, представлены на рис. 3в. Отметим, что для всех трех импульсных сигналов частота осцилляций увеличивается от начала к концу импульса. На рисунках 2в, 2г и 3б представлены начальные спектры $\bar{P}$ описанных выше импульсных сигналов. Относительная ширина ЛЧМ спектра прямоугольного

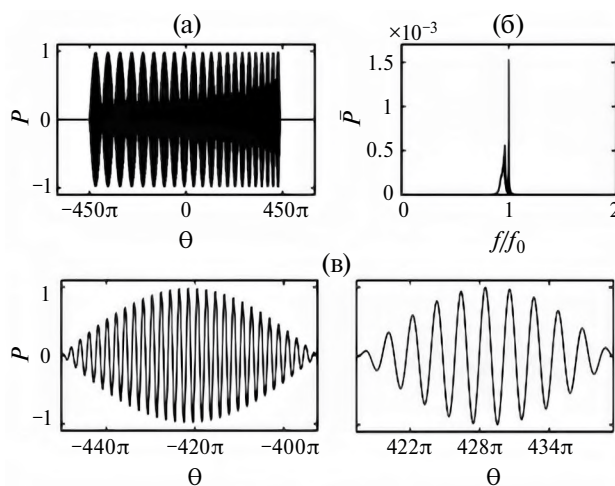


Рис. 3. (а) — Начальный профиль и (б) — спектр импульсного сигнала в виде суммы гармонической волны и волны с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ). (в) — Первый и последний циклы под прямоугольной огибающей импульса.

Таблица 1. Физические параметры среды распространения для различных типов начального импульсного возбуждения.

	среда	c_0 , м/с	ρ_0 , кг/м ³	β	δ , м ² /с
Модельные ЛЧМ импульсы	глицерин	1920	1260	5.4	2×10^{-5}
Гарм. волна + ЛЧМ	вода	1502.25	996.81	3.5	4.42×10^{-4}

Таблица 2. Максимальная амплитуда давления в импульсе, характерные величины длин поглощения l_{abs} и нелинейности l_{sh} и их отношения $\Gamma = l_{\text{sh}}/l_{\text{abs}}$.

	p_0 , МПа	l_{sh} , м	l_{abs} , м	Γ
Модельные ЛЧМ импульсы	0.051–0.51	0.15–1.5	1.5	0.1–1
Гарм. волна + ЛЧМ	0.06–0.6	1.7–17	17	0.1–1

Таблица 3. Параметры численного алгоритма.

	ΔZ	$\Delta \theta$	M	N
Модельные ЛЧМ импульсы	$(1.3–5.3) \times 10^{-4}$	0.06	120	12000
Гарм. волна + ЛЧМ	$(3.1–7.8) \times 10^{-4}$	0.08	80	72000

импульса в области $f < f_0$ (рис. 3б) меньше, чем у модельных спектров импульсов с гауссовской и гипергауссовской временными огибающими (рис. 2в и 2г), которые имеют близкую по величине ширину и сосредоточены симметрично вокруг центральной частоты f_0 .

При моделировании распространения модельных ЛЧМ импульсов и смешанного гармонического с ЛЧМ сигнала использовались физические параметры сред, приведенные в табл. 1 и соответствующие предшествующим исследованиям [11, 15, 27–29, 35]: глицерин (более диссипативная среда) и вода (менее диссипативная среда).

Были рассчитаны характерные длины образования разрыва l_{sh} для периодов с максимальной амплитудой давления p_0 в профиле волн накачки, длины поглощения l_{abs} высокочастотной накачки на центральной частоте f_0 и числа Гольдберга Γ . Значения этих величин, а также параметры численного алгоритма, такие как безразмерные шаги пространственной (ΔZ) и временной ($\Delta \theta$) численных сеток, число точек M на период волны накачки на частоте f_0 и общее число точек временного окна N приведены в табл. 2 и 3, соответственно. Пространственный шаг ΔZ варьировался в зависимости от режима распространения для обеспечения устойчивости численного алгоритма (2). Также был промоделирован предельный случай $\Gamma = 0$, когда механизмом, ограничивающим длину

параметрических взаимодействий, является только поглощение на ударных фронтах, реализуемое внутри самой численной схемы для нелинейного оператора (сеточное поглощение). Время расчетов на персональном компьютере с 64 Гб оперативной памяти и восьмиядерным процессором [29] составляло 10–30 минут в режиме слабой нелинейности ($\Gamma = 1$) и 30–100 минут в ударноволновом режиме ($\Gamma = 0.1$) при распространении сигналов до расстояния $Z = 25$.

Для определения наиболее выигрышных режимов излучения волн накачки также был исследован вопрос об эффективности параметрической генерации низкочастотного излучения для описанных выше трех случаев импульсного начального возбуждения. Во-первых, рассматривалось отношение амплитуды демодулированных импульсов к амплитуде исходных импульсов накачки. В качестве второй метрики рассчитывалась энергия низкочастотного излучения E_{low} как сумма квадратов модулей дискретных низкочастотных спектральных компонент с номерами $n = 1 \dots n_{\text{max}}$, амплитуда которых спадала в 10^5 раз относительно максимума низкочастотной части спектра, отнесенная к полной энергии начального сигнала E_0 , рассчитанной путем суммирования энергии всех дискретных гармоник в спектре $n = 1 \dots N_{\text{max}}$:

$$E_{\text{low}} = \sum_{n=1}^{n_{\text{max}}} |\bar{P}_n|^2, E_0 = \sum_{n=1}^{N_{\text{max}}} |\bar{P}_{n,0}|^2. \quad (5)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для первичной апробации работы численного алгоритма в случае импульсной накачки результаты моделирования распространения гауссовского и гипергауссовского высокочастотных импульсов сравнивались с известным аналитическим решением на больших расстояниях $Z \gg 1$, полученным в квазилинейном приближении [15]. В этом случае, при наличии частотной модуляции, решение для низкочастотного демодулированного импульса в квазилинейном приближении определяется формой исходной огибающей $E(\theta)$ и видом фазомодулирующей функции $\phi(\theta)$ и пропорционально функции

$$\frac{d}{d\theta} \left(\frac{E(\theta)}{1 + d\phi/d\theta} \right)^2. \quad (6)$$

На рис. 4 представлены результаты такого сравнения нормированных на максимум давления, отличающийся для различных режимов распространения, безразмерных профилей давления модельных гауссовского (рис. 4а) и гипергауссовского (рис. 4б) импульсов [15] на расстоянии 25 длин поглощения l_{abs} ($Z = 25$). Как видно из рисунка, численные решения, полученные для случая слабой нелинейности ($\Gamma = 1$) в отсутствие частотной модуляции (черные штриховые кривые) и с ЛЧМ (синие штриховые кривые), в точности совпадают с соответствующими аналитическими решениями (серые и голубые кривые, соответственно), что свидетельствует о корректности работы алгоритма. В случае сильного проявления нелинейных эффектов для ЛЧМ импульсов ($\Gamma = 0.1$, ударноволновой режим, красные кривые) численные решения качественно повторяют поведение аналитического. Отметим, что для импульса с гипергауссовской огибающей

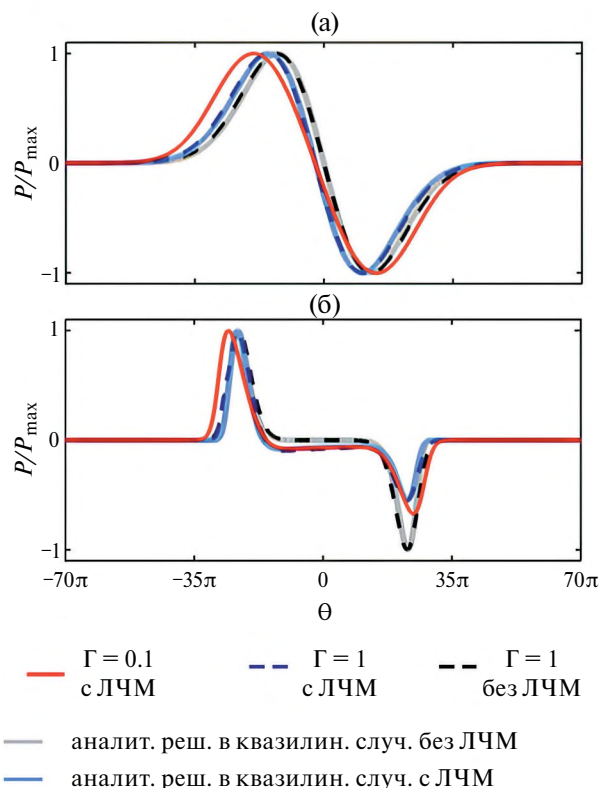


Рис. 4. Сравнение аналитического квазилинейного решения с результатами численного моделирования для профилей модельных импульсных сигналов с (а) — гауссовской и (б) — гипергауссовской огибающими на расстоянии $Z = 25$: аналитическое решение в отсутствие ($\Gamma = 1$, серые кривые) и при наличии линейной частотной модуляции (ЛЧМ) ($\Gamma = 1$, голубые кривые), численное решение без ЛЧМ ($\Gamma = 1$, черные штриховые кривые), численные решения с ЛЧМ в квазилинейном ($\Gamma = 1$, синие штриховые кривые) и ударноволновом ($\Gamma = 0.1$, красные кривые) режимах распространения.

(рис. 2б) наблюдается более несимметричная форма демодулированного импульса (рис. 4б): амплитуда положительной фазы импульса больше, чем амплитуда следующей за ней отрицательной фазы. Асимметрия демодулированного профиля объясняется увеличением частоты сигнала от начала к концу исходного импульса накачки, что приводит к усилению нелинейных эффектов, более раннему формированию ударных фронтов и дополнительному к линейному поглощению энергии высокочастотной волны в конце импульса. Большая асимметрия для исходного импульса с гипергауссовской огибающей (рис. 4б) по сравнению с гауссовской (рис. 4а) обусловлена наличием большего числа высокоамплитудных высокочастотных периодов в конце начального профиля волны.

На рис. 5 показана эволюция безразмерных спектров P гауссовского (рис. 5а, 5б) и гипергауссовского (рис. 5в, 5г) импульсов при прохождении различных расстояний $Z = z/l_{\text{abs}}$, равных 0 (серые кривые), 0.1 (черные кривые), 0.5 (розовые кривые), 1 (синие кривые), 3 (зеленые кривые) и 25 (красные кривые), для различных режимов распространения волны: квазилинейный режим ($\Gamma = 1$) и ударноволновой режим ($\Gamma = 0.1$). Как видно из рис. 5, с увеличением расстояния исходно высокочастотный спектр обоих типов сигналов переходит в область низких частот, что является демонстрацией эффекта самодемодуляции [3]. Насыщение низкочастотной части спектра происходит на расстояниях порядка $Z = 1$ в ударноволновом ($\Gamma = 0.1$) и $Z = 3$ квазилинейном ($\Gamma = 1$) режимах распространения. При этом амплитуда высокочастотной накачки на этих расстояниях еще велика по сравнению с амплитудой низкочастотного излучения и становится сравнимой с ней лишь при $Z = 3$ для $\Gamma = 0.1$ и $Z = 6$ для $\Gamma = 1$. Тенденция более раннего насыщения в ударноволновом режиме ($\Gamma = 0.1$) связана с дополнительным, помимо линейного, поглощением энергии волны накачки на образующихся в профиле волны разрывах. Однако, несмотря на такое уменьшение длины параметрических взаимодействий, максимальная безразмерная амплитуда низкочастотной части спектра в этом случае приблизительно в 5–6 раз больше, чем для квазилинейного режима. Таким образом, с точки зрения максимально достижимой амплитуды давления низкочастотного излучения, его генерация происходит более эффективно в ударноволновых режимах. Отметим, что при распространении от $Z = 3$ (рис. 5, зеленые кривые) до $Z = 25$ длин поглощения (рис. 5, красные кривые) форма низкочастотной части спектра практически не меняется, но для демодулированного спектра гипергаусса (рис. 5в, 5г) начинают сказываться эффекты поглощения в области высоких частот.

На рис. 6 показана эволюция формы безразмерных профилей импульсов с исходно гауссовской

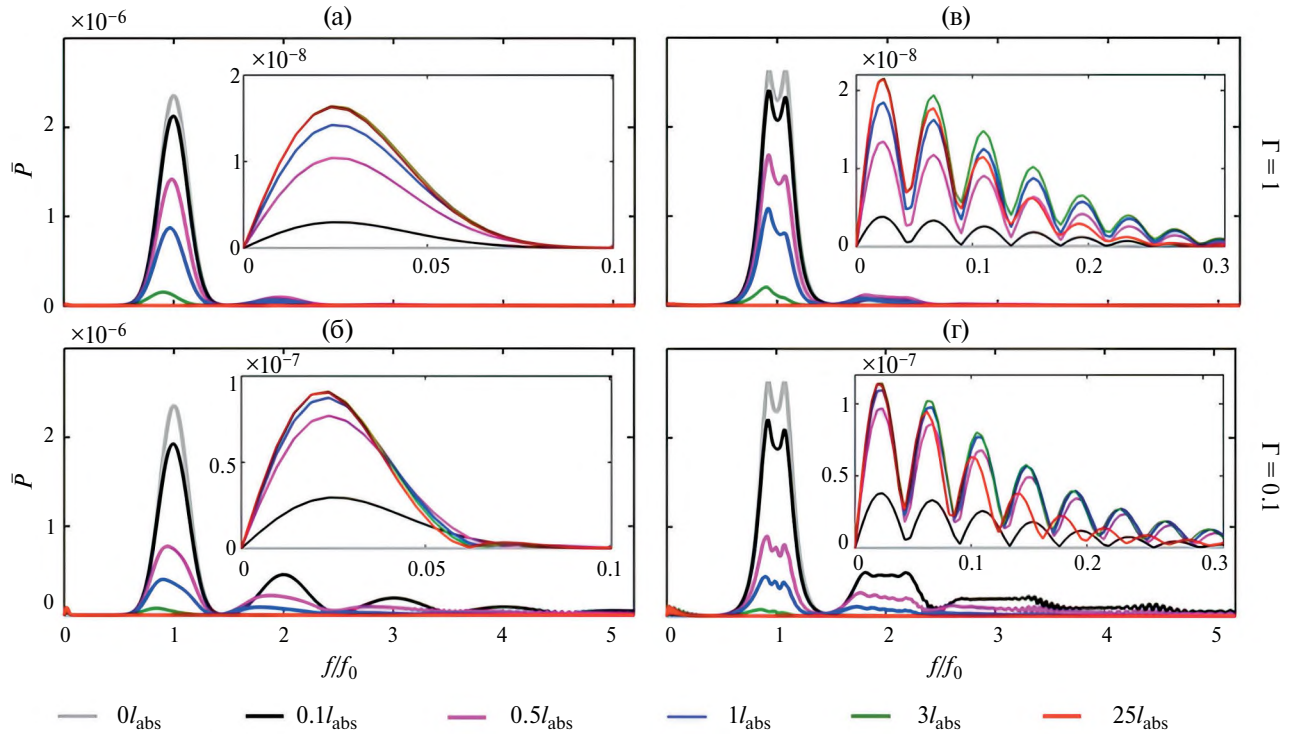


Рис. 5. Спектры импульсных сигналов с (а, б) — гауссовской и (в, г) — гипергауссовской огибающими для случаев (а, в) — квазилинейного ($\Gamma = 1$) и (б, г) — ударноволнового ($\Gamma = 0.1$) режимов распространения, построенные на различных расстояниях $Z = z/l_{\text{abs}}$: 0 (серые кривые), 0.1 (черные кривые), 0.5 (розовые кривые), 1 (синие кривые), 3 (зеленые кривые) и 25 (красные кривые). На вставках представлена низкочастотная часть спектров.

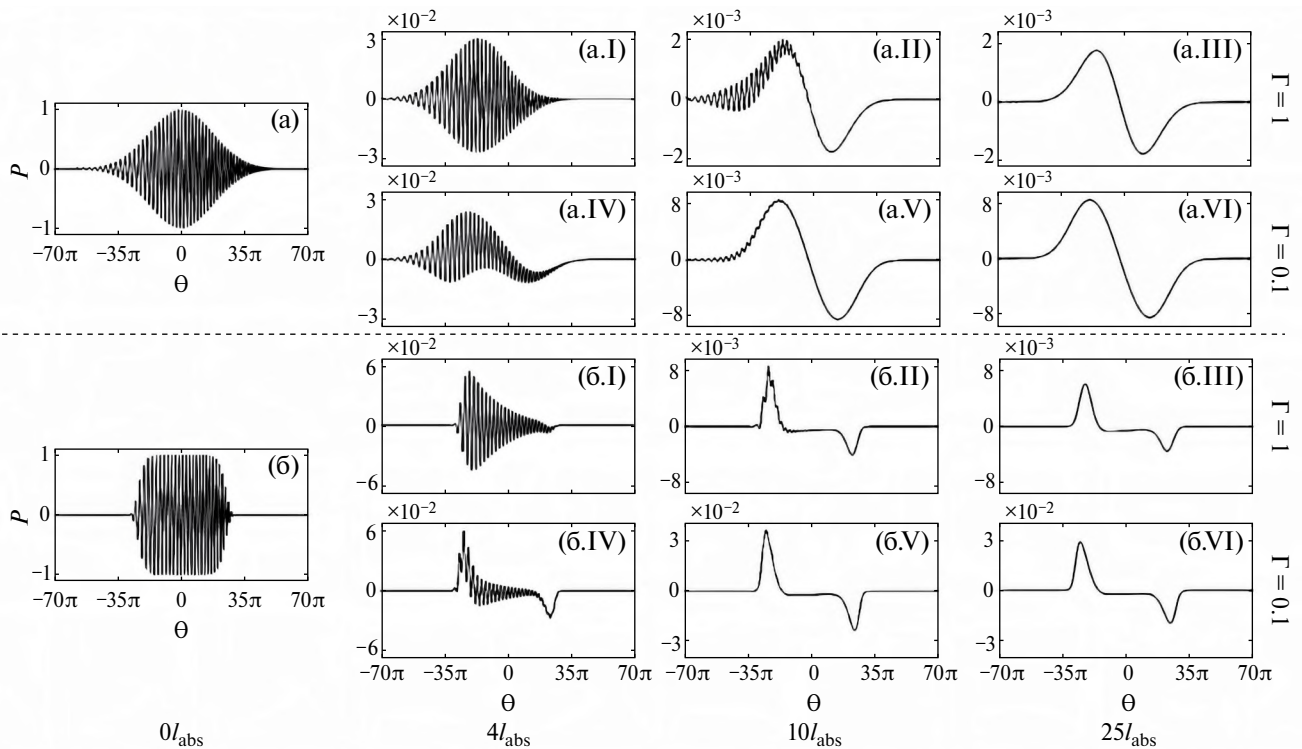


Рис. 6. Эволюция безразмерных профилей импульсных сигналов с (а) — гауссовской и (б) — гипергауссовской огибающими в квазилинейном ($\Gamma = 1$) и ударноволновом ($\Gamma = 0.1$) режимах распространения на различных расстояниях $Z = z/l_{\text{abs}}$: 0, 4, 10 и 25.

(рис. 6а) и гипергауссовской (рис. 6б) огибающими при прохождении расстояний $Z = z/l_{\text{abs}}$, равных 0, 4, 10 и 25, для квазилинейного ($\Gamma = 1$) и ударноволнового ($\Gamma = 0.1$) режимов распространения волны. Как и в случае спектров, здесь также видно, что проявление самодемпирования происходит на меньших расстояниях в ударноволновом режиме ($\Gamma = 0.1$) по сравнению с квазилинейным ($\Gamma = 1$). Отметим, что высокочастотные осцилляции на профиле демодулированного импульса ($Z = 4$) в ударноволновых режимах ($\Gamma = 0.1$, а.ИВ и б.ИВ) гораздо менее выражены по сравнению с квазилинейным случаем (рис. 6, а.И, а.ИВ, б.И и б.ИВ). Можно также заметить, что поскольку частота осцилляций увеличивается к правому краю исходных импульсов (рис. 6а, бб), то сигнал там раньше становится демодулированным за счет более раннего поглощения одиночных периодов, в то время как с левого края высокочастотные осцилляции сохраняются дольше. На расстояниях порядка $Z = 10$ в режиме сильной нелинейности ($\Gamma = 0.1$) профили демодулированных сигналов уже практически гладкие (рис. 6, а.ИВ, б.ИВ) и имеют в 4 раза большую амплитуду, чем в квазилинейном режиме ($\Gamma = 1$), где еще сохраняются высокочастотные осцилляции с левого края импульсов, достигая 20% от максимума (рис. 6, а.И, б.И). При распространении от $Z = 10$ до $Z = 25$ демодулированные импульсы практически не меняют своей формы

(рис. 6, а.И–а.ИИ и а.ИВ–а.ИИИ, б.И–б.ИИ и б.ИВ–б.ИИИ), однако для гипергауссовских импульсов эффекты линейного поглощения проявляются несколько сильнее, что также наблюдалось и в соответствующих спектрах (рис. 5в, 5г).

Результаты численного моделирования распространения прямоугольного импульса смешанных сигналов (гармонического + ЛЧМ) [11] в двух характерных режимах показаны на рис. 7 для расстояний $Z = z/l_{\text{abs}} = 0$ (серые кривые), 0.1 (синие кривые), 4 (черные кривые) и 25 (красные кривые). Как и в случае с модельными сигналами, в спектре импульса (рис. 7а, 7б) по мере его распространения наблюдается формирование разностных низкочастотных компонент исходно высокочастотной волны [3] с большей максимальной амплитудой в случае разрывного режима. Хотя безразмерная начальная ширина спектра прямоугольного ЛЧМ сигнала уже начального спектра обоих модельных импульсов, в силу значительной разницы между максимальной частотой f_0 и минимальной частотой в этом спектре, ширина его низкочастотной части при $Z > 0$ оказывается сравнимой с модельными сигналами. Стоит отметить, что в профиле смешанного импульса (рис. 7в, 7г) самодемпирование происходит внутри каждого цикла исходной огибающей, при этом наблюдается рост амплитуды демодулированных периодов огибающей (черные и красные кривые) по мере увеличения частоты колебаний к концу импульса. Это

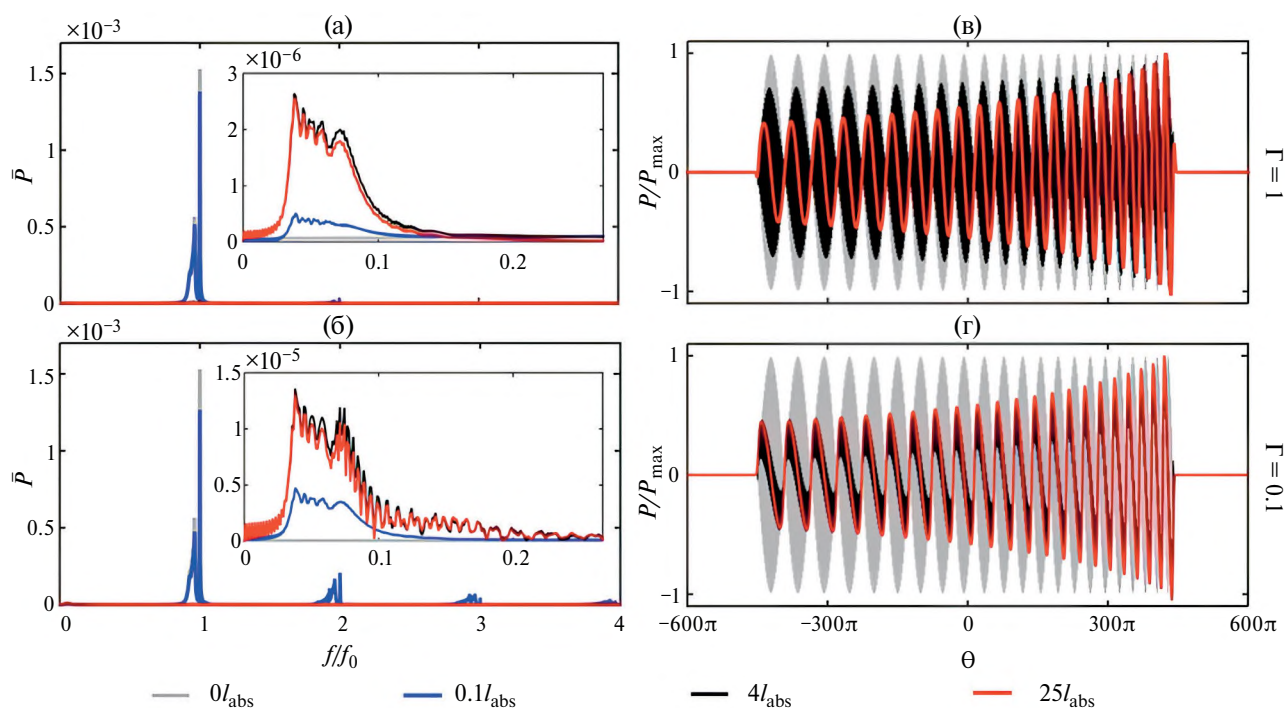


Рис. 7. (а, б) — Спектры и (в, г) — нормированные на максимум профили прямоугольного ЛЧМ + гарм. волна импульса для случаев (а, в) — квазилинейного ($\Gamma = 1$) и (б, г) — ударноволнового ($\Gamma = 0.1$) распространения на различных расстояниях $Z = z/l_{\text{abs}}$: 0 (серые кривые), 0.1 (синие кривые), 4 (черные кривые) и 25 (красные кривые).

связано с тем, что, в отличие от модельных сигналов, в исходном смешанном импульсе при $Z = 0$ все циклы огибающей имели одинаковую амплитуду, а с увеличением частот накачки нелинейные эффекты проявляются сильнее.

Расчет эффективности параметрической генерации низкочастотного излучения был проведен для рассматриваемых трех случаев импульсного начального возбуждения и различных режимов распространения волны ($\Gamma = 0.1, 0.3$ и 0.5). На рис. 8а построены графики зависимости введенной выше безразмерной метрики эффективности, E_{low}/E_0 (5), от пройденного безразмерного расстояния Z для гауссовского ЛЧМ импульса (красные кривые, которым соответствует шкала слева, выделенная красным цветом), гипергауссовского ЛЧМ импульса (черные штриховые кривые, шкала справа) и прямоугольного ЛЧМ импульса (черные пунктирные кривые, шкала справа). Как видно из рис. 8а, на малых расстояниях, пока нелинейные эффекты сказываются слабо, энергия низкочастотного сигнала зависит квадратично от расстояния Z , в соответствии с квазилинейным приближением [2]. Затем рост энергии замедляется. На

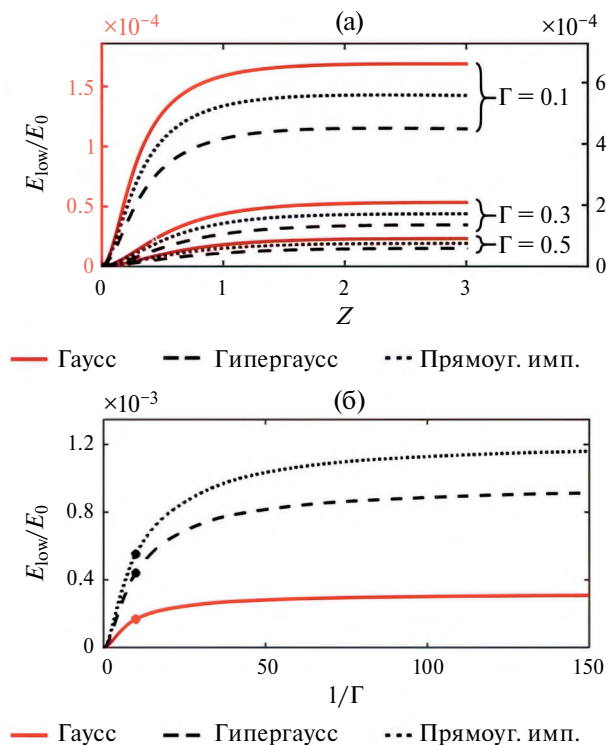


Рис. 8. Зависимость эффективности генерации низкочастотного излучения, E_{low}/E_0 , (а) — от безразмерного расстояния $Z = z/l_{\text{abs}}$ при $\Gamma = 0.1, \Gamma = 0.3$ и $\Gamma = 0.5$ и (б) — от обратного числа Гольдберга $1/G$ для гауссовского ЛЧМ импульса (красные кривые) — шкала слева, гипергауссовского ЛЧМ импульса (черные штриховые кривые) и прямоугольного ЛЧМ + гарм. волна импульса (черные пунктирные кривые) — шкала справа.

расстояниях порядка $Z = 1-1.5$, в зависимости от режима работы излучателя, происходит установление режима насыщения эффективности. При этом в ударноволновых режимах насыщение происходит раньше, чем в квазилинейных, что коррелирует с меньшими расстояниями установления формы и амплитуды низкочастотной части спектра относительно квазилинейного режима. Для гипергауссовского импульса эффективность генерации низкочастотного излучения примерно в 3 раза больше по сравнению с гауссовским импульсом, что связано с присутствием большего числа высокоамплитудных периодов заполнения огибающей исходного импульса накачки и, соответственно, более сильным проявлением нелинейных эффектов. Эффективность перекачки энергии в низкие частоты для прямоугольного ЛЧМ + гармоническая волна импульса близка к случаю сигнала с гипергауссовской огибающей. Отметим, что в рассматриваемых примерах конечная доля энергии, трансформируемой от высокочастотной накачки в низкочастотное излучение, в 30 раз больше для разрывного режима генерации ($\Gamma = 0.1$), чем для квазилинейного ($\Gamma = 1$). Таким образом, использование ударноволновых режимов позволяет существенно повысить эффективность параметрической генерации низкочастотного излучения.

На рис. 8б представлены зависимости эффективности генерации низкочастотного излучения E_{low}/E_0 от обратного числа Гольдберга $1/G \sim p_0$. Точками отмечены значения эффективности для рассматриваемых в работе ударноволновых режимов при $\Gamma = 0.1$, достижимых в работе исследованных ранее параметрических излучателей [11, 15]. В данной работе расчеты были выполнены вплоть до $\Gamma = 0.1/30$, т.е. с увеличением давления на излучателе в 30 раз, и в предельном случае $\Gamma = 0$. Как следует из рис. 8б, с ростом $1/G$ величина E_{low}/E_0 сначала растет согласно квазилинейному приближению как $1/G^2$ (квадратично) [2], затем рост переходит в линейный, а в пределе очень сильной нелинейности происходит насыщение. Максимальные значения эффективности в 1.2×10^{-3} , 0.9×10^{-3} и 0.3×10^{-3} (прямоугольный ЛЧМ + гармоническая волна, гипергауссовский и гауссовский ЛЧМ импульсы, соответственно) достигаются при $\Gamma = 0$, когда длина параметрических взаимодействий ограничивается только поглощением на ударных фронтах, и примерно в 2 раза превышают эффективность при $\Gamma = 0.1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОоды

В работе исследованы особенности нелинейной демодуляции высокочастотных импульсных сигналов при распространении плоских волн в среде, когда длина параметрических взаимодействий ограничивается как термовязким поглощением, так и дополнительным поглощением энергии волны на образующихся в профиле высокочастотных

волн накачки ударных фронтов, при разной степени проявления линейного и нелинейного поглощения.

Для описания нелинейного распространения импульсного сигнала и параметрических процессов в одномерной постановке, была разработана численная модель решения уравнения Бюргерса во временном представлении. Моделирование нелинейного оператора проводилось на основе удароуправляющей схемы типа Годунова [31], поскольку спектральный подход, реализованный авторами ранее [27–29], требует учета большого числа гармоник и может быть оптимизирован лишь для двухчастотного параметрического взаимодействия, но не для случая импульсной накачки.

По сравнению со спектральным методом без оптимизации, построенный временной алгоритм позволяет описывать нелинейные и диссипативные эффекты при параметрических взаимодействиях в импульсных полях с выигрышем в сотни раз [27]. Рассмотренные примеры различных импульсных сигналов показали, что для режимов слабого проявления нелинейных эффектов установившаяся форма численно рассчитанных демодулированных профилей совпадает с соответствующими аналитическими выражениями, полученными в квазилинейном приближении как в отсутствие, так и при наличии частотной модуляции [2, 15], и качественно соответствует им в ударноволновых режимах.

Было также показано, что эффект нелинейной демодуляции высокочастотных импульсов различных типов и установления стационарного по форме и амплитуде низкочастотного импульса достигается в квазилинейном режиме на расстоянии порядка трех длин линейного поглощения высокочастотной накачки, а в ударноволновом режиме — на меньших расстояниях, порядка одной длины поглощения, при расстоянии образования ударного фронта, равном 0.1 от длины линейного поглощения ($\Gamma = 0.1$). При этом амплитуды спектральных компонент исходных ВЧ импульсов на этих расстояниях еще достаточно велики по сравнению с амплитудами НЧ части спектра и становятся сравнимыми с ней на дистанциях шести и трех длин поглощения для квазилинейного и ударноволнового режимов, соответственно. В предельном случае доминирующего влияния поглощения на ударных фронтах установление профиля низкочастотного импульса происходит на расстояниях порядка 20–30 характерных длин образования разрыва (наименьшее расстояние — для гауссовского импульса).

Эффективность генерации низкочастотных импульсов определялась по величинам достигаемых амплитуд демодулированного импульса и его энергии относительно соответствующих параметров исходных импульсов накачки. Так, установившаяся амплитуда давления низкочастотного импульса, нормированная к амплитуде исходного импульса

накачки, в ударноволновом случае ($\Gamma = 0.1$) была почти на порядок больше, чем в квазилинейном режиме ($\Gamma = 1$), несмотря на наличие дополнительного поглощения на образующихся в профиле волны разрывах. Продemonстрировано, что наличие у исходного сигнала более равномерной и близкой к прямоугольной огибающей, и, как следствие, более широкого спектра или же больших различий между минимальными и максимальными взаимодействующими частотами, способствует лучшей перекачки энергии в область низких частот. Относительная доля энергии E_{low}/E_0 , трансформируемой от высокочастотной накачки в область низких частот, в ударноволновых режимах существенно выше и составляет порядка 0.06% ($\Gamma = 0.1$) по сравнению с 0.002% в квазилинейном режиме ($\Gamma = 1$). В предельном случае $\Gamma \rightarrow 0$, когда параметрические эффекты ограничиваются только нелинейным поглощением на разрывах в профиле волны, эта величина дополнительно увеличивается в 2 раза.

Таким образом, при параметрической генерации низкочастотного импульса абсолютные величины его амплитуды и энергии возрастают при увеличении амплитуды исходных импульсов накачки и усилении нелинейных эффектов, демонстрируя, что переход к ударноволновым режимам распространения способствует более эффективному протеканию параметрических процессов. Разработанный в работе временной алгоритм представляется перспективным при описании эффектов нелинейной демодуляции импульсных сигналов в разрывных режимах.

Работа выполнена при поддержке студенческих стипендий фонда «БАЗИС» 23-2-1-46-1 и 20-2-2-21-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зверев В.А.* Как зарождалась идея параметрической акустической антенны // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 5. С. 685–692.
2. *Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
3. *Berktaf H.O.* Possible exploitation of non-linear acoustics in underwater transmitting applications // *J. Sound Vib.* 1965. V. 2. № 4. P. 435–461.
4. *Zhou H., Huang S.H., Li W.* Parametric acoustic array and its application in underwater acoustic engineering // *Sensors*. 2020. V. 20. № 7. P. 2148.
5. *Yoneyama M., Fujimoto J., Kawano Y., Sasabe S.* The audio spotlight: an application of nonlinear interaction of sound waves to a new type of loudspeaker design // *J. Acoust. Soc. Am.* 1983. V. 73. № 5. P. 1532–1536.
6. *Ji P., Tan E.-L., Gan W.-S., Yang J.* A comparative analysis of preprocessing methods for the parametric loudspeaker based on the Khokhlov-Zabolot-skaya-Kuznetsov equation for speech reproduction // *IEEE Trans. Audio, Speech, Language Process.* 2011. V. 19. № 4. P. 937–946.

7. Gan W.-S., Yang J., Kamakura T. A review of parametric acoustic array in air // *Appl. Acoust.* 2012. V. 73. № 12. P. 1211–1219.
8. Li Y., Polyak D., Johnson E., Yecies D., Shevidi S., de la Zerda A., Gephart M.H., Chu S. Difference-frequency ultrasound imaging with non-linear contrast // *IEEE Trans. Med. Imaging.* 2020. V. 39. № 5. P. 1759–1766.
9. Chiou S.-Y., Forsberg F., Fox T.B., Needleman L. Comparing differential tissue harmonic imaging with tissue harmonic and fundamental gray scale imaging of the liver // *J. Ultrasound Med.* 2007. V. 26. № 11. P. 1557–1563.
10. Vos H.J., Goertz D.E., de Jong N. Self-demodulation of high-frequency ultrasound // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 127. № 3. P. 1208–1217.
11. Esipov I., Naugolnykh K., Timoshenko V. The parametric array and long-range ocean research // *Acoustics today.* 2010. V. 6. № 2. P. 20–26.
12. Cheng Y., Zhao A., Hui J., An T., Zhou B. Parametric underwater transmission based on pattern time delay shift coding system // *Math. Probl. Eng.* 2018. V. 3. № 1. P. 8249245.
13. Shi C., Gan W.-S. Development of a parametric loud-speaker: a novel directional sound generation technology // *IEEE Potentials.* 2010. V. 29. № 6. P. 20–24.
14. Cervenka P., Alais P. Fourier formalism for describing nonlinear self-demodulation of a primary narrow ultrasonic beam // *J. Acoust. Soc. Am.* 1990. V. 88. № 1. P. 473–481.
15. Averkiou M.A., Lee Y.-S., Hamilton M.F. Self-demodulation of amplitude- and frequency-modulated pulses in athermoviscous fluid // *J. Acoust. Soc. Am.* 1993. V. 94. № 5. P. 2876–2883.
16. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 288 с.
17. Заболотская Е.А., Хохлов Р.В. Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков // *Акуст. журн.* 1969. Т. 15. № 1. С. 40–47.
18. Westervelt P.J. Parametric acoustic array // *J. Acoust. Soc. Am.* 1963. V. 35. № 4. P. 535–537.
19. Aanonsen S.I. Numerical computation of the nearfield of a finite amplitude sound beam // *Tech. Rep.* № 73. 1983. Dept. of Math., Univ. of Bergen, Norway.
20. Tjøtta J.N., Tjøtta S., Vefring E.H. Propagation and interaction of two collimated finite amplitude sound beams // *J. Acoust. Soc. Am.* 1990. V. 88. № 6. P. 2859–2870.
21. Khokhlova V.A., Souchon R., Tavakkoli J., Sapozhnikov O.A., Cathignol D. Numerical modeling of finite amplitude sound beams: Shock formation in the near-field of a cw plane piston source // *J. Acoust. Soc. Am.* 2001. V. 110. № 1. P. 95–108.
22. Lee Y.S., Hamilton M.F. Time-domain modeling of pulsed finite-amplitude sound beams // *J. Acoust. Soc. Am.* 1995. V. 97. № 2. P. 906–917.
23. Cleveland R.O., Hamilton M.F., Blackstock D.T. Time-domain modeling of finite-amplitude sound in relaxing fluids // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 99. № 6. P. 3312–3318.
24. Хохлова В.А., Пономарев А.Е., Аверкью М.А., Крам Л.А. Нелинейные импульсные поля прямоугольных фокусированных источников диагностического ультразвука // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 4. С. 560–570.
25. Бессонова О.В., Хохлова В.А., Бэйли М.Р., Кэнни М.С., Крам Л.А. Фокусировка мощных ультразвуковых пучков и предельные значения параметров разрывных волн // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 4–5. С. 445–456.
26. Юлдашев П.В., Хохлова В.А. Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 3. С. 337–347.
27. Тюрина А.В., Юлдашев П.В., Есинов И.Б., Хохлова В.А. Численная модель спектрального описания генерации ультразвуковой волны разностной частоты при двухчастотном взаимодействии // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 2. С. 152–161.
28. Сергеева М.С., Тюрина А.В., Юлдашев П.В., Хохлова В.А. Метод численного расчета генерации ультразвуковых волн разностной частоты в условиях формирования ударного фронта // *Уч. зап. физ. фак. Мос. ун-та.* 2022. № 4. С. 2240101.
29. Kvashennikova A.V., Yuldashev P.V., Khokhlova V.A., Esipov I.B. Fully nonlinear three-dimensional modeling of parametric interactions in the field of a dual-frequency acoustic array // *J. Acoust. Soc. Am.* 2024. V. 155. № 3. P. 1682–1693.
30. Аверьянов М.В. Экспериментальная и численная модель распространения нелинейных акустических сигналов в турбулентной атмосфере. Дисс. на соискание степ. канд. физ.-мат. наук. МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 2008.
31. Kurganov A., Tadmor E. New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection-diffusion equations // *J. Comp. Phys.* 2000. V. 160. № 1. P. 241–282.
32. Юлдашев П.В., Аверьянов М.В., Хохлова В.А., Оливьер С., Блан-Бенон Ф. Сферически расходящиеся ударные импульсы в нелинейной релаксирующей среде // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. № 1. С. 40–50.
33. Коннова Е.О., Хохлова В.А., Юлдашев П.В. Использование графических ускорителей при моделировании нелинейных ультразвуковых пучков с ударными фронтами на основе уравнения Вестервелта // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 1. С. 13–21.
34. Бессонова О.В., Хохлова В.А., Бэйли М.Р., Кэнни М.С., Крам Л.А. Метод определения параметров акустического поля в биологической ткани для терапевтических применений мощного фокусированного ультразвука // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 3. С. 380–390.
35. Сергеева М.С., Квашенникова А.В. Моделирование во временном представлении генерации волны разностной частоты при взаимодействии интенсивных ультразвуковых волн накачки // *Сборник трудов Международного молодежного научно-го форума «Ломоносов-2023».* М.: МАКС Пресс, 2023. С. 22–24.

Demodulation of pulsed acoustic signals in strongly nonlinear propagation regimes

**A. V. Kvashennikova^{a,*}, M. S. Sergeeva^a, P. V. Yuldashev^a,
I. B. Esipov^b, V. A. Khokhlova^a**

^a *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie Gory 1, Moscow, 119991 Russia*

^b *Gubkin State University of Oil and Gas, Leninsky ave. 65, Moscow, 119991 Russia*

** e-mail: kvashennikovaav@my.msu.ru*

A one-dimensional nonlinear problem of parametric generation of low-frequency radiation is considered in the case of a pulsed high-frequency initial excitation capable of forming shock fronts in the wave profile. A numerical algorithm for solving the Burgers equation in the time domain using a Godunov-type shock-capturing scheme is developed. Examples of the propagation of model frequency-modulated signals with different envelope shapes at different ratios of nonlinear and dissipative effects, which limit the interaction length of pump waves are considered. Examples of waveforms and spectra evolution during self-demodulation of a high-frequency pump signal are given, with self-demodulation manifesting at shorter distances in strongly nonlinear propagation regimes due to additional attenuation of the wave energy at shock fronts. It is shown that the efficiency of low-frequency radiation generation increases in shockwave propagation modes.

Keywords: parametric interactions, pulsed pump waves, self-demodulation, Burgers equation, Godunov scheme

УДК 538.245

ЩЕЛЕВЫЕ СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ В КВАЗИ *PT*-СИММЕТРИЧНОЙ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ВЫРОЖДЕНИЯ МОД

© 2024 г. Е. А. Вилков^{a,*}, О. А. Бышевский-Конопко^a, Д. В. Калябин^{b,c}, С. А. Никитов^{b,c,d}

^aФрязинский филиал института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190 Россия

^bИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009 Россия

^cМосковский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия

^dЛаборатория “Метаматериалы”, Саратовский государственный университет,
Саратов, 410012 Российская Федерация.

*e-mail: e-vilkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.03.2024 г.

После доработки 18.04.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Теоретически исследовано распространение щелевых сдвиговых волн в квазисимметричной структуре пьезоэлектриков класса симметрии 4mm. Было показано, что учет неодинакового уровня потерь и усиления в пьезоэлектриках приводит в спектре сдвиговых волн либо к пересечению, либо к касанию, либо к сближению двух мод в точке их вырождения (особой точке). Установлено, что пересечение спектров мод происходит только в случае равных значений потерь и усиления (*PT*-симметричная структура). Исходя из этого, делается вывод, что по характеру спектров вблизи особой точки можно определять уровень дисбаланса усиления и потерь в пьезоэлектрических волноводах. Как и в случае чисто *PT*-симметричной структуры, частотная зависимость амплитуды в исключительной точке квази *PT*-симметричной структуры (при достаточно небольшой разнице в уровнях потерь и усиления) обладает очень узким пиком, что открывает возможность создания сверхчувствительных датчиков на их основе. Таким образом, продемонстрировано, что даже при неодинаковых уровнях потерь и усиления в пьезоэлектриках (квази *PT*-симметричная структура) можно получить структуру, обладающую всеми свойствами *PT*-симметричной структуры.

Ключевые слова: *PT*-симметрия, особые точки, электроакустические волны, щелевые волны, пьезоэлектрики, пленки

DOI: 10.31857/S0320791924050028, **EDN:** XCPNIG

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время акустические волны широко используются в различных устройствах. Мониторинг состояния конструкций и неразрушающий контроль [1], манипулирование малыми объектами [2, 3], микроэлектромеханические системы (МЭМС) [4] — это лишь малая часть практических применений акустических волн. Связь акустической и электрической подсистем в пьезоэлектриках открывает дополнительный канал для управления спектральными свойствами акустических волн [5–10].

В этой работе предположим, что сдвиговые волны распространяются в щелевой структуре двух идентичных пьезоэлектриков класса 4mm,

принимая во внимание усиление волны в одном из них и затухание в другом. При этом уровни потерь и усиления различны. Впервые щелевые электроакустические волны были исследованы теоретически и экспериментально в работах в [10–14, 5, 15–18]. Было показано, что волны такого типа могут быть практически полезны при разработке датчиков для измерения параметров материалов и полей, жидкостей или для обнаружения микроорганизмов и коронавирусов [15–21]. Однако ситуация, когда волны усиливаются и затухают в пьезоэлектриках с неодинаковыми уровнями потерь и усиления — квазисимметричная структура, ранее не рассматривалась.

Симметричная система с четностью по времени (*PT*) — это пример, когда сбалансированные

электроакустические потери и усиление в одном волноводе компенсируют собственное затухание в другом. Концепция PT -симметрии появилась в 1998 г. [22]. Интерес к идее PT -симметрии значительно возрос и был расширен за счет соответствующих сравнений с другими физическими системами, особенно в оптике [23, 24], электронике [25], акустике [26] и магнетизме [27–30]. Спектр PT -симметричной системы, как правило, сложен, но он становится реальным, если собственные моды инвариантны к PT -преобразованию. Точка перехода системы в фазу с нарушением симметрии происходит в так называемой особой точке, где собственные значения изменяются с вещественных на комплексные. При прохождении исключительной точки собственные моды и собственные значения системы становятся вырожденными. Таким образом, PT -симметричные системы представляют собой экзотический класс консервативных систем, которые одновременно обладают свойствами диссипативных систем. Наблюдение интересных эффектов, таких, как генерация одномодового лазера [31] и регулирование магнитной проницаемости в точках вырождения мод [32], возможно благодаря отличительным особенностям спектра PT -оператора. При этом переход от реального к комплексному спектру наблюдался во множестве систем со сбалансированными коэффициентами усиления и потерь [33, 34].

Плоские PT -симметричные пьезоэлектрические волноводы рассматривались в наших работах [35, 36], где теоретически исследованы спектральные свойства щелевых электроакустических волн в PT -симметричной структуре пьезоэлектриков класса симметрии 6, $4mm$, разделенных зазором. Однако реализация чисто PT -симметричной структуры требует одинаковых уровней усиления и потерь в пьезоэлектриках, что довольно сложно реализовать на практике. Итак, возникает вопрос: какими свойствами будут обладать

электроакустические волны в квазисимметричной структуре, когда уровни потерь и усиления отличаются друг от друга по модулю? В этом исследовании мы рассматриваем распространение сдвиговых волн в квазисимметричной структуре с зазором, созданным двумя идентичными пьезоэлектриками с симметрией класса $4mm$. Модель, исходные уравнения и граничные условия обсуждаются в разделе 1 статьи. В разделе 2 представлено решение краевой задачи. Раздел 3 посвящен обсуждению численного решения дисперсионного уравнения.

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

В геометрии задачи, представленной на рис. 1, предполагается, что оба кристалла относятся к классу симметрии $4mm$ с одинаковой ориентацией кристаллографических осей 4-го порядка перпендикулярно плоскости рисунка. Кроме того, чтобы прояснить возможность проявления свойств квази PT -симметрии [24] в этой структуре, мы считаем, что электроакустические волны усиливаются в одном кристалле, а в другом они ослабляются. Ослабление и усиление учитываются комплексной добавкой $\alpha_{1,2}$ ($\alpha_1 \neq \alpha_2$) к волновому числу k . Продольное волновое число (вдоль направления распространения), которое будет фигурировать в исходных уравнениях, имеет вид:

$$k^{(j)} = k \pm i\alpha_j. \quad (1)$$

В формуле (1) выбирается знак минус для верхнего кристалла (усиление волны) — $j = 1$, а знак плюс для нижнего кристалла (ослабление волны) — $j = 2$ (см. рис. 1) для заданной зависимости электроакустической волны от координаты $\sim \exp(ik^{(j)}x)$.

Исходные уравнения будут такими же, как в [36], за исключением членов, содержащих коэффициент поперечной пьезоактивности, с учетом уравнения (1), где $|\alpha_1| \neq |\alpha_2|$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} &= v_j^2 \nabla^2 u_j, \quad \nabla^2 \Phi_j = 0, \\ \Phi_j &= \frac{4\pi e_{15}^{(j)}}{\epsilon_j} u_j + \Phi_j. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь u_j — сдвиговое смещение в пьезоэлектриках, Φ_j , ϕ_j — электрические потенциалы, $v_j = \left[(c_{44}^{(j)} + 4\pi e_{15}^{(j)2} / \epsilon_j) \rho_j^{-1} \right]^{1/2}$ — скорость сдвиговых волн горизонтальной поляризации в j -ом пьезокристалле с модулем упругости $c_{44}^{(j)}$, пьезомодулем $e_{15}^{(j)}$, диэлектрической проницаемостью ϵ_j и плотностью ρ_j . Уравнения (2) следует решать совместно с уравнением Лапласа:

$$\nabla^2 \Phi_0 = 0 \quad (3)$$

для потенциала Φ_0 электрического поля, возникающего в зазоре ($|y| < h$, $2h$ — толщина зазора) между

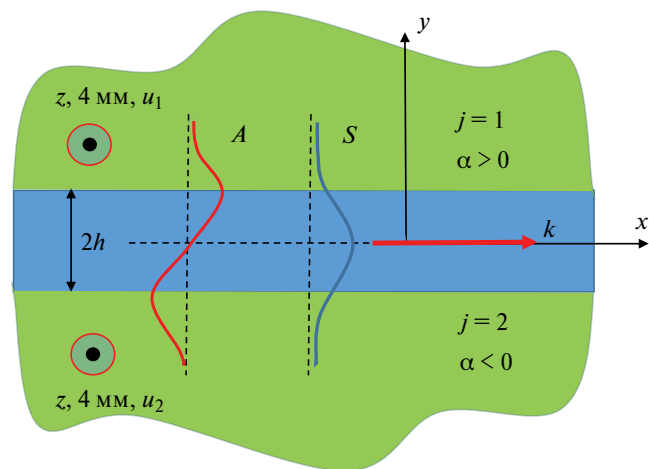


Рис. 1. Схема задачи. Буквами A , S обозначены антисимметричная и симметричная моды.

кристаллами. Кроме этого, на нематаллизованных границах кристаллов $y = \pm h$ должны соблюдаться требования непрерывности потенциалов и нормальных составляющих D_y векторов электрической индукции, а также отсутствия сдвиговых напряжений T_{yz} .

В случае сдвиговых волн (см. [36]) с поляризацией смещений по оси симметрии высшего порядка имеем для кристаллов класса 4mm следующие выражения:

$$D_y = 4\pi e_{15} \frac{\partial u}{\partial y} - \epsilon \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad T_{yz} = e_{15} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (4)$$

Они не содержат производных по времени и поэтому справедливы в любых инерциальных системах отсчета — следовательно, пригодны для представления нормальных составляющих электрической индукции и сдвигового напряжения в лабораторной системе отсчета для обоих кристаллов.

Выражения (4), необходимые для формулировки граничных условий, можно несколько изменить. Для этого воспользуемся последним из равенств (2). После несложных преобразований получим:

$$D_y = -\epsilon \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad T_{yz} = c_{44}^* \frac{\partial u}{\partial y} + e_{15} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (5)$$

Теперь, с учетом равенств (5), где уже потребуется индексировать параметры и поля номером $j = 1, 2$

кристалла, упомянутые выше граничные условия можно написать следующим образом:

$$\begin{aligned} \left(\frac{4\pi e_{15}^{(j)}}{\epsilon_j} u_j + \Phi_j \right) \Big|_{y=(-1)^{j+1}h} &= \Phi_0 \Big|_{y=(-1)^{j+1}h}, \\ \left(\epsilon_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right) \Big|_{y=(-1)^{j+1}h} &= \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \Big|_{y=(-1)^{j+1}h}, \\ \left[c_{44}^{(j)*} \frac{\partial u_j}{\partial y} + e_{15}^{(j)} \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right] \Big|_{y=(-1)^{j+1}h} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

В выражениях (5) и (6), как и в предыдущих разделах, верхней звездочкой помечены пьезоэлектрически ужесточенные модули сдвига кристаллов: $c_{44}^{(j)*} = c_{44}^{(j)} + 4\pi e_{15}^{(j)2} / \epsilon_j$.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ

Решение уравнений (2) ищем в виде волн, распространяющихся вдоль границ структуры $y = \pm h$. Ввиду этого, примем, что u_j, Φ_j и $\Phi_0 \sim \exp[i(k^{(j)}x - \omega t)]$, где $k^{(j)}$ — волновое число, определяемое выражением (1), ω — циклическая частота щелевой электроакустической волны в лабораторной системе отсчета. С учетом требования ограниченности сдвиговых смещений и потенциалов электрических полей кристаллов на основании (1) получим:

$$\begin{aligned} u_1 &= U_1 \exp(i\varphi) \exp(-s_1(y-h)) \exp(\alpha_1 x), \\ u_2 &= U_2 \exp(i\varphi) \exp(s_2(y+h)) \exp(-\alpha_2 x), \\ \Phi_1 &= F_1 \exp(i\varphi) \exp(-k(y-h)) \exp(\alpha_1 x) \exp(i\alpha_1(y-h)), \\ \Phi_2 &= F_2 \exp(i\varphi) \exp(k(y+h)) \exp(-\alpha_2 x) \exp(i\alpha_2(y+h)), \\ \Phi_0 &= \exp(i\varphi) [A \exp(-\alpha_2 x) \exp(-k(y+h)) \exp(-i\alpha_2(y+h)) + \\ &+ B \exp(\alpha_1 x) \exp(k(y-h)) \exp(-i\alpha_1(y-h))], \\ \varphi &= kx - \omega t. \end{aligned} \quad (7)$$

Величины $s_{1,2}$ определяются равенствами:

$$\begin{aligned} s_1 &= \left[(k - i\alpha_1)^2 - \left(\frac{\omega}{c_1} \right)^2 \right]^{1/2}, \\ s_2 &= \left[(k + i\alpha_2)^2 - \left(\frac{\omega}{c_2} \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (8)$$

и имеют смысл коэффициентов амплитудного спада сдвиговых смещений при удалении от границы соответствующего кристалла. Видно, что учет

формулы (1) приводит к тому, что появляется волновая “добавка” у полей, которая направлена от среды с затуханием ($j = 2$) к среде с усилением ($j = 1$).

Примем, что материальные параметры сред одинаковы. Это одно из условий *PT*-симметричности сред. Однако, как уже говорилось выше, коэффициенты затухания и усиления не равны друг другу $\alpha_1 \neq \alpha_2$. Таким образом, рассматриваем квази *PT*-симметричную структуру. Подстановка выражений (7) в граничные условия (6) приводит к следующей системе шести однородных алгебраических уравнений относительно амплитуд $U_{1,2}, F_{1,2}, A$ и B :

$$\begin{aligned} g_1 K_1 U_1 + F_1 &= A \exp(-2\alpha_1 x - 2kh - 2i\alpha_1 h) + B, \\ g_2 K_2 U_2 + F_2 &= A + B \exp(2\alpha_2 x - 2kh + 2i\alpha_2 h), \\ \epsilon_1(-1 + i\alpha_1/k) F_1 &= (-i\alpha_1/k + 1) A \exp(-2\alpha_1 x - 2kh - 2i\alpha_1 h) + B(-i\alpha_1/k + 1), \\ \epsilon_2(1 + i\alpha_2/k) F_2 &= (-i\alpha_2/k - 1) A + B(-i\alpha_2/k + 1) \exp(2\alpha_2 x - 2kh + 2i\alpha_2 h), \\ -g_1 s_1 U_1 + (-k + i\alpha_1) K_1 F_1 &= 0, \quad g_2 s_2 U_2 + (k + i\alpha_2) K_2 F_2 = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь величины $K_j^2 = 4\pi e_{15}^{(j)2} / (c_{44}^{(j)*} \epsilon_j)$ представляют собой квадраты коэффициентов электромеханической связи кристаллов для продольного пьезоэффекта, $g_j = (4\pi c_{44}^{(j)*} / \epsilon_j)^{1/2}$, ϵ_j — диэлектрическая проницаемость.

Для нахождения дисперсионного уравнения, описывающего электроакустические волны в PT -симметричной щелевой структуре, введем соотношение:

$$\alpha_j = \alpha_{\text{coeff}}^{(j)} k, \quad (10)$$

где константа $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)} = \alpha_j / k \ll 1$.

Из равенства нулю детерминанта системы уравнений (9), получаем искомое дисперсионное соотношение для щелевых электроакустических волн в слоистой структуре пьезоэлектриков класса $4mm$ с вакуумной щелью. Оно имеет громоздкий вид и здесь не приводится.

При отсутствии затухания и усиления и равенстве материальных параметров кристаллов дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\left[(K^2) - (1 + \epsilon) \frac{s}{k} \right] = \pm e^{-2\xi} \left[(K^2) - (1 - \epsilon) \frac{s}{k} \right].$$

Здесь $\exp(\xi) = \exp(kh)$. Отсюда получаем возможность выразить s явным образом;

$$s = k \frac{K^2 \mp K^2 e^{-2\xi}}{(1 + \epsilon) \pm (\epsilon - 1)e^{-2\xi}}. \quad (11)$$

Как и следовало ожидать, формула (11) повторяет результат работы [12]. Здесь следует отметить, что величины s зависят от переменной $\xi = kh$. Из-за этого спектр мод (как и в случае усиления и ослабления волн) качественно не изменяется при изменении параметра h . Он просто масштабируется обратно пропорционально h .

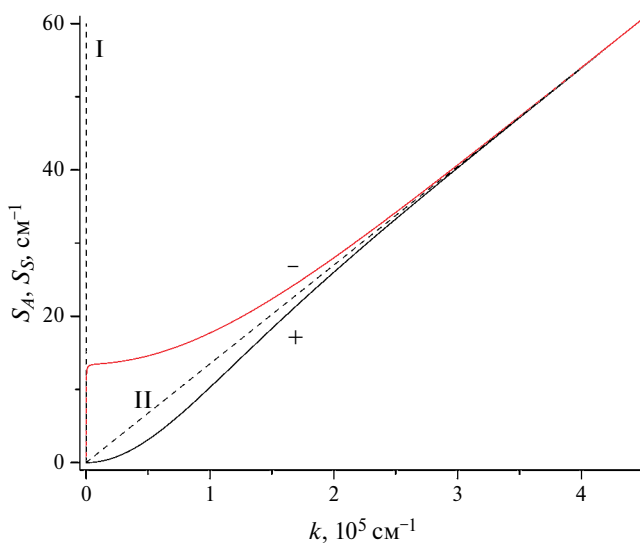


Рис. 2. Спектр мод щелевых электроакустических волн для двух одинаковых пьезокристаллов класса $4mm$ в отсутствие затухания и усиления.

Существенным преимуществом явного представления спектра щелевых электроакустических волн по формулам (11) является то обстоятельство, что при установлении их общих дисперсионных свойств отпадает необходимость численного решения трансцендентных уравнений. Так, определив простым расчетом s для избранного значения k , последующим использованием формул (8) можно всегда установить соответствующее этому k (и этому s) значение ω , а далее найти фазовую скорость волны. Другое достоинство формулы (11) заключается в явном разделении спектра по модам — симметричной (верхние знаки в (11)) и антисимметричной (нижние знаки в (11)), названных так в соответствии с характером распределения электрического потенциала в зазоре [8, 9]. Общая картина спектров мод щелевых электроакустических волн для одинаковых тетрагональных кристаллов без затухания и усиления показана на рис. 2.

Спектры симметричной и антисимметричной мод щелевой электроакустической волны помечены на рис. 2 соответственно знаками “плюс” и “минус”. Штриховые прямые I и II изображают линейные спектры электроакустической волны на металлизированной: $s = kK^2$ и неметаллизированной: $s = k(K^2)/(1 + \epsilon)$ границах пьезоэлектрического кристалла [5].

3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численный расчет дисперсионного уравнения для различных значений коэффициента $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)}$ представлен на рис. 3а (BaTiO_3) и рис. 3б ($\text{Ba}_2\text{Si}_2\text{TiO}_8$). Первый материал, спектр которого представлен на рис. 3а, это титанат бария BaTiO_3 класса симметрии $4mm$ с параметрами: $K^2 = 0.27$, $\epsilon = 2000$ [34]. На рис. 3б представлен спектр для второго материала $\text{Ba}_2\text{Si}_2\text{TiO}_8$ класса симметрии $4mm$ с параметрами: $K^2 = 0.99$, $\epsilon = 15$ [31]. Тонкие штриховые прямые I и II представляют собой линейные спектры электроакустической волны на металлизированной: $s = kK^2$ и неметаллизированной: $s = k(K^2)/(1 + \epsilon)$ границах пьезоэлектрического кристалла (см. рис. 2).

Видно, что учет затухания и усиления в соседних пьезоэлектриках приводит к тому, что чем больше значение $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)}$, тем круче становится ход кривой “симметричной” моды. Кривые “симметричной” и “антисимметричной” мод¹ движутся навстречу друг другу так, что при определенных значениях $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)}$ и соотношениях усиления и затухания $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} / \alpha_{\text{coeff}}^{(2)}$ (при $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)} > 10^{-6}$) происходит либо их пересечение (см. кривые 3 на рис. 3а, 3б), либо их касание (см. кривые 2 на рис. 3б) или сближение (см. кривые 1 на рис. 3а, 3б) в определенной точке спектра. Далее точку, где происходит либо

¹ Название “симметричная” и “антисимметричная” моды условно соответствуют (исходя из сравнения хода кривых на рис. 2 и рис. 3) названию мод на спектре рис. 2.

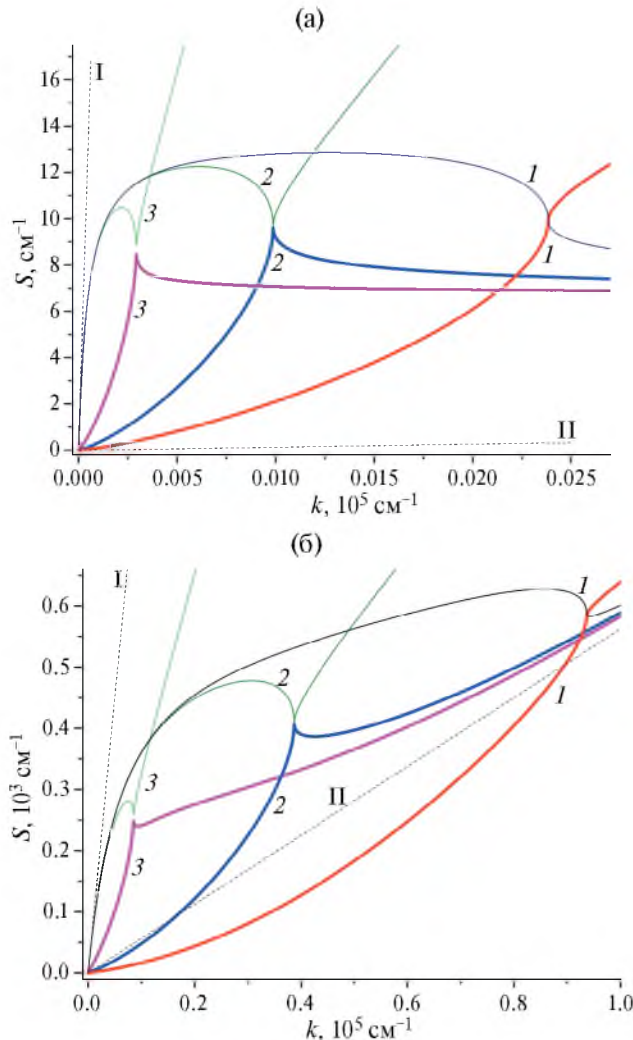


Рис. 3. Спектр мод электроакустических волн для двух идентичных пьезокристаллов класса 4mm, разделенных зазором ($h = 10^{-5}$ см): (а) — BaTiO_3 , (б) — $\text{Ba}_2\text{Si}_2\text{TiO}_8$. Цифры указывают спектры “симметричной” (утолщенная кривая) и “антисимметричной” мод (тонкая кривая) для различных уровней ослабления и усиления: 1 — $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = \alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 10^{-5}$, 2 — $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = 10^{-4}$, $\alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 10^{-5}$, 3 — $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = 10^{-3}$, $\alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 10^{-5}$.

сближение, либо касание или пересечение мод, назовем точкой вырождения мод. Можно предположить, что только за точкой вырождения мод щелевой структуры, по аналогии с оптическими и магнитными системами [24, 29, 30], происходит нарушение чисто симметричного распределения полей по толщине структуры. Далее мы покажем, что только в случае пересечения мод точка вырождения мод является особой точкой. Сама точка пересечения получила название в литературе особой точки, которая для PT -симметричных структур имеет ряд интересных свойств. Существенной характеристикой особых точек является то, что в них вырождаются не только собственные значения, но и соответствующие собственные векторы [14]. В эрмитовых системах пространство собственных значений

имеет топологию двойного конуса с точками вырождения в вершинах конусов. Напротив, в неэрмитовых системах пространство собственных значений представляет собой римановы листы с центром вблизи исключительных точек [25]. Кроме того, эта уникальная характеристика позволяет создавать сверхчувствительные датчики на основе PT -симметричных физических структур [32]. Эти структуры, действительно, имеют поразительно узкую резонансную кривую. В конце статьи мы проверим это расчетом зависимости амплитуды от частоты для всех типов “взаимодействия” мод (пересечения, касания, сближения).

К точке вырождения мод можно идти, согласно рис. 3, либо подбирая соответствующее волновое число, либо увеличивая уровень усиления (ослабления). При $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)} < \alpha_{\text{coeff}}^p$ учет усиления и затухания способствует “симметричности” профиля, а при $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)} > \alpha_{\text{coeff}}^p$ симметричная мода полностью исчезает, вырождаясь в квазисимметричную моду. Такое пороговое поведение симметричности волновых полей от уровня потерь (усиления) характерно для PT -симметричных систем [24]. Так, к примеру, из хода кривой 2 на рис. 3б видно, что, если при расчете профиля полей зафиксировать волновое число на уровне $k = 38761 \text{ см}^{-1}$, то при увеличении $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)}$ ($\alpha_{\text{coeff}}^{(2)}$) от нуля до значения, больше, чем $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = 10^{-4}$ ($\alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 10^{-5}$), мы получим пороговое нарушение симметричности именно в точке $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = 10^{-4}$ ($\alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 10^{-5}$). Это предположение необходимо подтвердить расчетом разности амплитуд электрического потенциала в зазоре.

Пороговость поведения спектральных характеристик от величины потерь и усиления подтверждается расчетом разности амплитуд электрического потенциала в зазоре двух пьезоэлектриков фресноита Φ_0 при $y = \pm h$, показанная на рис. 4. При $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)} < \alpha_{\text{coeff}}^p$ эта разность равна нулю, а при

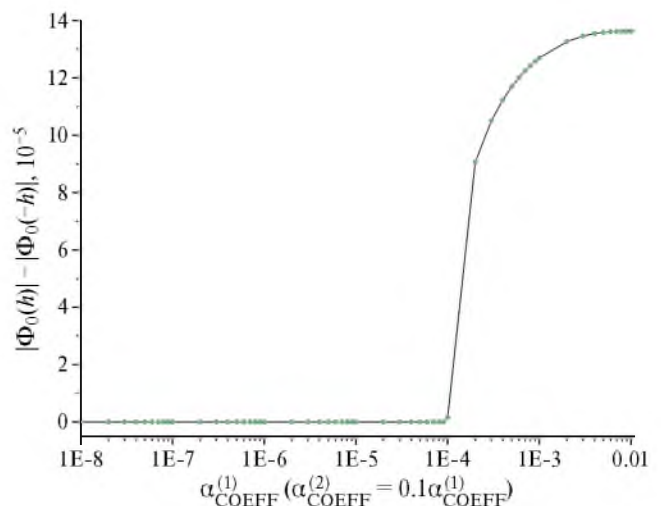


Рис. 4. Зависимость разности амплитуд электрического потенциала Φ_0 в зазоре при $y = \pm h$ от величины $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)}$.

$\alpha_{\text{coeff}}^{(j)} > \alpha_{\text{coeff}}^p$ она растет скачкообразно. Аналогичное поведение разности Φ_0 при $y = \pm h$ имеет место для всех типов точек вырождения мод и для другого материала — титаната бария.

На рис. 5 представлены профили модулей полей полного потенциала для кривой 2 спектра на рис. 3б в точках: рис. 5а — до точки вырождения мод, волновое число в точке $k = 24500$; рис. 5б — в точке вырождения мод, волновое число в точке $k = 38761$; рис. 5в — после точки вырождения мод, волновое число в точке $k = 49200$ для симметричной моды и антисимметричной моды. Как видно, до этой точки (см. рис. 5а) и в самой точке (см. рис. 5б) распределение модулей амплитуд электрических полей двух мод имеет симметричный вид в зазоре щелевой структуры пьезоэлектриков. Как мы установили численными расчётами, это будет справедливо для

любых волновых векторов до точки вырождения мод и для любого типа точек вырождения. После этой точки происходит нарушение симметричности распределения полей (см. рис. 5в). В этой точке вырождения модули и аргументы фаз амплитуд электрических полей мод совпадают лишь в случае касания, либо пересечения мод. На рис. 5б модули немного расходятся, так как спектры в точке вырождения мод не полностью совпадают (см. кривую 2 на рис. 3б). Как показано в работе [33], при увеличении потерь переток энергии становится несимметричным, и распространение волн происходит преимущественно в одной из сред.

Симметрия распределения поля нарушается после точки вырождения мод (как показано на рис. 5в). Только когда моды соприкасаются или пересекаются, модули и фазовые аргументы амплитуд

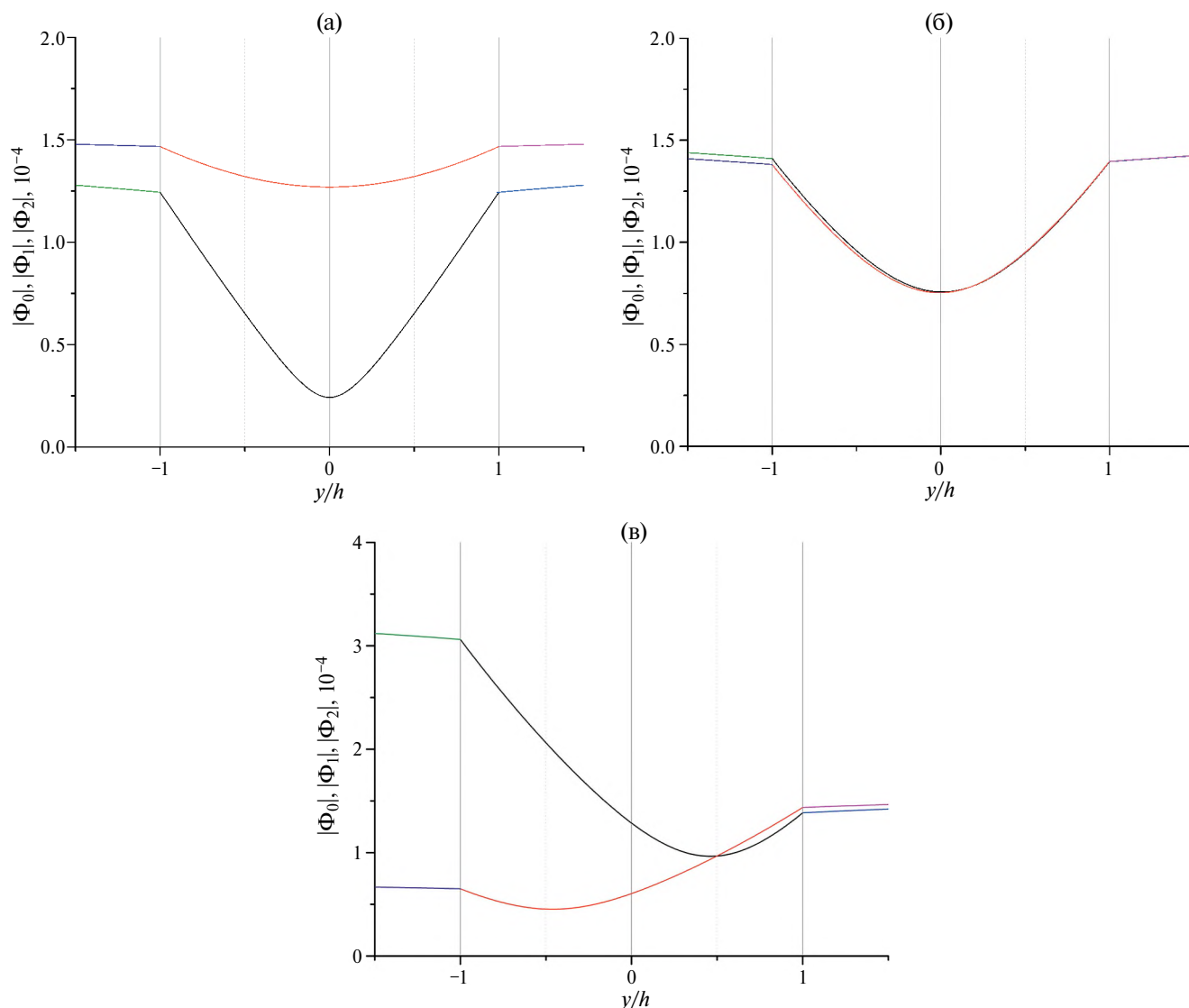


Рис. 5. Профиль модуля полного потенциала для двух мод, когда $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = 10^{-4}$, $\alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 10^{-5}$. Расчетные параметры соответствуют рис. 3б. (а) — $k = 24500 \text{ см}^{-1}$, (б) — $k = 38761 \text{ см}^{-1}$, (в) — $k = 49200 \text{ см}^{-1}$.

электрических полей мод совпадают в точке вырождения (см. кривую 2 на рис. 3б). Таким образом, расчет подтверждает наше предположение о пороговом поведении распределения профиля симметричной моды.

На рис. 6а, 6б и 6в показаны зависимости амплитуды электрического потенциала “симметричной” и “антисимметричной” мод при $y = 0$ (середина зазора) от частоты для различных значений $\alpha_{\text{coeff}}^{(j)}$.

Рис. 6а соответствует параметрам кривой 3 на рис. 3б (точка сближения мод). Рис. 6б соответствует параметрам кривой 2 на рис. 3б (точка касания мод). Рис. 6в соответствует параметрам спектра, когда моды касаются, но они соответствуют очень малой разности усиления и ослабления. Только в случае малой разности усиления и ослабления волн образуется узкий пик в точке $\nu_R = 1.17$ ГГц для “симметричной” моды и узкий минимум для “антисимметричной” моды в точке вырождения мод. Аналогичное поведение зависимостей амплитуд

от частоты имеет место и для титаната бария. Таким образом, только в случае малой разности усиления и ослабления волн точка вырождения мод определяет особую точку квази PT -симметричной структуры. Резонансная ширина максимума квази PT -симметричной структуры составляет примерно ≈ 0.57 от резонансной частоты $\nu_R = 1.17$ ГГц. Резонансная ширина антирезонансной линии составляет приблизительно ~ 0.29 от пика резонанса на той же частоте. Как упоминалось ранее, эта характеристика особых точек позволяет создавать сверхчувствительные датчики на основе PT -симметричных и квази PT -симметричных физических структур [32].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе теоретически исследуются спектральные свойства электроакустических волн в квазисимметричной структуре

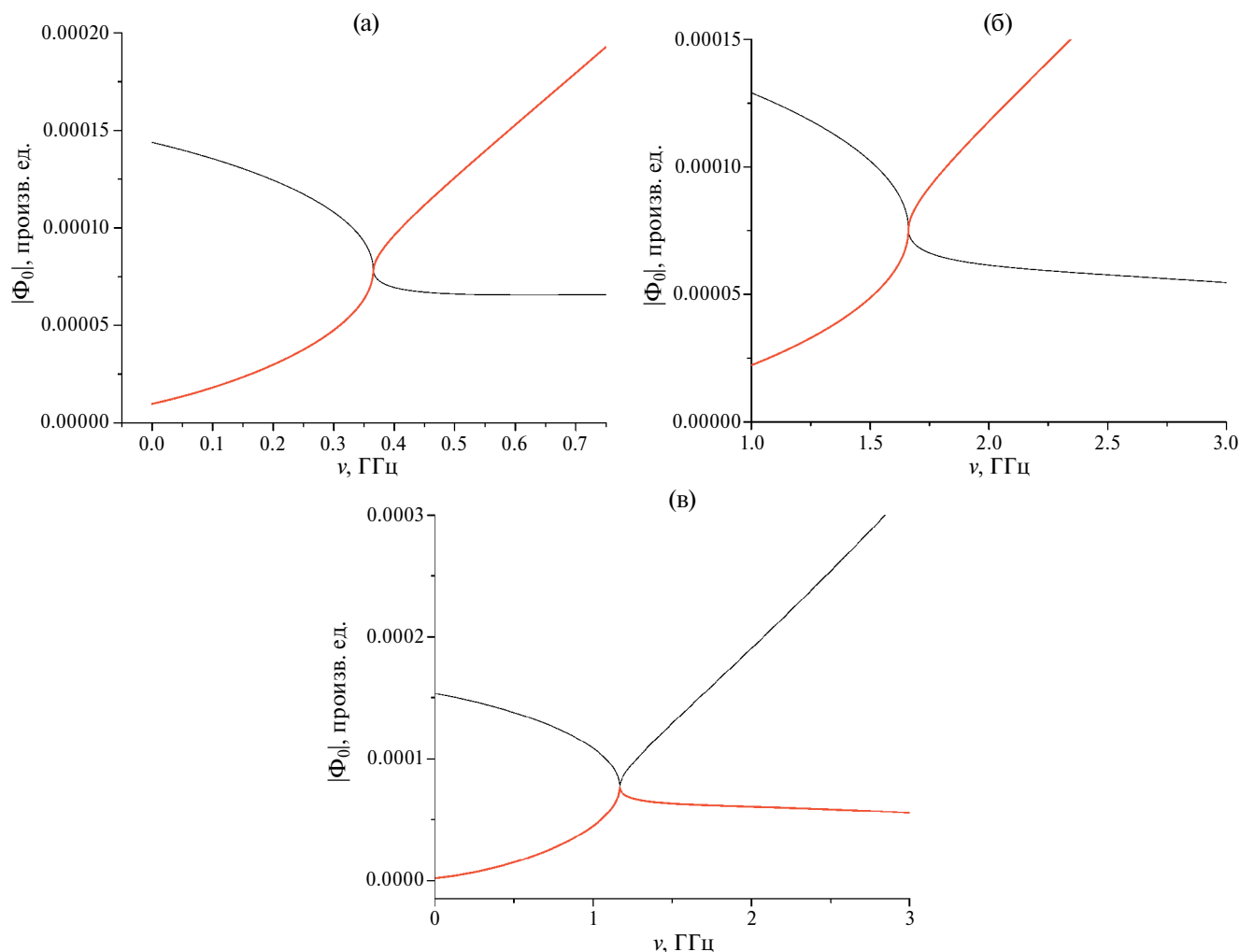


Рис. 6. Зависимости амплитуд электрического потенциала “симметричной” (утолщенная кривая) и “антисимметричной” (тонкая кривая) мод при $y = 0$ от частоты для: (а) — $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = 10^{-3}$, $\alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 10^{-5}$, (б) — $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = 10^{-4}$, $\alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 10^{-5}$, (в) — $\alpha_{\text{coeff}}^{(1)} = 10^{-4}$, $\alpha_{\text{coeff}}^{(2)} = 5 \times 10^{-5}$.

пьезоэлектриков класса симметрии 4mm, разделенных зазором. Спектры были рассчитаны для двух материалов: титаната бария и фресноита. При отсутствии ослабления и усиления спектр состоит из симметричной и антисимметричной моды. Было показано, что учет неравного уровня потерь и усиления в пьезоэлектриках приводит в спектре электроакустических волн либо к пересечению, либо к касанию, либо к сближению двух мод в особой точке. Во всех случаях, вплоть до этой точки вырождения и в самой точке (касание, схождение, пересечение), распределение амплитудных модулей электрических полей двух мод имеет симметричную форму в зазоре между пьезоэлектриками. После этой точки симметрия распределения поля нарушается. Было установлено, что точка пересечения спектров мод возникает только в случае баланса потерь и усиления (*PT*-симметричная структура). Таким образом, по характеру спектров вблизи точки вырождения мод можно определить уровень дисбаланса усиления и потерь в пьезоэлектрических волноводах. Как и в случае чисто *PT*-симметричной структуры, частотная зависимость амплитуды в особой точке квази *PT*-симметричной структуры (при достаточно небольшой разнице в уровнях потерь и усиления) обладает очень узким максимумом, что открывает возможность создания сверхчувствительных датчиков на их основе. В особой точке значения модулей и фаз амплитуд электрических полей мод совпадают. Таким образом, даже при неодинаковых уровнях потерь и усиления в пьезоэлектриках (квази *PT*-симметричная структура) можно получить структуру, обладающую всеми свойствами *PT*-симметричной структуры.

Часть работы была выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FFWZ-2022-0016). Часть исследования была выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FFWZ-2022-0015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Miao H., Li F.* Shear horizontal wave transducers for structural health monitoring and nondestructive testing: A review // *Ultrasonics*. 2021. V. 114. P. 106355.
2. *Xu D., Cai F., Chen M., Li F., Wang C., Meng L., Xu D., Wang W., Wu J., Zheng H.* Acoustic manipulation of particles in a cylindrical cavity: Theoretical and experimental study on the effects of boundary conditions // *Ultrasonics*. 2019. V. 93. P. 18–25.
3. *Peng X., He W., Xin F., Genin G.M., Lu T.J.* The acoustic radiation force of a focused ultrasound beam on a suspended eukaryotic cell // *Ultrasonics*. 2020. V. 108. P. 106205.
4. *Zeng L., Zhang J., Liu Y., Zhao Y., Hu N.* Asymmetric transmission of elastic shear vertical waves in solids // *Ultrasonics*. 2019. V. 96. P. 34–39.
5. *Shi P., Chen C.Q., Zou W.N.* Propagation of shear elastic and electromagnetic waves in one dimensional piezoelectric and piezomagnetic composites // *Ultrasonics*. 2015. V. 55. P. 42–47.
6. *Vinyas M.* Computational Analysis of Smart Magneto-Electro-Elastic Materials and Structures: Review and Classification // *Arch. Computat. Methods. Eng.* 2021. V. 28. P. 1205–1248.
7. *Avetisyan A.S.* Electroacoustic Waves in Piezoelectric Layered Composites, in *Advanced Structured Materials*, Switzerland: Springer Cham, 2023. V. 182. 223 p.
8. *Monsivais G., Otero J.A., Calás H.* Surface and shear horizontal waves in piezoelectric composites // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. P. 064101.
9. *Darinskii A.N., Shuvalov A.L.* Existence of surface acoustic waves in one-dimensional piezoelectric phononic crystals of general anisotropy // *Phys. Rev. B*. 2019. V. 99. P. 174305.
10. *Shuvalov A.L., Gorkunova A.S.* Transverse acoustic waves in piezoelectric and ferroelectric antiphase superlattices // *Phys. Rev. B*. 1999. V. 59. P. 9070.
11. *Гуляев Ю.В., Плесский В.П.* Щелевые акустические волны в пьезоэлектрических материалах // *Акуст. журн.* 1977. Т. 23. № 5. С. 716–723.
12. *Балакирев М.К., Горчаков А.В.* Связанные поверхностные волны в пьезоэлектриках // *ФТТ*. 1977. Т. 19. № 2. С. 613–614.
13. *Pyatakov P.A.* Shear horizontal acoustic waves at the boundary of two piezoelectric crystals separated by a liquid layer // *Acoust. Phys.* 2001. V. 47. № 6. P. 739–745.
14. *Dvoesherstov M. Yu., Cherednik V.I., Petrov S.G., Chirimanov A.P.* Numerical analysis of the properties of slit electroacoustic waves // *Acoust. Phys.* 2004. V. 50. № 6. P. 670–676.
15. *Guliy O., Zaitsev B., Teplykh A., Balashov S., Fomin A., Staroverov S., Borodina I.* Acoustical Slot Mode Sensor for the Rapid Coronaviruses Detection // *Sensors*. 2021. V. 21. № 5. P. 1822.
16. *Гулий О.И., Зайцев Б.Д., Ларионова О.С., Алсовзиди А.М., Караваева О.А., Петерсон А.М., Бородин И.А.* Анализ антибактериальной активности амоксициллина биологическим датчиком с щелевой акустической волной // *Антибиотики и Химioterapia*. 2021. Т. 66. № 1–2. С. 12–18.
17. *Borodina I.A., Zaitsev B.D., Burygin G.I., Guliy O.I.* Sensor based on the slot acoustic wave for the non-contact analysis of the bacterial cells — Antibody binding in the conducting suspensions // *Sensors and Actuators B Chemical*. 2018. V. 268. P. 217–222.
18. *Borodina I.A., Zaitsev B.D., Teplykh A.A.* The influence of viscous and conducting liquid on the characteristics of the slot acoustic wave // *Ultrasonics*. 2018. V. 82. P. 39–43.
19. *Inoue M., Moritake H., Toda K. and Yoshino K.* Viscosity Measurement of Ferroelectric Liquid Crystal Using Shear Horizontal Wave Propagation in a Trilayer Structure // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2000. V. 39 № 9B. P. 5632–5636.
20. *Ricco A.J. and Martin S.J.* Acoustic wave viscosity sensor // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 50. № 21. P. 1474–1476.
21. *Kondoh J., Saito K., Shiokawa S., Suzuki H.* Simultaneous Measurements of Liquid Properties Using Mul-

- tichannel Shear Horizontal Surface Acoustic Wave Microsensor // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. № 5S. P. 3093–3096.
22. *Bender C.M., Boettcher S.* Real Spectra in Non-Hermitian Hamiltonians Having PT Symmetry // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. № 24. P. 5243–5246.
 23. *El-Ganainy R., Makris K.G., Christodoulides D.N., Musslimani Z.H.* Theory of coupled optical PT -symmetric structures // Opt. Lett. 2007. V. 32. № 17. P. 2632–2634.
 24. *Zyablovsky A.A., Vinogradov A.P., Pukhov A.A., Dorofeenko A.V., Lisyansky A.A.* PT -symmetry in optics // Phys. Usp. 2014. V. 57. № 11. P. 1063–1082.
 25. *Schindler J., Lin Z., Lee J.M., Ramezani H., Ellis F.M., Kottos T.* PT -symmetric electronics // J. Phys. A Math. Theor. 2012. V. 45. № 44. P. 444029.
 26. *Deymier P.A.* Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals. Germany: Springer Berlin, 2013. 378 p.
 27. *Galda A., Vinokur V.M.* Parity-time symmetry breaking in magnetic systems // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 020408.
 28. *Wu J., Liu F., Sasase M., Ienaga K., Obata Y., Yukawa R., Horiba K., Kumigashira H., Okuma S., Inoshita T., Hosono H.* Natural van der Waals heterostructural single crystals with both magnetic and topological properties // Sci. Adv. 2019. V. 5. № 11. P. 1–6.
 29. *Temnaya O.S., Safin A.R., Kalyabin D.V., Nikitov S.A.* Parity-Time Symmetry in Planar Coupled Magnonic Heterostructures // Phys. Rev. Applied. 2022. V. 18. P. 014003.
 30. *Sadovnikov A.V., Zyablovsky A.A., Dorofeenko A.V., Nikitov S.A.* Exceptional-Point Phase Transition in Coupled Magnonic Waveguides // Phys. Rev. Applied. 2022. V. 18. P. 024073.
 31. *Doronin I.V., Zyablovsky A.A., Andrianov E.S., Pukhov A.A., Vinogradov A.P.* Lasing without inversion due to parametric instability of the laser near the exceptional point // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. P. 021801(R).
 32. *Wang X., Guo G., Berakdar I.* Steering magnonic dynamics and permeability at exceptional points in a parity–time symmetric waveguide // Nat. Commun. 2020. V. 11. P. 5663.
 33. *Guo A., Salamo G.J., Duchesne D., Morandotti R., Volatier-Ravat M., Aimez V., Siviloglou G.A., Christodoulides D.N.* Observation of PT -Symmetry Breaking in Complex Optical Potentials // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 093902.
 34. *Yang Y., Jia H., Bi Y., Zhao H., Yang J.* Experimental Demonstration of an Acoustic Asymmetric Diffraction Grating Based on Passive Parity-Time-Symmetric Medium // Phys. Rev. Applied. 2019. V. 12. P. 034040.
 35. *Vilkov E.A., Byshevski-Konopko O.A., Temnaya O.S., Kalyabin D.V., Nikitov S.A.* Electroacoustic waves in a PT -symmetric piezoelectric structure near the exceptional point // Technical Physics Letters. 2022. V. 48. № 12. P. 74–77.
 36. *Vilkov E.A., Byshevski-Konopko O.A., Kalyabin D.V., Nikitov S.A.* Gap electroacoustic waves in PT -symmetric piezoelectric heterostructure near the exceptional point // J. Phys. Condens. Matter. 2023. V. 35. № 43. P. 435001.
 37. *Wiersig J.* Review of exceptional point-based sensors // Photonics research. 2020. V. 8. № 9. P. 1457–1467.

Gap Shear Waves in Quasi PT -symmetric Piezoelectric Heterostructure Near the Point of Mode Generation

E. A. Vilkov^{a,*}, O. A. Byshevski-Konopko^a, D. V. Kalyabin^{b,c}, S. A. Nikitov^{b,c,d}

^a Fryazino branch of the V.A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, Fryazino 141190, Moscow region, Russia

^b V.A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125009, Russia

^c Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny 141701, Moscow region, Russia

^d Metamaterials Laboratory, Saratov State University, Saratov 410012, Russia

* e-mail: e-vilkov@yandex.ru

The propagation of slit shear waves in the quasi-symmetric structure of piezoelectrics of the 4mm symmetry class has been theoretically investigated. It has been shown that taking into account the unequal level of losses and amplification in piezoelectrics leads in the shear wave spectrum either to an intersection, or to a touch, or to a convergence of two modes at the point of their degeneracy (singular point). It is established that the intersection of the mode spectra occurs only in the case of equal loss and gain values (PT is a symmetric structure). Based on this, it is concluded that by the nature of the spectra near a singular point, it is possible to determine the level of imbalance of gain and loss in piezoelectric waveguides. As in the case of a purely PT -symmetric structure, the frequency dependence of the amplitude at an exceptional point of a quasi PT -symmetric structure (with a fairly small difference in loss and gain levels) has a very narrow peak, which opens up the possibility of creating hypersensitive sensors based on them. Thus, it is demonstrated that even with unequal levels of loss and gain in piezoelectrics (quasi PT -symmetric structure), it is possible to obtain a structure with all the properties of a PT -symmetric structure.

Keywords: PT -symmetry, singular points, electroacoustic waves, slit waves, piezoelectrics, films.

УДК 534.29; 537.635; 548.4

ОСОБЕННОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЗМОВ СПИН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ^{23}Na В КРИСТАЛЛЕ NaF В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОЛИЧЕСТВА ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ

© 2024 г. А. М. Рочев^а, В. М. Микушев^{а,*}, Е. В. Чарная^{а,**}, А.Ю. Серов^а^аСанкт-Петербургский государственный университет, Физический факультет,
ул. Ульяновская 1, Санкт-Петербург, Петродворец, 198504 Россия

*e-mail: v.mikushev@spbu.ru

**e-mail: e.charnaya@spbu.ru

Поступила в редакцию 04.06.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Исследована возможность изменения эффективности ядерной спин-фононной связи методами ЯМР на примере кристалла NaF в широком температурном диапазоне. Для подавления ядерной спин-решеточной релаксации, идущей с участием парамагнитных центров, использовано вместо акустического насыщения сигнала ЯМР ^{23}Na на удвоенной ларморовской частоте стационарное магнитное насыщение на одинарной частоте. Изучено влияние образующихся в результате гамма-облучения центров окраски и температуры на разделение механизмов спин-фононной связи. Не наблюдалось подавление примесной релаксации для дипольных ядер ^{19}F . Показано, что предложенная методика магнитного насыщения для полного или частичного отключения примесной релаксации квадрупольных ядер может быть реализована на промышленных импульсных спектрометрах ЯМР.

Ключевые слова: ядерное спин-фононное взаимодействие, магнитная квантовая акустика, магнитное насыщение сигнала ЯМР, гамма-облучение, монокристалл NaF

DOI: 10.31857/S0320791924050033, EDN: XCFXET

ВВЕДЕНИЕ

Эффективность взаимодействия ядерных спинов с тепловыми колебаниями кристаллической решетки характеризуется общей скоростью спин-решеточной релаксации $(T_1^{\Sigma})^{-1}$. Для ядер, обладающих электрическим квадрупольным моментом, спин-фононное взаимодействие реализуется в основном за счет модуляции градиентов электрических внутрикристаллических полей при изменениях межатомных расстояний [1]. При колебаниях решетки изменяются также и магнитные поля, создаваемые соседними дипольными ядерными моментами. Такой магнитный механизм спин-фононной связи получил название механизма Валлера. Дальнейшие исследования показали, что механизм Валлера в диэлектрических твердых телах мало эффективен и не объясняет наблюдаемые скорости спин-решеточной релаксации [2]. Однако если по соседству с ядром находится парамагнитный центр,

например, атом примеси с нескомпенсированным электронным магнитным моментом, то магнитное дипольное взаимодействие усиливается на порядки, что приводит к существованию эффективного «примесного» механизма спин-фононной связи. В реальных кристаллах даже в случае малых относительных концентраций парамагнитных примесей вплоть до порядка 10^{-7} [3] примесный механизм остается эффективным за счет участия в ядерной релаксации спиновой диффузии [4, 5]. Таким образом, для общей скорости спин-решеточной релаксации квадрупольных ядер можно записать:

$$(T_1^{\Sigma})^{-1} = (T_1^{\text{lat}})^{-1} + (T_1^{\text{imp}})^{-1}, \quad (1)$$

где «решеточный» вклад $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ определяется спин-фононной связью в кристаллах с идеальной решеткой, а «примесный» вклад $(T_1^{\text{imp}})^{-1}$ обусловлен участием в релаксации парамагнитных центров.

В работах [6–10] сообщалось о возможности подавления примесного механизма спин-фононной связи квадрупольных ядер при использовании методики акустического насыщения сигнала ядерного магнитного резонанса (АН ЯМР) [11, 12]. Снижение эффективности примесного вклада в релаксацию обусловлено тем, что парамагнитные центры могут также усиливать взаимодействие соседних ядер с возбуждаемыми в образце резонансными акустическими полями [11–14]. Это приводит к локальному насыщению ядерной спин-системы и выключению парамагнитных центров из процесса релаксации. Таким образом, наблюдение влияния АН ЯМР на скорость ядерной релаксации дает возможность изучать дефекты кристаллической структуры малых концентраций. В работах [15–18] показано, что к аналогичному эффекту подавления примесной релаксации приводит магнитное насыщение сигнала ЯМР на ларморовской частоте, которое может быть реализовано на промышленных импульсных спектрометрах ЯМР. При этом, актуальной является задача выявления особенностей и различий в ослаблении спин-фононной связи в условиях изменения температуры, а также концентрации и природы парамагнитных центров.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве образца использовался номинально чистый монокристалл фторида натрия NaF, который ранее исследовался в работе [18] при комнатной температуре и 155 К. Образец представлял собой цилиндр, вырезанный вдоль оси симметрии четвертого порядка. Предварительная характеристика образца проводилась на дифрактометре Bruker «D2 Phaser», на оптическом эмиссионном спектрометре с индуктивно связанной плазмой ICPE-9000 (Shimadzu) и на магнитометре MPMS SQUID VSM (Quantum Design). Было установлено, что в образце имеются парамагнитные примесные ионы с относительной концентрацией не более 10^{-5} [18].

Для изменения вида и концентрации парамагнитных центров в образце применялось гамма-облучение от источника ^{60}Co («кобальтовая пушка») в течении 10 часов с экспозиционной дозой 1.6×10^7 рад до заметного изменения окраски образца. Как известно [19, 20], гамма-облучение щелочно-галогидных кристаллов приводит к образованию центров окраски. Наиболее стабильными и имеющими высокую концентрацию являются анионная вакансия, захватившая электрон, F_1 и агрегация двух F_1 -центров F_2 . Оба типа парамагнитных центров сказываются на скорости ядерной спин-решеточной релаксации. Концентрация F_1 -центров в необлученных щелочно-галогидных кристаллах при 300 К не превышает 10^{13} см^{-3} [19]. После облучения их число возрастает до $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Под

действием гамма-облучения возможна и частичная перезарядка имеющихся в образце примесных ионов. Для выявления радиационных центров в исследуемом кристалле были получены спектры фотолюминесценции до и после облучения с использованием двойного монохроматора МДР-204-2 при температуре 5 К в гелиевом криостате замкнутого цикла «Janis Research Company». Если до гамма-облучения образца не наблюдалось линий, соответствующих центрам окраски, то, как видно на рис. 1, после гамма-облучения при оптической накачке с длиной волны 355 нм наблюдались линии люминесценции для F_1 -центров с максимумом около 440 нм и для F_2 -центров с максимумом около 630 нм.

Измерения времен ядерной спин-решеточной релаксации при условии стационарного магнитного насыщения сигнала ЯМР проводились на импульсном спектрометре Bruker Avance III 400, оптимизированном для работы с твердыми образцами, по методике, описанной в работе [18]. Образец помещался в низкотемпературный датчик широких линий с системой установки температуры «Janis research STVP-XG cryostat system» в диапазоне от 8 до 350 К. Для измерения T_1^Z использовалась стандартная двухимпульсная последовательность для наблюдения восстановления ядерной намагниченности после инвертирующего 180° импульса. Стационарное насыщение ядерной спиновой системы производилось дополнительным резонансным длинным импульсом. Импульс включался за время большее, чем $10T_1^Z$, перед 180° импульсом и длился до наблюдения сигнала свободной прецессии. Дополнительный импульс отключался на время основных 180° и 90° импульсов [18]. Степень насыщения сигнала ЯМР регулировалась мощностью дополнительного импульса. За количественную характеристику стационарного насыщения

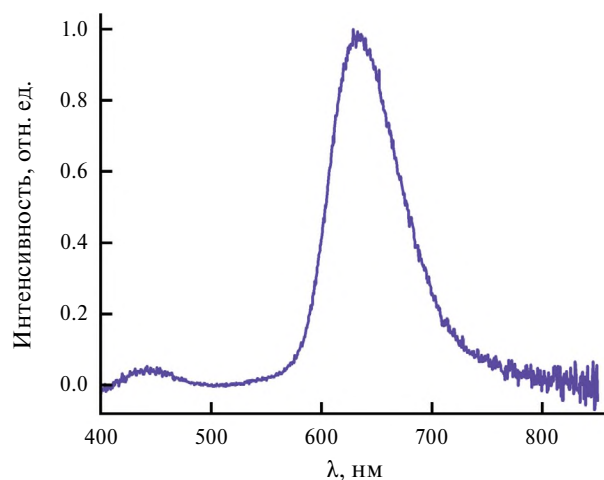


Рис. 1. Спектр люминесценции центров окраски F_1 и F_2 в NaF после гамма-облучения.

принимался фактор насыщения, $Z^{\text{st}} = A^{\text{st}} / A_0$, где A^{st} и A_0 — равновесные интенсивности сигналов ЯМР, измеряемые в условии полного восстановления ядерной намагниченности после инверсии в присутствии и в отсутствие дополнительного воздействия [10, 15, 16].

При насыщении время τ восстановления ядерной намагниченности $A(t) / A_0$ находится с помощью соотношения

$$A(t) / A_0 = Z^{\text{st}} [1 - b \exp(-t / \tau)], \quad (2)$$

где t — временная задержка между 180° и 90° импульсами, а коэффициент b учитывает неполную инверсию. Время ядерной спин-решеточной релаксации T_1 связано с временем τ формулой [2, 18]:

$$T_1 = \tau / Z^{\text{st}}. \quad (3)$$

В том случае, когда насыщение не изменяет эффективность спин-фононного взаимодействия ядер, $T_1 = T_1^{\Sigma}$. В условиях подавления примесной релаксации время T_1 увеличивается и в предельном случае полного подавления участия парамагнитных центров в ядерной релаксации $T_1 = T_1^{\text{lat}}$. Отметим также, что восстановление ядерной намагниченности после инверсии на первом этапе идет в области отрицательных значений и только через время t_0 , соответствующее нулевой интенсивности сигнала, переходит в область положительных значений.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Наблюдения восстановления ядерной намагниченности ^{23}Na в образце NaF в условиях магнитного насыщения при различных температурах показали, что ход восстановления ядерной намагниченности $A(t) / A_0$ в области отрицательных значений для интервалов времени $t < t_0$ и любых значений фактора стационарного насыщения описывается выражением:

$$A(t) / A_0 = Z^{\text{st}} [1 - b \exp(-t / T_1^{\Sigma} Z^{\text{st}})], \quad (4)$$

где времена восстановления $\tau_1 = T_1^{\Sigma} Z^{\text{st}}$ соответствуют значению T_1^{Σ} , зависящему только от температуры. Таким образом, при $t < t_0$ магнитное насыщение сигнала ЯМР не сказывается на эффективности ядерного спин-фононного взаимодействия в соответствии с результатами, полученными в работах [17, 18]. Действительно, спиновая диффузия обеспечивает влияние парамагнитных центров на релаксацию ядер во всем объеме кристалла только при выполнении условия [15–18]

$$|M_{\text{loc}} - M_0| < |\langle M_I \rangle - M_0|, \quad (5)$$

где M_{loc} — локальная ядерная намагниченность вблизи парамагнитного центра, M_0 — равновесная

величина ядерной намагниченности для данной температуры и $\langle M_I \rangle$ — средняя по объему образца ядерная намагниченность, пропорциональная интенсивности сигнала ЯМР. В области отрицательных значений $\langle M_I \rangle$ выражение (5) всегда выполняется и подавление примесного механизма не реализуется.

Для времен $t > t_0$, т.е. для положительных значений $\langle M_I \rangle$, восстановление ядерной намагниченности после инверсии описывается тем же соотношением (4) вплоть до достижения некоторого порогового значения фактора стационарного насыщения Z^{st} . При более сильном насыщении восстановление ядерной намагниченности хорошо описывается суммой двух экспонент с временами τ_1 и $\tau_2 > \tau_1$:

$$A(t) / A_0 = Z^{\text{st}} \{1 - \rho \exp[-(t - t_0) / \tau_1] - (1 - \rho) \exp[-(t - t_0) / \tau_2]\}, \quad (6)$$

где $0 \leq \rho \leq 1$ — получаемый из данных измерений весовой коэффициент. Величину этого коэффициента можно трактовать как долю ядерных спинов, для которых эффективность механизмов спин-фононной связи не изменилась под действием магнитного насыщения сигнала ЯМР. Второе слагаемое в (6) с большим временем восстановления ядерной намагниченности демонстрирует снижение эффективности спин-фононного взаимодействия для остальной части ядерных спинов и соответствующее замедление скорости спин-решеточной релаксации ^{23}Na в условиях магнитного насыщения. В качестве примера на рис. 2 показаны значения времен восстановления ядерной намагниченности и весового коэффициента $(1 - \rho)$, рассчитанные по соотношениям (4) и (6) для различных величин фактора стационарного магнитного насыщения при температуре 90 К.

Из рис. 2 в соответствии с уравнением (2) видно, что при увеличении интенсивности дополнительного магнитного воздействия, начиная с $Z^{\text{st}} = 0.32$ растет доля ядер натрия, имеющих время спин-решеточной релаксации $T_1' = (196 \pm 11)$ с, превышающее $T_1^{\Sigma} = (97.6 \pm 0.9)$ с. Для объяснения наблюдаемого эффекта применима следующая модель [14, 21]. При условии значительного стационарного насыщения сигнала ЯМР благодаря более сильной связи ядер с резонансным магнитным полем вблизи некоторых парамагнитных центров локальная ядерная намагниченность M_{loc} около таких центров становится существенно меньше средней по объему кристалла намагниченности $\langle M_I \rangle$. В процессе восстановления ядерной намагниченности после инверсии 180° импульсом для ядерных спинов в окрестности этих парамагнитных центров нарушается условие (5) в области поло-

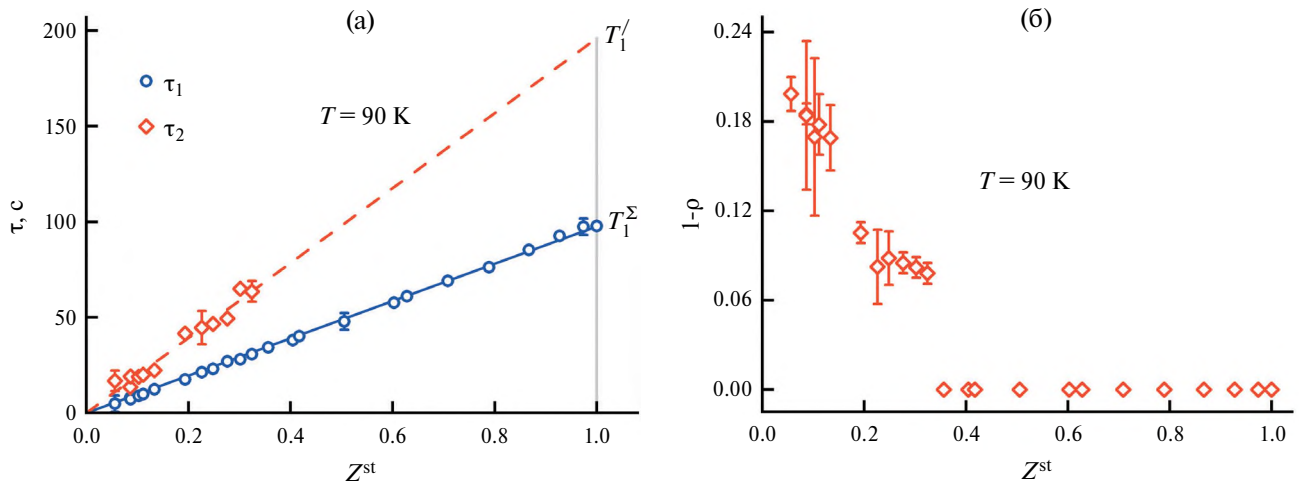


Рис. 2. (а) — Времена восстановления ядерной намагниченности ^{23}Na τ_1 и τ_2 и (б) — соответствующие им значения весового коэффициента в зависимости от фактора стационарного магнитного насыщения Z^{st} .

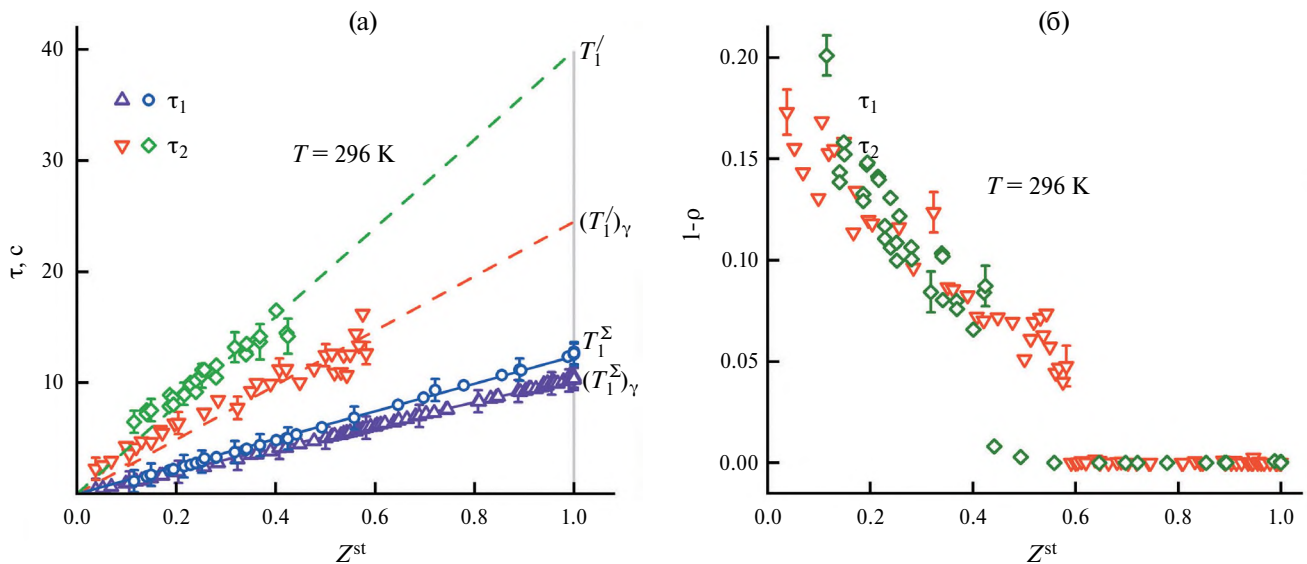


Рис. 3. (а) — Времена восстановления ядерной намагниченности ^{23}Na τ_1 и τ_2 в зависимости от фактора стационарного магнитного насыщения Z^{st} . Кружки и ромбы соответствуют данным до радиационного облучения, треугольники и перевернутые треугольники — данным после облучения. (б) — Весовые коэффициенты при различном насыщении. Ромбы и перевернутые треугольники показывают результаты расчета до и после облучения соответственно. Погрешности указаны только для некоторых показательных данных.

жительных значений намагниченности при $t > t_0$, спиновая диффузия перестает участвовать в релаксации и примесный механизм спин-фононной связи становится неэффективным для части ядер. Аналогичные результаты были получены в работе [18] при двух других температурах.

Гамма-облучение щелочно-галоидного образца, приводящее к появлению в объеме кристалла дополнительных парамагнитных центров окраски, существенным образом сказывается на наблюдаемых эффектах. На рис. 3 приведены зависимости

времен восстановления ядерной намагниченности ^{23}Na и $(1 - \rho)$ от фактора стационарного насыщения при комнатной температуре в образце до и после гамма-облучения. Отметим, что после облучения наблюдалось уширение линии ЯМР ^{23}Na на 4% до величины ширины на половине высоты 153 ppm.

До облучения результаты, полученные при комнатной температуре, аналогичны результатам, представленным на рис. 2. Если предположить, что времена T_1' и T_1^{lat} близки, т.е. примесная релаксация за счет парамагнитных центров полностью

подавляется в условиях магнитного насыщения для части ядер, то из (1) получаем оценку для $T_1^{\text{imp}} = (17.9 \pm 0.5)$ с.

Как видно из рис. 3а, появление в результате гамма-облучения центров окраски увеличивает эффективность спин-фононной связи за счет усиления примесного вклада в релаксацию. Так, общее время спин-решеточной релаксации квадрупольных ядер ^{23}Na до облучения кристалла составляло $T_1^{\Sigma} = (12.40 \pm 0.12)$ с, а после облучения $(T_1^{\Sigma})_{\gamma} = (10.33 \pm 0.04)$ с. Согласно (1) можно записать скорость спин-решеточной релаксации после облучения в виде

$$\begin{aligned} (T_1^{\Sigma})_{\gamma}^{-1} &= (T_1^{\Sigma})^{-1} + (T_1^F)^{-1} = \\ &= (T_1^{\text{lat}})^{-1} + (T_1^{\text{imp}})^{-1} + (T_1^F)^{-1}, \end{aligned} \quad (7)$$

где T_1^F — время релаксации с участием центров окраски. Из сравнения времен T_1^{Σ} и $(T_1^{\Sigma})_{\gamma}$ получаем, что время T_1^F приблизительно равно 61 с. По данным, приведенным на рис. 3а, можно рассчитать времена релаксации $T_1' = (39.9 \pm 1.7)$ с и $(T_1')_{\gamma} = (24.5 \pm 1.2)$ с, имеющие смысл времен релаксации до и после гамма-облучения для части ядер, для которых была отключена примесная релаксация. Различие между скоростями релаксации $(T_1')^{-1}$ и $(T_1')_{\gamma}^{-1}$ равно 0.0167 с^{-1} , что очень близко к $(T_1^F)^{-1}$. Полученный результат демонстрирует отсутствие эффекта подавления релаксации, обусловленной центрами окраски. Это означает выполнение неравенства (5) для ядер около центров окраски при любых значениях Z^{st} .

На рис. 3б показаны рассчитанные на основе уравнения (6) зависимости доли ядер натрия до

и после радиационного воздействия, для которых подавляется примесная релаксация при магнитном насыщении. Видно, что эти зависимости имеют близкий характер за исключением величин порогового фактора насыщения Z^{st} , при которых начинает фиксироваться вторая экспонента в уравнении (6) с более медленным временем восстановления ядерной намагниченности τ_2 . До гамма-облучения пороговый фактор насыщения был равен $Z^{\text{st}} = 0.42$ и увеличивался после облучения до $Z^{\text{st}} = 0.58$. Можно предположить, что наблюдаемое различие объясняется ускорением спиновой релаксации после гамма-облучения и соответственно большей мощностью насыщающего дополнительного импульса, которая требуется для достижения одинаковых значений Z^{st} . Действительно, пороговые значения фактора насыщения до и после радиационного облучения достигались при близких значениях мощности насыщающего импульса. Это согласуется со сделанным выше выводом о том, что магнитное насыщение не подавляет вклад в релаксацию центров окраски.

Другой наблюдаемой в ЯМР спиновой системой ядер в кристалле NaF является спин-система ^{19}F . Так как ядра фтора имеют спин $1/2$ и обладают только магнитным дипольным моментом, время спин-решеточной релаксации полностью определяется примесной спин-фононной связью, включая вклад F-центров, в то время как скорость $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ в отсутствие у ядер квадрупольных моментов пренебрежимо мала. После облучения для ядер фтора можно переписать (7) как

$$(T_1^{\Sigma})_{\gamma}^{-1} = (T_1^{\text{imp}})^{-1} + (T_1^F)^{-1}. \quad (8)$$

На рис. 4 показаны зависимости времен спин-решеточной релаксации ядер ^{19}F , рассчитанных по скорости восстановления ядерной намагниченности после инверсии в условиях насыщения при комнатной температуре до и после гамма-облучения. Облучение не изменило ширину наблюдаемой линии ЯМР ^{19}F , которая составляла на половине высоты приблизительно 100 ppm. Из рис. 4 очевидно, что магнитное насыщение не влияет на эффективность спин-решеточной релаксации дипольных ядер фтора. Из-за малого вклада решеточного механизма спин-фононной связи скорость релаксации более чувствительна к появлению F-центров. Время релаксации меняется от $T_1^{\Sigma} = (128.5 \pm 1.3)$ с в необлученном кристалле до $(T_1^{\Sigma})_{\gamma} = (6.82 \pm 0.12)$ с, после облучения, что соответствует времени $T_1^F = (7.20 \pm 0.14)$ с. На примере спин-системы ^{19}F можно сделать вывод, что стационарное магнитное насыщение не приводит к нарушению неравенства (5) и к подавлению примесной релаксации для дипольных ядер.

На рис. 5 показаны изменения с температурой скоростей $(T_1^{\Sigma})^{-1}$ и $(T_1')^{-1}$ спин-решеточной

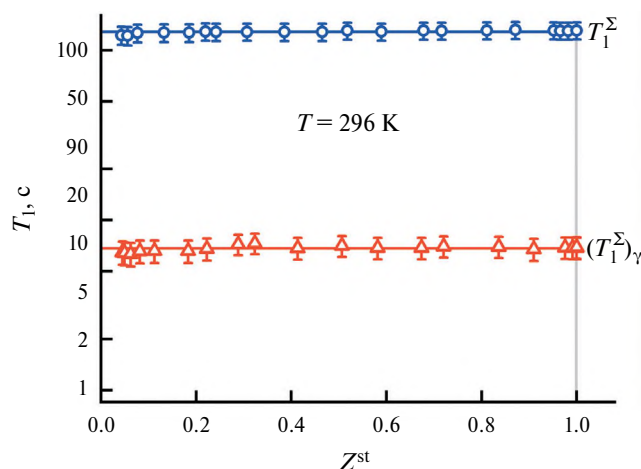


Рис. 4. Времена спин-решеточной релаксации ядер ^{19}F в зависимости от фактора стационарного магнитного насыщения Z^{st} . Кружки и треугольники показывают результаты, полученные до и после гамма-облучения соответственно.

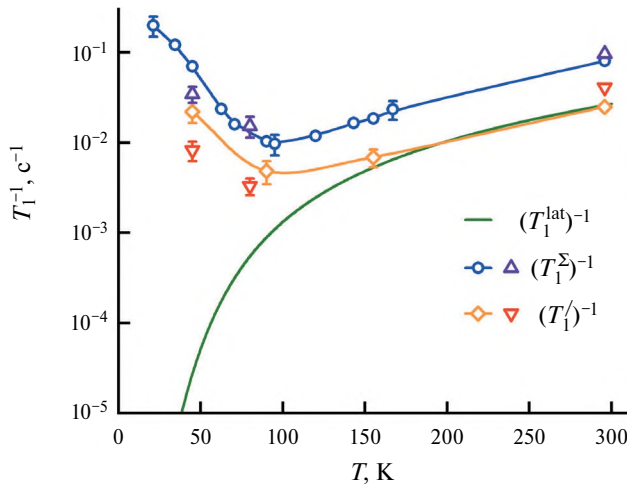


Рис. 5. Скорости спин-решеточной релаксации ^{23}Na в зависимости от температуры. Сплошная линия — теоретическая зависимость скорости релаксации $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ для квадрупольных ядер. Кружки и ромбы соответствуют данным до гамма-облучения, треугольники и перевернутые треугольники — после облучения. Погрешности указаны только для некоторых показательных данных.

релаксации квадрупольных ядер ^{23}Na до и после радиационного облучения. Для сравнения представлена теоретическая зависимость $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ скорости релаксации квадрупольных ядер за счет рамановских комбинационных процессов для тепловых фононов в рамках модели Дебая [22, 23]:

$$(T_1^{\text{lat}})^{-1} = C \int_0^{\frac{k_B \theta_D}{\hbar}} \frac{\omega^6 \exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right)}{\left[\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1\right]^2} d\omega, \quad (9)$$

где C — постоянный коэффициент, k_B — постоянная Больцмана, $\hbar$ — постоянная Планка и $\theta_D = 492$ К — температура Дебая для кристалла NaF [24].

Построенная кривая $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ практически совпадает с температурной зависимостью $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ вплоть до $T = 180$ К. Такое поведение согласуется со сделанным выше предположением, что $T_1' = T_1^{\text{lat}}$ при комнатной температуре. Далее с понижением температуры наблюдается возрастание скорости $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$, что свидетельствует о неполном подавлении примесной релаксации.

Диполь-дипольное взаимодействие парамагнитного центра, имеющего нескомпенсированный электронный спин S , с соседним ядерным спином усиливается в $\frac{\gamma_s}{\gamma}$ раз по сравнению с Валлеровским механизмом спин-фононной связи. Здесь γ_s и γ — гиромагнитные отношения парамагнитного центра и ядра. В этом случае выражение для

эффективной скорости спин-решеточной релаксации ядер за счет прямого взаимодействия с парамагнитным центром на расстоянии r согласно [5] имеет вид:

$$[T_1^{\text{imp}}(r)]^{-1} = A \gamma_s^2 \gamma^2 r^{-6} \frac{\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2}, \quad (10)$$

где τ_c — время релаксации парамагнитного центра, ω_0 — частота Лармора для наблюдаемых ядер, коэффициент A зависит от величины спинов. С понижением температуры кристалла и увеличением значения τ_c связь парамагнитного центра и соседних ядер усиливается при приближении величины $\omega_0 \tau_c$ к 1. Это вызывает ускорение примесной релаксации (рис. 5). Рост эффективности примесной релаксации ядерных спинов и неполное подавление примесной релаксации приводит также к увеличению отклонения скорости $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ от величины $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере монокристалла NaF экспериментально продемонстрирована возможность влияния на эффективность спин-фононной связи ядер ^{23}Na , имеющих квадрупольный момент, стационарного магнитного насыщения ядерной спин-системы, создаваемого методами ЯМР. Изменение скорости релаксации происходит за счет подавления примесной релаксации, идущей с участием парамагнитных центров и спиновой диффузии. Показано, что магнитное насыщение не подавляет вклад в релаксацию центров окраски, образующихся в кристалле под действием гамма-облучения. Для ядер ^{19}F со спином $1/2$ эффективность примесной релаксации, доминирующей в реальных кристаллах, не уменьшается под действием магнитного насыщения. С понижением температуры степень подавления примесной релаксации ядер ^{23}Na понижается. В результате ниже 180 К скорость релаксации $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ значительно отличается от скорости релаксации $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$ в кристалле с идеальной решеткой. Используемая методика разделения механизмов спин-фононного взаимодействия квадрупольных ядер реализована на промышленном импульсном спектрометре ЯМР.

Измерения проводились на оборудовании Ресурсного центра Научного парка СПбГУ “Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники”. Определение состава и концентрации парамагнитных примесей в образцах проведено в Ресурсных центрах Научного парка СПбГУ “Методы анализа состава вещества” и “Физические методы исследования поверхности”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок: в 2-х томах. М.: Мир, 1984. 660 с.
2. Микушев В.М., Чарная Е.В. Ядерный магнитный резонанс в твердом теле. СПб: Издательство Санкт-Петербургского университета, 1995. 204 с.
3. Бахрамов А., Столыпко А.Л., Чарная Е.В., Шутитов В.А. Спин-фононное взаимодействие в кристаллах NaCl и NaF, легированных медью // ФТТ. 1986. Т. 28. № 3. С. 844–849.
4. Хуцишвили Г.Р. Спиновая диффузия // УФН. 1965. Т. 87. № 2. С. 211–250.
5. Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. М.: Мир, 1972. 342 с.
6. Кулешов А.А., Микушев В.М., Столыпко А.Л., Чарная Е.В. Акустический ядерный резонанс в условиях бегущей ультразвуковой волны // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 473–476.
7. Ефиценко П.Ю., Микушев В.М., Чарная Е.В. Прямое измерение решеточного и примесного вкладов в спин-решеточную релаксацию квадрупольных ядер // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. № 10. С. 583–585.
8. Ефиценко П.Ю., Мавлоназаров И.О., Микушев В.М., Чарная Е.В. Прямое измерение решеточного и дефектного вкладов в спин-решеточную релаксацию квадрупольных ядер в кристаллах GaAs и NaI // ФТТ. 1992. Т. 34. № 6. С. 1753–1758.
9. Мавлоназаров И.О., Микушев В.М. Измерение времени ядерной спин-решеточной релаксации в монокристаллах хлористого натрия в присутствии ультразвука // ФТТ. 1992. Т. 34. № 7. С. 2257–2260.
10. Микушев В.М., Чарная Е.В. Ядерная спин-решеточная релаксация в условиях акустического, электрического и магнитного насыщения // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 171–173.
11. Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Соловьев Н.К., Хабибулин Б.М. Магнитная квантовая акустика. М: Наука, 1977. 200 с.
12. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22–56.
<https://doi.org/10.31857/S0320791922010075>
13. Кулешов А.А., Микушев В.М., Столыпко А.Л., Чарная Е.В., Шутитов В.А. Роль дефектов и спиновой диффузии в электрическом насыщении линии ЯМР в кристаллах GaAs // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3262–3266.
14. Кулешов А.А., Микушев В.М., Столыпко А.Л., Чарная Е.В., Шутитов В.А. Роль точечных дефектов в ядерном квадрупольном спин-фононном взаимодействии в диэлектрических кристаллах // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 6. С. 836–838.
15. Мавлоназаров И.О., Микушев В.М., Чарная Е.В. Прямое измерение решеточного и примесного вкладов в ядерную спин-решеточную релаксацию в условиях магнитного насыщения // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. № 1. С. 15–17.
16. Chandul A., Charnaya E.V., Kuleshov A.A., Mikushev V.M., Ulyashev A.M. Impurity Nuclear Spin-Lattice Relaxation Suppression and Charge Exchange of Chromium Ions in a γ -Irradiated Ruby Crystal // J. Magn. Reson. 1998. V. 135. № 1. P. 113–117.
<https://doi.org/10.1006/jmre.1998.1550>
17. Mikushev V.M., Charnaya E.V., Lee M.K., Chang L.-J. Suppression of the defect contribution to nuclear spin-lattice relaxation by long rf magnetic pulses for the particular case of $^{23}\text{NaCl}$ // Results Phys. 2019. V. 12. P. 1202–1203.
<https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.01.008>
18. Микушев В.М., Рочев А.М., Чарная Е.В. Ослабление спин-фононной связи квадрупольных ядер в кристаллах NaF в условиях магнитного насыщения // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 6. С. 695–701.
<https://doi.org/10.31857/S0320791923600464>
19. Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. М.: Наука, 1989. 262 с.
20. Klick C.C. Properties of Electron Centers. Point Defects in Solids, ed. by Crawford J.H. and Slifkin L.M. V. 5. 135. 1972. New York: Plenum Press, ISBN: 0306375117 (volume 1), 0306375125 (volume 2).
21. Charnaya E.V., Mikushev V.M., Shabanova E.S. Direct measurements of impurity and lattice components of the nuclear spin-lattice relaxation in Al_2O_3 crystals // JPCM. 1994. V. 6. № 37. С. 7581–7588.
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/6/37/012>
22. Кессель А.Р. Ядерный акустический резонанс. М: Наука, 1969. 215 с.
23. Микушев В.М., Уляшев А.А., Чарная Е.В., Chandoul A. Температурная зависимость времени спин-решеточной релаксации квадрупольных ядер в условиях насыщения линии ЯМР // ФТТ. 2002. Т. 44. № 6. С. 1001–1005.
24. Ashcroft N.W., Mermin N.D. Solid State Physics. Saunders Collage Publishing, 1976. 826 p.

Peculiarities of Separation of Spin-Phonon Coupling Mechanisms For ^{23}Na in a NaF Crystal Depending on Temperature and the Number of Paramagnetic Centers

A. M. Rochev^a, V. M. Mikushev^{a,*}, E. V. Charnaya^{a,**}, A. Yu. Serov^a

^a Physical Faculty, St. Petersburg State University, 1, Ulyanovskaya str.,
Petrodvorets, St. Petersburg, 198504, Russia

* e-mail: v.mikushev@spbu.ru

** e-mail: e.charnaya@spbu.ru

The possibility of changing the efficiency of nuclear spin-phonon coupling by NMR methods using the example of a NaF crystal in a wide temperature range is investigated. To suppress nuclear spin-lattice relaxation involving paramagnetic centers, continuous magnetic saturation at a single Larmor frequency was used instead of acoustic saturation of the ^{23}Na NMR signal at a double frequency. The influence of the color centers induced by gamma irradiation and of temperature on the separation of spin-phonon coupling mechanisms has been studied. No suppression of impurity relaxation was observed for ^{19}F dipole nuclei. It is shown that the suggested magnetic saturation technique for complete or partial shutdown of impurity relaxation of quadrupole nuclei can be implemented on commercial pulse NMR spectrometers.

Keywords: nuclear spin-phonon interaction, magnetic quantum acoustics, magnetic saturation of NMR signal, gamma irradiation, NaF single crystal

УДК 620.179.1

ОБ ОЦЕНКЕ ПОРИСТОСТИ МЕТАЛЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ГОРЯЧЕГО ИЗОСТАТИЧЕСКОГО ПРЕССОВАНИЯ, НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СТРУКТУРНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА

© 2024 г. А. А. Хлыбов^{а,*}, А. Л. Углов^а

^аНижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева,
ул. Минина 24, Нижний Новгород, 603155 Россия

*E-mail: hlybov_52@mail.ru

Поступила в редакцию 08.03.2024 г.

После доработки 05.07.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Рассматривается возможность использования неразрушающего спектрально-акустического метода количественного контроля пористости образцов из стали Х12МФ, полученных методом горячего изостатического прессования. Приведены результаты исследований образцов, полученных на различных этапах горячего изостатического прессования в диапазоне остаточной пористости от 0% до 9%. Методика контроля строится на основе анализа параметров акустического структурного шума. Проанализированы различные методики измерения параметров структурных шумов с точки зрения чувствительности и погрешности измерений используемых информативных параметров структурного шума. Предложены уточненные расчетные алгоритмы определения параметров структурных шумов, приведены результаты их экспериментальной проверки. Полученные результаты могут послужить основой для разработки инженерной методики оценки степени пористости материала деталей и конструктивных элементов, полученных методом горячего изостатического прессования, в условиях эксплуатации.

Ключевые слова: ультразвук, структурный шум, пористость, энергия шума, горячее изостатическое прессование

DOI: 10.31857/S0320791924050042, **EDN:** XCCWSN

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время к числу перспективных технологий получения материалов из порошков относится технология горячего изостатического прессования (ГИП) [1, 2]. Технология ГИП представляет собой комбинированное воздействие на обрабатываемый материал высоких температур и всестороннего давления. Источником, передающим давление на материал, является, как правило, газ (обычно инертный, например, аргон) [3].

При нарушении технологии возможно появление микропор в материале, которые приводят к значительному снижению механических характеристик металла, что делает весьма актуальной разработку методик контроля пористости получаемого материала. При создании таких методик безусловное предпочтение отдается неразрушающим методам контроля в силу их дешевизны, оперативности и возможности использования на готовых (нередко весьма дорогостоящих) изделиях.

Анализ имеющихся литературных данных показывает, что среди развитых к настоящему времени методов неразрушающего контроля для задач оценки пористости одним из информативных и удобных с инженерной точки зрения является акустический метод. В частности, эхо-импульсный вариант акустического метода применяется для контроля объемной пористости различных материалов: металлов и сплавов [4–14], композитов [15–23], и даже горных пород [24–26].

В качестве информативных параметров в задачах акустической структурометрии, кроме традиционно используемых скорости распространения и коэффициента затухания упругих волн, все большее внимание привлекают такие их характеристики, как параметры структурного шума (далее — СШ).

В традиционной дефектоскопии структурный шум является фактором, существенно затрудняющим контроль, в связи с чем исследователями

уделяется значительное внимание борьбе со структурными шумами и выделению на их фоне полезного сигнала.

Однако, следует констатировать, что в современных исследованиях структурный шум рассматривается не только как вредная помеха, но и как источник информация о структуре материала, по которой можно судить о ее состоянии [27–30]. Проблема состоит в разработке достоверных алгоритмов получения этой информации.

Достоверность упомянутых алгоритмов определяется, во-первых, корректностью используемых математических приемов обработки результатов акустических измерений с целью определения информативных характеристик структурного шума, а во-вторых, адекватностью этих характеристик контролируемым параметрам исследуемых материалов.

В работе [31] сформулирован подход к оценке структуры металла по значению интегрального уровня акустических структурных шумов, в качестве которого использовалась их усредненная амплитуда, а также экспериментально показано влияние величины зерна стали 45 на величину предложенной характеристики структурных шумов.

Связь структурного шума с пористостью показана в работе [32]. В работе [33] выявлена закономерность резкого снижения уровня структурных шумов при достижении металлом предела текучести, что подтверждает высокую чувствительность метода к изменениям структуры металла. Этот факт позволяет рекомендовать метод измерения акустических структурных шумов для обнаружения подготовительного этапа процесса, связанного с накоплением поврежденности в металле, а именно, стадию накопления микроповреждений, к которым относятся и микропоры.

В работах [34, 35] предложен метод ультразвуковой структуроскопии изделий из сложноструктурных материалов с помощью анализа статистических характеристик структурного шума. Контроль структуры на основе анализа статистических характеристик обратно рассеянного сигнала посвящены работы [36–44].

Сравнительный анализ экспериментальных данных, полученных различными исследователями, показал, что при определении параметров микроструктуры, микропор, микротрещин и других микроповреждений, к числу наиболее информативных характеристик следует отнести параметры энергетического спектра структурного шума. Это объясняется тем, что, несмотря на наиболее часто используемый аппарат вейвлет-анализа, для построения алгоритма количественной оценки параметров СШ представляется более удобным оконное Фурье-преобразование. Вейвлет-преобразование позволяет преодолеть известный принцип

неопределенности Гейзенберга и обеспечивает одновременно высокое частотное и высокое временное разрешение, что, безусловно, чрезвычайно удобно при необходимости подробного анализа сигнала. Однако, при построения интегральных количественных оценок СШ эта прецизионность может привести к неустойчивости расчетных алгоритмов и увеличению погрешностей, в связи с чем использование для этих целей параметров энергетического спектра, имеющего понятный физический смысл, представляется более предпочтительным, чем скалограммы.

Для решения задачи контроля структурных особенностей материала с помощью характеристик СШ требуется прямо противоположный по сравнению с традиционным подход: в качестве источника информации полезный сигнал (донный сигнал, сигнал от дефекта) и сигнал структурного шума меняются местами.

В этой связи параметры контроля в нашем случае должны быть следующими:

- использование небольшой нефокусирующей пьезопластинки с целью озвучивания максимального объема материала и получения структурного шума большей мощности;

- использование достаточно длительных импульсов, преследующее ту же цель — увеличение озвучиваемого объема;

- применение совмещенных преобразователей, что существенно увеличивает точность расчетных алгоритмов определения характеристик СШ, поскольку диаграммы направленности излучателя и приемника в этом случае совпадают.

Целью настоящей работы является разработка и экспериментальная проверка оригинальной методики неразрушающего определения пористости металлов в составе готовых изделий, изготовленных методом горячего изостатического прессования. В работе применен подход, основанный на анализе ультразвуковых сигналов, содержащих коррелированную составляющую в виде структурного шума.

Использованы современные приемы радиотехнической обработки сигналов, обеспечивающие повышенную чувствительность предлагаемых информативных параметров к степени пористости исследуемых металлов.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ

Классические методы оценки энергетических спектров дискретных сигналов обычно основаны на применении процедур, использующих быстрое преобразование Фурье (БПФ). Они эффективны в вычислительном отношении и обеспечивают получение асимптотически достоверных оценок для

весьма обширного класса сигналов, удовлетворяющих гипотезе стационарности и эргодичности. К сожалению, эти требования являются нетипичными для большинства практических приложений, что заставляет исследователей заниматься поиском новых методов.

Структурный шум является случайным процессом, нестационарным по дисперсии, связанной с важнейшей характеристикой СШ — энергетическим спектром. Это накладывает особенности на применение развитых к настоящему времени приемов обработки случайных процессов. В работе [45] предложено два варианта преодоления этих трудностей. Первый связан с так называемой процедурой «выстационаривания» СШ, заключающейся в том, что принятый сигнал, в том числе и СШ, умножают на коэффициент, зависящий от времени (т.е. некоторую компенсирующую функцию времени), чтобы скомпенсировать убывание дисперсии шума. Получающийся при этом процесс можно считать стационарным. Определение энергетического спектра для обработанного таким образом СШ не вызывает затруднений. На наш взгляд данная обработка принятого сигнала может привести к заметному увеличению погрешности определения энергетического спектра. Это связано со следующим. Характер убывания структурного шума определяется не только коэффициентами

$\frac{1}{r}$, связанным с расхождением пучка, и $e^{-\alpha r}$, определяемым затуханием в материале, но и особенностями используемых преобразователей, а также свойствами зондируемого материала. Это приводит к сложности подбора функции, умножение на которую приводит к постоянству дисперсии анализируемого сигнала и тем самым заведомо увеличивает погрешность искомых алгоритмов определения пористости материала на основе использования параметров энергетического спектра СШ. Кроме того, спектр произведения двух функций — компенсирующей и исходного сигнала — приводит к необходимости анализа свертки соответствующих спектров и появлению эффекта растекания спектра с появлением дополнительных шумов в виде

боковых лепестков, которые могут существенно исказить истинный сигнал СШ.

Второй путь решения описанной проблемы состоит в использовании понятия мгновенного спектра. Для этого реализацию СШ умножают на весовую функцию и вычисляют энергетический спектр выделенного участка при допущении стационарности реализации на данном участке. Для типичных конструкционных материалов (в отличие от сложноструктурных) как методами математического моделирования, так и экспериментально показана допустимость предположения о локально стационарном характере шума на участках оконного Фурье-анализа [46]. В данном случае при умножении на весовую функцию (в отличие от выше описанной корректирующей) эффект растекания спектра и влияния на параметры СШ боковых лепестков может быть значительно уменьшен за счет оптимального выбора оконной функции. В настоящее время одной из оконных функций, обладающих наименьшим уровнем боковых лепестков, порядка -43 дБ, считается окно Хэмминга [47, 48], которое мы и будем в дальнейшем использовать:

$$w_n = \begin{cases} 0.53836 - 0.46164 \cos \frac{2\pi}{N} n, & n = 0, 1, \dots, N-1, \\ 0, & n \geq N. \end{cases} \quad (1)$$

Для получения необходимых количественных оценок энергетического спектра нами использовалось оконное преобразование сигнала $U(t)$ в виде [49]:

$$S_k = \sum_{n=0}^{N-1} u_n w_n e^{-j \frac{2\pi}{N} kn}, \quad (2)$$

где S_k — отсчеты спектральной плотности, N — количество эквидистантных отсчетов сигнала на интервале наблюдения сигнала, w_n — отсчеты оконной функции.

Вследствие формирования структурного шума за счет множественного рассеяния на случайных неоднородностях его энергетическому спектру, полученному в результате обработки одной реализации, свойственен сильно изрезанный характер.

Сказанное иллюстрируется рис. 1, на котором приведена типичная реализация донного сигнала (рис. 2) и обратно рассеянного структурного шума (рис. 3) для одного из исследуемых в данной работе образцов из стали Х12МФ, изготовленных методом ГИП, со степенью пористости 9 %.

На рис. 2а приведен энергетический спектр донного импульса, построенный с использованием прямоугольного окна (окна Дирихле):

$$w_n = \begin{cases} 1, & n = 0, 1, \dots, N-1, \\ 0, & n \geq N. \end{cases} \quad (3)$$

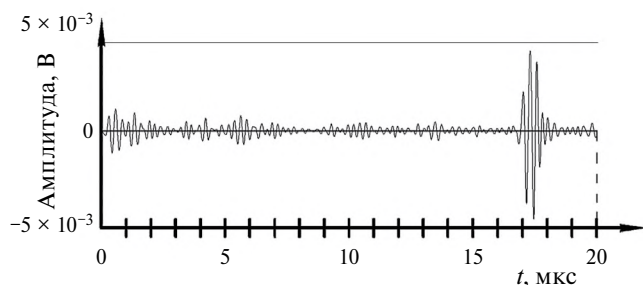


Рис. 1. Типичная осциллограмма для образца со степенью пористости 9 %.

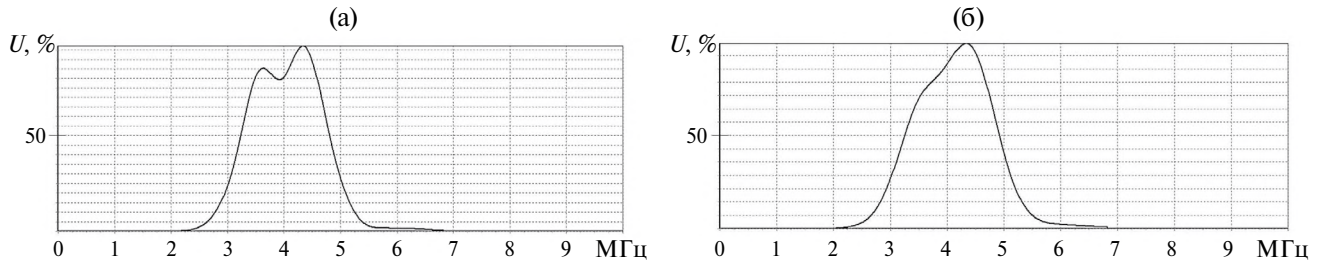


Рис. 2. Энергетические спектры донного импульса: (а) — прямоугольное окно, (б) — окно Хэмминга.

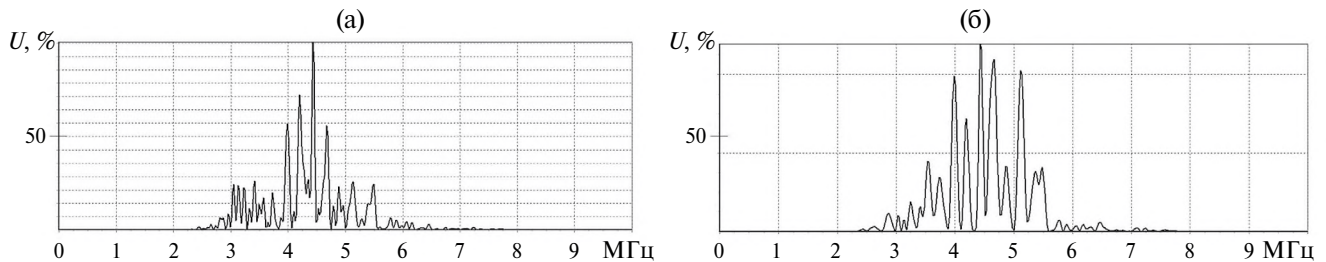


Рис. 3. Энергетический спектр структурного шума: (а) — прямоугольной окно, (б) — окно Хэмминга.

На рис. 2б приведен тот же спектр с использованием окна Хэмминга. На рис. 3 приведены энергетические спектры шума сигнала, представленного на рис. 1.

Из рис. 2, 3 видно, что окно Хэмминга, хотя и сглаживает энергетические спектры, но для спектра СШ этого сглаживания совершенно недостаточно: спектр остается сильно изрезанным, что, естественно, приведет к значительным случайным погрешностям при определении такой часто используемой характеристики СШ, как энергия.

Чтобы получить сглаженный характер энергетического спектра, нужно его вычислить для большого числа реализаций, а затем произвести статистическое усреднение энергетического спектра. Этот метод математически корректен, так как в этом случае энергетический спектр СШ вычисляется в соответствии с правилами теории случайных процессов, однако для его осуществления требуется достаточно много (не менее нескольких десятков) независимых реализаций СШ.

В данной работе нами использованы два приема статистического усреднения результатов измерений с целью сглаживания энергетических спектров.

Первый прием основан на расчете энергетического спектра СШ с помощью модифицированных периодограмм [48] методом Уэлча [49], который, как показано в [50], обеспечивает состоятельную оценку величины P_k .

При разбиении массива значений структурного шума общей длительностью $N_{ш}$ на N_{seg} сегментов

выражение для модифицированной периодограммы СШ примет вид:

$$P_k(i) = \frac{1}{U} \left| \sum_{n=0}^{N_n-1} u_n(i) w_n(i) e^{-j \frac{2\pi}{N_n} kn} \right|^2, \quad (4)$$

где N_n — длительность периодограммы, $i = 1, \dots, N_{seg}$, $\frac{1}{U}$ — весовой коэффициент, введенный Уэлчем:

$$U = \frac{\sum_{n=0}^{N_n-1} |w_n(i)|^2}{N_n}. \quad (5)$$

Общее число сегментов N_{seg} зависит от длительности шума $N_{ш}$, длительности периодограммы N_n и степени перекрытия сегментов $t_s, \%$:

$$N_{seg} = \text{Int} \left[\frac{N_{ш} - N_n}{N_n \left(1 - \frac{t_s}{100} \right)} \right]. \quad (6)$$

Выражение для спектральной плотности мощности в соответствии с [50] имеет вид;

$$P_k = \frac{1}{N_{seg}} \sum_{i=1}^{N_{seg}} P_k(i). \quad (7)$$

Следует отметить следующее. Если длительность сегмента не менее удвоенной длительности донного импульса, автокорреляционная функция

сигнала на протяжении сегмента спадает до достаточно малых значений. Вследствие этого периодограммы отдельных сегментов являются независимыми, и дисперсия общей периодограммы СШ обратно пропорциональна числу сегментов.

Вид автокорреляционной функции показан на рис. 4а в том же масштабе, что и осциллограмма шума на рис. 4б. Длительность сегмента на рисунке приблизительно равна удвоенной длительности донного импульса, представленного на рис. 1. На рис. 5 приведены типичные периодограммы для нескольких сегментов. Рис. 5 показывает, что формы периодограмм для отдельных сегментов имеют неустойчивый характер, в связи с чем следует ожидать значительную нестабильность их дисперсий.

На рис. 6 приведен вид энергетического спектра СШ, при усреднении периодограмм по всем

сегментам, которых в нашем случае в соответствии с формулой (6) при отсутствии перекрытия ($t_s=0$) оказалось 6. На рис. 6б-6е приведены энергетические спектры с различной степенью перекрытия.

Из рис. 6 следует, что, начиная со степени перекрытия сегментов, равной 75%, огibaющая энергетического спектра становится плавной, т.е. исчезают точки перегиба. Однако, при дальнейшем увеличении числа перекрывающихся сегментов, возникают искажения в виде локальных экстремумов, что должно сказаться на воспроизводимости вида спектра. Данный результат, по-видимому, объясняется тем, что при слишком большой степени перекрытия сегментов реализации СШ в пределах сегментов перестают быть некоррелированными, и используемый алгоритм обработки становится некорректным. Поэтому в дальнейшем нами использовалось значение $t_s=75\%$, что, как следует из формулы (6), соответствовало количеству усреднений, равному 27.

Нами был использован еще один дополнительный прием уменьшения дисперсии периодограммы, основанный на подходе, аналогичном применяемому при пространственно-временной обработке (ПОВР) сигналов с целью декорреляции реализаций СШ. При обычной ПОВР сигналов с использованием фазированных решеток или сканирования одиночным преобразователем усреднение проводится по достаточно большой пространственной области исследуемого объекта, что не всегда допустимо. В работе сделана попытка декорреляции СШ с использованием преобразователя

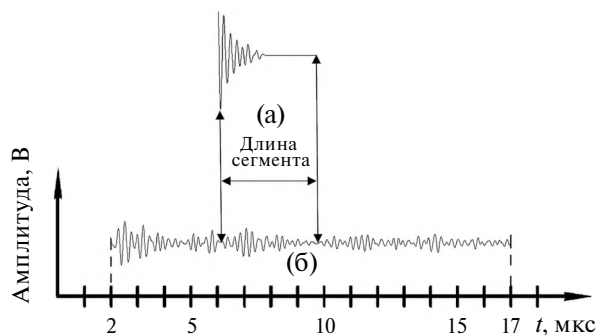


Рис. 4. (а) — Автокорреляционная функция, (б) — структурного шума.

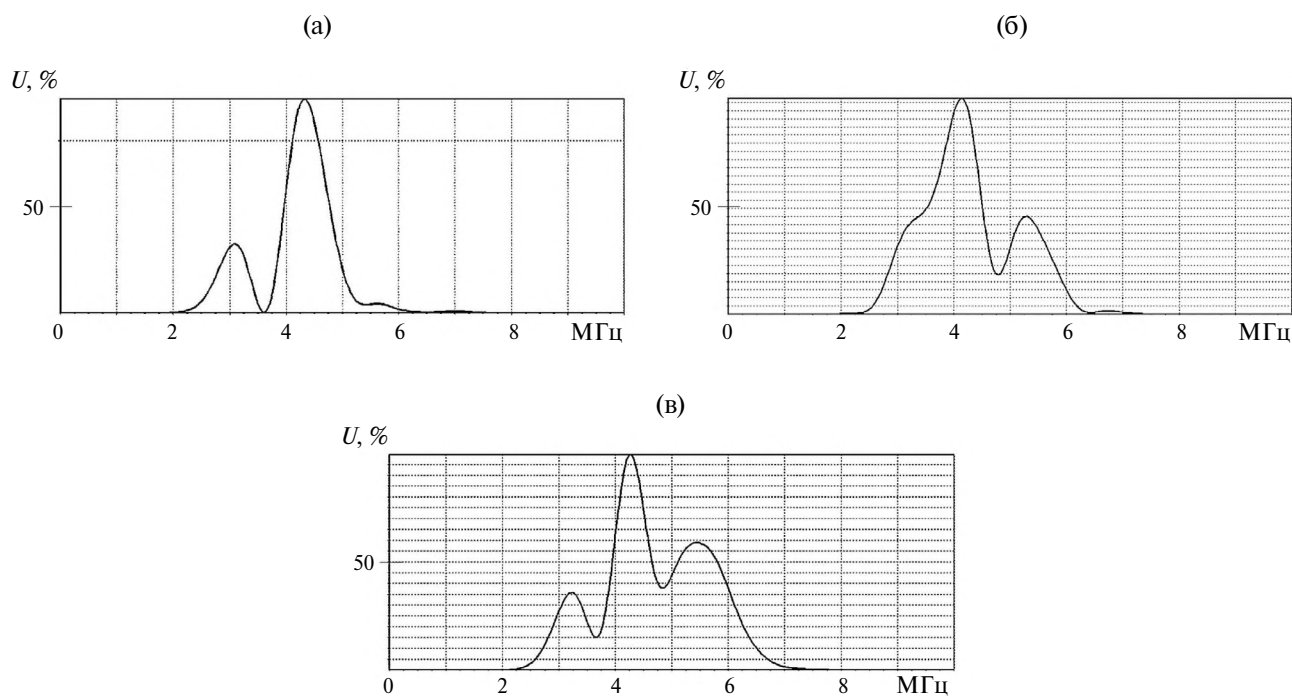


Рис. 5. Типичные периодограммы для сегментов длительностью N_n .

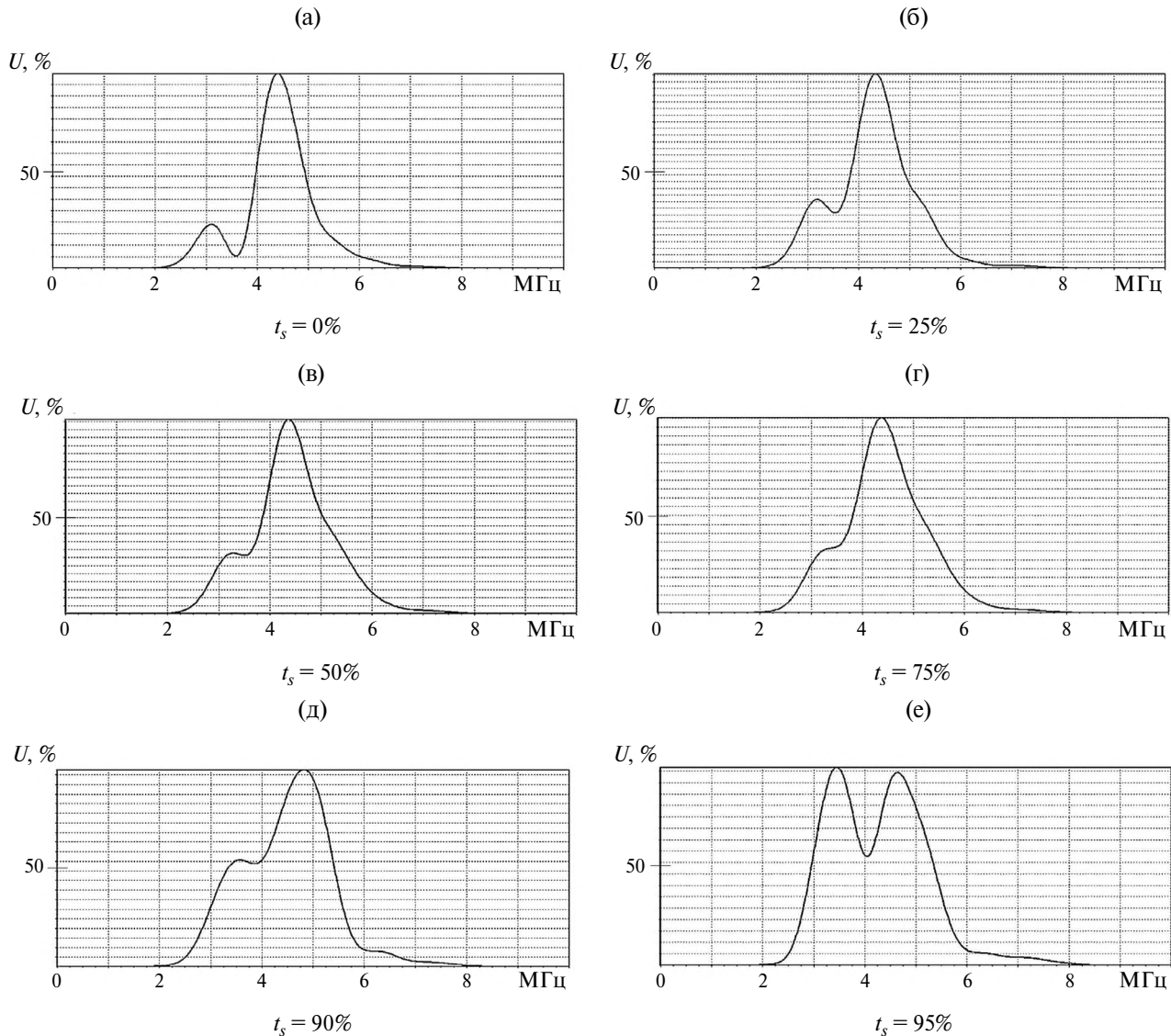


Рис. 6. Энергетические спектры СШ при различной степени перекрытия сегментов.

поперечных горизонтально поляризованных волн без его перемещения по поверхности объекта, но с вращением вокруг оси и измерением с некоторым угловым интервалом α° . В связи с особенностями рассеяния поперечных плоско-поляризованных волн на случайных порах реализации СШ с различным направлением поляризации будут некоррелированными (или слабо коррелированными), что обеспечивает дополнительный объем усреднения энергетического спектра. При совместном применении обоих способов усреднения число используемых периодограмм при повороте преобразователя на 180° вместо формулы (7) будет определяться следующим образом:

$$P_k = \frac{1}{N_\alpha} \sum_{j=1}^{N_\alpha} P_k(j) = \frac{1}{N_\alpha N_{\text{seg}}} \sum_{j=1}^{N_\alpha} \sum_{i=1}^{N_{\text{seg}}} P_k(i, j), \quad (8)$$

где $P_k(j)$ — энергетический спектр, рассчитанный для периодограмм $P_k(i, j)$ по формуле (7) для j -й угловой ориентации поляризации преобразователя, $N_\alpha = \frac{180}{\alpha^\circ} + 1$.

На рис. 7 приведены энергетические спектры СШ, полученные при одной установке преобразователя (рис. 7а) и при вращении преобразователя вокруг вертикальной оси с угловым интервалом $\alpha = 15^\circ$ и расчетом энергетического спектра по формуле (8) (рис. 7б). Рис. 7 показывает, что при дополнительном «угловом» усреднении энергетический спектр стал более симметричным. Однако более важным результатом является ожидаемое уменьшение его дисперсии в N_α . Экспериментальная проверка этого вывода приведена ниже.

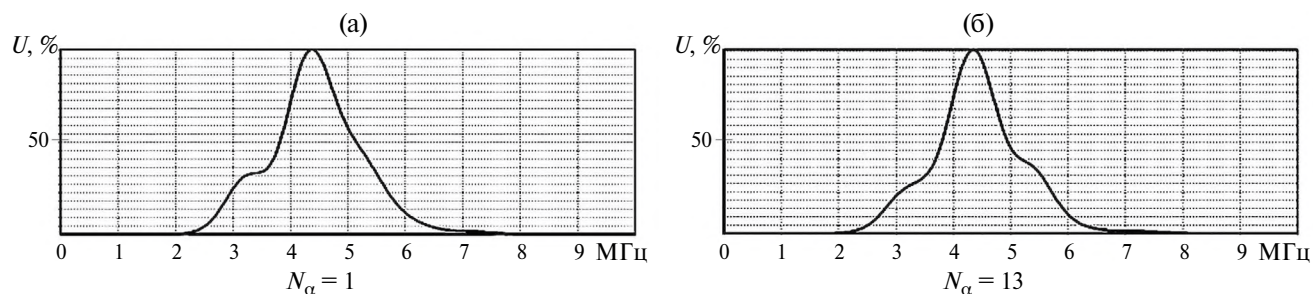


Рис. 7. Энергетические спектры СШ при (а) — одно- ($N_\alpha = 1$) и (б) — многократной ($N_\alpha = 13$) угловой установке преобразователя.

Таблица 1. Химический состав исследуемых сплавов.

Марка	C	Si	Mn	P	S	Cr	Mo	Ni	V	Ti	Cu	W	Fe
X12МФ	1.45–1.65	0.1–0.4	0.15–0.45	< 0.03	< 0.03	11–12.5	0.4–0.6	< 0.35	0.15–0.3	—	< 0.3	—	~ 84

Как показывает анализ современных публикаций, в качестве информативной количественной характеристики структурного шума большинство авторов используют интегральные параметры энергетического спектра.

В данной работе в качестве такого параметра мы будем использовать величину относительной энергии:

$$W = \frac{E_{ш}}{E_{\Sigma}}, \quad (9)$$

где $E_{ш}$ — энергия шума, которая определяется по формуле:

$$E_{ш} = \sum_{k=0}^{N_{ш}-1} P_k, \quad (10)$$

P_k рассчитывается по формуле (8), E_{Σ} — полная энергия шума и донного сигнала:

$$E_{\Sigma} = E_{ш} + E_c, \quad (11)$$

E_c — энергия донного сигнала, рассчитываемая по формуле, аналогичной формуле (10):

$$E_c = \sum_{k=0}^{N_c-1} P_k, \quad (12)$$

где N_c — длительность сигнала.

На наш взгляд, использовать в формуле (9) для нормировки величину суммарной энергии шума и донного сигнала корректнее, чем энергию донного сигнала, поскольку при значительном затухании ультразвука в материале контролируемого объекта вследствие его пористости или структурных особенностей донный сигнал не всегда присутствует, величину же E_{Σ} легко вычислить даже при отсутствии донного импульса, поскольку его

расположение на осциллограмме легко определить, зная скорость звука и толщину объекта.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

В работе исследовались образцы в форме цилиндров высотой 25 мм и диаметром 15 мм, полученные методом ГИП из стали X12МФ.

Образцы изготавливали по методике, представленной в статье [51]:

- засыпка порошка в металлическую капсулу с последующим вибрационным уплотнением;
- дегазация в вакууме;
- нагрев в газостате с всесторонним сжатием.

Химический состав исследуемых сплавов показан в табл. 1.

В результате прессования при различных температурах и давлениях получали образцы с различной плотностью. Плотность образцов измерялась методом гидровзвешивания в соответствии с ГОСТ 18898–89 «Методы определения плотности содержания масла и пористости». В соответствии с ГОСТ 18898–89 относительная плотность определяется как отношение плотности спеченного сплава к плотности теоретической. Величина пористости P рассчитывалась по формуле:

$$P = 1 - \frac{\rho_{тек}}{\rho_{теор}}, \quad (13)$$

где $\rho_{тек}$ — текущая плотность, $\rho_{теор}$ — теоретическая плотность.

При температуре ГИП, равной 1150°C, и давлении 160 МПа плотность спеченного сплава совпадает с теоретической плотностью, соответственно, имеем наибольшую плотность. Поэтому плотность

Таблица 2. Значения относительной энергии шума.

Алгоритм оценки	Окно Дирихле	Окно Хэмминга	Метод Уэлча	Угловое усреднение
$\langle W \rangle \times 10^3$	185.2	123.1	81.3	79.6
$\Delta W \times 10^3$	92.6	52.2	9.7	5.1

при температуре 1150°C использовалась для расчета пористости образца. При 1150°C наблюдается зеренная структура материала с размером зерна, определяемым исходными размерами частиц. Пористость такого образца равна 0. Наименьшее значение пористости (для данных исследований) соответствовало температуре в газостате 700°C (давление 110 МПа).

Акустические измерения проводились с использованием измерительно-вычислительного комплекса «АСТРОН», обеспечивающего прецизионное измерение амплитудно-временных параметров акустических импульсов и программную обработку результатов в реальном масштабе времени.

Использовались прямые совмещенные пьезопреобразователи поперечных волн с активным элементом в виде механически задемпфированной пластинки из пьезокерамики ЦТС-19 в форме квадрата со стороной 4 мм с номинальной частотой 5 МГц.

Выше приведенные результаты дают основание ожидать наиболее устойчивых количественных оценок спектрально-энергетических характеристик СШ с использованием обработки по методу Уэлча и дополнительным «угловым» усреднением.

Для проверки этого предположения на образце, аналогичном описанному выше, проводились акустические измерения относительной энергии СШ W с нарушением акустического контакта. Измерения повторялись 10 раз с переустановкой преобразователя с нарушением акустического контакта и с последующим усреднением результатов. Оценка средних значений относительной энергии $\langle W \rangle$ проводилась с использованием алгоритмов, указанных в первой строке таблицы. В третьей строке табл. 2 записаны соответствующие абсолютные погрешности (доверительные интервалы при доверительной вероятности 95%).

Из табл. 2 следует, что интервалы оценок относительных значений энергии шума при расчете различными методами перекрываются, однако, как и ожидалось, наименьший разброс при переустановке преобразователя дает метод Уэлча, дополненный «угловым» усреднением.

Следует отметить, что при угловом усреднении ожидалось уменьшение абсолютной погрешности в $\sqrt{N_\alpha} = \sqrt{13} \approx 3.6$ раза, фактически же она уменьшилась приблизительно в два раза. Это

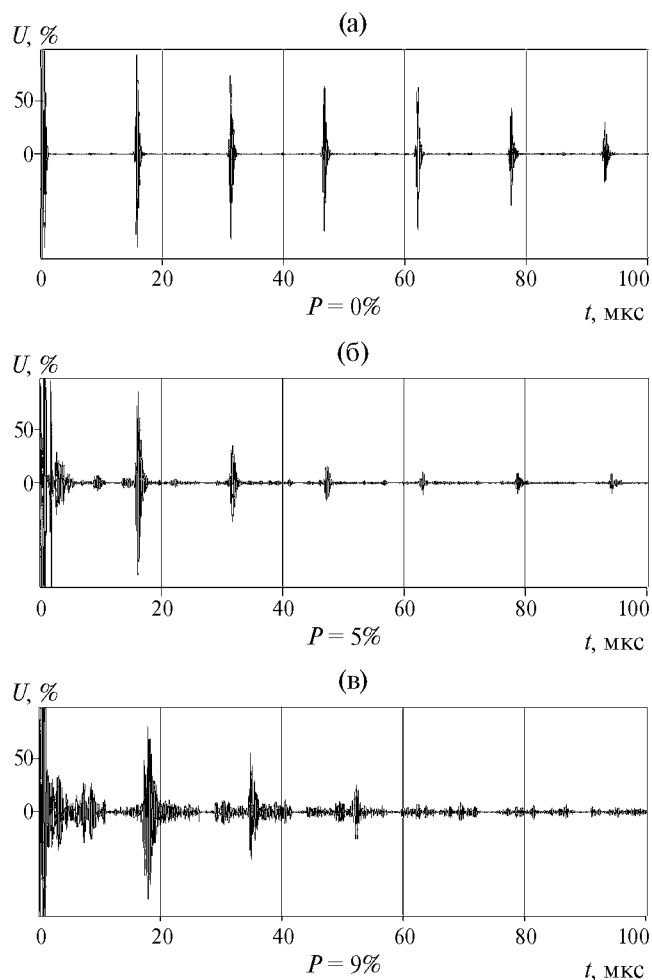


Рис. 8. Полные осциллограммы для образцов с различной степенью пористости.

объясняется, по-видимому, неполной декорреляцией шумового сигнала при повороте преобразователя. Тем не менее, полученное увеличение точности является вполне заметным.

Экспериментальная возможность использования величины относительной энергии СШ для неразрушающей оценки степени пористости проводилась на образцах со степенью пористости от 0 до 9%. На рис. 8 приведены полные осциллограммы сигналов для указанного диапазона пористости. Рис. 8 наглядно показывает существенное влияние пористости на величину структурного шума.

Таблица 3. Результаты контрольных измерений.

$P_{ист}, \%$	0	3	5	9
$W \times 10^3$	0.04	28.8	41.2	82.3
$P_{изм}, \%$	0	3.3	4.8	9.5
$\Delta P, \%$	—	0.3	-0.2	0.5

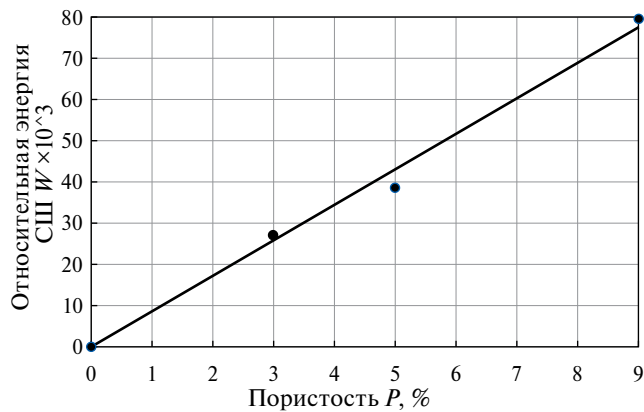


Рис. 9. Влияние степени пористости на относительную энергию структурного шума.

При увеличении пористости материала уровень шума, рассеиваемого от пор, увеличивается.

Расчет относительной энергии СШ проводился методом Уэлча с «угловым» усреднением, обеспечивающим, как показано выше, минимальную погрешность. Результат измерений в виде графика зависимости $W(P)$ приведен на рис. 9.

Полученная зависимость $W(P)$ с высокой степенью достоверности (более 0.99) аппроксимируется прямо пропорциональной зависимостью

$$W = kP, \tag{14}$$

где постоянный коэффициент $k \approx 8.62$. Таким образом, формула для определения степени пористости по результатам измерения параметра W имеет простой вид

$$P = \frac{1}{k} W. \tag{15}$$

Экспериментальная проверка работоспособности предложенной методики проводилась на образцах, аналогичных описанным выше, изготовленных из других частей массивных полуфабрикатов, имеющих степень пористости в исследованном диапазоне.

Результаты контрольных измерений значений W и расчета степени пористости приведены в табл. 3, в которой $P_{изм}$ — значение степени пористости, рассчитанное по формуле (15), ΔP — величина фактической абсолютной погрешности.

Полученные результаты свидетельствуют об эффективности предложенной методики и возможности ее использования в практике неразрушающего экспресс-контроля степени пористости деталей из металлов, полученных методом горячего изостатического прессования.

ВЫВОДЫ

1. Сопоставлены методы расчета энергетических спектров СШ с использованием различных вариантов дискретного оконного преобразования Фурье с точки зрения устойчивости расчетных алгоритмов. Экспериментально показано, что для деталей, полученных из металлов, изготовленных с использованием технологии горячего изостатического прессования, оптимальным является метод Уэлча, обеспечивающий состоятельную оценку энергетических спектров СШ.
2. Для неразрушающей оценки степени пористости металла, изготовленного по технологии ГИП, предложено использовать информативный параметр, представляющий собой энергию структурного шума, нормированную на полную энергию реализации, включающей СШ и донный сигнал.
3. Для дополнительного сглаживания энергетических спектров с целью уменьшения погрешности определения относительной энергии СШ предложено использовать «угловое» усреднение за счет получения дополнительного числа декоррелированных (или слабо коррелированных) реализаций, полученных при вращении преобразователя поперечных горизонтальных волн вокруг вертикальной оси.
4. Экспериментально показана чувствительность используемых спектрально-энергетических характеристик СШ к пористости металлов, полученных методом горячего изостатического прессования, что при наличии соответствующих тарировочных зависимостей может послужить основой для построения инженерной методики количественного определения степени пористости готовых деталей в условиях их эксплуатации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kaplanskii Y.Y., Korotitskiy A.V., Levashov E.A., Sentyurina Z.A., Loginov P.A., Logachev I.A., Samokhin A.V.*

- Microstructure and thermomechanical behavior of heusler phase Ni₂AlHF-strengthened NiAl-Cr(Co) alloy produced by HIP of plasma spheroidized powder // *Materials Science and Engineering: A*. 2018. V. 729. P. 398–410.
2. Агеев С.В., Гиришов В.Л. Горячее изостатическое прессование в порошковой металлургии // *Металлообработка*. 2015. № 4 (88). С. 56–60.
 3. Хлыбов А.А., Рябов Д.А., Аносов М.С., Беляев Е.С. Исследование особенностей микроструктуры и свойств металлов, полученных путем горячего изостатического прессования // *Вестник ИжГТУ имени М.Т. Калашникова*. 2021. Т. 24. № 4. С. 4–10.
 4. Макалкин Д.И., Карабутов А.А., Саватеева Е.В. Прецизионное измерение групповой скорости ультразвука твердых сред в образцах миллиметровой толщины // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 6. С. 685–694.
<https://doi.org/10.31857/S0320791923600622>
 5. Алешин Н.П., Григорьев М., Щипаков Н.А., Неруш С.В. Исследование ультразвукового метода оценки пористости изделий аддитивного производства // *Цветные металлы*. 2019. № 5. С. 45–52.
<https://doi.org/10.17580/tsm.2019.05.05>
 6. Slotwinski J.A., Garboczi E.J., Hebenstreit K.M. Porosity Measurements and Analysis for Metal Additive Manufacturing Process Control // *J. of Research of the National Institute of Standards and Technology*. 2014. V. 119. P. 494–528.
<https://doi.org/10.6028/jres.119.019>
 7. Wong B.S., Ong M.Y. Non-Destructive testing of metallic 3D printed specimens. Saarbrücken, Germany. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2015. 75 p.
 8. Ren F., Case E.D., Morrison A. et al. Resonant ultrasound spectroscopy measurement of young's modulus, shear modulus and poisson's ratio as a function of porosity for alumina and hydroxyapatite // *Philosoph. Mag.* 2009. V. 89. No. 14. P. 1163–1182.
 9. Соколовская Ю.Г., Подымова Н.Б., Карабутов А.А. Лазерный оптико-акустический метод для обнаружения нарушений периодичности структуры углепластиков // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 4. С. 454–461.
 10. Хлыбов А.А., Углов А.Л., Демченко А.А. О спектрально-акустическом способе оценки пористости металлов, полученных методом горячего изостатического прессования // *Дефектоскопия*. 2022. № 12. С. 3–6.
 11. Adler L. Ultrasonic method to determinate gas porosity in aluminium alloy castings: theory and experiment // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 59. No 2. P. 336–347.
 12. Thompson D.O., Wormley S.J., Rose J.H., Thompson R.B. Elastic wave scattering from multiple voids (porosity) // *Rev. Progr. Quant Nondestruct. Eval. Proc. S. Annu. Rev. San Diego, Calif.* 1983. V. 2A. P. 867–882.
 13. Khlybov A.A., Uglov A.L., Bakiev T.A., Ryabov D.A. Assessment of the degree of damage in structural materials using the parameters of structural acoustic noise // *Nondestructive Testing and Evaluation*. 2022.
<https://doi.org/10.1080/10589759.2022.2126470>
 14. Хлыбов А.А., Углов А.Л. Об использовании параметров структурного шума при контроле поверхностными акустическими волнами Рэлея стали 20ГЛ в процессе упругопластического деформирования // *Дефектоскопия*. 2021. № 7. С. 3–10.
 15. Мурашов В.В. Определение пористости углепластиков в авиаконструкциях лазерно-акустическим способом ультразвукового контроля // *Авиационная промышленность*. 2011. № 3. С. 33–36.
 16. Мурашов В.В., Мишуров К.С. Определение пористости углепластиков в авиационных конструкциях ультразвуковым методом // *Авиационные материалы и технологии*. 2015. № 2 (35). С. 88–92.
 17. Бойчук А.С., Мурашов В.В., Чертищев В.Ю., Диков И.А. Определение пористости в монолитных конструкциях из углепластиков ультразвуковым эхо-методом с использованием лазерного возбуждения ультразвуковых колебаний // *Труды ВИАМ*. 2016. № 12 (48). С. 10–14.
 18. Бойчук А.С., Диков И.А., Чертищев В.Ю., Генералов А.С. Определение пористости монолитных зон деталей и агрегатов самолета, изготавливаемых из ПКМ, с применением ультразвукового эхоимпульсного метода // *Дефектоскопия*. 2019. № 1. С. 4–9.
<https://doi.org/10.1134/S01303082190100019>
 19. Муякшин С.И., Диденкулов И.Н., Вьюгин П.Н., Чернов В.В., Денисов Д.М. Исследование метода обнаружения и локализации неоднородностей в пластинах с использованием волн Лэмба // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 3. С. 270–274.
<https://doi.org/10.31857/S0320791921030114>
 20. Соколовская Ю.Г., Подымова Н.Б., Карабутов А.А. Количественная оценка пористости однонаправленных углепластиков с использованием лазерно-ультразвукового метода // *Дефектоскопия*. 2020. № 3. С. 14–22.
<https://doi.org/10.31857/S0320791920030065>
 21. Potapov A.I., Makhov V.E. Methods for Nondestructive Testing and Diagnostics of Durability of Articles Made of Polymer Composite Materials // *Russian J. Nondestructive Testing*. 2018. V. 54. N. 3. P. 151–163.
 22. Sokolovskaya Y.G., Podymova N.B., Karabutov A.A. Application Of Broadband Laser-Ultrasonic Spectroscopy For Nondestructive Testing Of The Porosity In Carbon Fiber Reinforced Plastics With Various Volume Contents Of Carbon Fibers. *Inorganic Materials // Applied Research*. 2021. V. 12. No 5. P. 1428–1433.
 23. Подымова Н.Б., Карабутов А.А. Влияние пористости на статистическое распределение амплитуд обратно рассеянных ультразвуковых импульсов в металломатричных композитах, изготовленных методом реакционного литья // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 1. С. 55–64.

24. *Cheng W., Ba J., Fu L.-Y., Lebedev M.* Wave-velocity dispersion and rock microstructure // *J. Petroleum Sci. and Eng.* 2019. 183. Art. Number 106466.
25. *Nikolenko P.V., Shkuratnik V.I., Chepur M.D.* The effect of limestone porosity on the velocity of p- and s-waves under mechanical and thermal loading. National University of science and Technology – MISIS, Moscow. 2020. V. 56. No 5. P. 695–705.
26. *Подымова Н.Б., Карабутов А.А.* Влияние трещиноватости полевых шпатов на спектральную мощность обратно рассеянных широкополосных импульсов продольных ультразвуковых волн // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 6. С. 679–688.
27. *Качанов В.К., Карташёв В.Г.* Структурный шум в ультразвуковой дефектоскопии. М.: Изд. дом МЭИ, 2016. 186 с.
28. *Муравьев В.В. и др.* Методика определения акустических структурных шумов металла // *Интеллектуальные системы в производстве.* 2013. № 1. С. 143–148.
29. *Артамонов В.В., Артамонов В.П.* Неразрушающий контроль микроструктуры металла теплоэнергетического оборудования // *Дефектоскопия.* 2002. № 2. С. 34–43.
30. *Неразрушающий контроль. Справочник: В 8 т. / Под общ. ред. Ключева В.В. Т. 3: Ультразвуковой контроль // Ермолов И.Н., Ланге Ю.В. М.: Машиностроение. 2008. 864 с.*
31. *Муравьев В.В. и др.* Определение размера зерна металла по акустическим структурным шумам // *Известия ВУЗов. Черная металлургия.* 2014. Т. 57. № 11. С. 65–69.
32. *Пермикин В.С., Перов Д.В., Ринкевич А.Б.* Акустические шумы в стали 12Х1МФ, содержащей микроразрывы // *Дефектоскопия.* 2004. № 2. С. 14–28.
33. *Муравьев В.В. и др.* Влияние одноосного растяжения образцов стали 09Г2С после различной термической обработки на акустические структурные шумы // *Известия ВУЗов. Черная металлургия.* 2016. Т. 59. № 2. С. 118–122.
34. *Карташев В.Г.* Ультразвуковая структуроскопия изделий из сложноструктурных материалов на основе анализа статистических характеристик структурного шума // *Дефектоскопия.* 2015. № 6. С. 41–56.
35. *Карташев В.Г. и др.* Структурный шум при ультразвуковом контроле изделий из материалов со сложной структурой // *Дефектоскопия.* 2018. № 1. С. 19–32.
36. *Романишин Р.И., Романишин И.М.* Обработка обратно рассеянного сигнала в ультразвуковом контроле // *Дефектоскопия.* 2018. № 6. С. 11–16.
37. *Романишин Р.И. и др.* Ультразвуковой метод оцінювання розсіяної пошкодженості матеріалу на ос-
нові зворотнього розсіяного сигналу // *ТДНК.* 2017. № 2. С. 42–49.
38. *Муравьев В.В., Байтеряков А.В.* Влияние эксплуатационной грузонапряженности рельсов на акустические структурные шумы // *Дефектоскопия.* 2016. № 11. С. 50–58.
39. *Муравьев В.В. и др.* Способ определения среднего диаметра зерна металлических изделий и устройство для его осуществления. Патент на изобретение RU2589 751, С2. Оpubл. 10.07.2016, Бюл. № 19.
40. *Кошевой В.В. и др.* Оценка деградации материала на основе ультразвуковой томографии при регистрации рассеянного сигнала // *Дефектоскопия.* 2010. № 9. С. 33–49.
41. *Da Costa Teixeira J., Appolaire B., Aeby-Gautier E., Denis S., Bruneseaux F.* Modeling of the effect of the β phase deformation on the α phase precipitation in near β -titanium alloys // *Acta Mater.* 2006. V. 54. P. 4261–4271.
42. *Dorval V., Jenson F., Corneloup G.* Accounting for structural noise and attenuation in the modeling of the ultrasonic testing of polycrystalline materials // *Review of Progress in QNDE.* 2010. V. 29. P. 1309–1316.
43. *Han Y.K., Thompson R.B.* Ultrasonic backscattering in duplex microstructures: Theory and application to titanium alloys // *Metall. Mater. Trans.* 1997. A28. P. 91–104.
44. *Panetta P.D., Margetan F.J., Yalda I.* Ultrasonic attenuation measurements in jet-engine titanium alloys // *Review of Progress in QNDE.* 1996. V. 15B. P. 1525–1532.
45. *Карташев В.Г., Качанов В.К., Соколов И.В.* Радиотехнические методы в ультразвуковой дефектоскопии // *Вестник МЭИ.* № 1. 2014. С. 64–72.
46. *Овчарук В.Н.* Спектральный анализ сигналов акустической эмиссии // *Электронное научное издание «Ученые заметки ТОГУ».* 2013. Т. 4. № 4. С. 974–986.
47. *Сергиенко Б.А.* Цифровая обработка сигналов. СПб: Питер, 2006. 751 с.
48. *Хэмминг Р.В.* Цифровые фильтры. М.: Недра, 1987. 221 с.
49. *Hayes M.H.* Statistical digital signal processing and modeling. John Wiley & Sons, 2009. 624 p.
50. *Welch P.* The use of the fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms // *IEEE Trans. Audio Electroacoust.* 1967. V. 15. P. 70–73.
51. *Хлыбов А.А., Беляев Е.С., Рябцев А.Д., Беляева С.С., Гетмановский Ю.А., Явтушенко П.М.* Влияние технологии горячего изостатического прессования на структуру и свойства изделий из порошка жаропрочного сплава ВЖ159 // *Заготовительные производства в машиностроении.* 2021. Т. 19. № 1. С. 44–48.

On The Assessment Of Porosity Of Metals Obtained By Hot Isostatic Pressing Based On The Analysis Of Structural Acoustic Noise

A. A. Khlybov^{a,*}, A. L. Uglov^a

^a R. E. Alekseev Nizhny Novgorod State Technical University, 24 Minina St., Nizhny Novgorod, 603155 Russia

* e-mail: hlybov_52@mail.ru

The article considers the possibility of using a non-destructive spectral-acoustic method for quantitative control of the porosity of Kh12MF steel samples obtained by hot isostatic pressing. The results of studies of samples obtained at different stages of hot isostatic pressing in the range of residual porosity from 0% to 9% are presented. The control technique is based on the analysis of acoustic structural noise parameters. Various methods of measuring parameters of structural noise are analyzed from the point of view of sensitivity and measurement error of the used informative parameters of structural noise. Clarified calculation algorithms for determining the parameters of structural noise are proposed, and the results of their experimental verification are presented. The obtained results can serve as a basis for developing an engineering method for assessing the degree of porosity of the material of parts and structural elements obtained by hot isostatic pressing, under operating conditions.

Keywords: ultrasound, structural noise, porosity, noise energy, hot isostatic pressing

УДК 534.83

О МЕХАНИЗМЕ БОКОВОЙ АСИММЕТРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ШУМА ВОЗДУШНОГО ВИНТА, УСТАНОВЛЕННОГО ВБЛИЗИ КРЫЛА

© 2024 г. В. Ф. Копьев^{a,*}, Н. Н. Остриков^a, Г. А. Фараносов^a,
В. А. Титарев^{a,b}, С. Л. Денисов^a, Р. В. Акинъшин^a

^aФАУ “ЦАГИ”, Акустическое отделение, Москва, Россия

^bФИЦ ИУ РАН, Москва, Россия

*e-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

Поступила в редакцию 28.03.2024 г.

После доработки 11.07.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Изучается эффект боковой асимметрии диаграммы направленности излучения воздушного винта, установленного вблизи крыла. В рамках упрощенной теоретической модели шума нагрузки винта и его экранирования полуплоскостью, а также с помощью численного моделирования взаимодействия винта с плоской конечной пластиной показано, что при близком расположении винта и рассеивающей поверхности проявляется существенная боковая асимметрия излучения тонального шума винта в дальнем поле. Механизм данного эффекта, сопровождающего симметричную звуковую направленность самого винта и симметрию рассеивателя (крыла), связан со сфазированным суммированием звукового поля, излучаемого непосредственно винтом, и вторичного звукового поля, генерируемого на поверхности крыла из-за рассеяния возмущений (преимущественно — гидродинамических), создаваемых винтом на передней кромке крыла. Таким образом, проведенное исследование продемонстрировало, что наличие боковой асимметрии диаграммы направленности излучения шума, присущее винтовым самолетам, является следствием взаимодействия винтов и близкорасположенных крыльев.

Ключевые слова: шум воздушного винта, взаимодействие винта и крыла, азимутальная асимметрия излучения, программный комплекс “Гербера”

DOI: 10.31857/S0320791924050053, **EDN:** XBXSGF

ВВЕДЕНИЕ

Процедуры сертификации на соответствие нормам ИКАО по шуму на местности реактивных и винтовых самолетов массой более 8618 кг, заявка на сертификат типа которых была подана до 19 марта 2002 г., совпадали [1]. Однако после указанного срока правила сертификации винтовых самолетов были частично изменены. На режиме полной мощности вместо контрольной точки измерения шума на линии, параллельной осевой линии взлетно-посадочной полосы (ВПП) и удаленной от нее на 450 м, в которой уровень шума при взлете является максимальным, для винтовых самолетов было введено новое расположение контрольной точки на продолжении осевой линии ВПП, отстоящей по вертикали на 650 м от траектории полета при наборе высоты (пункт 3.3.1 [1]). Причина данного нововведения была связана с “характерной для винтовых самолетов асимметрией шума сбоку от ВПП” (пункт 3.3.2.2 [1]), которая была обнаружена

в испытаниях винтовых самолетов и существенно усложняла процедуру сертификации винтовых самолетов в контрольной точке сбоку от ВПП.

Если поток натекает на винт параллельно его оси, то диаграмма направленности излучения шума свободного винта обладает свойством азимутальной симметрии. Поэтому, если не рассматривать случай скошенного потока, натекающего на винт из-за бокового ветра, то в качестве причины возникновения боковой асимметрии характеристик шума винтового самолета может выступать только эффект взаимодействия винта и крыла.

В настоящей работе проводится исследование возможных механизмов возникновения боковой асимметрии излучения шума из-за взаимодействия винта с близкорасположенным крылом.

Несмотря на достаточно раннее обнаружение эффекта боковой асимметрии излучения шума винтовых самолетов, систематических исследований этого явления практически не проводилось

до последнего десятилетия. Развитие беспилотной авиации с различными компоновками установки винтов, в том числе, и компоновками, в которых реализуется эффект экранирования шума винтов, а также идея создания региональных винтовых самолетов с распределенной силовой установкой, породили целое направление теоретических, численных и экспериментальных исследований аэродинамических и акустических эффектов взаимодействия воздушного винта и крыла. Применительно к теме настоящей работы обратим внимание на выполненные в последние годы работы [2–8], в которых проводятся параметрические комплексные исследования излучения шума воздушным винтом при различной его установке вблизи крыла. Результаты этих работ демонстрируют, что из-за взаимодействия винта и крыла диаграмма направленности шума свободного винта на частоте следования лопастей и её гармониках сильно изменяется как при наличии, так и отсутствии эффекта экранирования шума винта, приобретая, в том числе, асимметричный характер по отношению к боковому направлению. К сожалению, в этих работах эффект боковой асимметрии диаграммы направленности шума подробно не исследовался.

В работах авторов [9–12] в последние годы, применительно к задачам аэроакустического взаимодействия различных источников авиационного шума (винт, вентилятор, реактивная струя) и элементов планера самолета, развит подход, основанный на использовании метода Геометрической Теории Дифракции (ГТД). Так, в работе [9], посвященной теоретическому и экспериментальному исследованию эффекта экранирования шума силовой установки планером самолета, с помощью метода ГТД были проведены расчеты звукового поля, создаваемого некомпактным источником, имитирующим шум винта или вентилятора двигателя, и рассеянного плоской экранирующей поверхностью, имитирующей крыло. При этом была обнаружена значительная боковая асимметрия интенсивностей излучения в, так называемой, зоне частичной тени, в которой наблюдатель видит только часть источника, а другая часть источника экранируется и находится в зоне тени. В этой работе было показано, что свойством асимметрии в зоне частичной тени обладает прямое звуковое поле, создаваемое в точках наблюдения непосредственно некомпактным источником звука. В точках, расположенных в зоне частичной тени симметрично относительно оси винта в боковом направлении, наблюдатель видит симметрично расположенные части диска винта, в которых источники звука имеют одинаковые амплитудные, но различные фазовые характеристики, например, на частоте следования лопастей. Именно указанное различие фазовых характеристик источников звука приводит в этих случаях к различию результатов их суперпозиции в точках наблюдения. Указанный тип боковой асимметрии

звукового поля может быть реализован только для компоновок самолетов, в которых шум винта в той или иной степени экранируется поверхностью планера. В то же время боковая асимметрия шума винта наблюдается для классических компоновок винтовых самолетов, в которых винт устанавливается перед крылом и отсутствует явное экранирование шума винта (для таких самолетов имеет место частичное экранирование шума винта крылом в заднюю полусферу).

В настоящей работе мы будем интересоваться эффектом боковой асимметрии направленности шума винта в передней полусфере, и поэтому рассматриваем модельную ситуацию, когда двулостный винт устанавливается перед крылом, но концы его лопастей при вращении проходят в достаточной близости от передней кромки крыла (менее 15% диаметра винта), причем ось винта располагается над поверхностью крыла. Данное взаимное расположение винта и крыла выбрано для того, чтобы усилить эффект острой кромки, которая служит дополнительным источником звука, возникающим из-за необходимости удовлетворения граничных условий на поверхности крыла.

При этом в качестве модели крыла рассматривается бесконечная полуплоскость при проведении теоретического анализа и плоская прямоугольная пластина при проведении численных расчетов. Заметим, что учет толщины крыла в данном случае оправдан, так как длина волны излучаемого звука на интересующих частотах существенно больше толщины крыла. Обратим внимание также на то, что рассматриваемый случай отличается от классических дифракционных задач тем, что источник звука находится очень близко от передней кромки плоскости, в результате чего она оказывается в мощном нестационарном гидродинамическом поле, создающимся вблизи винта.

Безусловно, при рассматриваемом взаимном расположении винта и крыла имеет место эффект экранирования шума винта в заднюю полусферу, но в настоящей работе не он будет целью исследования. Напротив, как было уже отмечено, основное внимание в настоящей работе уделяется излучению звука в переднюю полусферу на частоте следования лопастей винта, в которой шум винта не экранируется, а звуковое поле является суперпозицией прямых звуковых волн, генерируемых винтом и обладающих свойством азимутальной симметрии, и звуковых волн, сгенерированных поверхностью крыла. Тем самым, мы будем интересоваться свойствами симметрии звуковых волн, сгенерированных поверхностью крыла.

Вначале в настоящей работе проводится теоретический анализ указанной задачи с использованием упрощенной модели шума нагрузки винтов, развитой в работе [9], а далее с помощью программного комплекса “Гербера”, разработанного

в Акустическом отделении ЦАГИ [13–15], проводится численное моделирование тонального шума одиночного винта и винта с пластиной и анализируются эффекты шума взаимодействия.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Следуя работе [9], рассмотрим упрощенную модель источника звука, имитирующего шум нагрузки винта, в которой на неподвижную среду плотности ρ_0 действует переменная сила $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \boldsymbol{\tau}^{(s)}(\mathbf{x}_s, t) \delta_S(\mathbf{x})$, сосредоточенная на поверхности диска S , который предполагается неподвижным (рис. 1), где $\delta_S(\mathbf{x})$ — обобщенная функция простого слоя на поверхности S , $\boldsymbol{\tau}^{(s)}(\mathbf{x}_s, t)$ — нестационарное векторное напряжение, задающееся на поверхности S следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau}^{(s)}(r, \varphi, t) = & \boldsymbol{\tau}_r^{(s)}(r, \varphi, t) \mathbf{e}_r + \\ & + \boldsymbol{\tau}_\varphi^{(s)}(r, \varphi, t) \mathbf{e}_\varphi + \boldsymbol{\tau}_z^{(s)}(r, \varphi, t) \mathbf{e}_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_\varphi$, $\mathbf{e}_z$ — орты цилиндрической системы координат, связанной с плоскостью диска и его центром. При этом каждая из компонент напряжения представляется в виде

$$\tau_{(r, \varphi, z)}^{(s)}(r, \varphi, t) = \sum_{m=1}^n \tau_{0(r, \varphi, z)}^{(s)} \left(r, \varphi - 2\pi \frac{m-1}{n} - \omega_0 t \right), \quad (2)$$

$$\tau_{0(r, \varphi, z)}^{(s)}(r, \varphi) = \begin{cases} \tau_{0(r, \varphi, z)}^{(s)}(r, \varphi) & \text{при } -\theta(r) \leq \varphi \leq \theta(r) \\ \text{и } R_0 \leq r \leq R_f, \\ 0 & \text{при } \varphi \leq -\theta(r) \text{ или } \varphi \geq \theta(r) \\ \text{или } 0 \leq r \leq R_0 \text{ или } r \geq R_0, \end{cases} \quad (3)$$

$$\tau_{0z}^{(s)}(r, \varphi) = A_0 \alpha \frac{\rho_0 (\omega_0 r)^2}{2} f(\varphi) \cos \alpha,$$

$$\tau_{0\varphi}^{(s)}(r, \varphi) = A_0 \alpha \frac{\rho_0 (\omega_0 r)^2}{2} f(\varphi) \sin \alpha,$$

$$\tau_{0r}^{(s)}(r, \varphi) = 0, \quad (4)$$

$$f(\varphi) = \frac{1}{f_{\max}} (\varphi + \theta(r)) (\theta(r) - \varphi) \exp(-\lambda(\theta(r) - \varphi)),$$

$$f_{\max} = \max_{-\theta(r) \leq \varphi \leq \theta(r)} f(\varphi).$$

Данная форма представления напряжений описывает действие распределенных поверхностных сил со стороны поверхностей n одинаковых вращающихся лопастей с угловой скоростью $\omega_0 = 2\pi f_0$. Каждая лопасть имеет перо $R_0 \leq r \leq R$ и переменную хорду при удалении от центра диска, что в полярных координатах выражается как $-\theta(r) \leq \varphi \leq \theta(r)$, функция $f(\varphi)$ моделирует распределение нагрузки вдоль хорды, а α — угол

атаки, принимающийся одинаковым в каждом сечении лопасти.

Спектральная компонента действующих напряжений выражается с помощью преобразования Фурье в следующем виде:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau}_\omega^{(s)}(r, \varphi) = & n \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left(\boldsymbol{\psi}_r^{(s)}(r, l) \mathbf{e}_r(\varphi) + \right. \\ & \left. \boldsymbol{\psi}_\varphi^{(s)}(r, l) \mathbf{e}_\varphi(\varphi) + \boldsymbol{\psi}_z^{(s)}(r, l) \mathbf{e}_z \right) \exp(iln\varphi) \delta(\omega - ln\omega_0), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{где } \boldsymbol{\psi}_{(r, \varphi, z)}^{(s)}(r, l) = \int_{-\theta(r)}^{\theta(r)} \boldsymbol{\tau}_{0(r, \varphi, z)}^{(s)}(r, \varphi) e^{ilm\varphi} d\varphi.$$

Данная модель нестационарной силы, действующей на среду, описывает источник звука следующего вида

$$q_\omega(\mathbf{x}) = -\frac{1}{\rho_0 c^2} \operatorname{div}(\boldsymbol{\tau}_\omega^{(s)}(r, \varphi) \delta_S(\mathbf{x})), \quad (6)$$

который сосредоточен на диске S и излучает звук на дискретных частотах $\omega_l = ln\omega_0$, являющихся гармониками частоты следования лопастей $\omega_{BPF} = n\omega_0$.

Звуковое давление, генерируемое данным источником на указанных частотах, подчиняется уравнению

$$\Delta p_\omega(\mathbf{x}) + k^2 p_\omega(\mathbf{x}) = -q_\omega(\mathbf{x}), \quad (7)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число, c — скорость звука. Для давления при наличии внешней абсолютно жесткой границы S_0 необходимо поставить граничное условие

$$\left. \frac{\partial p_\omega}{\partial n} \right|_{S_0} = 0, \quad (8)$$

а если граница содержит углы, то необходимо поставить дополнительное условие конечности энергии.

Общее решение уравнения (7) может быть также записано через функцию Грина $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ в виде интеграла:

$$p_\omega(\mathbf{x}) = \int G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) q_\omega(\mathbf{y}) d\mathbf{y}. \quad (9)$$

Для источника звука (6), сосредоточенного на диске S , интеграл (9) трансформируется в поверхностный интеграл.

Далее, следуя работе [9], рассмотрим задачу дифракции звукового поля, генерируемого источником (6), на абсолютно жесткой полуплоскости в случаях расположения источника вблизи острой кромки, как это показано на рис. 1.

Поскольку предполагается достаточно близкое расположение источника (6) к острой кромке

полуплоскости, то нельзя использовать приближенные методы дифракции для вычисления функции Грина в выражении (9), например, метод ГТД, так как не выполняются условия их применимости. Для случая бесконечной жесткой полуплоскости существует точное решение для функции Грина, которое используется в настоящей работе и имеет следующий вид [16]:

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} \theta(\pi - |\varphi - \varphi_s|) - \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\mathbf{x}-\mathbf{y}_{\text{ref}}|}}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}_{\text{ref}}|} \theta(\pi - |\varphi + \varphi_s|) + \frac{i}{8\pi^2} \int_{-i\infty}^{+i\infty} \frac{e^{ik\rho(w)}}{\rho(w)} A(\varphi, \varphi_s; w) dw, \quad (10)$$

где введены новые цилиндрические координаты, ассоциированные с декартовой системой координат, представленной на рис. 1, но с противоположным направлением оси x [16], для точки наблюдения $\mathbf{x} = (r, \varphi, z)$, точки расположения источника $\mathbf{y} = (r_s, \varphi_s, z_s)$, точки расположения зеркального источника $\mathbf{y}_{\text{ref}} = (r_s, -\varphi_s, z_s)$, с помощью которых выражаются основные величины, входящие в (10):

$$|\mathbf{x} - \mathbf{y}| = \sqrt{r^2 + r_s^2 - 2rr_s \cos(\varphi - \varphi_s) + (z - z_s)^2}, \\ |\mathbf{x} - \mathbf{y}_{\text{ref}}| = \sqrt{r^2 + r_s^2 - 2rr_s \cos(\varphi + \varphi_s) + (z - z_s)^2}, \\ \rho(w) = \sqrt{r^2 + r_s^2 + (z - z_s)^2 + 2rr_s \cos w}, \\ \theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0, \\ 0 & \text{при } x < 0, \end{cases} \quad (11)$$

$$A(\varphi, \varphi_s; w) = \frac{1}{2} \left[\frac{\cos \frac{w}{2}}{\cos \frac{\varphi - \varphi_s}{2} - \sin \frac{w}{2}} - \frac{\cos \frac{w}{2}}{\cos \frac{\varphi + \varphi_s}{2} - \sin \frac{w}{2}} \right].$$

Волновое поле (10) представлено в виде суперпозиции трех полей: первое слагаемое описывает падающую прямую волну, второе — отраженную от поверхности экрана волну, а третий интеграл — дифрагированную волну. При этом падающее поле отлично от нуля в “освещенной” области $|\varphi - \varphi_s| \leq \pi$, отраженная волна — отлична от нуля в области $|\varphi + \varphi_s| \leq \pi$, а дифрагированное поле распространяется всюду. При рассматриваемом взаимном расположении винта, экранирующей полуплоскости и плоскости наблюдения (рис. 1) случай отраженных волн не реализуется при вычислении выражения (10). Звуковая волна, порождаемая экранирующей поверхностью, определяется интегралом в выражении (10), т.е. дифрагированной волной.

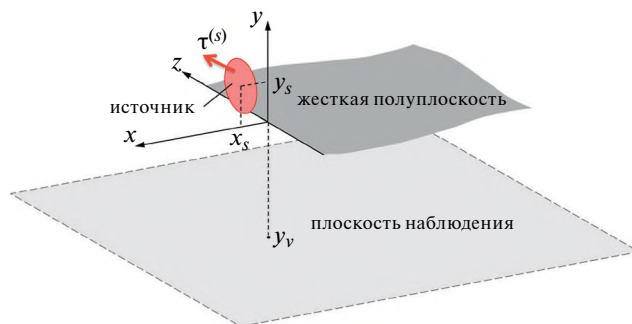


Рис. 1. Иллюстрация геометрии расположения источника вблизи бесконечной полуплоскости и расположение плоскости наблюдения.

Таким образом, выражение (9), в котором функция Грина определяется выражениями (10) и (11), а источник — выражениями (6) и (5), позволяющие решить указанную задачу дифракции. При этом интегралы, входящие в выражения (5), (9) и (10), вычислялись в настоящей работе с помощью стандартных методов численного интегрирования 2-го порядка точности.

В отличие от работы [9], в настоящей работе рассматривалось очень близкое расположение винта к острой кромке полуплоскости: $x_s = 25$ мм, т.е. винт располагается перед передней кромкой полуплоскости, $y_s = 175$ мм или $y_s = 200$ мм, т.е. расстояние от концов лопастей до плоскости экрана составляет 25 или 50 мм соответственно. Плоскость наблюдения располагалась параллельно полуплоскости на расстоянии 2 м от оси винта, т.е. $y_s - y_v = 2$ м на рис. 1.

При проведении расчетов согласно представленной выше модели были выбраны следующие значения констант в выражениях (1)–(4): число лопастей $n = 2$, радиус лопасти $R = 150$ мм, радиус комля $R_0 = 30$ мм, длина хорды бралась постоянной и равной $l = 21$ мм, в результате чего угловой размер хорды вычислялся как $\theta(r) = \arcsin(l/2r)$, угол атаки лопасти $\alpha = 4^\circ$, $\lambda = 10$, нормировочная константа A_0 бралась исходя из условия совпадения уровня максимального шума одиночного винта с уровнем, полученным в численном моделировании (см. раздел 2), число оборотов винта $f_0 = 200$ Гц. Тем самым, частота следования лопастей винта составляет $f_{BPF} = 400$ Гц. Направление вращения винта выбрано так, что вектор угловой скорости винта сонаправлен с осью x .

На рис. 2 представлены распределения уровня звукового давления, которое создает на плоскости наблюдения винт при отсутствии экрана (рис. 2а) и при наличии экрана с учетом только геометрического экранирования, определяемого первым членом в выражении (10) (рис. 2б), и винт около полуплоскости (рис. 2в при $y_s = 175$ мм и рис. 2г

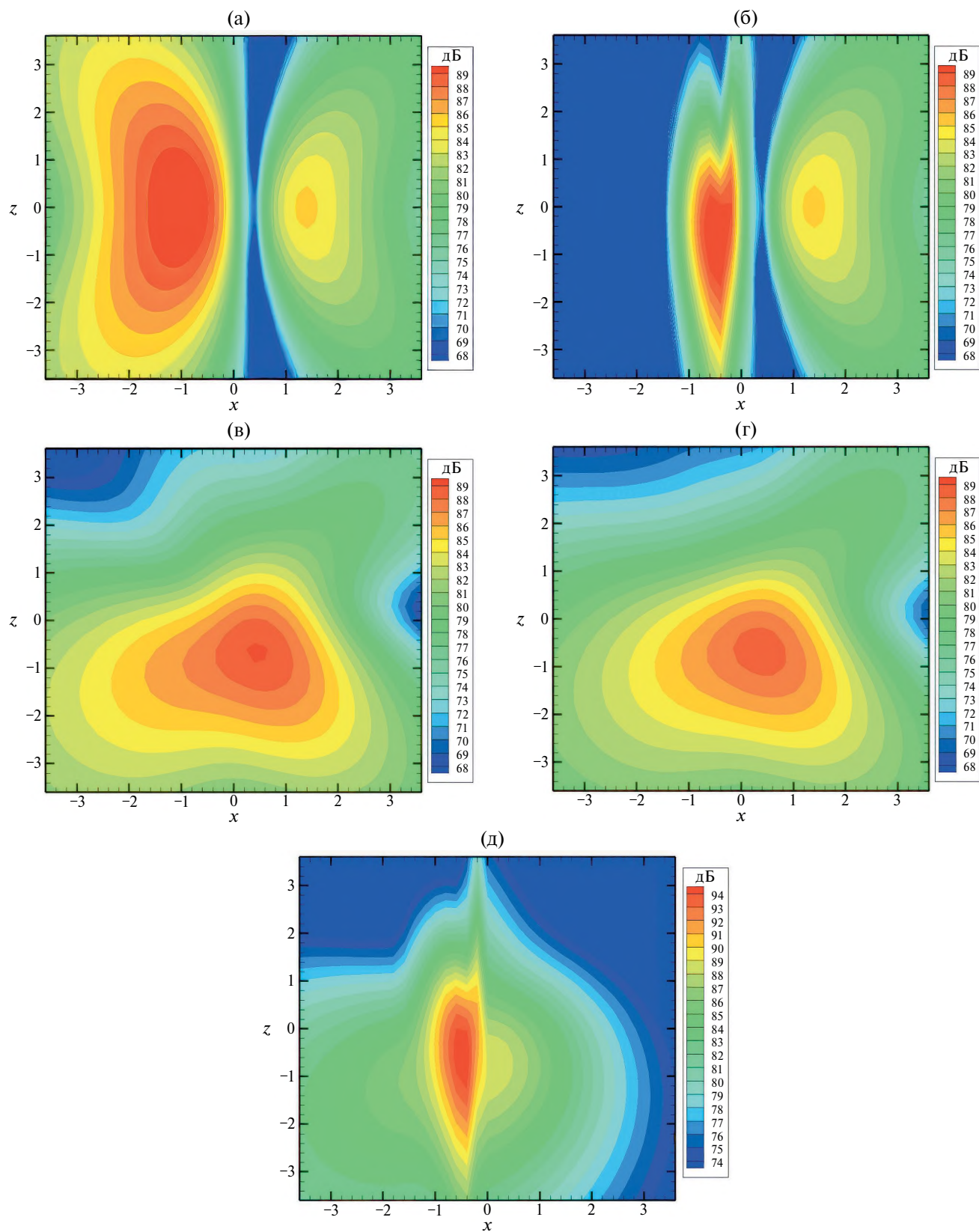


Рис. 2. Распределение мод уровня звукового давления на плоскости наблюдения на частоте $f = 400$ Гц: (а) — поле изолированного винта при отсутствии экрана при $y_s = 175$ мм; (б) — поле с учетом геометрического экранирования при $y_s = 175$ мм; (в) — суммарное поле от винта с экраном при $y_s = 175$ мм; (г) — суммарное поле от винта с экраном при $y_s = 200$ мм; (д) — дифрагированное поле при $y_s = 175$ мм.

при $y_s = 200$ мм) на частоте следования лопастей $f_{BPF} = 400$ Гц. На рис. 2д представлено распределение на плоскости наблюдения уровня звукового давления дифрагированного звукового поля, определяемого интегралом в выражении (10) при $y_s = 175$ мм.

Рис. 2а показывает, что звуковое поле, генерируемое модельным источником, имитирующим шум нагрузки изолированного двухлопастного винта, обладает, как и положено, свойством боковой симметрии, т.е. симметрией относительно оси x . При этом диаграмма направленности поля модельного изолированного винта содержит два максимума: наиболее интенсивный в задней полусфере с координатами $x_v = -1$ м, $z_v = 0$ и менее интенсивный в передней полусфере с координатами $x_v = 1.6$ м, $z_v = 0$. Рис. 2б показывает, что геометрическое экранирование дискового источника, определяемое первым членом в выражении (10), приводит к боковой асимметрии звукового поля в зоне частичной тени согласно механизму, описанному в [9], в результате чего максимум излучения в этой зоне смещается на плоскости наблюдения в точку с координатами $x_v = -0.6$ м, $z_v = -0.6$ м.

Рис. 2в и 2г показывают, что звуковое поле винта при наличии экрана асимметрично в боковом направлении. При этом диаграммы направленности излучения содержат при обоих расположениях источника только один максимум в передней полусфере с координатами $x_v = 0.4$ м, $z_v = -0.6$ м на плоскости наблюдения, смещенный в боковом направлении относительно оси x . Сравнение интенсивностей звуковых полей изолированного винта и винта с экраном показывает снижение их максимальных значений на плоскости наблюдения на 1.5 дБ при $y_s = 175$ мм и на 1.9 дБ при $y_s = 200$ мм.

Рис. 2д показывает, что дифрагированное звуковое поле в отличие от звукового поля изолированного винта асимметрично в боковом направлении и имеет на плоскости наблюдения только один максимум интенсивности с координатами $x_v = -0.6$ м, $z_v = -0.6$ м.

Для того чтобы выявить причину данной асимметрии, обратим внимание на то, что дифрагированное поле порождается вторичными источниками, расположенными на поверхности тела, характеристики которых определяются особенностями падающего на тело свободного поля. В рассматриваемом случае вторичные источники звука сосредоточены вблизи острой кромки полуплоскости, причем на самой острой кромке они являются сингулярными. Поскольку источник в рассматриваемом случае находится очень близко от острой кромки, то в качестве падающего поля выступает ближнее поле винта, характеристики которого отличаются от характеристик дальнего поля.

Для того чтобы определить характеристики источника дифрагированного поля, проведем

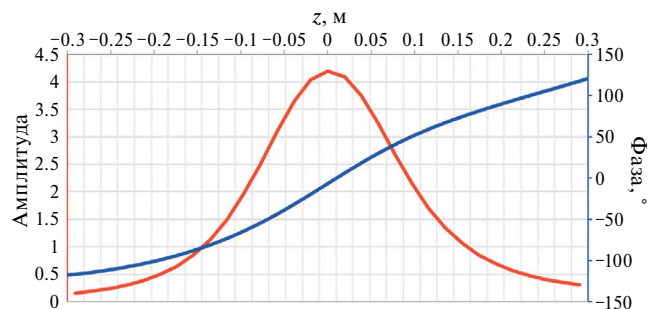


Рис. 3. Распределение амплитуды и фазы дифрагированного звукового поля от координаты z_v на линии $x_v = 0$ и $y_v = -5$ мм при $y_s = 175$ мм на частоте $f = 400$ Гц.

расчет этого поля на линии, задаваемой уравнениями $x_v = 0$ и $y_v = -5$ мм. Поскольку эта линия параллельна острой кромке и находится на малом удалении от неё, то дифрагированное поле на этой линии полноценно характеризует сингулярный источник этого поля, располагающийся непосредственно на острой кромке. На рис. 3 представлена зависимость амплитуды и фазы дифрагированного поля от координаты z_v на этой линии. Как видно из этого рисунка, источник дифрагированного поля сосредоточен исключительно вблизи диска источников, имеющего радиус 0.15 м. При этом в области максимальной амплитуды вторичного источника его фаза практически линейно возрастает вдоль острой кромки. Это означает, что вторичные источники звука, генерирующие дифрагированную волну, эффективно располагаются в локальной зоне вблизи дискового источника и являются сфазированными, т.е. имеют одинаковый сдвиг фаз при смещении на одинаковую длину. Тем самым, вторичные источники звука, ответственные за генерацию дифрагированной волны на ребре полуплоскости, образуют сфазированную антенну, которая, как известно, излучает звук в направлении некоторого луча, повернутого в направлении возрастания фазы источников, составляющих антенну. Как видно, в рассматриваемом случае направление поворота максимума направленности излучения дифрагированного поля в боковом направлении совпадает с направлением вращения винта (рис. 2д). Смещение максимума направленности в сторону плоскости определяется тем же эффектом сфазированности вторичных источников на плоскости вблизи её острой кромки, где их интенсивность максимальна. Подчеркнем, что такая азимутальная неоднородность связана именно с вращением ближнего поля винта вокруг продольной оси, что приводит к фазовому набегу вторичных источников, возникающих на кромке. Это отличает данную задачу, например, от задачи взаимодействия ближнего поля реактивной струи и кромки крыла [17, 18], в которой возмущения ближнего поля сносятся преимущественно вдоль

потока, и вторичные источники на кромке оказываются в одной фазе друг с другом, а значит, и рассеянное поле оказывается симметричным относительно продольной оси.

При анализе картины рассеянного поля, представленной на рис. 2б и 2в, необходимо иметь в виду, что на плоскости наблюдения при рассмотренном расположении винта и полуплоскости реализуются три различные зоны: (1) зона тени с координатами $x_v < -2$ м при $y_s = 175$ мм и $x_v < -1$ м при $y_s = 200$ мм, в которой присутствует только дифрагированное поле, (2) зона частичной тени с координатами $-0.154 \text{ м} > x_v > -2$ м при $y_s = 175$ мм и для координат $-0.143 \text{ м} > x_v > -1$ м при $y_s = 200$ мм, в которой звуковое поле определяется суперпозицией дифрагированного поля и частично свободного поля винта, “освещенная” зона с координатами $-0.154 \text{ м} < x_v$ при $y_s = 175$ мм и $-0.143 \text{ м} < x_v$ при $y_s = 200$ мм, в которой звуковое поле определяется суперпозицией дифрагированного поля и свободного поля винта. При этом заметим, что максимум направленности дифрагированного поля находится в рассматриваемом случае в зоне частичной тени на плоскости наблюдения (рис. 2д).

Боковая асимметрия звукового поля в зоне тени возникает из-за асимметрии дифрагированной волны. В зоне частичной тени свойствами боковой асимметрии обладают как прямое звуковое поле, непосредственно излучаемое в точки наблюдения частями дискового источника, так и дифрагированное поле. Особенность рассмотренного в настоящей работе взаимного расположения винта и полуплоскости состоит в том, что как прямое, так и дифрагированное, звуковые поля имеют максимумы диаграммы направленности приблизительно под одинаковыми углами, и более того, обладают приблизительно противоположными фазами. Поэтому при суперпозиции этих полей в зоне частичной тени в данном случае реализуется заметное снижение амплитуды рассеянного звукового поля. Заметим, что при другом расположении винта по отношению к полуплоскости эта особенность может отсутствовать.

И наконец, в освещенной зоне прямое звуковое поле симметрично относительно оси x , а дифрагированное поле асимметрично, что и определяет асимметрию их суперпозиции. При этом в рассмотренном случае имеется следующая особенность: в области вблизи оси x , где свободное поле имеет максимум в передней полусфере, прямое и дифрагированное поля излучаются приблизительно с противоположными фазами, что при суперпозиции полей заметно снижает их суммарную амплитуду. Напротив, в области, где реализуется смещенный максимум рассеянного поля, свободное падающее поле и дифрагированное поле имеют близкие фазы, что и определяет максимальную амплитуду их суперпозиции. Тем самым, указанный

механизм приводит к развороту в направлении вращения винта максимума направленности излучения приблизительно на 17° с некоторым изменением суммарной амплитуды.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что, если не принимать во внимание асимметрию прямого излучения в зоне частичной тени, то при отсутствии эффекта экранирования в передней полусфере винта имеет место боковая асимметрия звукового поля, которая инициируется дифрагированной волной, порождаемой на поверхности крыла ближним полем винта. Безусловно, описанный выше анализ проведен на основе достаточно упрощенной модели шума нагрузки винта в отсутствие натекающего потока. Очевидно, что ближнее поле реальных винтов имеет более сложную структуру, например, из-за наличия мощных концевых вихрей, и кроме этого в реальной ситуации имеется ещё и задняя кромка крыла. Поэтому было проведено также численное моделирование эффекта взаимодействия винта и крыла для рассмотренных выше взаимных расположений винта и крыла, когда в качестве крыла выступает прямоугольная пластина конечных размеров.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассматривался тематический двухлопастной винт диаметром $D = 2R = 300$ мм. Основные параметры лопастей — местный угол установки лопасти β , характеризующий ее крутку, распределение относительной хорды $\bar{l} = l/R$ и относительной толщины профиля $\bar{h} = h/l$ вдоль безразмерного радиуса лопасти $\bar{r} = r/R$ — показаны на рис. 4. Такой винт исследовался в заглушенной камере АК-2 в изолированной конфигурации, для которой

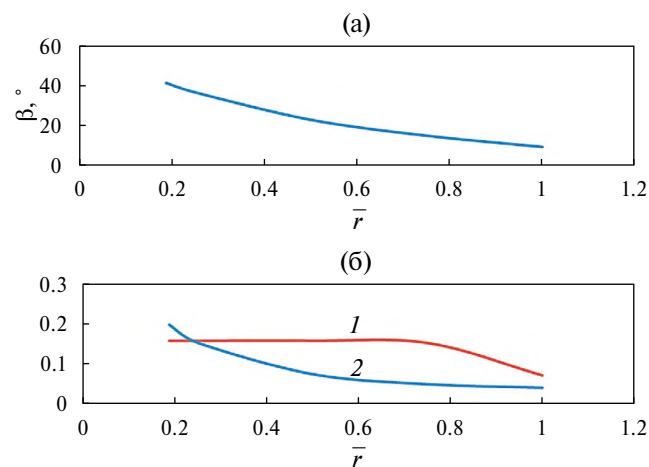


Рис. 4. (а) — Распределение местного угла установки лопасти β вдоль радиуса; (б) — распределение относительной хорды (1) и относительной толщины (2) профиля вдоль радиуса.

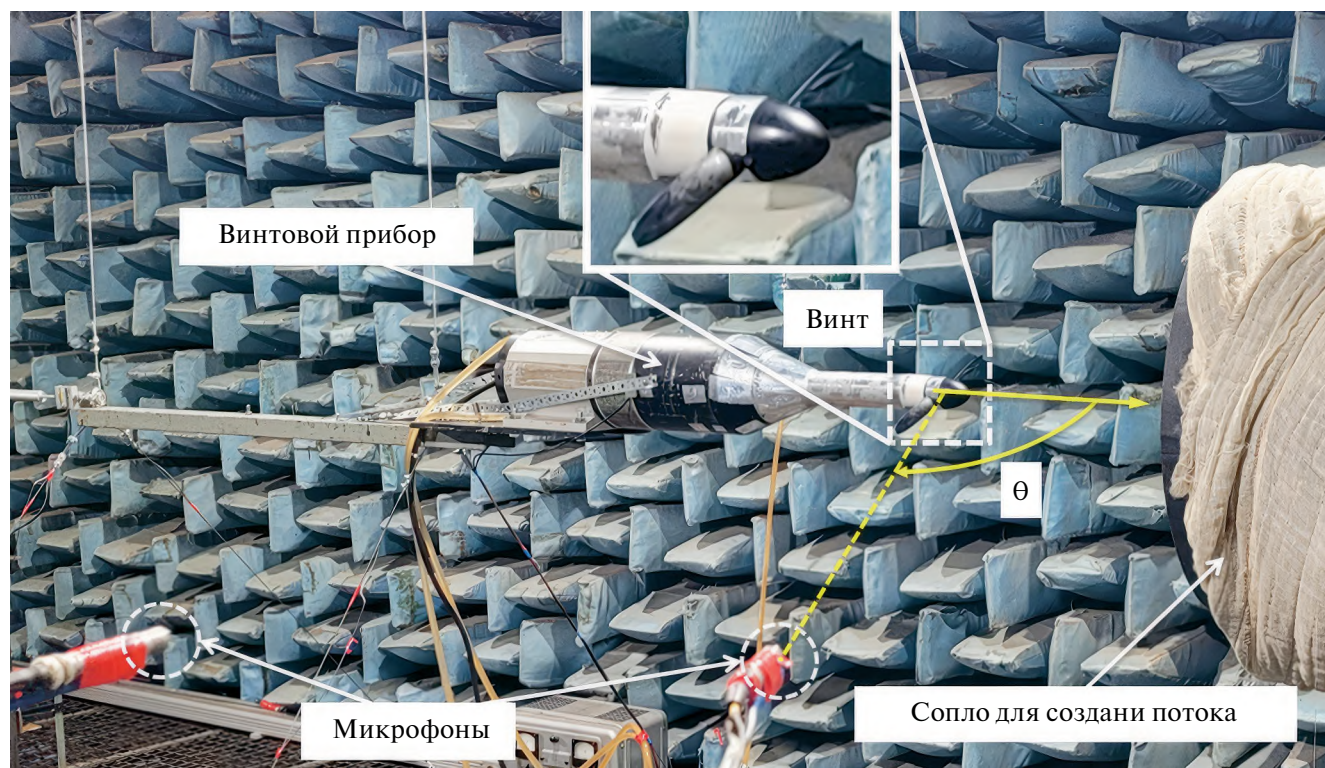


Рис. 5. Схема испытаний одиночного винта в заглушенной камере АК-2.

проводились измерения тяги винта и создаваемого им шума (рис. 5), что позволило провести валидацию расчета винта в отсутствие пластины. Размеры пластины составляли $5D$ (размах), $3D$ (хорда), $6,7 \times 10^{-3} D$ (толщина).

Винт вращается с заданной угловой скоростью ω_0 (рис. 6). Начало координат находилось в центре вращения винта, положение пластины, для случая расчета шума взаимодействия, определялось величинами смещений $(\Delta x, \Delta y)$, определяющих минимальное расстояние от передней кромки пластины до конца лопасти (рис. 6). Винт был смещен вперед относительно передней кромки пластины на расстояние $\Delta x = 0,083D$, а по нормали рассматривалось два положения пластины: (1) $\Delta y = \Delta x$ и (2) $\Delta y = 2\Delta x$, т.е. ось винта была удалена от пластины на расстояние 175 мм и 200 мм соответственно, аналогично случаям, рассмотренным теоретически в разделе 1.

Вычисления проводились с помощью программного комплекса “Гербер” [13–15], развиваемого в акустическом отделении ЦАГИ. При создании кода был разработан неявный численный метод моделирования нестационарных течений вязкого теплопроводного газа, позволяющий проводить расчеты для практически произвольных геометрических конфигураций, включающих в себя несколько винтов, пилон, крыло и т.д. Для этого задача решается одновременно в нескольких расчетных областях, которые могут быть двух типов:

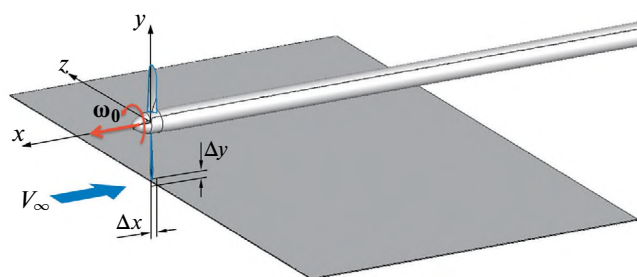


Рис. 6. Схема расположения винта и пластины в расчете.

вращающаяся область (“шайбы”) в непосредственной близости каждого винта либо внешняя неподвижная область. Для построения решения задачи в подвижной области с достаточной точностью используется общий лагранжево-эйлеров (arbitrary Lagrangian-Eulerian, или ALE) подход [19, 20], в рамках которого классические уравнения движения переписываются с учетом произвольного движения расчетной области. Существенной частью численного метода является алгоритм интерполяции данных на скользящих плоскостях между различными областями.

В настоящей работе используется версия метода для уравнений Эйлера, что приемлемо для достаточно больших чисел Рейнольдса и безотрывных режимов обтекания и позволяет корректно оценивать тональные компоненты шума винтов. Второй

порядок метода по пространству обеспечивается обычной процедурой реконструкции плотности, скорости и давления в ячейках сетки с помощью кусочно-линейной функции. Коэффициенты функции находятся с помощью метода наименьших квадратов в локальной системе координат [21]. Для вычисления конвективного потока используется трехволновое приближенное решение задачи о распаде разрыва на гранях [22]. В отличие от [14], в настоящей работе для дискретизации временной производной используется трехслойная формула дифференцирования разностями назад второго порядка аппроксимации. Для нахождения значений вектора консервативных переменных на верхнем временном слое используется интегрирование в так называемом фиктивном времени [23]. При этом приращения вектора переменных на произвольной неструктурированной сетке вычисляются с помощью подхода LU-SGS [24, 25].

Для проведения расчетов на суперЭВМ в программном комплексе реализована гибридная двухуровневая модель вычислений MPI+OpenMP. В рамках данной модели в пределах одного узла кластера используется технология OpenMP, в то время как обмен между узлами осуществляется с помощью MPI. Более детальное описание архитектуры программного комплекса можно найти в [14].

Для изолированного винта и винта с пластиной были построены тетраэдральные расчетные сетки умеренного объема. Каждая сетка состояла из двух областей: внутренней малой цилиндрической области — “шайбы”, заключающей в себе винт (диаметр шайбы составлял $1.05D$, высота — $0.1D$),

которая могла вращаться с заданной угловой скоростью, и внешней неподвижной цилиндрической области (диаметр и высота составляли $66.7D$), охватывающей шайбу (рис. 7а). Размеры шайбы были выбраны таким образом, чтобы пластина полностью находилась во внешней области, что позволяло для расчетов изолированного винта и винта в компоновке использовать одну и ту же шайбу.

Структура сетки и сеточное разрешение были выбраны на основании опыта предыдущих расчетов [14, 15]. Для изолированного винта на внешнюю область приходилось 4.6 млн. ячеек, для случая с пластиной — 11.4 млн. По направлению к внешним границам было выполнено разрежение сетки для снижения паразитных отражений от границ (рис. 7б). Характерный размер ячеек на пластине составлял $0.07D$ со сгущением к кромкам до размера $1.7 \times 10^{-3}D$. На шайбу приходилось 7.4 млн. ячеек. На поверхности шайбы и внутри нее характерный размер ячеек составлял около $0.01D$ со сгущением к поверхности и к кромкам лопастей так, что размер ячеек в области передней кромки составлял $(2...7) \times 10^{-4}D$, в области задней — $5 \times 10^{-4}D$, на остальной части лопасти — $2 \times 10^{-3}D$ (рис. 8).

Расчет шума в дальнем поле проводится по методу Фокса Вильямса-Хоукинса (FWH) с конвективной функцией Грина [26], позволяющей в явном виде учитывать наличие набегающего потока (имитация эффекта полета летательного аппарата).

Для исследуемого случая использовались четыре контрольных FWH-поверхности для

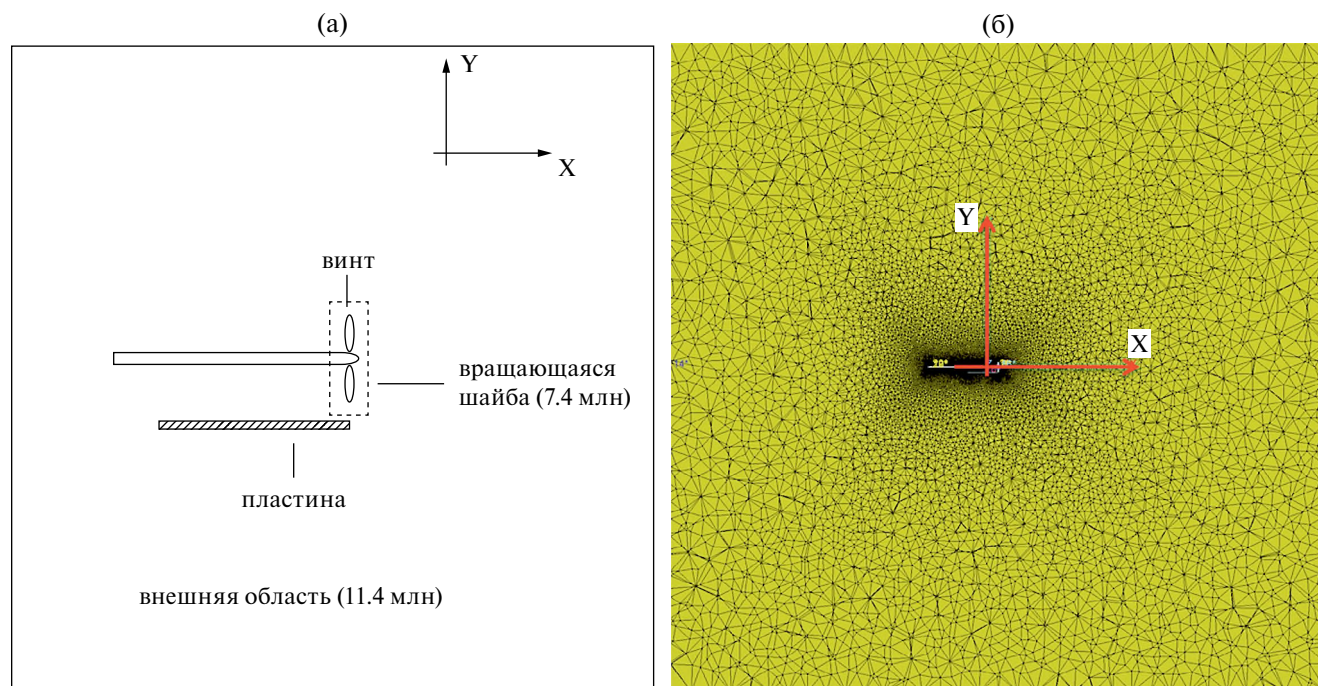


Рис. 7. (а) — Схема расчетной области; (б) — сечение расчетной области вертикальной плоскостью симметрии.

изолированного винта (рис. 9а) и шесть FWH-поверхностей — для конфигураций винта с пластиной (рис. 9б).

Поверхность FWH1 являлась цилиндром и была одинаковой для всех случаев. Она плотно охватывала шайбу, не пересекая поверхность пластины (при ее наличии). Радиус этой поверхности составлял $1.08D$, длина — $1.18D$. Для случая изолированного винта остальные три поверхности (FWH2-FWH 4) являлись последовательно удлиненными (длиной $1.3D$, $2.5D$, $3.7D$) в направлении вниз по потоку вариантами поверхности FWH1, имея с ней общее основание. Для случая с пластиной поверхность FWH2 представляла собой поверхность пластины, а поверхности FWH3-FWH6 имели куполообразный вид с плоским нижним основанием, отстоящим от оси винта на $0.7D$, и охватывали часть пластины (рис. 9б). Поверхности FWH3 и FWH5 имели длину D и размах $2D$ и $3D$ соответственно, т.е. охватывали только часть передней кромки пластины. Поверхности FWH4 и FWH6 имели длину $3.3D$ и размах $2D$ и $3D$ соответственно, т.е. включали части и передней, и задней кромок пластины.

Для получения звукового сигнала в дальнем поле по результатам нестационарного расчета проводится интерполяция поля течения с ячеек трехмерной расчетной сетки на треугольные ячейки каждой контрольной поверхности FWH в заданные моменты времени.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На первом этапе была выполнена валидация расчета шума изолированного винта с использованием результатов измерений в заглушенной камере АК-2. Были выполнены расчетные оценки тяги T для нескольких режимов, указанных в табл. 1, соответствующих различным значениям относительной поступи винта $J = V_\infty / (f_0 D)$, где f_0 — частота вращения (в Гц). На рис. 10 приведено сравнение безразмерного коэффициента тяги винта $C_T = T / (\rho f_0^2 D^4)$ от относительной поступи, из которого видно приемлемое согласование расчета и эксперимента. Некоторое отличие величины тяги в эксперименте от рассчитанных значений можно связать с погрешностью установки кромок лопастей, их упругостью и ограниченной точностью корректировки измеренных данных на сопротивление винтового прибора.

Для наиболее нагруженного режима работы винта (режим 1) был выполнен полный

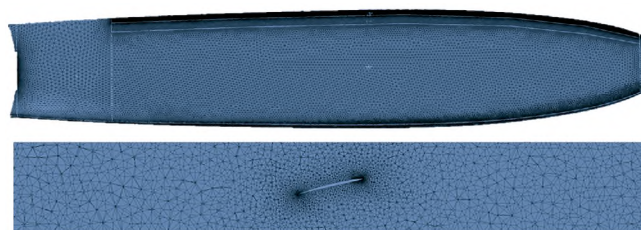


Рис. 8. Вверху — поверхностная сетка на лопасти, внизу — сечение лопасти и шайбы плоскостью на радиусе $r/R = 0.8$.

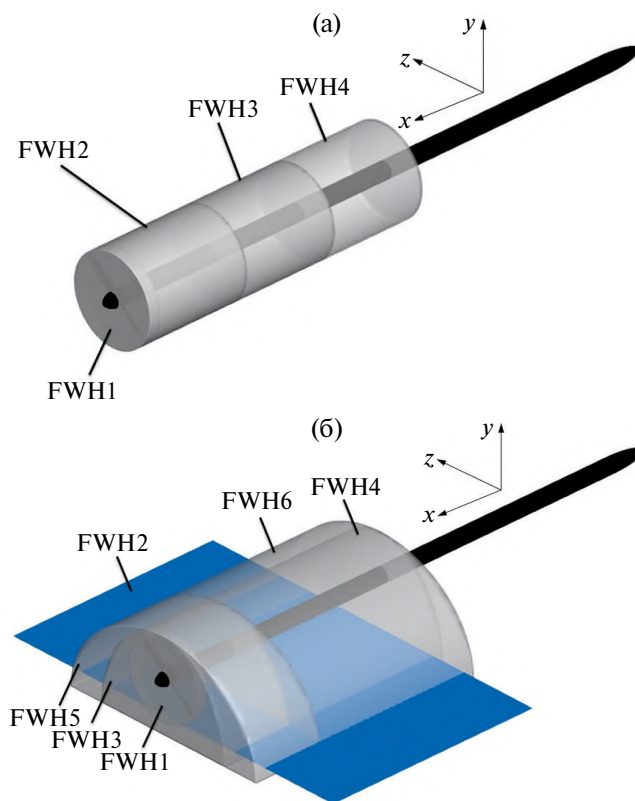


Рис. 9. Контрольные FWH-поверхности для расчета шума: (а) — изолированный винт; (б) — винт с пластиной.

нестационарный расчет с оценкой тонального шума в дальнем поле на дуге радиуса 2 м ($6.67D$) с центром в центре вращения винта, что позволило сравнить результаты расчетов и измерений шума в АК-2. Для этого режима частота следования лопастей составляла $f_{BPF} = 2f_0 = 400\text{ Гц}$. На рис. 11

Таблица 1. Режимы работы винта.

Режим	1	2	3	4	5
Частота вращения винта f_0 , об/мин	12000	12000	12000	12000	12000
Скорость набегающего потока V_∞ , м/с	15	20	25	30	35
Относительная поступь J	0.26	0.34	0.43	0.52	0.60

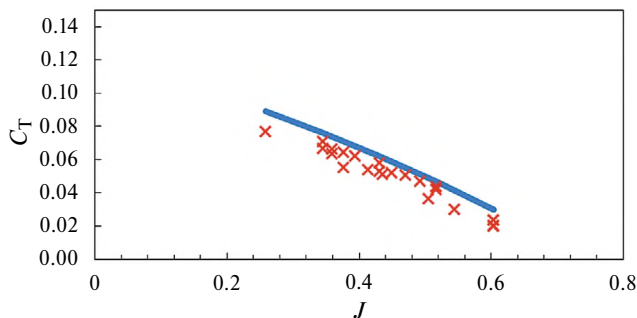


Рис. 10. Зависимость коэффициента тяги винта от относительной поступи, линия — данные численного моделирования; маркеры — эксперимент в АК-2.

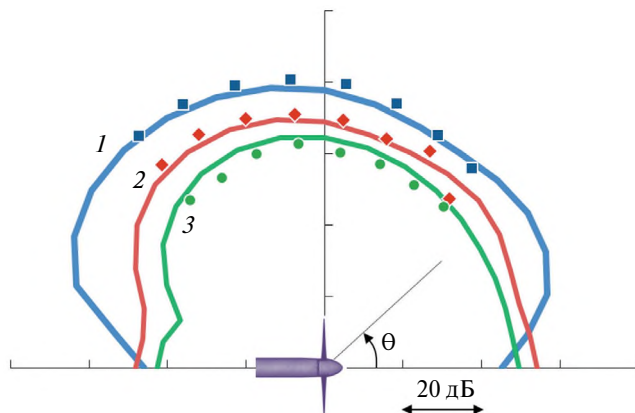


Рис. 12. Направленность тональных компонент шума винта: 1 — для частоты $f = f_{BPF}$ 400 Гц; 2 — для частоты $f = 2f_{BPF}$; 3 — для частоты $f = 3f_{BPF}$. Символы — эксперимент, линии — расчет.

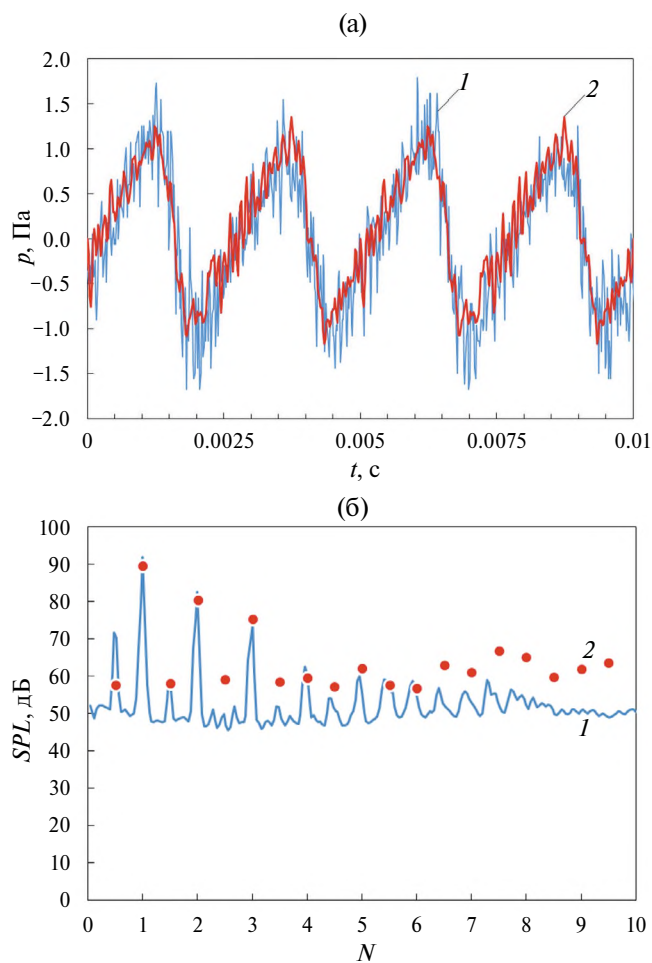


Рис. 11. Характеристики шума винта для $\theta = 95^\circ$: (а) — временная развертка давления в течение двух оборотов винта; (б) — спектры шума. 1 — эксперимент, 2 — расчет.

представлены результаты сравнения временной развертки давления и ее спектра в зоне максимального шума (угол наблюдения $\theta = 95^\circ$, схема отсчета углов наблюдения показана на рис. 5). Спектральные уровни представлены в зависимости от частоты, нормированной на частоту следования лопастей $N = f/f_{BPF}$. Видно, что в расчете достаточно

точно воспроизводится амплитуда и форма зависимости звукового давления от времени (рис. 11а), а значит, и доминирующие гармоники тональной составляющей шума винта (рис. 11б). На рис. 11, 12 приведены результаты, полученные с помощью контрольной поверхности FWH1. Результаты, полученные с помощью поверхностей FWH2-FWH4, дают практически такие же характеристики тональных компонент (см. сравнение ниже по тексту). Отметим также, что широкополосный шум, наблюдаемый в расчете, не является физическим и связан в значительной мере с построением решения в рамках приближения уравнений Эйлера и использованием достаточно грубой сетки. На рис. 12 показаны направленности первых трех тональных гармоник и также видно их приемлемое совпадение с результатами измерений.

Таким образом, проведенное сравнение с результатами измерений в заглушенной камере показывает, что используемый численный метод адекватно воспроизводит основные аэродинамические характеристики винта и излучаемый им тональный шум. В дальнейшем для случая с пластиной будет анализироваться поведение основной тональной компоненты шума на частоте $f_{BPF} = 400$ Гц (для этой же частоты в разделе 1 были проведены теоретические оценки). Поскольку с точки зрения проблемы шума на местности, основной интерес представляет излучение в нижнюю полусферу, данные для анализа влияния пластины на шум винта выводились, как и в разделе 1, на плоскости, параллельной плоскости пластины и удаленной на расстояние $H = 2\text{ м} = 6.67D$ от оси винта, как показано на рис. 13. Диапазон вывода данных в плоскости составлял $-12D \leq x, z \leq 12D$ (от -3.6 м до 3.6 м).

На рис. 14 показаны распределения уровня основной гармоники тонального шума изолированного винта, полученные с использованием различных контрольных поверхностей, и видно, что в динамическом диапазоне около 15 дБ результаты

хорошо совпадают, что позволяет для оценки шума винта использовать наиболее компактную поверхность FWH1.

Далее рассмотрим типичные аэродинамические характеристики поля течения для различных случаев. Отметим, что поскольку пластина установлена без угла атаки и имеет малую толщину, ее влияние на аэродинамические характеристики винта оказывается весьма слабым: при наличии пластины имеют место периодические колебания тяги винта в пределах $\pm 3\%$ относительно изолированного винта. Малое влияние пластины на поле течения видно и из распределений скорости и завихренности, представленных на рис. 15. Поэтому можно ожидать, что винт, как источник тонального шума, остается неизменным во всех случаях, что позволяет анализировать задачу влияния пластины на общий шум в линейном приближении, отдельно оценивая вклады различных источников и суммируя их друг с другом.

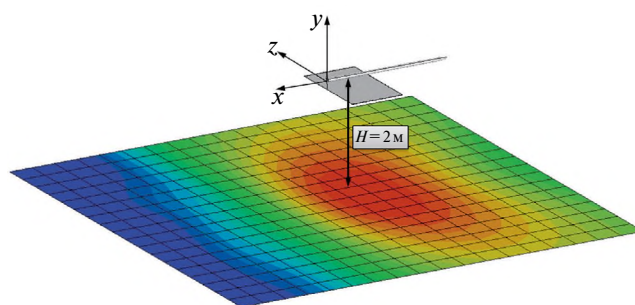


Рис. 13. Схема области вывода данных по шуму для сравнения случаев изолированного винта и винта с пластиной.

Предварительный сравнительный анализ звукового поля изолированного винта и винта в компоновке с пластиной проводился по дивергенции скорости потока $\text{div } \mathbf{V}$, для которого в дальнейшем поле при малом числе Маха потока выполняется $\text{div } \mathbf{V} \propto \partial p / \partial t$,

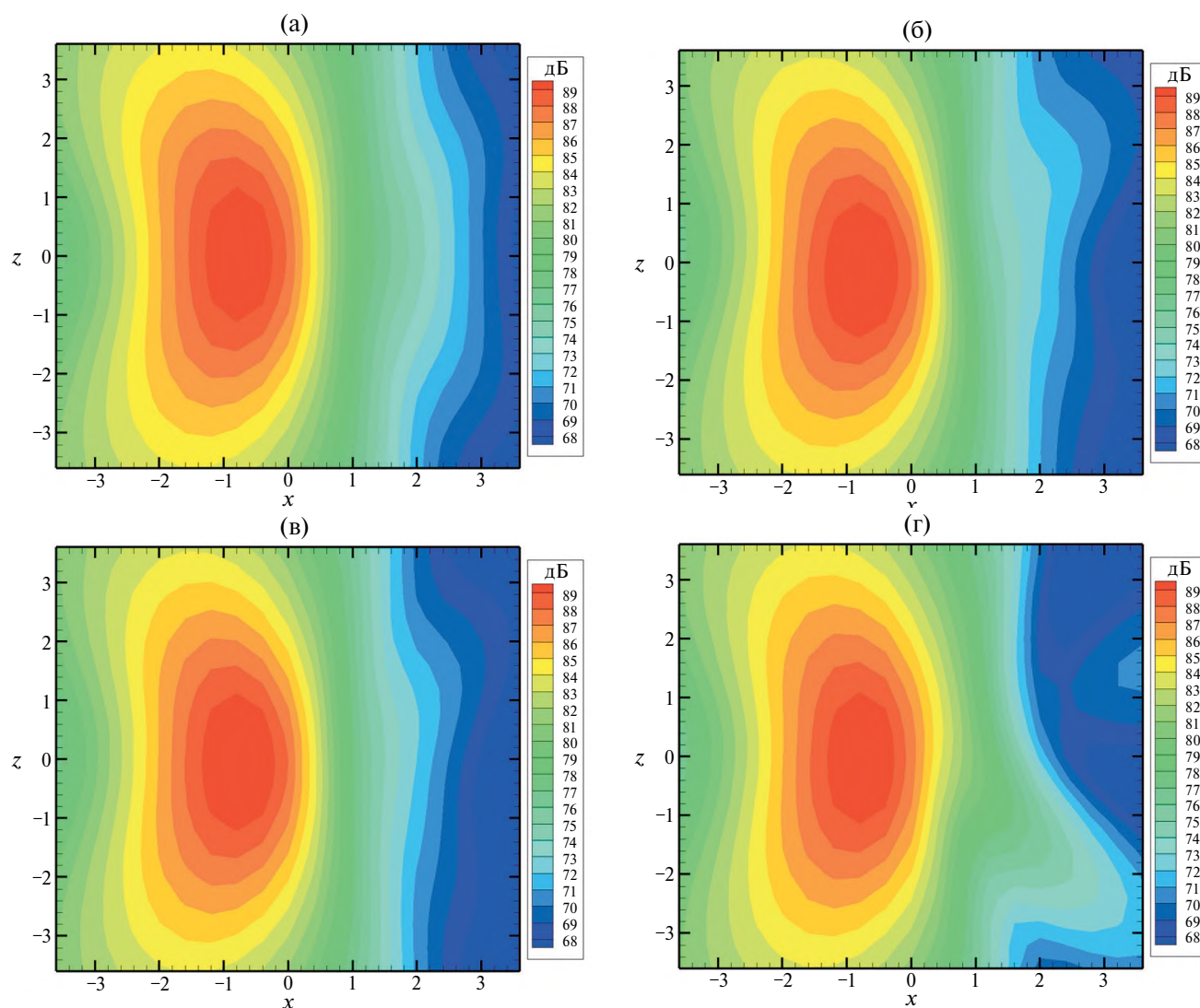


Рис. 14. Распределения уровня (в дБ) основной гармоники тонального шума изолированного винта, полученные с использованием различных контрольных поверхностей: (а) — FWH1; (б) — FWH2; (в) — FWH3; (г) — FWH4.

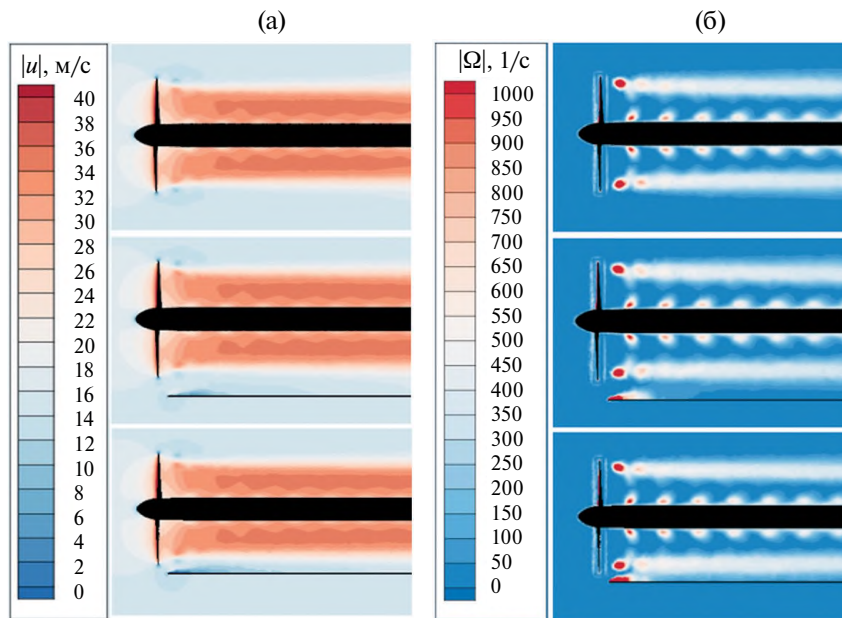


Рис. 15. (а) — Сравнение мгновенных полей продольной скорости и (б) — модуля завихренности для одиночного винта и винта с пластиной при $\Delta y = \Delta x$ и $\Delta y = 2\Delta x$ (сверху вниз).

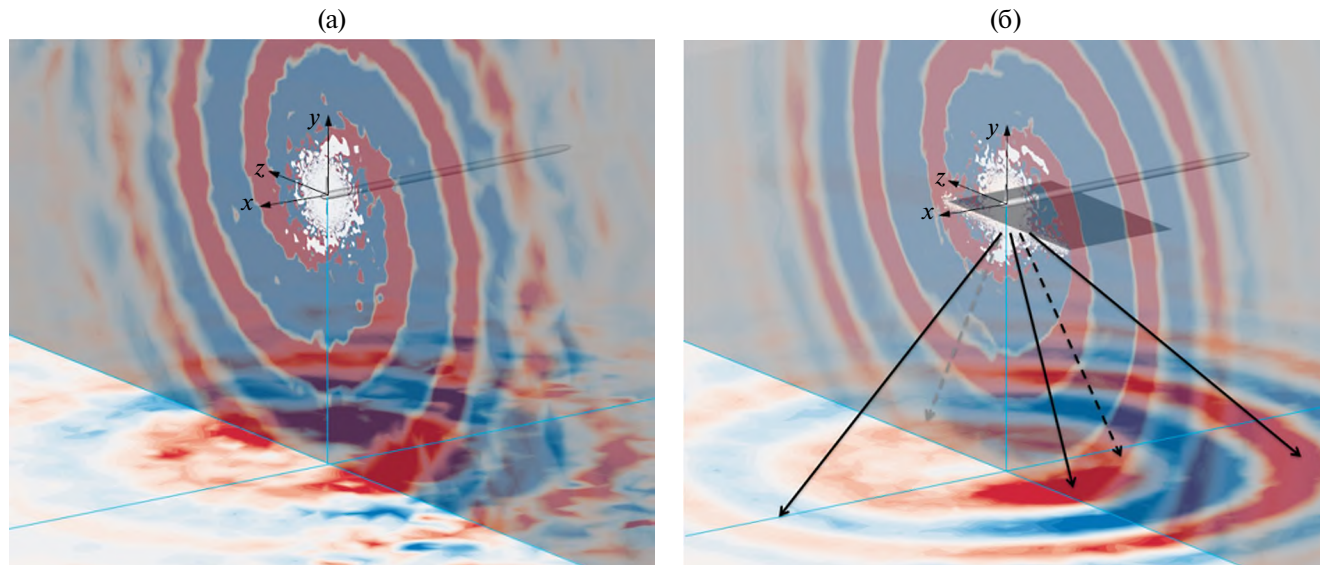


Рис. 16. Мгновенные поля $\text{div } \mathbf{V}$: (а) — изолированный винт; (б) — винт с пластиной $\Delta y = \Delta x$, сплошными стрелками показаны направления усиления шума, пунктирными — ослабления шума по сравнению с изолированным винтом.

т.е. оно иллюстрирует распределение акустических пульсаций. Поскольку во внешней области сетка достаточно быстро разрежается, поле $\text{div } \mathbf{V}$ пригодно лишь для качественного анализа структуры излучения. Типичные мгновенные картины такого поля в плоскости винта $x = 0$ и в плоскости наблюдения $y = -2$ м показаны на рис. 16 для случаев с пластиной и без нее для одинаковых угловых положений винта. Видно, что винт (рис. 16а), как уже отмечалось выше, является мощным источником тонального шума на частоте, соответствующей частоте следования лопастей: в азимутальном направлении поле имеет

выраженную спиральную структуру с периодом 180° . Максимальное излучение имеет место в направлении несколько вниз по потоку от плоскости винта. При наличии пластины хорошо видны эффекты интерференции прямого сигнала от винта и поле от рассеяния возмущений на пластине. Поле излучения становится асимметричным. Основным эффектом является усиление излучения шума преимущественно в зону $z < 0$. Характерные направления усиления и ослабления шума по сравнению со случаем изолированного винта показаны на рис. 16б.

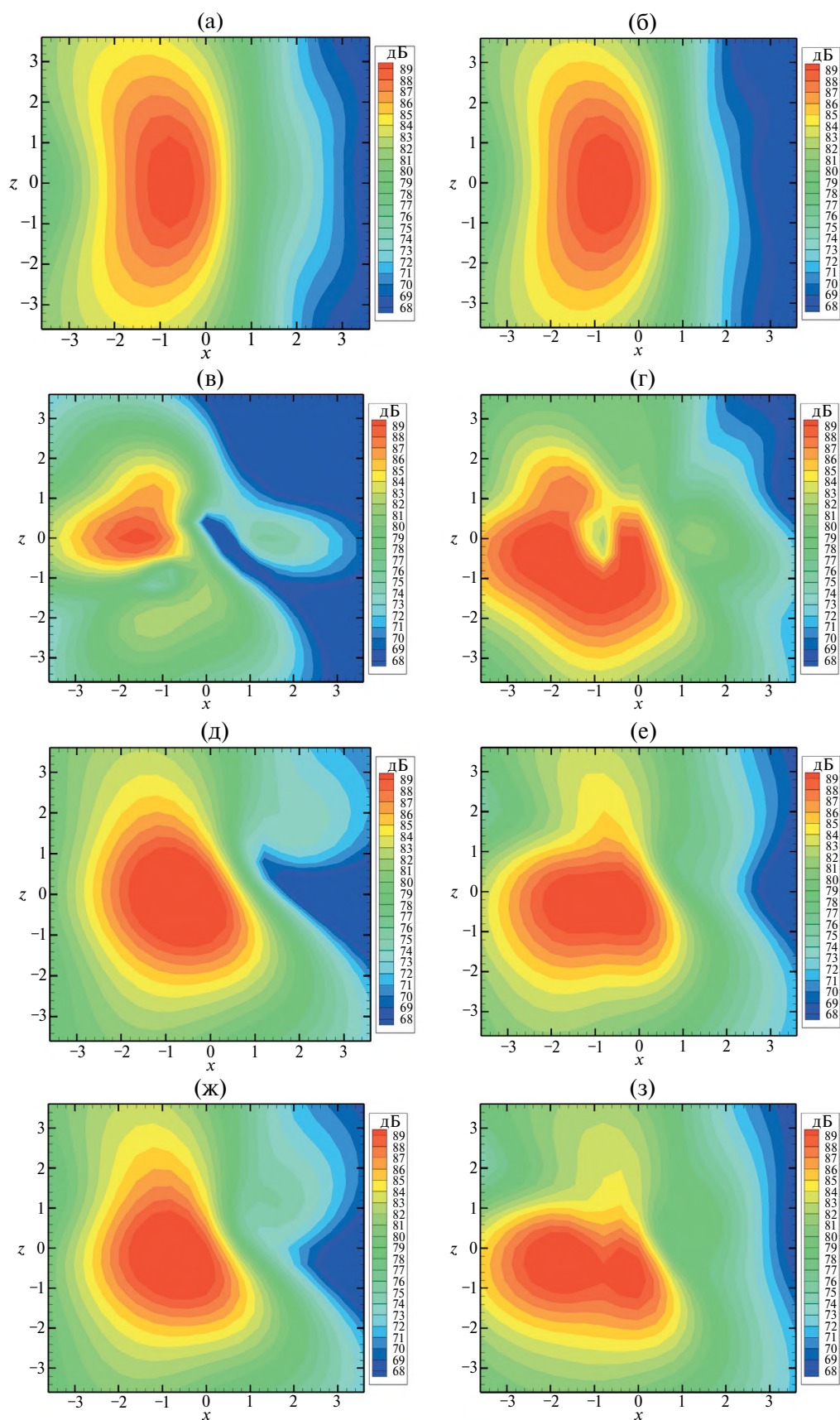


Рис. 17. Распределения уровня основной гармоники тонального шума (а) — изолированного винта и винта с пластиной ($\Delta y = \Delta x$): (б) — FWH1; (в) — FWH2; (г) — FWH1 и FWH2; (д) — FWH3; (е) — FWH4; (ж) — FWH5; (з) — FWH6.

Проведем далее более детальный количественный анализ структуры звукового поля на плоскости наблюдения для наиболее близкого расположения винта и пластины $\Delta y = \Delta x$. На рис. 17 приведены результаты для изолированного винта (рис. 17а) и винта с пластиной (рис. 17б–17з), полученные с использованием различных контрольных поверхностей. Как видно из сравнения рис. 17а и рис. 17б, расчет по поверхности FWH1, охватывающей винт и не охватывающей пластину, дает достаточно точную оценку шума винта даже в случае наличия пластины, что является следствием слабого влияния пластины на аэродинамические характеристики винта. На рис. 17в показан результат расчета звукового поля от пластины (поверхность FWH2). В силу линейности задачи суммарный шум системы “винт-пластина” складывается из суммы звукового излучения винта и пластины — соответствующий результат приведен на рис. 17г. Как видно, результирующее звуковое поле оказывается существенно асимметричным, что качественно согласуется с результатами теоретической оценки, приведенной в разделе 1. Однако наблюдается достаточно сильное количественное различие между упрощенной моделью и расчетом. Так, в расчете структура звукового поля при наличии пластины оказывается существенно более сложной: можно видеть две зоны максимума шума при $x \approx -2$ м, $z \approx -0.5$ м и при $x \approx 0$ м, $z \approx -1$ м. Причин такого расхождения может быть несколько: конечность размеров пластины и существенный вклад задней и боковых кромок, упрощенный характер модели шума винта (без учета шума вытеснения и реального распределения нагрузки по лопасти), отсутствие в теоретической модели набегающего потока. Так, эффекты неучета шума вытеснения и набегающего потока видны уже при сравнении шума изолированного винта, полученного по упрощенной модели (рис. 2а) и в рамках численного моделирования (рис. 17а, 17б). Соответственно, при отличии в исходных источниках шума, будут наблюдаться и отличия в рассеянном поле.

Для более глубокого анализа полезно оценить вклады различных источников. На рис. 17е и 17з приведены результаты оценки шума с использованием контрольных поверхностей FWH4 и FWH6, охватывающих винт и часть пластины, не включая ее боковые кромки. Видно, что при этом при увеличении ширины FWH-поверхности звуковое поле становится ближе к полному полю, изображенному на рис. 17г. Это указывает на то, что вклад боковых кромок пластины в общий шум сравнительно невелик. На рис. 17д и 17ж показаны результаты для контрольных поверхностей FWH3 и FWH5, включающих в себя винт и часть передней кромки пластины. Видно, что при увеличении ширины FWH-поверхности звуковое поле изменяется достаточно слабо и заметно отличается от полного

поля и от поля, полученного по FWH4 и FWH6 (рис. 17г, 17е, 17з). При этом по своей структуре оно ближе к полю, полученному в теоретической оценке (рис. 2в), в которой учитывалось только взаимодействие винта с передней кромкой пластины. Таким образом, для рассматриваемой плоской пластины существенны вклады и передней, и задней кромок.

Явно выделить излучение, приходящее от передней кромки, можно с использованием FWH-поверхности, совпадающей с пластиной (FWH2), оставив в поверхностном интеграле только вклад зоны вблизи передней кромки. На рис. 18а приведен результат такой оценки: из FWH2 брался только участок, соответствующий передней трети пластины ($x > -0.3$ м). Видно, что излучение от передней кромки существенно асимметрично с доминированием излучения в зоне $z < 0$. Именно оно, при сфазированном сложении с прямым шумом винта, смещает максимум шума в область $z < 0$, что соответствует теоретической модели (рис. 18б). Отметим сходство полей, изображенных на рис. 17д, 17ж и 18б, рассчитанных по различным контрольным поверхностям, включающим винт и переднюю кромку пластины (частично или полностью). Данный результат подтверждает, во-первых, линейность задачи, а во-вторых, указывает на то, что источник шума в зоне передней кромки достаточно локализован по размаху, что также соответствует теоретической модели (рис. 3).

Результаты расчетов для случая расположения пластины $\Delta y = 2\Delta x$ в целом аналогичны описанному выше с той лишь разницей, что шум взаимодействия несколько ослабевает (рис. 19). Отметим, что максимальные уровни шума для обоих расположений пластины изменяются слабо (в пределах 1 дБ), и влияние пластины, главным образом, сводится к перераспределению интенсивности излучения по пространству (рис. 17г, 18б и 19), что также находится в качественном согласии с теоретической моделью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках упрощенной теоретической модели шума нагрузки винта и его экранирования полуплоскостью, а также с помощью численного моделирования взаимодействия винта с плоской конечной пластиной показано, что при близком расположении винта и рассеивающей поверхности проявляется существенная боковая асимметрия излучения тонального шума винта в дальнем поле: в боковом направлении (азимутальный угол $\pm 45^\circ$ от вертикали) различие уровней шума в симметричных точках может превышать 3 дБ. Механизм данного эффекта связан со сфазированным суммированием звукового поля, излучаемого непосредственно винтом, и вторичного звукового поля,

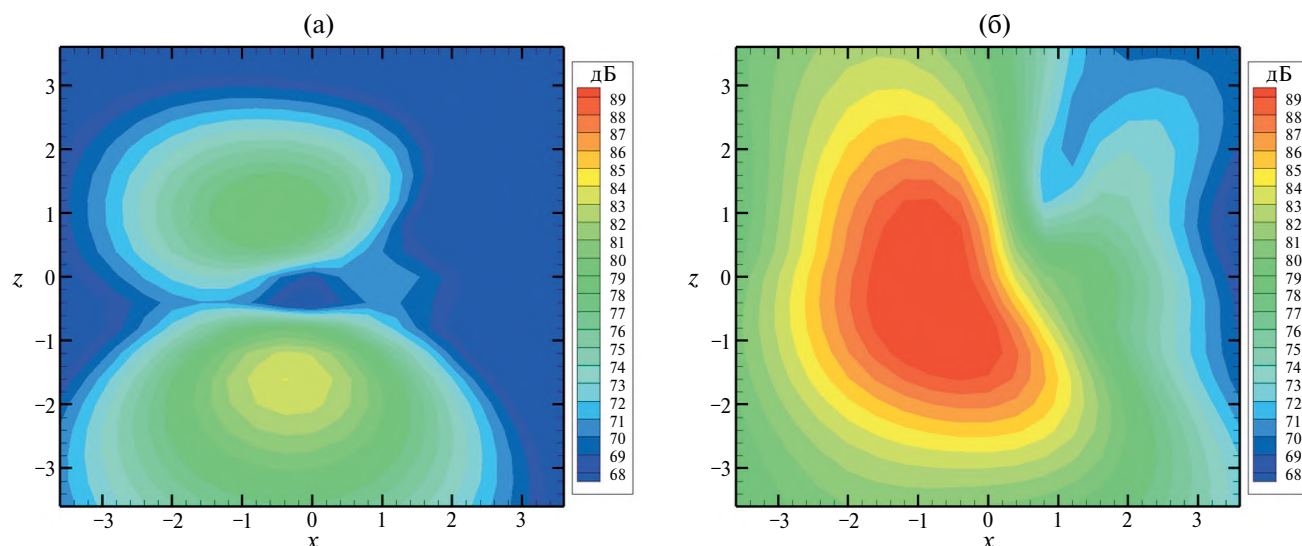


Рис. 18. (а) — Вклад излучения от зоны передней кромки пластины; (б) — суммарное звуковое поле от винта и от зоны передней кромки пластины ($\Delta y = \Delta x$).

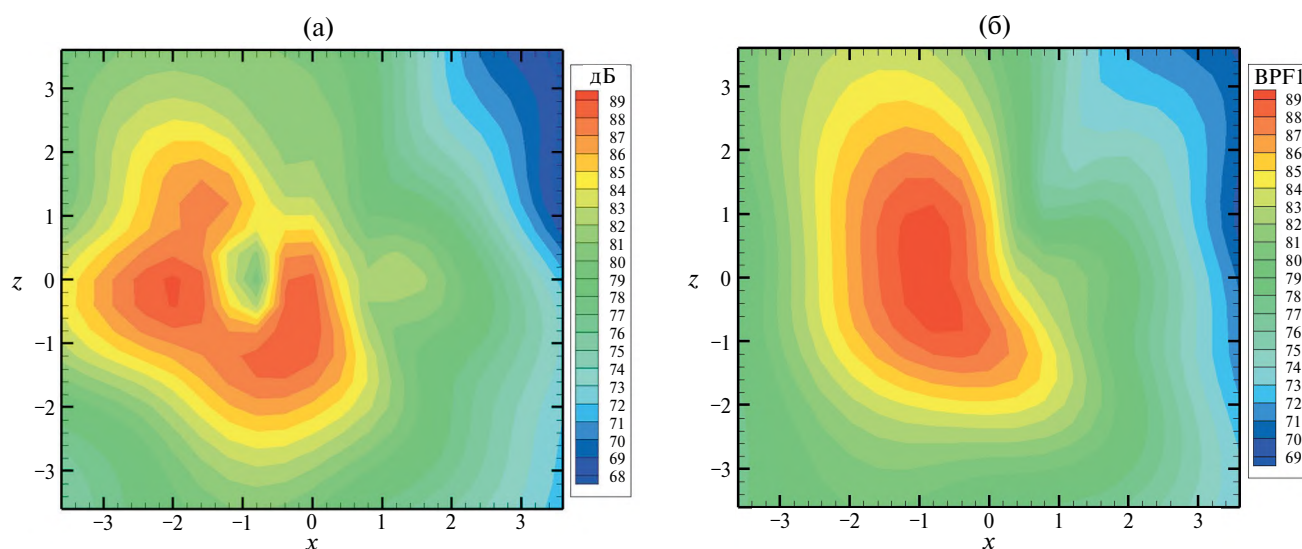


Рис. 19. (а) — Суммарное поле от винта и от пластины; (б) — суммарное поле от винта и от зоны передней кромки пластины ($\Delta y = 2\Delta x$).

генерируемого на поверхности крыла из-за рассеяния возмущений (преимущественно — гидродинамических), создаваемых винтом на передней кромке крыла. Кроме этого, в зонах частичной тени боковой асимметрией обладает непосредственно генерируемое винтом звуковое поле.

Таким образом, проведенное исследование продемонстрировало, что наличие боковой асимметрии диаграммы направленности излучения шума, присущее винтовым самолетам, является следствием взаимодействия винтов и близкорасположенных крыльев.

Значительное отличие звукового поля свободного винта от поля винта в компоновке с крылом указывает на то, что при оценке шума на местности

учет эффектов взаимодействия винта и планера самолета является принципиально важным для получения корректных количественных результатов. Проведение таких оценок может быть основано на лабораторных экспериментах, применении методов численного моделирования, развитии подходящих теоретических моделей или на сочетании указанных подходов, включая летные испытания [27] с применением современных методов локализации сложных источников шума [28, 29]. Заметим, что отклонение диаграммы направленности излучения в боковом направлении приводит к некоторой неоднозначности общей шумности винтовых самолетов, регистрируемой при сертификационных

испытаниях согласно современной процедуре ИКАО [1] (под траекторией полета).

Проведенное в настоящей работе исследование закладывает основу для процедуры оптимизации расположения винта по отношению к крылу самолета с целью снижения шума на местности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Международные стандарты и Рекомендуемая практика. Приложение 16 к Конвенции о международной гражданской авиации. Охрана окружающей среды. Том 1. Авиационный шум. Изд. 7, 2014 г.
2. *Serrano J.R., Tiseira A.O., García-Cuevas L.M., Varela P.* Computational Study of the Propeller Position Effects in Wing-Mounted, Distributed Electric Propulsion with Boundary Layer Ingestion in a 25 kg Remotely Piloted Aircraft // *Drones* 2021–2021, V. 5. No. 3. P. 56. <https://doi.org/10.3390/drones5030056>
3. *Carley M.* Shielding of rotor noise by plates and wings // *Acta Acustica*. 2022. V. 6. No 27.
4. *Hanson L., Baskaran K., Zang B., Azarpeyvand M.* Acoustic Shielding and Scattering Effects of a Propeller Mounted Above a Flat Plate // *Proc.: Internoise 2022*. Institute of Noise Control Engineering, 2022.
5. *Roger M., Acevedo-Giraldo D., Jacob M.C.* Acoustic versus aerodynamic installation effects on a generic propeller-driven flying architecture // *Int. J. Aeroacoustics*. 2022. V. 21(5–7). P. 585–609.
6. *Hanson L., Baskaran K., Zang B., Azarpeyvand M.* Aeroacoustic Interactions of a Trailing Edge Mounted Propeller and Flat Plate // In 28th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2022, AIAA 2022–2937.
7. *Chaitanya P., Cho M., Palleja-Cabre S., Akiwate D.C., Joseph P., Westcott O., Ferraro M.* Aeroacoustics source mechanisms of fixed-wing VTOL configuration // In AIAA AVIATION2023 Forum, AIAA 2023–3356
8. *Acevedo-Giraldo D., Roger M., Jacob M.C.* Experimental Study of the Aerodynamic Noise of a Pair of Pusher-Propellers Installed Over a Wing // In AIAA AVIATION2023 Forum, AIAA 2023–3359.
9. *Ostrikov N.N., Denisov S.L.* Airframe Shielding of Noncompact Aviation Noise Sources: Theory and Experiment // *AIAA Paper* 2015–2691, June 2015.
10. *Денисов С.Л., Копьев В.Ф., Остриков Н.Н., Фараносов Г.А., Чернышев С.А.* Использование корреляционной модели случайных квадрупольных источников для расчета эффективности экранирования шума турбулентной струи на основе геометрической теории дифракции // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 5. С. 540–555.
11. *Денисов С.Л., Остриков Н.Н., Панкратов И.В.* Исследование возможности замены планера самолета интегральной компоновки на плоский полигональный экран для оценки эффективности экранирования шума двигателей на основе геометрической теории дифракции // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 6. С. 622–631.
12. *Денисов С.Л., Остриков Н.Н., Гранич В.Ю.* Проблемы снижения шума авиационных силовых установок с помощью эффекта экранирования // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 3. С. 298–302.
13. *Беляев И.В., Копьев В.Ф., Титарев В.А.* Разработка нового подхода к расчету шума винтов с использованием суперкомпьютеров // *Ученые записки ЦАГИ*. 2014. Т. XLV. № 2. С. 78–106.
14. *Титарев В.А., Фараносов Г.А., Чернышев С.А., Батраков А.С.* Численное моделирование влияния взаимного расположения винта и пилона на шум турбовинтового самолета // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 6. С. 722–736.
15. *Лазарев Л.А., Титарев В.А., Голубев А.Ю.* Оптимизация силового набора подкрепленной оболочки под действием акустического поля винта // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 3. С. 323–329.
16. *Фелсен Л., Маркувиц И.* Излучение и рассеяние волн. М: Издательство “Мир”, 1978. Т. 2. 555 с.
17. *Бычков О.П., Фараносов Г.А.* Анализ взаимной связи модовой структуры пульсаций ближнего поля струи и шума взаимодействия струи и крыла // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 1. С. 34–45.
18. *Бычков О.П., Фараносов Г.А.* Валидация двухточечной модели шума взаимодействия струи и крыла для реалистичной конфигурации // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 2. С. 146–154.
19. *Hirt C.W., Amsden A.A., Cook J.L.* An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds // *J. Comput. Phys.* 1974. V. 14. P. 227–253.
20. *Gaburro E., Dumbser M., Castro M.J.* Direct Arbitrary-Lagrangian-Eulerian finite volume schemes on moving nonconforming unstructured meshes // *Comput. and Fluid.* 2017. V. 159. P. 254–275.
21. *Dumbser M., Käser M., Titarev V.A., Toro E.F.* Quadrature-free non-oscillatory finite volume schemes on unstructured meshes for nonlinear hyperbolic systems // *J. Computational Physics*. 2007. V. 221. № 2. P. 693–723.
22. *Toro E.F., Spruce M., Speares W.* Restoration of the contact surface in the Harten-Lax-van Leer Riemann solver // *J. Shock Waves*. 1994. V. 4. P. 25–34.
23. *Jameson A.* Time-Dependent Calculations Using Multigrid, with Application to Unsteady Flows past Airfoils and Wings // *AIAA paper* 91–1596, 1991.
24. *Yoon S., Jameson A.* Lower-upper Symmetric-Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations // *AIAA J.* 1988. V. 26(9). P. 1025–1026.
25. *Men'shov I.S., Nakamura Y.* On implicit Godunov's method with exactly linearized numerical flux // *Computers and Fluids*. 2000. V. 29(6). P. 595–616.
26. *Najafi-Yazdi A., Bres G.A., Mongeau L.* An Acoustic Analogy Formulation for Moving Sources in Uniformly Moving Media // *Proc. Royal Soc. A*. 2011. V. 467. P. 144–165.
27. *Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф., Величко С.А., Беляев И.В.* Локализация и ранжирование источников шума самолета в летных испытаниях и сравнение с акустическими измерениями крупномасштабной модели крыла // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 2. С. 165–176.

28. Демьянов М.А. Корреляционный метод идентификации акустических источников с помощью микрофонных измерений // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 6. С. 638–646.
29. Копьев В.Ф., Еришов В.В., Храпцов И.В., Кустов О.Ю. Повышение точности локализации дипольных источников звука с помощью плоских микрофонных антенн // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 2. С. 191–206.

On the Mechanism of Lateral Asymmetry of Noise Emission from a Propeller Installed Near a Wing

V. F. Kopyev^{a,*}, N. N. Ostrikov^a, G. A. Faranosov^a, V. A. Titarev^{a,b},
S. L. Denisov^a, R. V. Akinshin^a

^a Central Aerohydrodynamic Institute, Moscow Research Branch, Moscow, Russia

^b Federal Research Center Computer Science and Control of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

* e-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

The effect of lateral asymmetry in the radiation pattern of a propeller installed near the wing is studied. Within the framework of a simplified theoretical model of the propeller loading noise and its shielding by a half-plane, as well as using numerical modeling of the interaction of the propeller with a flat finite plate, it is shown that when the propeller and the scattering surface are close to each other, a significant lateral asymmetry of the propeller tonal noise emission in the far field appears. The mechanism of this effect, which accompanies the symmetrical sound directivity of the propeller itself and the symmetry of the scatterer (wing), is associated with the phased summation of the sound field emitted directly by the propeller and the secondary sound field generated on the surface of the wing due to the scattering of disturbances (mainly hydrodynamic) created by the propeller on the leading edge of the wing. Thus, the study demonstrated that the presence of lateral asymmetry in the noise radiation pattern inherent in propeller-driven aircraft is a consequence of the interaction of the propellers and closely spaced wings.

Keywords: propeller noise, propeller and wing interaction, azimuthal asymmetry of radiation, Gerbera software package

УДК 534.83

ВАЛИДАЦИЯ КВАДРУПОЛЬНОЙ МОДЕЛИ ЗВУКОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МНОГОМИКРОФОННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

© 2024 г. В. Ф. Копьев^{а,*}, С. А. Чернышев^а, Г. А. Фараносов^а, А. А. Коробов^б

^аФАУ “ЦАГИ”, ул. Радио 17, Москва, 105005 Россия

^бНИТУ МИСИС, Ленинский проспект 4, стр. 1, Москва, 119049, Россия

*e-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

Поступила в редакцию 27.06.2024 г.

После доработки 27.06.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Разработана низкоуровневая модель квадрупольных источников звука в турбулентной струе в рамках метода акустической аналогии. Для оценки параметров модели и ее валидации используются многомикрофонные акустические измерения звукового излучения струи. На основе измерений, проведенных в различных зонах звукового поля, сделаны оценки размера эффективной области локализации звуковых источников и определены границы зоны доминирования квадрупольного звукового излучения над псевдозвуковыми пульсациями. Предложенная модель может быть использована в практических оценках спектральных и корреляционных характеристик дальнего и ближнего звукового поля струи.

Ключевые слова: турбулентная струя, генерация шума, акустическая аналогия, распространение звука, квадрупольные источники

DOI: 10.31857/S0320791924050061, **EDN:** XBQNGA

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе проводится исследование акустического излучения турбулентной струи в рамках концепции мелкомасштабных источников шума. В работах этого направления стандартным подходом является метод акустических аналогий, основанный на разделении механизмов генерации и распространения звуковых возмущений [1]. При этом исходные уравнения движения сплошной среды преобразуются к уравнениям, левая часть которых представляет собой линейный оператор распространения, а правая часть трактуется как случайный звуковой источник, для описания которого можно использовать экспериментальные данные или полумпирическое моделирование. Удобство акустических аналогий проявляется при использовании моделей звуковых источников, основанных на физически обоснованных предположениях об их структуре и динамике, что, несмотря на определенную эмпирику, позволяет получать результаты далеко за пределами исходных упрощенных предположений.

В рамках метода акустических аналогий существуют различные модели звукового излучения струи, которые отличаются выбором основных

переменных, мультипольностью звукового источника и способом разделения членов уравнений, описывающих генерацию и распространение звука [1–4]. В настоящей работе была выбрана модель, основанная на переносе всех линейных по возмущениям членов в оператор распространения, а всех нелинейных членов — в звуковой источник [5]. Такой же принцип разделения членов уравнений использовался, в частности, в акустических аналогиях Лилли [3] и Голдстейна [6]. Известно, что звуковое излучение струи, описываемое моделями такого рода, содержит в себе две качественно различные составляющие: собственный и сдвиговый шум [7–8]. При этом собственная составляющая хорошо описывает характеристики излучения, в то время как наличие сдвиговой составляющей в модели противоречит некоторым экспериментам, в частности тем, в которых проводятся измерения азимутальных гармоник в акустическом поле струи [5]. В работах [5, 9] были предложены способы преодоления этой проблемы. Один из этих способов состоит в модификации функции Грина для квадрупольного источника в сдвиговом потоке так, чтобы при моделировании звукового излучения струи учитывалась только собственная компонента

шума [5]. Обоснованием для этого является предположение о некорректности приближения среднего поля, на фоне которого моделируются звуковые источники в сдвиговом течении. Другой способ состоит в использовании таких акустических аналогий, которые не имеют вихревых степеней свободы в операторе распространения. В частности, в работе [9] была предложена акустическая аналогия с конвективным волновым уравнением в качестве оператора распространения, в которой вторичное излучение и связанная с ним сдвиговая компонента шума не возникают. Еще один способ исключения сдвиговой компоненты при моделировании генерации шума круглой струи состоит в локализации источников на внутренней границе слоя смещения. Несмотря на определенное упрощение, именно этот подход, в силу его простоты и способности надежно предсказывать звуковое поле струи, используется в настоящей работе для создания практически значимой модели шума струи.

Основные теоретические подходы, используемые в предлагаемой модели, описаны в работе [5]. В настоящей работе проводится определение параметров модели и ее валидация на основе обширной базы данных многомикрофонных акустических измерений, проведенных в акустической камере ЦАГИ. Использованы данные нескольких серий измерений, полученные на решетках микрофонов, расположенных в дальнем и ближнем поле струи, синхронных измерений на двух решетках, а также данные многомикрофонных измерений на границе акустического и псевдозвукового поля. При обработке сигналов был использован метод азимутальной декомпозиции (ADT — Azimuthal Decomposition Technique) [10, 11], который позволяет определить характеристики отдельных

азимутальных гармоник в акустическом поле струи. Этот набор данных обеспечивает богатую экспериментальную базу для анализа процессов генерации шума, валидации обсуждаемой модели излучения и определения параметров поля звуковых источников, включая амплитудные и фазовые характеристики излучения струи в дальнем и ближнем поле.

1. ИЗМЕРЕНИЯ АЗИМУТАЛЬНЫХ ГАРМОНИК В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ СТРУИ

Используемые в настоящей работе данные акустических измерений были получены методом ADT. Этот экспериментальный метод был впервые предложен в [10] специально для измерения азимутальных компонент звукового излучения аэродинамических источников шума. Схема эксперимента в заглушенной камере АК-2 ЦАГИ представлена на рис. 1.

Метод ADT основан на предварительном модальном разложении акустических сигналов, синхронно измеренных в плоскости, перпендикулярной оси струи несколькими микрофонами. Акустические сигналы на круговой решетке микрофонов представляются в виде ряда Фурье

$$p(\varphi) = a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m \cos m\varphi + b_m \sin m\varphi), \quad (1)$$

где интегралы $a_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} p(\varphi) d\varphi$,

$$a_m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} p(\varphi) \cos m\varphi d\varphi, \quad b_m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} p(\varphi) \sin m\varphi d\varphi$$

аппроксимируются суммой по точкам расположения микрофонов. С использованием результатов этих измерений оцениваются статистические

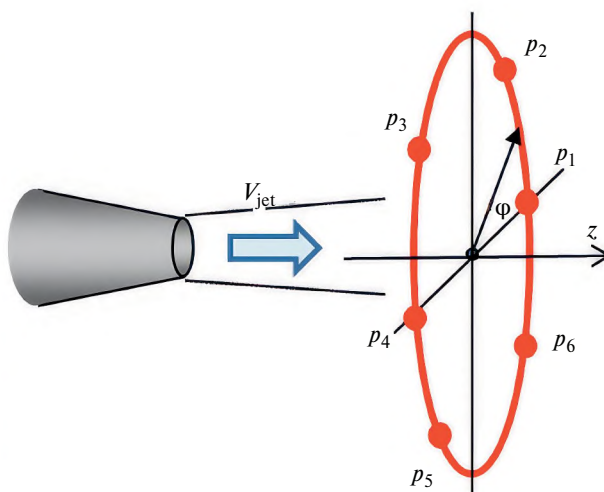
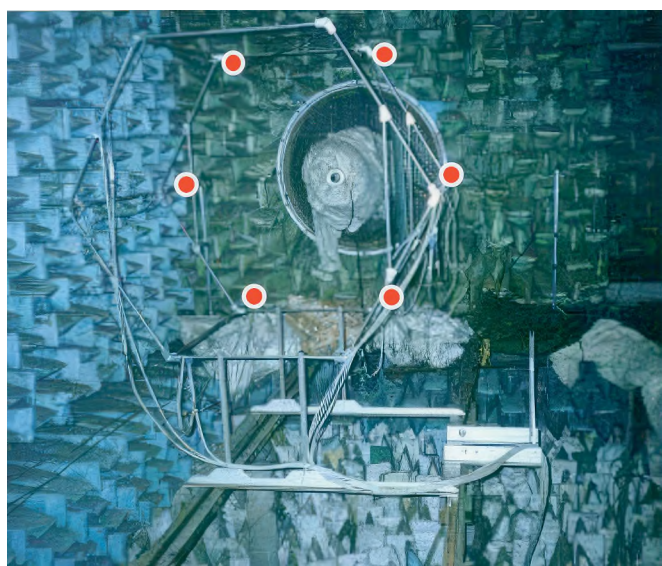


Рис. 1. Схема испытательного стенда в АК-2 с 6-микрофонной решеткой (положения микрофонов на фотографии отмечены маркерами).

характеристики коэффициентов ряда (1), т.е. определяются характеристики отдельных азимутальных гармоник в акустическом поле источника.

В настоящей работе рассматривались струи, истекающие из сопла диаметром $D = 0.04$ м. Для анализа были использованы измерения шума струй разных скоростей на 6-микрофонных решетках разного размера как в классической схеме (рис. 1, микрофоны расположены в углах правильного шестиугольника), так и в более сложных схемах. В частности, были проведены серии измерений на решетках радиуса $R = 0.75$ м и $R = 0.285$ м (рис. 2, [12]). Эти измерения позволили определить направление отдельных азимутальных гармоник в дальнем и ближнем поле.

Другая серия экспериментов состояла в синхронных измерениях на двух решетках радиуса

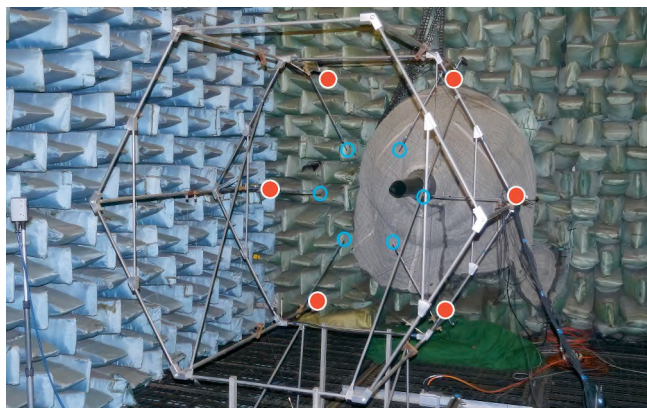


Рис. 2. Эксперимент с микрофонными решетками двух радиусов (положения микрофонов на фотографии отмечены маркерами).

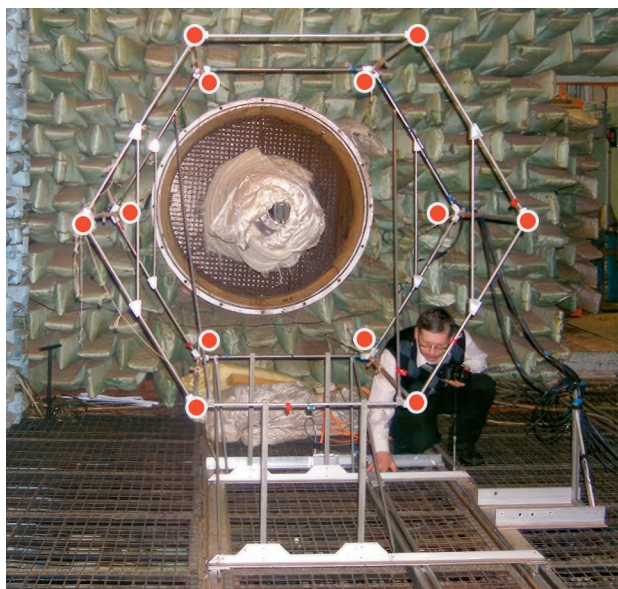


Рис. 3. Схема эксперимента с синхронным измерением звукового поля на двух решетках микрофонов.

$R = 0.75$ м, расположенных на расстоянии $\Delta z = 0.75$ м друг от друга (рис. 3) [13]. В этих измерениях определялись пространственные (по осевой координате) корреляции азимутальных гармоник звукового поля струи. Важность измерений этих величин в том, что они оказались достаточно чувствительным инструментом для оценки распределения звуковых источников вдоль оси струи.

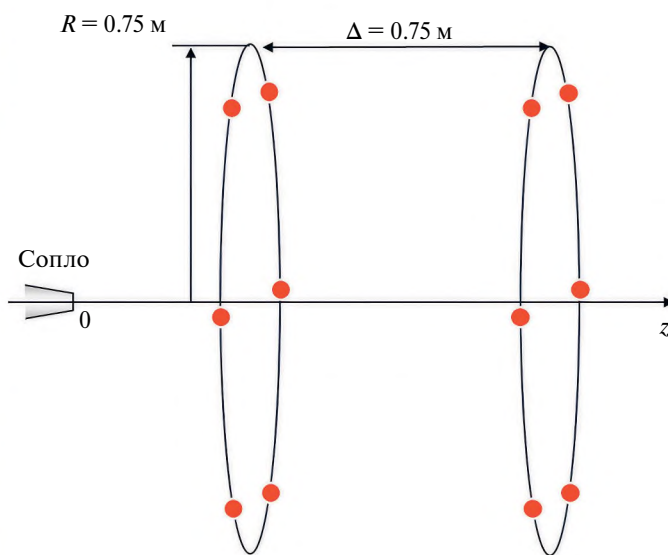
Еще одна серия измерений была проведена на границе акустического и псевдозвукового поля струи [14]. Для этого была использована система из пяти 6-микрофонных подвижных решеток, заметающих область ближнего поля от границы слоя смещения до расстояний от оси струи $\rho/D \sim 2.5$ в пределах начального участка $0.5 \leq z/D \leq 7.5$ (рис. 4). С помощью этих измерений может быть проведена оценка границы применимости модели квадрупольных источников для моделирования пульсаций давления в ближнем поле. Кроме этого, измерения в непосредственной близости от струи дают наиболее детальную информацию о распределении источников в струе.

2. МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКОВ ШУМА В СТРУЕ

Детальное описание модели источников звука, используемой в этой работе, приводится в статье [5]. Здесь мы приведем лишь основные шаги в построении модели.

Используются линеаризованные уравнения Эйлера с правой частью:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \nabla) \mathbf{v}' + (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{V}_0 + \\ + \frac{1}{\rho_0} \nabla p' = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T^{ij}}{\partial r^j} + O(M^2), \end{aligned} \quad (2a)$$



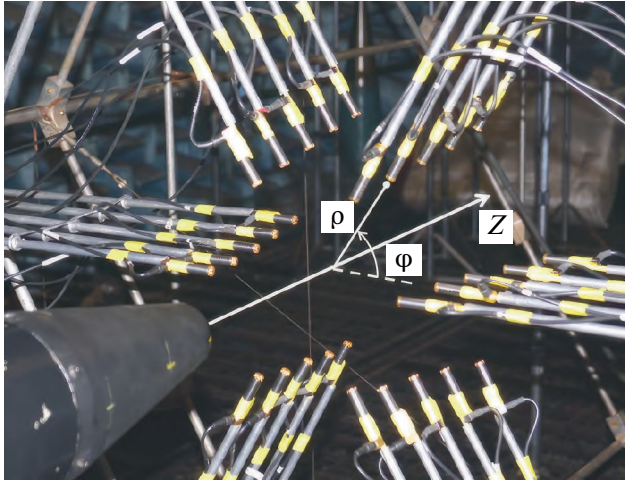
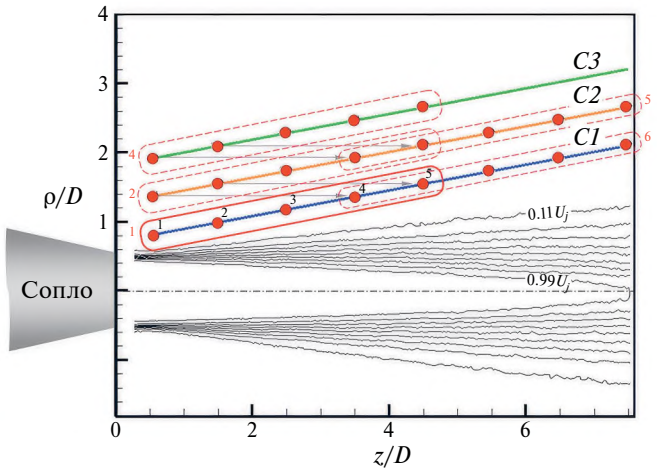


Рис. 4. Схема расположения микрофонов на ближней границе акустического поля (положения микрофонов в данной плоскости отмечены на схеме кружками).



$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \nabla) \rho' + \rho_0 \nabla \mathbf{v}' = O(M^2), \quad (2б)$$

$$\rho' = \frac{1}{c_0^2} p', \quad (2в)$$

где $\mathbf{V}_0, \rho_0, p_0$ — средние поля скорости, плотности и давления, $\mathbf{v}', \rho', p'$ — нестационарные возмущения этих переменных, c_0 — скорость звука среднего течения, $T^{ij} = \rho_0 \left(v^{i'} v^{j'} - \overline{v^{i'} v^{j'}} \right)$ — нестационарная часть тензора напряжений Рейнольдса, в которой собраны нелинейные члены исходных уравнений, M — число Маха течения струи. Предполагается изэнтропичность течения, т. е. рассматриваются только холодные струи.

В рамках метода акустических аналогий правая часть уравнений трактуется как случайное поле источников шума, характеристики которых определяются независимо от создаваемых ими возмущений. Для определения этих характеристик может использоваться как прямой метод (измерения или численные расчеты пульсаций в струе с последующим определением звукового поля), так и обратный метод (определение возможных параметров источника по измерениям звукового поля струи). В настоящей работе используется второй метод — определение источников по излучаемому полю. При этом источники звука моделируются квадрупольным случайным полем с модельной пространственно-временной корреляционной функцией, параметры которой находятся из данных измерений азимутальных гармоник звукового поля струи.

В соответствии с квадрупольным характером звукового излучения турбулентной струи плотность источников описывается симметричным тензором

второго ранга $T^{ij}(\mathbf{r}, t)$ с нулевым следом, который в общем случае записывается в виде

$$T^{ij}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^5 \xi_{(n)}(\mathbf{r}, t) D_n^{ij}, \quad (3)$$

где амплитуды $\xi_{(n)}(\mathbf{r}, t)$ представляют собой случайные поля, а D_n^{ij} — набор линейно-независимых базисных квадрупольных полей вида

$$\begin{aligned} D_1^{ij} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}, \quad D_2^{ij} = \frac{\sqrt{3}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ D_3^{ij} &= \frac{\sqrt{3}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad D_4^{ij} = \frac{\sqrt{3}}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4) \\ D_5^{ij} &= \frac{\sqrt{3}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Набор базисных квадруполей выбран таким образом, что каждый из них создает излучение на одной азимутальной гармонике. При этом коэффициенты выбраны так, что при некоррелированности и одинаковой амплитуде случайных полей $\xi_{(n)}(\mathbf{r}, t)$ суммарный источник будет изотропным. Предположение об изотропности существенно упрощает моделирование, накладывая связи на квадрупольные составляющие источников звука.

При построении функций Грина используется локально-однородное приближение. Это означает, что при вычислении звукового поля от точечного квадрупольного источника мы пренебрегаем

неоднородностью течения струи в осевом направлении, принимая локальные характеристики среднего поля в том сечении, где расположен источник. Однако, при расчете суммарного звукового поля от всей струи интеграл вычисляется по всей области источников, при этом в каждом поперечном сечении струи берется функция Грина, вычисленная именно для этого сечения. В этом приближении уравнения (2) сводятся к уравнению для Фурье-компонент возмущений давления [5]

$$\frac{\bar{\omega}^2}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{\rho}{\bar{\omega}^2} \frac{d}{d\rho} p \right) + \left(\frac{\bar{\omega}^2}{c_0^2} - \alpha^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) p = q(\rho, m, \alpha, \omega), \quad (5)$$

где цилиндрические координаты ρ, ϕ, z имеют ось z , совпадающую с осью струи, $\omega = 2\pi f$, f — частота, $\bar{\omega} = \omega - \alpha V_0(\rho)$, $V_0(\rho)$ — z -компонента средней скорости, α — волновое число. Моделируемый источник $q(\mathbf{r}, \omega)$ определяется компонентами плотности квадрупольного источника (3).

Функции Грина этой задачи, которые мы определяем как решение задачи для точечного квадрупольного источника вида $T^{ij} = D_n^{ij} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) \exp(-i\omega t)$, были получены в работе [5] для квадрупольного источника внутри слоя смещения при условии тонкости этого слоя. В настоящей работе мы сносим источники на внешнюю границу потенциального ядра струи, где скорость постоянна. Несмотря на то, что мы пренебрегаем распределением источников по радиальной координате, снося их из области сдвигового слоя на его внутреннюю границу, в этом случае удастся исключить сдвиговую составляющую в функции Грина, что лучше соответствует физической картине излучения. Мы пренебрегаем также временной корреляцией источников, полагая масштаб корреляции малым. Это компенсирует избыточную рефракцию источников за счет их смещения на внутреннюю границу слоя смещения меньшим влиянием конвекции.

В принятых предположениях функция Грина квадрупольного источника имеет вид:

$$G_{(n)m}(\rho, \rho_s, \phi_s, z, z_s, \omega) = - \int \frac{1}{2} \frac{k^2 F_{(n)m}(\alpha, \omega)}{\omega - \alpha V_{\text{jet}}} \times H_m^{(1)}(i\gamma\rho) \exp(i\alpha(z - z_s) - im\phi_s) d\alpha, \quad (6)$$

где $H_m^{(1)}$ — функция Ганкеля порядка m , $V_{\text{jet}}(z_s)$ — скорость струи, $\gamma = \sqrt{\alpha^2 - k^2}$, $k = \omega/c_0$, n — номер базисного квадрупольного, $F_{(n)m}$ — функции, определяющие направленность излучения n -ого квадрупольного:

$$F_{(1)m} = \frac{1}{4\pi^2 k^2 \beta \rho_s A_m} \left(3\alpha^2 - \frac{\bar{\omega}^2}{c^2} \right) J_m(i\beta\rho_s), \quad (7)$$

$$F_{(2)m} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{\pi^2 k^2 \beta \rho_s^3 A_m} \alpha \rho_s \beta \rho_s J'_m(i\beta\rho_s),$$

$$F_{(3)m} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{\pi^2 k^2 \beta \rho_s^3 A_m} m \alpha \rho_s J_m(i\beta\rho_s),$$

$$F_{(4)m} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{\pi^2 k^2 \beta \rho_s^3 A_m} \times \left(\left(\frac{\rho_s^2}{2} \left(\frac{\bar{\omega}^2}{c^2} - \alpha^2 \right) - m^2 \right) J_m(i\beta\rho_s) + i\beta\rho_s J'_m(i\beta\rho_s) \right),$$

$$F_{(5)m} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{\pi^2 k^2 \beta \rho_s^3 A_m} im \left(-J_m(i\beta\rho_s) + i\beta\rho_s J'_m(i\beta\rho_s) \right),$$

$$\text{где } A_m = \frac{\bar{\omega}^2}{\omega^2} \frac{\gamma}{\beta} H_m^{(1)'}(i\gamma\rho_s) J_m(i\beta\rho_s) - H_m^{(1)}(i\gamma\rho_s) J'_m(i\beta\rho_s),$$

$$\rho_s = D/2, \beta = \sqrt{\alpha^2 - (k - M_{\text{jet}}\alpha)^2}, M_{\text{jet}} = V_{\text{jet}}/c_0.$$

Для определения спектральных характеристик звукового поля используется двойная свертка функций Грина с пространственно-временными корреляционными функциями поля источников. В частности, в дальнейшем поле интегралы по волновому числу вычисляются методом перевала, и окончательное выражение для спектральной плотности звукового излучения приобретает вид:

$$S_{\rho m}(\rho, z, \omega) = 2\pi \sum_{n=1}^5 \int \frac{1}{r^2 c_0^4} \frac{|F_{(n)m}(k \cos \theta, \omega)|^2}{(1 - M \cos \theta)^2} \times \omega^2 A_{(n)}(z_s, \omega) dz_s, \quad (8)$$

где $r = \sqrt{\rho^2 + (z - z_s)^2}$, $\theta = \arccos \left(\frac{z - z_s}{r} \right)$, $M = V_{\text{jet}}/c_0$, $A_{(n)}(z_s, \omega)$ — спектральная плотность мощности n -ого квадрупольного источника

3. НАПРАВЛЕННОСТЬ АЗИМУТАЛЬНЫХ ГАРМОНИК В ДАЛЬНЕМ ПОЛЕ

Для определения мощности квадрупольных источников в струе и соотношения амплитуд между различными квадрупольными компонентами были использованы данные 6-микрофонной решетки радиуса $R = 0.85$ м (рис. 1). С помощью метода азимутальной декомпозиции (ADT) получены спектральные характеристики отдельных азимутальных гармоник в дальнем акустическом поле струи.

Сравнение модели с данными измерений представлено на рис. 5–8, где приведены спектральные плотности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$

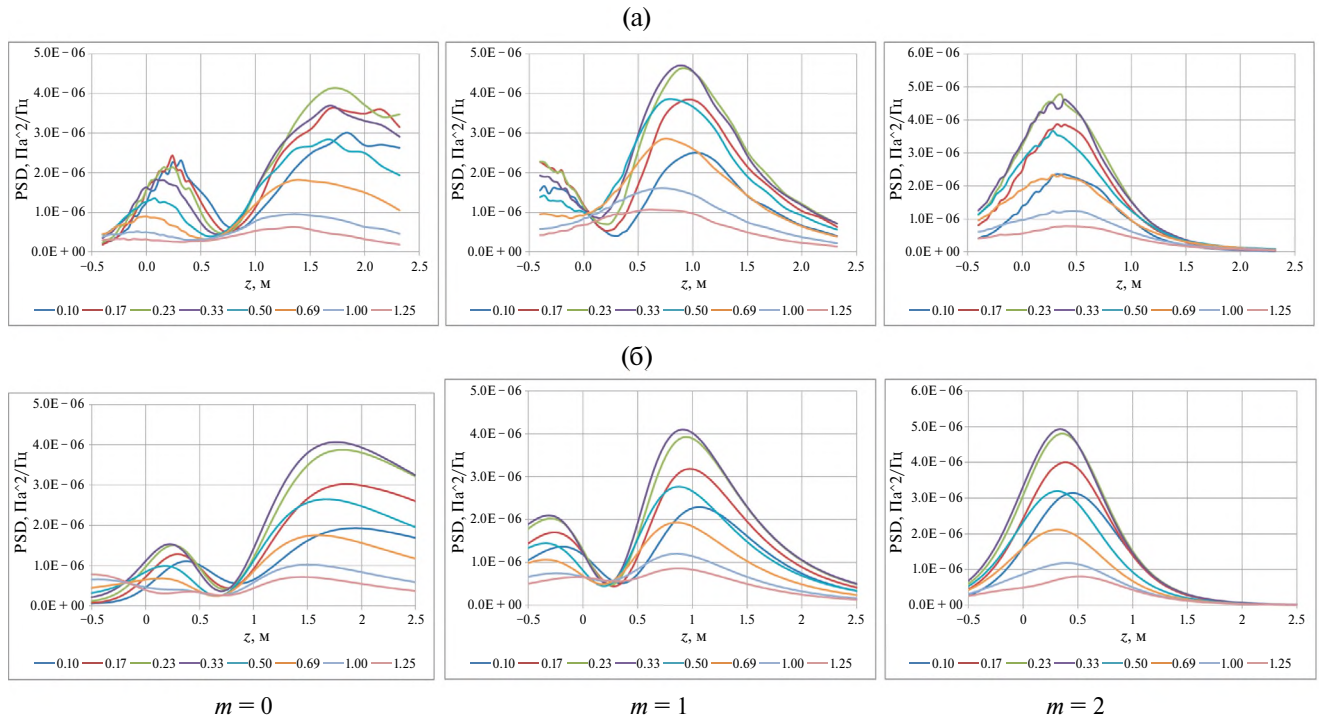


Рис. 5. Направленности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла для различных частот в диапазоне $0.10 < St < 1.25$, $V_{jet} = 120$ м/с: (а) — эксперимент, (б) — модель.

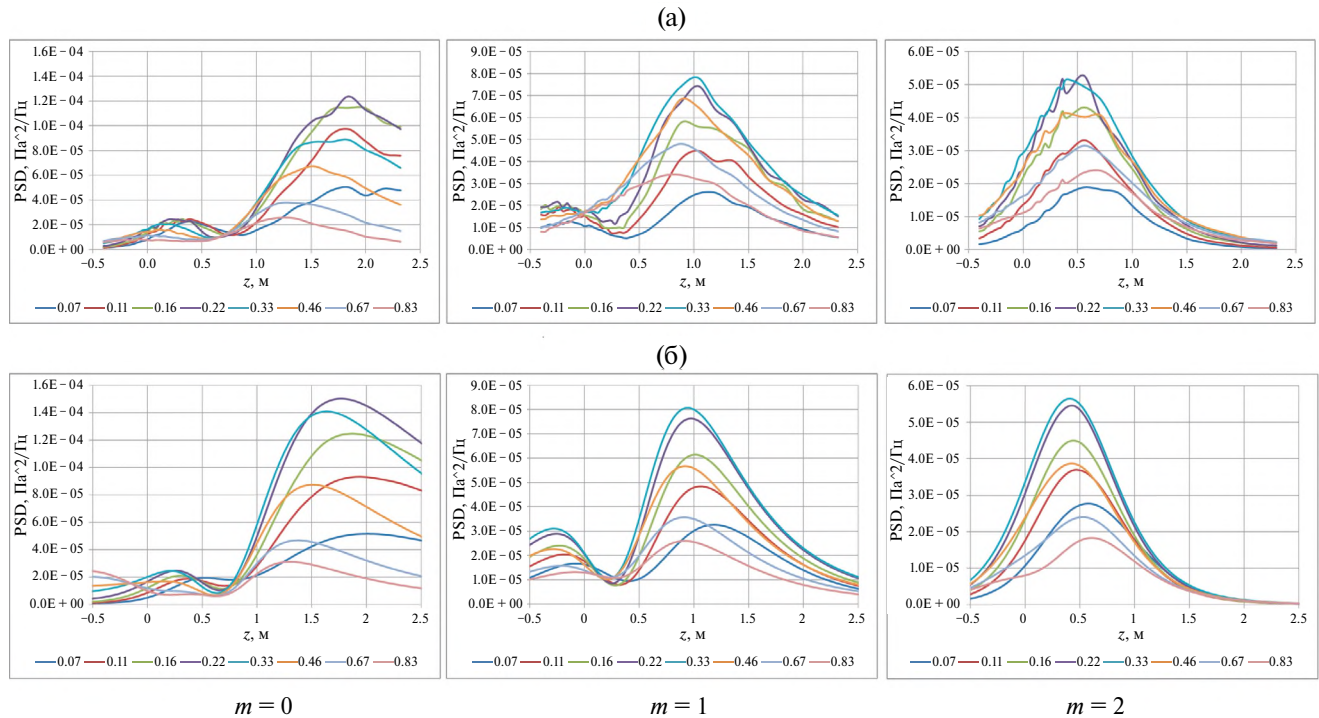


Рис. 6. Направленности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла для различных частот в диапазоне $0.07 < St < 0.83$, $V_{jet} = 180$ м/с: (а) — эксперимент, (б) — модель.

в диапазоне частот $0.04 < St < 1.25$, $St = fD/V_{jet}$, и скоростей $120 < V_{jet} < 280$ м/с.

Поскольку базисные квадрупольные (4) определены таким образом, что каждый из них дает вклад

только в одну азимутальную гармонику, сравнение модели с измерениями спектральной плотности азимутальных гармоник позволило определить суммарную мощность $A_{(n)}$ основных

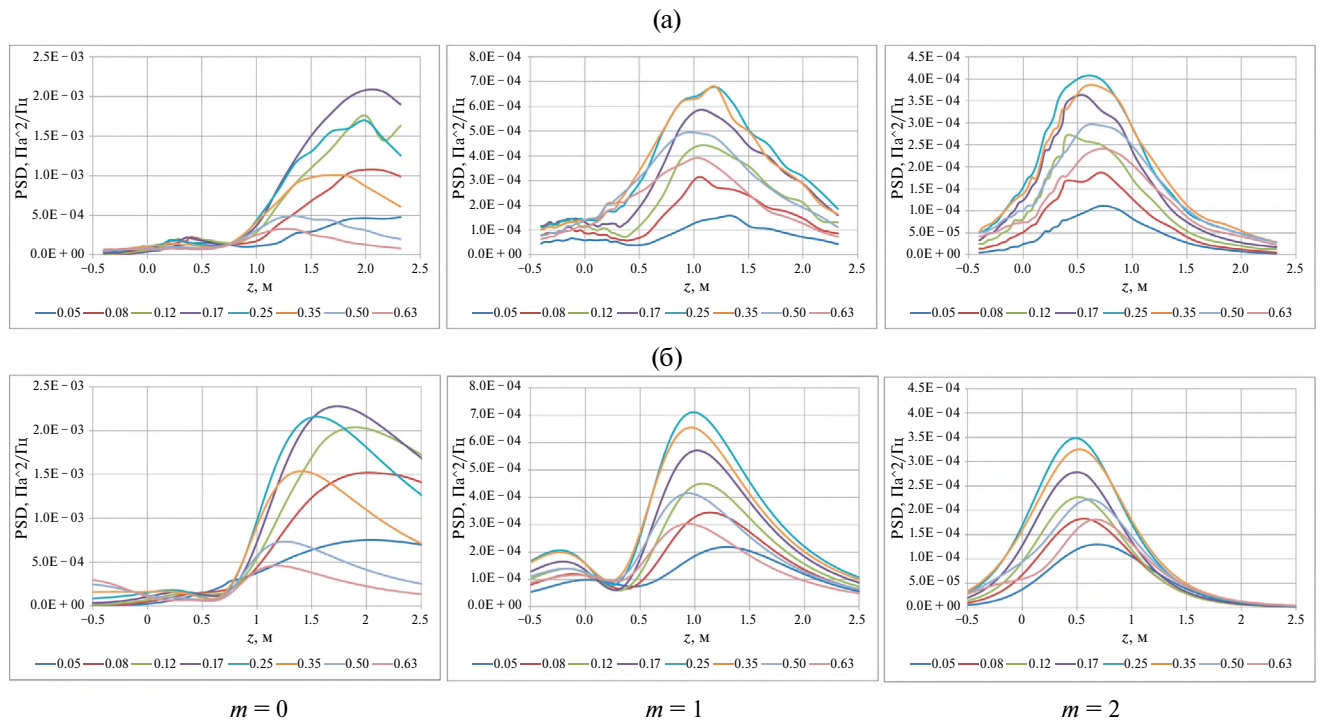


Рис. 7. Направленности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла для различных частот в диапазоне $0.05 < St < 0.63$, $V_{\text{jet}} = 240$ м/с: (а) — эксперимент, (б) — модель.

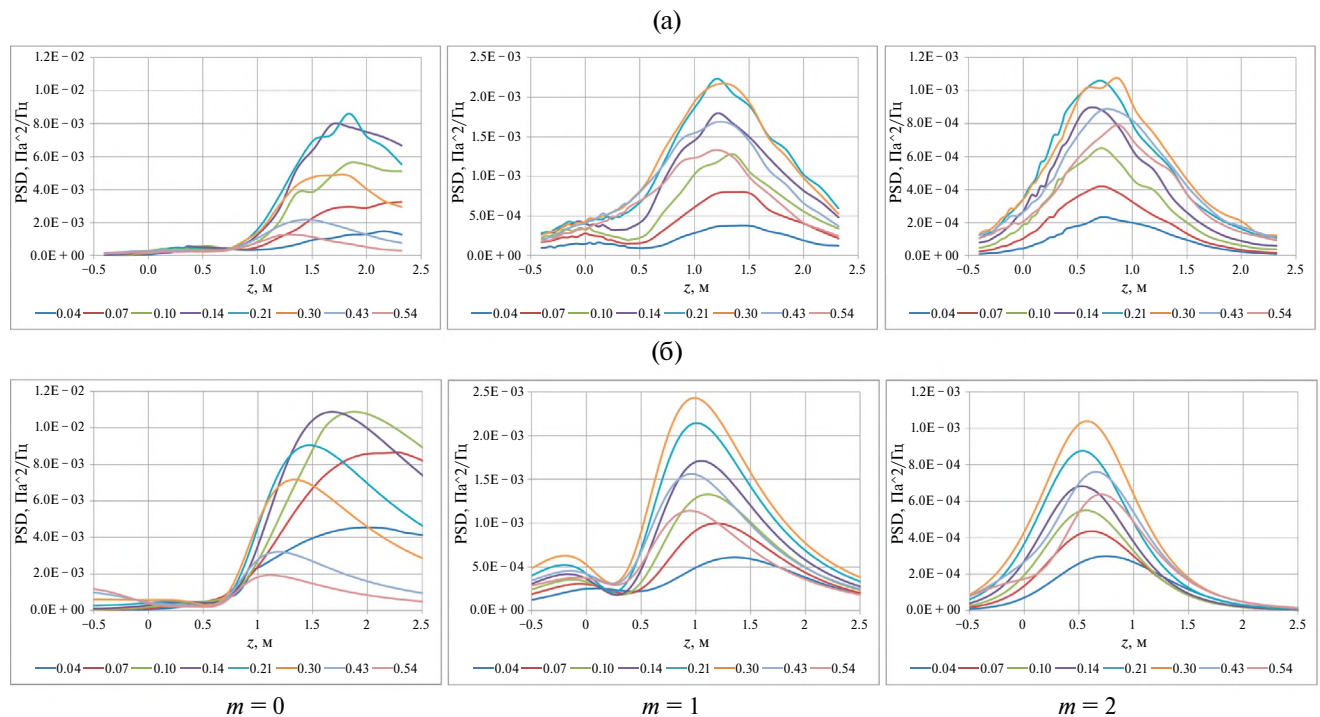


Рис. 8. Направленности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла для различных частот в диапазоне $0.04 < St < 0.54$, $V_{\text{jet}} = 280$ м/с: (а) — эксперимент, (б) — модель.

квадрупольных составляющих. Полученные результаты показывают, что величина $A_{(n)}$ масштабируется по скорости струи соотношением $A_{(n)} \sim V_{\text{jet}}^7$ для квадрупольных, ответственных за излучение

азимутальных гармоник $m = 0, 1$, и соотношением $A_{(n)} \sim V_{\text{jet}}^6$ для квадрупольных, ответственных за излучение азимутальной гармоники $m = 2$, что говорит о существенном различии в механизме излучения

гармоники $m = 2$ по сравнению с $m = 0, 1$. При этом соотношение мощностей различных гармоник подтверждает гипотезу об изотропности квадрупольных источников при скоростях $M < 0.5$, а для больших скоростей эта гипотеза остается справедливой для первых двух гармоник, но нарушается для азимутальной гармоники $m = 2$. Зависимость суммарной мощности квадрупольных источников от частоты для всего рассмотренного диапазона скоростей удовлетворительно описывается универсальной зависимостью от числа Струхала

$$\begin{aligned} A_{(n)} &\sim \left(\frac{0.3}{St}\right)^{-0.6}, \quad St < 0.3, \\ A_{(n)} &\sim \left(\frac{0.3}{St}\right)^{0.9}, \quad St > 0.3. \end{aligned} \quad (9)$$

4. ОЦЕНКА РАЗБРОСА ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА ПО ОСЕВОЙ КООРДИНАТЕ

Для расширения применимости модели источников звука на область ближнего акустического поля необходимо учитывать распределение источников вдоль оси струи. С этой целью были использованы данные синхронных измерений звукового поля на двух 6-микрофонных решетках радиуса $R = 0.75$ м (рис. 3), расположенных на расстоянии $\Delta z = 0.75$ м друг от друга, в зависимости от их расстояния до сопла. Проведена оценка нормированного значения максимума взаимной корреляции азимутальных гармоник на этих решетках

$$r_{\max} = \frac{\max |R_{12}(\tau)|}{\sqrt{R_{11}(0)R_{22}(0)}}, \quad (10)$$

где величина взаимной корреляции R_{12} для m -ой азимутальной гармоники на двух решетках определяется для сигналов, отфильтрованных в заданной полосе частот.

На рис. 9 представлен пример модуля взаимной корреляции гармоник на двух решетках. Видно, что корреляция достигает максимума при $\tau = \tau_0$, что соответствует разнице времени достижения сигнала от источников до каждой из двух решеток. Заметим, что в узкой полосе частот нормированный максимум взаимной корреляции (10) представляет собой нормированный модуль взаимного спектра

$$r_{\max} \approx C(\omega_0) = \frac{|S_{12}(\omega_0)|}{\sqrt{S_{11}(\omega_0)S_{22}(\omega_0)}}. \quad (11)$$

В модели для распределения спектральной мощности источников по осевой координате z использовалась модельная функция с параметром σ , характеризующим ширину распределения:

$$A_{(n)}(z) = \left(\frac{z}{\sigma}\right)^4 \exp\left(-4\frac{z-\sigma}{\sigma}\right), \quad z < \sigma, \quad (12)$$

$$A_{(n)}(z) = \exp\left[-\frac{(z-\sigma)^2}{2\sigma^2}\right], \quad z > \sigma.$$

Максимум взаимной корреляции $r_{\max}$ оказался достаточно чувствительной величиной к разбросу источников σ , чтобы использовать ее для оценки этого параметра.

На рис. 10–11 представлено сравнение экспериментальных и модельных значений максимума взаимной корреляции $r_{\max}$ для гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния между кромкой сопла и ближайшей решеткой в диапазоне частот $0.13 < St < 1.03$ и скоростей $100 < V_{\text{jet}} < 240$ м/с. В модели произведен выбор оптимальных значений величины разброса σ . Полученные величины σ достаточно хорошо описываются зависимостью от числа Струхала

$$\begin{aligned} \frac{\sigma}{D} &= 4.2 + 1.3\left(\frac{0.3}{St} - 1\right), \quad St < 0.3 \\ \frac{\sigma}{D} &= 4.2\left(\frac{0.3}{St}\right)^{0.5}, \quad St > 0.3. \end{aligned} \quad (13)$$

Можно видеть расхождение модели и эксперимента в области $z \sim -0.5$ м для 1-ой гармоники и области $z > 1$ м для 2-ой гармоники. Это расхождение связано с малой величиной автокорреляций, используемых для нормировки. Там, где величина сигнала достаточно большая, имеется хорошее совпадение модели с экспериментом.

Таким образом, в этой работе на основе предложенной модели источников впервые удалось объяснить особенности поведения $r_{\max}$ вдоль оси струи [13]. Сравнение модели с данными измерений позволило также дать оценки протяженности области источников в зависимости от частоты и скорости струи. Эти оценки используются далее для моделирования ближнего акустического поля струи.

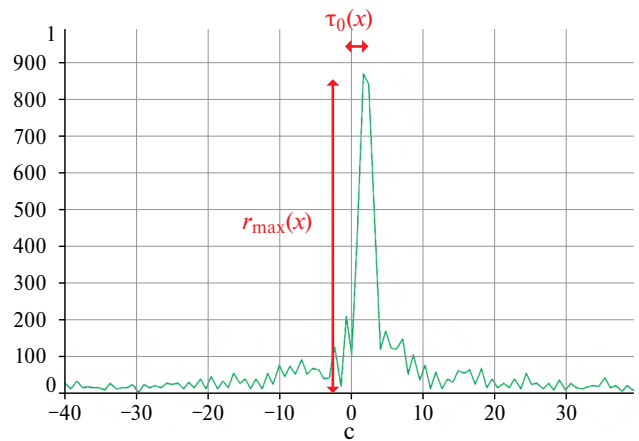


Рис. 9. Нормированная взаимная корреляция азимутальных гармоник.

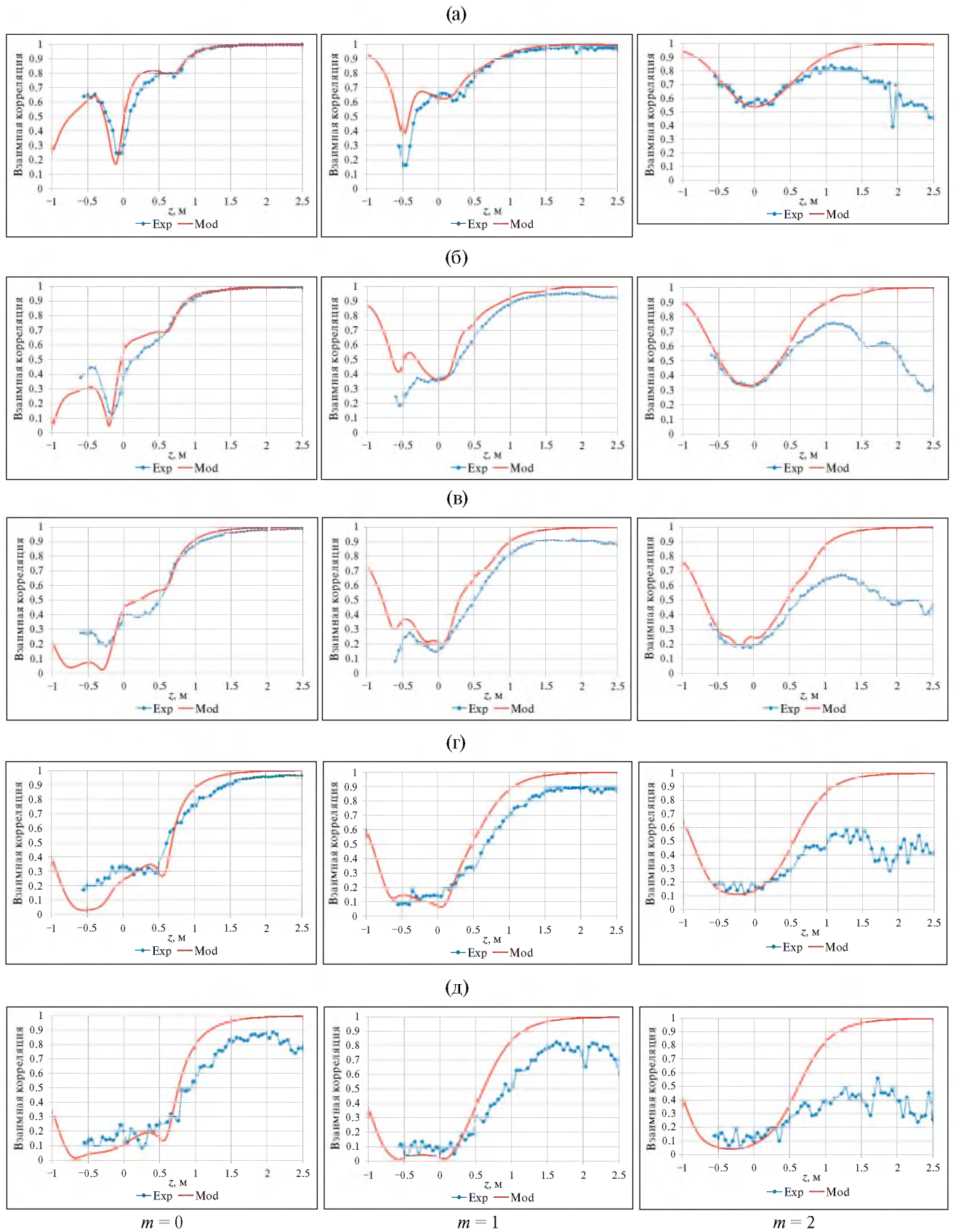


Рис. 10. Взаимная корреляция $r_{\max}$ для азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$, скорость струи $V_{\text{jet}} = 120$ м/с, частоты (а) — $St = 0.16$, (б) — $St = 0.27$, (в) — $St = 0.40$, (г) — $St = 0.63$, (д) — $St = 1.03$.

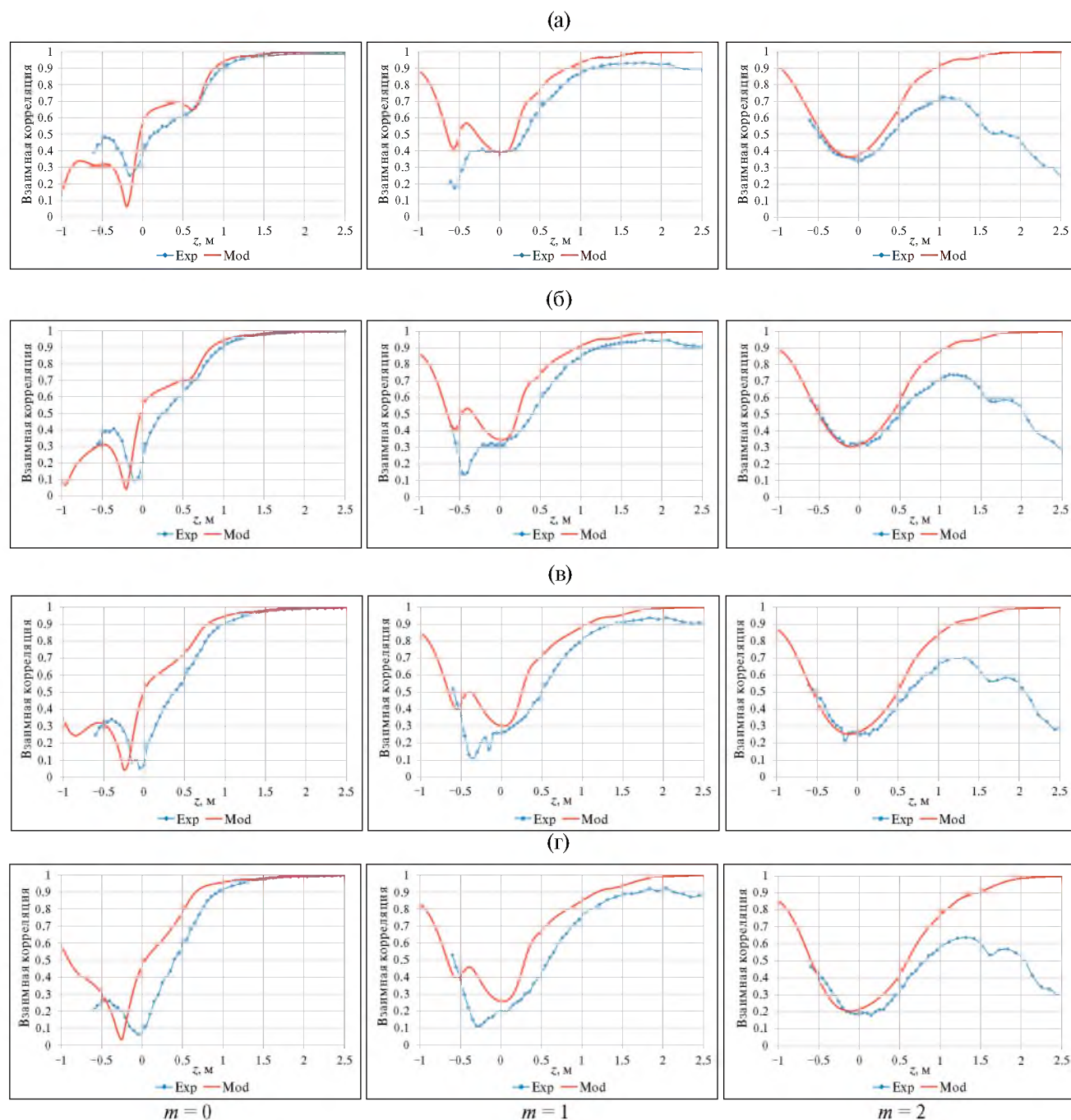


Рис. 11. Взаимная корреляция $r_{\max}$ для азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$, (а) — $V_{\text{jet}} = 100$ м/с, $St = 0.32$, (б) — $V_{\text{jet}} = 135$ м/с, $St = 0.24$, (в) — $V_{\text{jet}} = 180$ м/с, $St = 0.18$, (г) — $V_{\text{jet}} = 240$ м/с, $St = 0.13$.

5. ВАЛИДАЦИЯ МОДЕЛИ ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ

В этом разделе проверяется возможность использования модели звуковых источников в области ближнего акустического поля струи. В модели используются амплитудные характеристики

квадрупольных источников, определенные в разделе 3, и характеристики разброса источников по осевой координате, полученные в разделе 4. В качестве валидационной базы используются измерения на 6-микрофонной решетке радиуса $R = 0.275$ м. Сравнение модели с данными измерений в диапазоне частот $0.04 < St < 1.25$ и скоростей $120 < V_{\text{jet}} < 280$ м/с приведено на рис. 12–15.

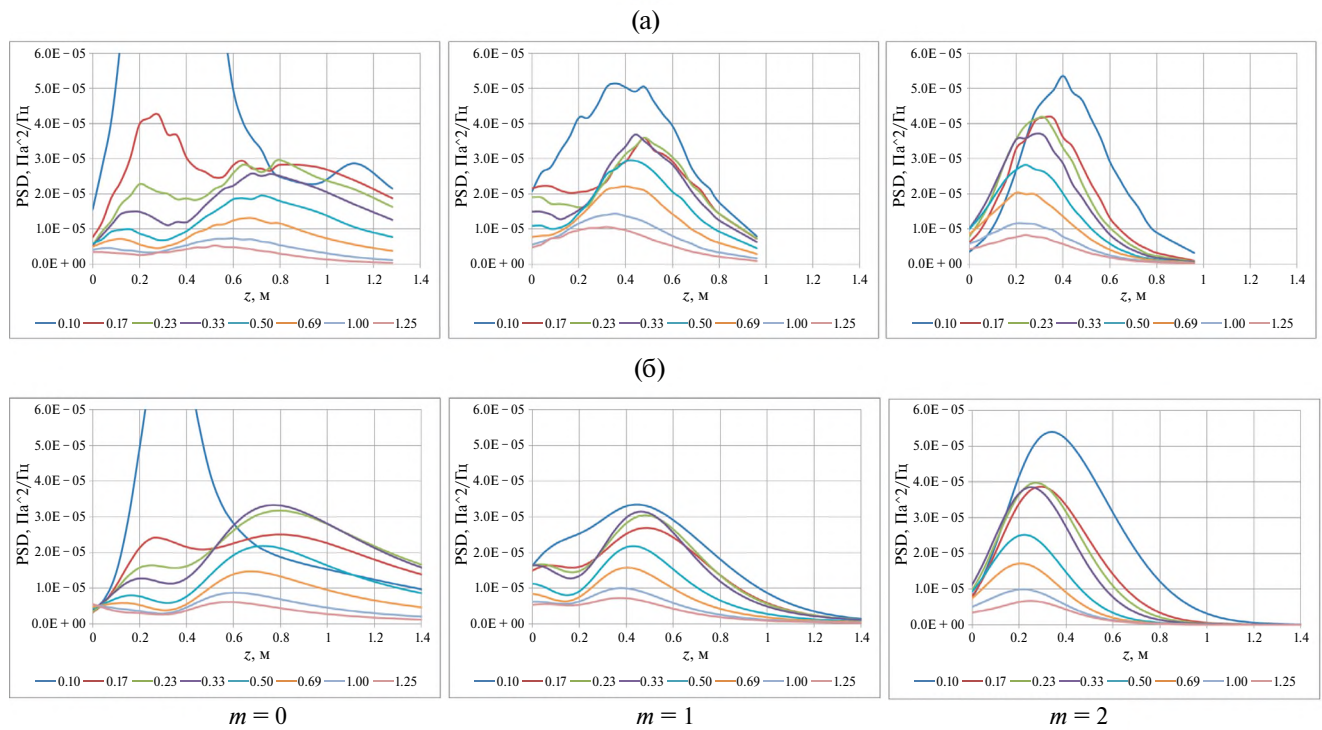


Рис. 12. Направленности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла для различных частот в диапазоне $0.10 < St < 1.25$, $V_{\text{jet}} = 120$ м/с: (а) — эксперимент, (б) — модель.

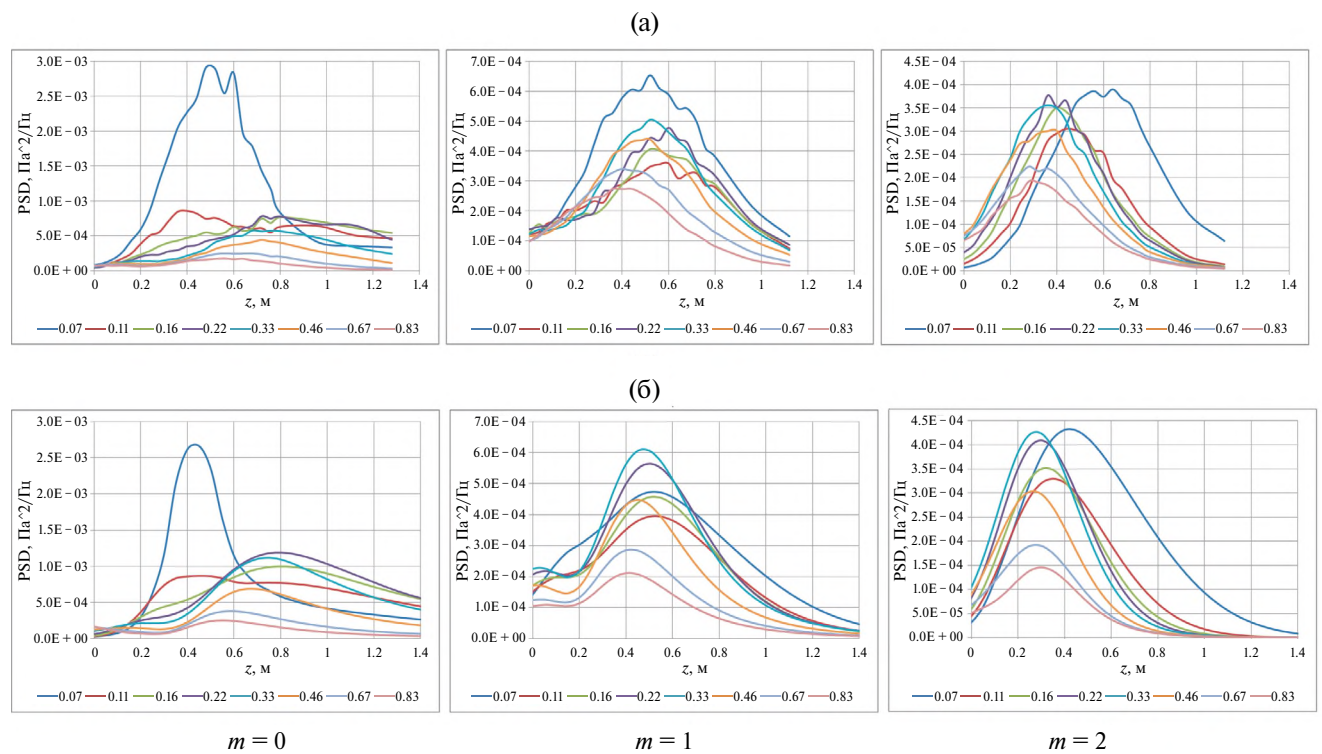


Рис. 13. Направленности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла для различных частот в диапазоне $0.07 < St < 0.83$, $V_{\text{jet}} = 180$ м/с: (а) — эксперимент, (б) — модель.

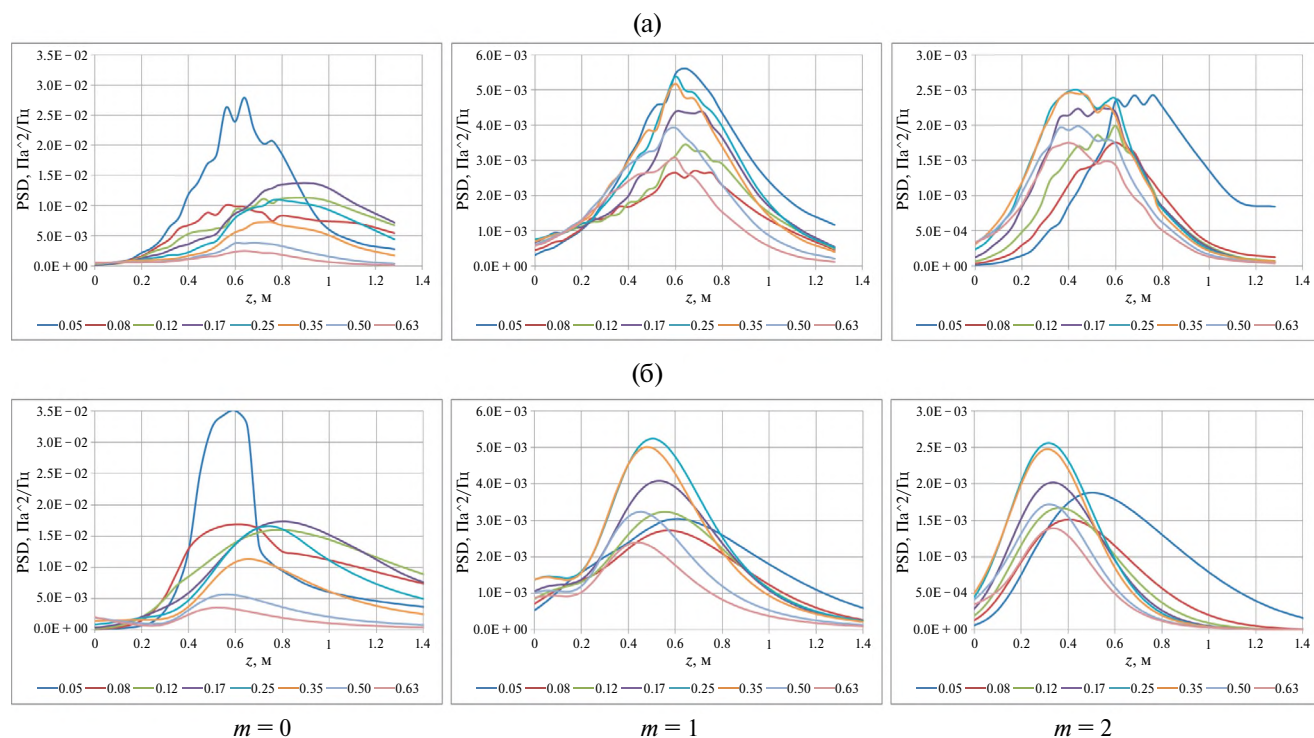


Рис. 14. Направленности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла для различных частот в диапазоне $0.05 < St < 0.63$, $V_{jet} = 240$ м/с: (а) — эксперимент, (б) — модель.

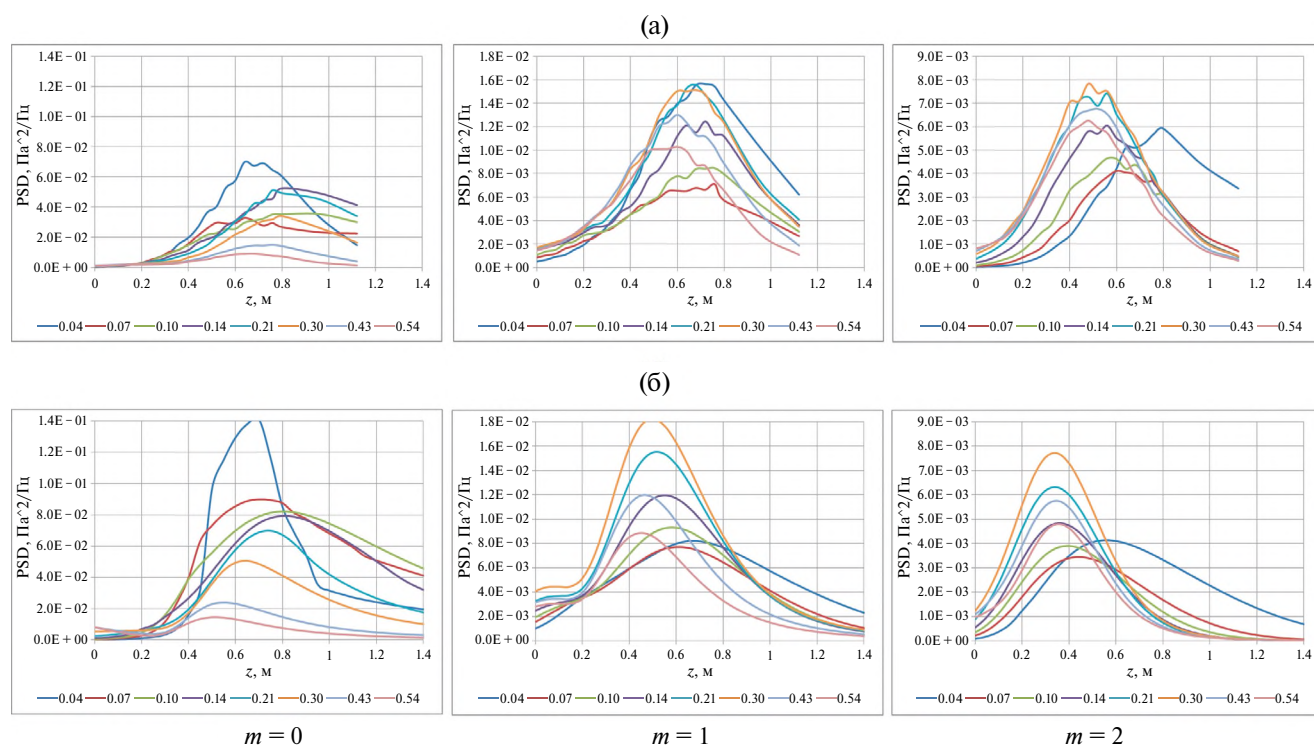


Рис. 15. Направленности азимутальных гармоник $m = 0, 1, 2$ в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла для различных частот в диапазоне $0.04 < St < 0.54$, $V_{jet} = 280$ м/с: (а) — эксперимент, (б) — модель.

Сравнение модели и данных измерений ближнего звукового поля показывает хорошее соответствие в части направленности азимутальных гармоник в рассмотренном диапазоне частот и скоростей. Возможность использования модели в ближнем поле, т.е. за пределами той области, где были определены параметры модели, свидетельствует о том, что в модели правильно учтены основные факторы, оказывающие влияние на излучение звука.

6. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛИ С ДАННЫМИ ИЗМЕРЕНИЙ НА ГРАНИЦЕ АКУСТИЧЕСКОГО И ПСЕВДОЗВУКОВОГО ПОЛЯ СТРУИ

Еще одна серия измерений была проведена на границе акустического и псевдозвукового поля струи со скоростью $V_{\text{jet}} = 137 \text{ м/с}$. Для этого были использованы три ряда 6-микрофонных решеток (рис. 4, ряды C1, C2, C3). Микрофоны каждого ряда расположены на конусообразной поверхности. Первый ряд решеток имеет минимальный радиус $R = 0.032 \text{ м}$, второй ряд — минимальный радиус $R = 0.055 \text{ м}$, и третий ряд — минимальный радиус $R = 0.077 \text{ м}$. В этих измерениях была проведена оценка границы применимости модели квадрупольных источников для моделирования пульсаций давления вблизи струи. Кроме того, акустические измерения в непосредственной близости от струи дают важную информацию о распределении

источников в струе. При моделировании акустического поля были использованы параметры модели, определенные в разделах 3, 4.

На рис. 16–18 представлены направленности азимутальных гармоник.

Сравнение модели с данными измерений показывает, что на первом ряду микрофонных решеток измеренные значения пульсаций давления существенно превышают пульсации звукового поля, излучаемого квадрупольными источниками, причем скорости переноса этих пульсаций существенно меньше скорости звука и сравнимы со скоростью струи. Это означает, что в этой зоне доминируют псевдозвуковые пульсации, создаваемые другими источниками, например, конвектирующими вихревыми структурами в турбулентной струе или линейными пакетами волн неустойчивости [14]. На втором ряду решеток псевдозвук доминирует на частотах $St < 0.85$, а на больших частотах данные измерений хорошо моделируются квадрупольным излучением. Подобное соотношение между псевдозвуком и акустическим полем мы видим также на третьем ряду решеток с той разницей, что здесь граничная частота ниже и составляет около $St = 0.6$. Причина этого в том, что псевдозвук убывает экспоненциально с увеличением расстояния до оси струи с показателем, пропорциональным частоте, в то время как акустическое поле убывает степенным образом. Таким образом, граничная частота будет снижаться при дальнейшем

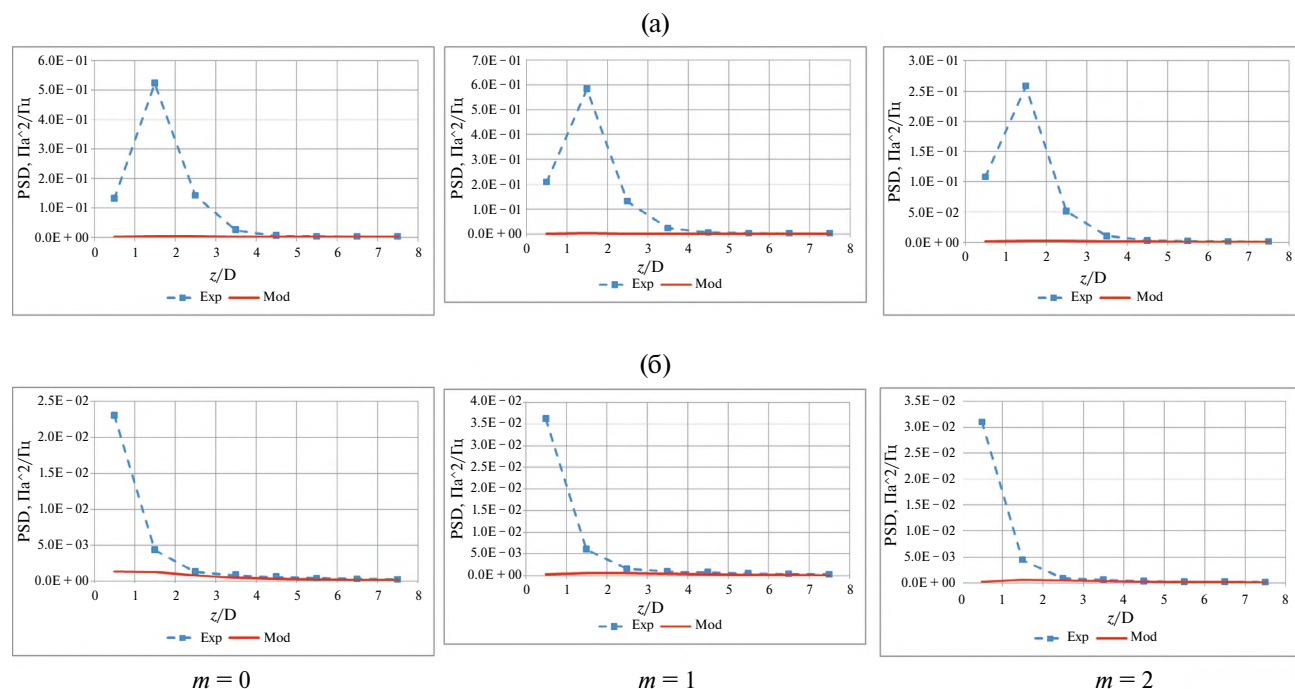


Рис. 16. Направленности азимутальных гармоник в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла, ряд C1, (a) — $St = 0.60$, (б) — $St = 1.18$.

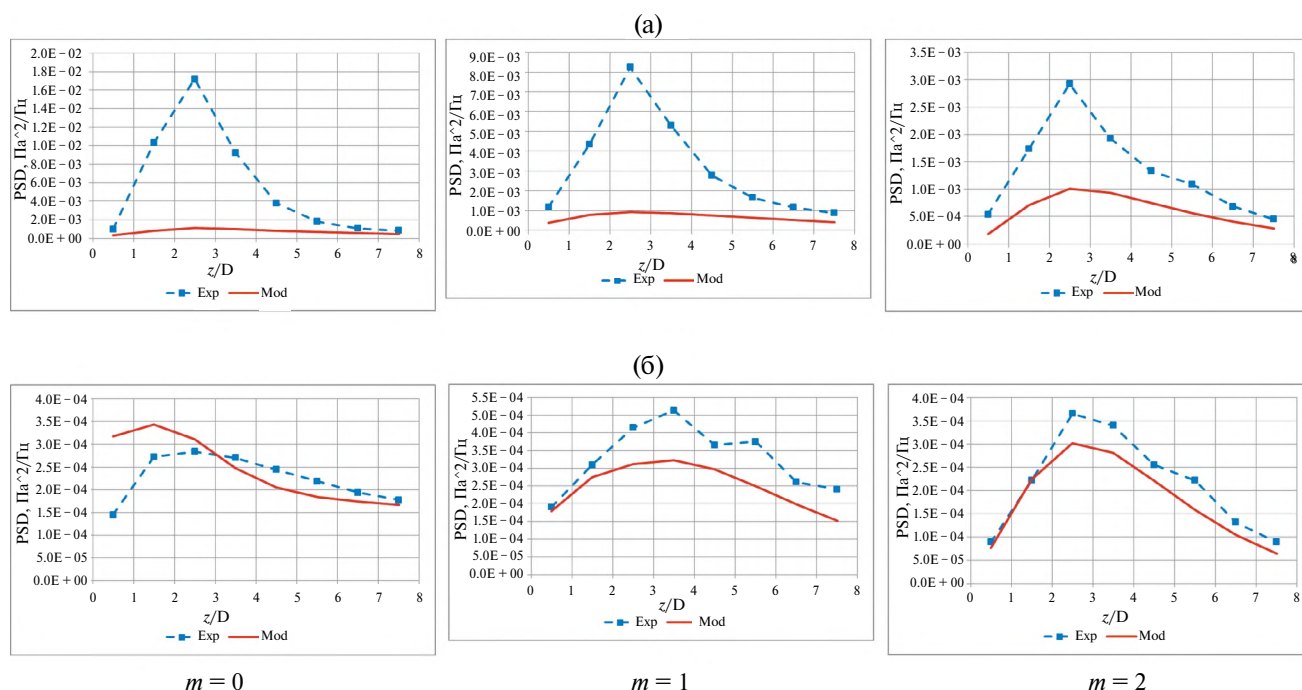


Рис. 17. Направленности азимутальных гармоник в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла, ряд C2, (a) — $St = 0.41$, (б) — $St = 0.84$.

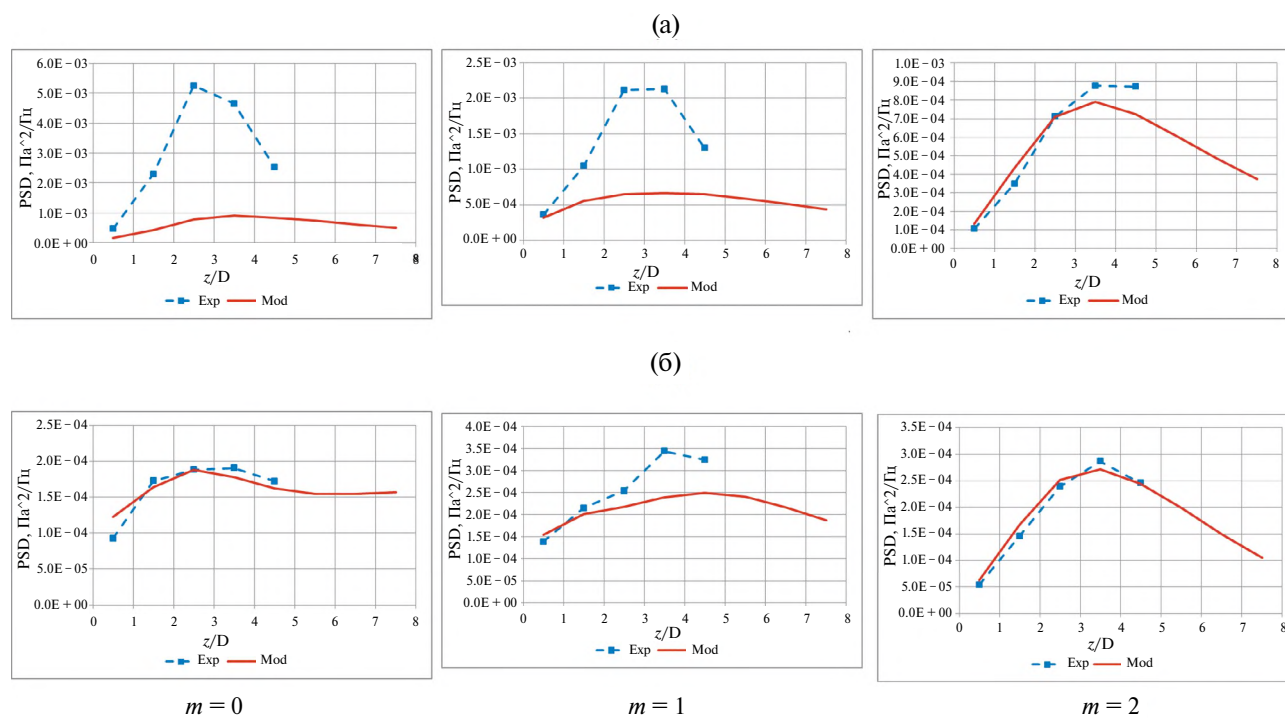


Рис. 18. Направленности азимутальных гармоник в зависимости от расстояния от решетки до среза сопла, ряд C3, (a) — $St = 0.30$, (б) — $St = 0.60$.

увеличении расстояния от струи, а область применимости квадрупольной модели соответственно будет расширяться по мере затухания псевдозвуковых возмущений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе разработана низкоуровневая модель квадрупольных источников звука в турбулентной струе, позволяющая без больших

трудозатрат оценивать тонкие характеристики звукового поля турбулентной струи. Для оценки параметров и валидации модели используется база данных акустических измерений турбулентной струи, полученная с использованием многомикрофонных решеток на основе обработки сигналов с помощью метода азимутальной декомпозиции. Определена эффективная область локализации звуковых источников в зависимости от числа Струхала. Проведена оценка применимости модели квадрупольного звукового излучения на границе акустического и псевдозвукового поля струи. Предложенная модель позволяет эффективно оценивать спектральные и корреляционные характеристики акустического излучения струи в дальнем и ближнем поле в широком диапазоне частот и скоростей струи.

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект РНФ № 21-71-30016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically: I. General theory // *Proc. Royal Soc. Series A.* 1952. V. 211. P. 564–581.
2. *Phillips O.M.* On the generation of sound by supersonic turbulent shear layers // *J. Fluid Mechanics.* 1960. V. 9. N. 1. P. 1–28.
3. *Lilley G.M.* Theory of turbulence generated jet noise: generation of sound in a mixing region // *AGARD CP-131.* 1974. V. 13. P. 1–12.
4. *Howe M.S.* Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute // *J. Fluid Mechanics.* 1975. V. 71. N 4. P. 625–673.
5. *Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* Анализ вторичного звукового излучения в акустической аналогии с оператором распространения, содержащим вихревые моды // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 6. С. 647–669.
6. *Goldstein M.E.* A Generalized Acoustic Analogy // *J. Fluid Mechanics.* 2003. V. 488. P. 315–333.
7. *Mani R.* The influence of jet noise. Part 1. The noise of unheated jets // *J. Fluid Mechanics.* 1976. V. 73. N 4. P. 753–778.
8. *Ribner H.S.* On the role of the shear term in jet noise // *J. Sound Vibr.* 1977. V. 52. N 1. P. 121–132.
9. *Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* О разделении акустических и гидродинамических переменных в модели звуковых источников турбулентной струи // *Докл. РАН. Физика, технические науки.* 2022. Т. 506. № 1. С. 4–15.
10. *Kopiev V.F., Zaitsev M. Yu., Chernyshev S.A., Kotova A.N.* The role of large-scale vortex in a turbulent jet noise // *AIAA paper.* 1999. AIAA-99–1839
11. *Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф., Котова А.Н.* Представление звукового поля турбулентного вихревого кольца суперпозицией квадрупольей // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. № 6. С. 793–801.
12. *Faranosov G., Belyaev I., Kopiev V., Zaitsev M., Alek-sentsev A., Bersenev Y., Chursin V., Viskova T.* Adaptation of the Azimuthal Decomposition Technique to Jet Noise Measurements in Full-Scale Tests // *AIAA Journal.* 2017. V. 55. N 2. P. 572–584.
13. *Kopiev V.F., Zaitsev M. Yu., Velichko S.A., Kotova A.N., Belyaev I.V.* Cross-correlations of far field azimuthal modes in subsonic jet noise // *AIAA paper.* 2008. AIAA 2008–2887.
14. *Беляев И.В., Бычков О.П., Зайцев М.Ю., Копьев В.А., Копьев В.Ф., Остриков Н.Н., Фараносов Г.А., Чернышев С.А.* Разработка стратегии активного управления волнами неустойчивости в невозбужденных турбулентных струях // *Изв. РАН. МЖГ.* 2018. № 3. С. 14–27.

Validation of a Quadrupole Model of Sound Radiation of a Turbulent Jet Based on Multi-Microphone Acoustic Measurements

V. F. Kopyev^{a,*}, S. A. Chernyshev^a, G. A. Faranosov^a, A. A. Korobov^b

^a Central Aerohydrodynamic Institute, Moscow Research Branch, Moscow, Russia

^b NUST MISIS, Leninsky Prospekt 4, Bldg. 1, Moscow, 119049, Russia

* e-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

A low-order model of quadrupole sound sources in a turbulent jet has been developed using the acoustic analogy method. Multi-microphone acoustic measurements of jet sound radiation are used to estimate the model parameters and validate it. Based on measurements carried out in different zones of the sound field, estimates of the size of the effective localization region of sound sources are made and the boundaries of the zone of dominance of quadrupole sound radiation over pseudosonic pulsations are determined. The proposed model can be used in practical estimates of the spectral and correlation characteristics of the far and near sound field of the jet.

Keywords: turbulent jet, noise generation, acoustic analogy, sound propagation, quadrupole sources

УДК 534.222

БЫСТРАЯ ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ЗВУКОВОГО УДАРА ОТ СВЕРХЗВУКОВОГО ПАССАЖИРСКОГО САМОЛЕТА В СТАНДАРТНОЙ АТМОСФЕРЕ НА ОСНОВЕ ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ. КРЕЙСЕРСКИЙ РЕЖИМ ПОЛЕТА

© 2024 г. А. О. Корунов^{a,*}, В. А. Гусев^{a,b,**}, В. С. Горбовской^a

^aЦентральный аэрогидродинамический институт (ЦАГИ), ул. Жуковского 1, Жуковский, 140180 Россия

^bМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Ленинские горы, Москва, 119991 Россия

*e-mail: korunov.ao@phystech.edu

**e-mail: vgusev@bk.ru

Поступила в редакцию 18.05.2024 г.

После доработки 15.06.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Предложен метод быстрой оценки характеристик звукового удара от сверхзвукового пассажирского самолета в условиях стандартной атмосферы. Кусочно-линейная зависимость профиля температуры и отсутствие атмосферного ветра позволяют полностью свести задачу о геометрии распространения волн звукового удара к алгебраическому виду. Для акустического давления сформулировано точное решение на основе подхода нелинейной геометрической акустики. Проведен анализ зависимости геометрии распространения волн звукового удара от параметров крейсерского полета сверхзвукового пассажирского самолета. В условиях третьего семинара SBPW (Sonic Boom Prediction Workshop) 2020 произведен расчет эпюр избыточного давления на земле от демонстратора X-59.

Ключевые слова: звуковой удар, стандартная атмосфера, аналитические решения, псевдо-потенциал, оценка в реальном режиме времени

DOI: 10.31857/S0320791924050075, **EDN:** XBLBJO

ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 50-х гг. XX века и по настоящее время в силу разработки сверхзвуковых пассажирских самолетов (СПС) первого и второго поколений актуальной является задача моделирования распространения волн звукового удара (ЗУ) в земной атмосфере. Для моделирования распространения волн ЗУ в стратифицированной атмосфере развиты модели на основе подходов нелинейной геометрической акустики (НГА) (см., например, [1–3]), реализованные численно во многих программных кодах (см. обзоры [4, 5]). В более ранних и долго сохранявших свою актуальность программных кодах моделирование производилось в рамках модели идеальной среды. Наиболее современные модели учитывают и различные диссипативные факторы, связанные с неидеальностью среды.

Подходы высокочастотной акустики применимы в предположении, что распространяющиеся

волны можно считать слабо модулированными, т. е. локально плоскими. Применительно к задаче о ЗУ это предположение может нарушаться главным образом при возникновении фокусировки акустических возмущений, происходящей по двум основным причинам. Во-первых, причиной фокусировки волн ЗУ служит мелкомасштабная атмосферная турбулентность. Для численного моделирования распространения волн ЗУ в турбулентном приземном слое атмосферы в настоящее время применяются эволюционные модели типа Хохлова-Заболотской [6–8], основанные на параболическом приближении теории дифракции, и более точные модели типа HOWARD (Heterogeneous One-Way Approximation for Resolution of Diffraction) [9–12]. Во-вторых, к фокусировке возмущений может приводить маневрирование летательного аппарата (ЛА). Наличие ускорения ЛА приводит к генерации сходящихся волн, фокусирующихся в атмосфере и на поверхности земли. Возникающие при

этом интенсивности зависят от конкретных параметров полета ЛА, а амплитуда волн в результате фокусировки в атмосфере может в 2–5, а иногда и в 9–13 раз возрастать по сравнению с номинальными значениями [13]. В наиболее простых случаях маневрирование ЛА приводит, в терминах геометрической акустики, к возникновению простых (гладких) каустик [14]. Для описания акустического поля в окрестности простой каустики в рамках подхода сращиваемых асимптотических разложений в 1960-х гг. были получены модели LTE (Linear Tricomi Equation) [15] и NTE (Nonlinear Tricomi Equation) [16], реализованные с некоторыми модификациями в современных программных кодах [14, 17–19].

Для задач предварительного проектирования элементов СПС и оценок характеристик ЗУ в режиме реального времени целесообразно применение моделей распространения, основанных на приближении НГА идеальной среды, позволяющих получать точные решения, сводя тем самым к минимуму численные расчеты. В рамках подхода НГА идеальной движущейся плоско-слоистой среды задача о распространении акустических волн решена в квадратурах [20, 21]. Для моделирования прохождения волн через турбулентные флуктуации в приземном слое атмосферы может быть применена модель фазового экрана [22–24], для которой получено точное решение трехмерной задачи распространения в рамках НГА идеальной среды [25]. Приближенные оценки в рамках геометрической акустики [14] и ее модификаций [26] возможны также и для волн ЗУ вблизи каустик.

Текущая работа посвящена развитию упрощенных моделей распространения волн ЗУ в стандартной атмосфере, позволяющих проводить оценки характеристик распространяющихся волн ЗУ в режиме реального времени в отсутствие фокусировок. В разделе 1 приведено точное общее решение задачи на акустическое давление в рамках подхода НГА идеальной среды. В разделе 2 показано, что в общем случае задача о лучевой картине в атмосфере с кусочно-линейным профилем температуры может быть решена в элементарных функциях, а площадь лучевой трубки может быть вычислена алгебраически. Модельные профили параметров стандартной атмосферы и постановка начальных условий для задачи о ЗУ в рамках НГА приведены в разделах 3 и 4 соответственно. С помощью предложенного в данной работе подхода в разделе 5 проведен анализ зависимости геометрии распространения волн ЗУ в стандартной атмосфере от параметров крейсерского полета СПС. В условиях третьего семинара SBPW (Sonic Boom Prediction Workshop) 2020 произведен расчет эпюр избыточного давления на земле от демонстратора X-59, а также проведено сравнение с результатами численного моделирования [19].

1. ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

В приближении идеальной неподвижной среды акустическое давление моделируется следующим уравнением в лучевых координатах (см., например, [21]):

$$\frac{\partial p}{\partial s} = \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial s} p + \frac{\beta}{\rho_0 c_0^3} p \frac{\partial p}{\partial \tau}, \quad (1)$$

где p — акустическое давление, s — переменная длина дуги геометроакустического луча, $\tau = t - \phi$ — время в сопровождающей системе координат, ϕ — эйконал, ρ_0 и c_0 — плотность и скорость звука в среде соответственно, являющиеся в общем случае функциями пространственных координат,

$B = \sqrt{\frac{\rho_0 c_0}{A}}$ — коэффициент инварианта Блохинцева [27] (если нелинейностью в задаче можно пренебречь, то вдоль луча сохраняется величина $\frac{p}{B}$ — инвариант Блохинцева), A — площадь лучевой трубки, $\beta = \frac{\gamma + 1}{2}$ — коэффициент нелинейности среды (γ — показатель адиабаты). Данная модель включает два основных механизма эволюции слабых ударных волн в атмосфере — геометрическое рассеяние и нелинейность. Аналогичные приближения долгое время применялись при оценке характеристик ЗУ на земле [4, 5, 28].

Известно, что уравнение (1) можно привести к уравнению простых волн с постоянными коэффициентами. Введем новую функцию Π и новую эволюционную координату x соотношениями

$$\Pi = \frac{\bar{B}}{B} p, \quad x(s) = \int_{\bar{s}}^s \frac{\bar{\rho}_0 \bar{c}_0^3}{\rho_0 c_0^3} \frac{B}{\bar{B}} ds'. \quad (2)$$

Здесь верхней чертой обозначены значения параметров на некотором расстоянии $\bar{s} > 0$ от источника (ЛА), на котором для уравнения (1) ставится начальное условие. Введенная функция Π сохраняется вдоль луча, если отбросить нелинейные эффекты. Подставляя замену (2) в уравнение (1), приходим к уравнению простых волн с постоянными коэффициентами

$$\frac{\partial \Pi}{\partial x} = \frac{\beta}{\bar{\rho}_0 \bar{c}_0^3} \Pi \frac{\partial \Pi}{\partial \tau}, \quad (3)$$

для которого известно неявное точное решение. Пусть начальное условие для уравнения (1) имеет вид

$$p|_{s=\bar{s}} = p_0(\xi, \tau), \quad (4)$$

где $\xi = (\xi_1, \xi_2)$ — лучевые координаты, дополняющие координату s . Тогда для функции Π имеем

соответствующее условие $\Pi|_{x=0} = p_0(\xi, \tau)$, и неявное решение (3) запишется в виде (координаты ξ далее опускаются)

$$\Pi(x, \tau) = p_0(\eta), \quad \eta = \tau + \frac{\beta p_0(\eta)}{\bar{\rho}_0 \bar{c}_0^3} x. \quad (5)$$

Тогда решение задачи (1), (4) в исходных переменных принимает вид:

$$p(s, \tau) = \frac{\bar{B}}{B} p_0(\eta), \quad \eta = \tau + \frac{\beta}{B} p_0(\eta) \int_{\bar{s}}^s \frac{B}{\rho_0 c_0^3} ds'. \quad (6)$$

Непосредственное применение данной формулы для вычислений является затруднительным по следующим причинам:

а) в неоднородной среде входящий в решение интеграл и коэффициент B требуют численного расчета с учетом зависимости площади лучевой трубки $A(s, \xi)$ и характеристик среды от пространственных координат;

б) решение в общем случае является неоднозначным и требует обработки возникающих «перехлестов» интегральной кривой путем определения положения разрывов и их расстановки [2].

В следующем разделе показано, что в рамках модели стандартной атмосферы площадь лучевой трубки A может быть вычислена точно в силу кусочно-линейной структуры профиля температуры, что существенно упрощает анализ. В данном разделе остановимся подробнее на второй проблеме — неоднозначности решений (5) и (6).

Рассмотрим функцию

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\tau} \Pi(x, \tau') d\tau',$$

часто называемую в литературе потенциалом или псевдо-потенциалом в силу своего вида [9, 10, 28]. Она обладает следующим замечательным свойством [29]: решение задачи в терминах Φ всегда непрерывно и может быть непосредственно найдено интегрированием выражения (5) в предположении гладкости начальной функции $p_0(\tau)$:

$$\begin{aligned} \Phi(x, \tau) &= \int_{-\infty}^{\tau} \Pi(x, \tau') d\tau' = \\ &= \Phi_0(\eta) - \frac{\beta x}{2\bar{\rho}_0 \bar{c}_0^3} p_0^2(\eta). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь введено обозначение для начального потенциала $\Phi_0(\eta) = \int_{-\infty}^{\eta} p_0(\eta') d\eta'$. Решение (7) остается справедливым и после возникновения разрывов в решении для Π . Оно, так же, как и решение (5), является неоднозначным, но позволяет легко отобрать физически допустимое решение в соответствии с принципом максимума: при любом фиксированном значении $x_0 > 0$ физически допустимая

функция $\Phi(x_0, \tau)$ есть огибающая максимумов многозначного решения (7). Отслеживание переходов между ветвями неоднозначного решения в процессе построения допустимого решения для Φ позволяет автоматически определить положение разрывов в соответствующем решении для Π . Алгоритм построения физически допустимого решения для искомой функции с помощью решения для потенциала, применяемый в данной работе, описан в статьях [29, 30].

Аналогичным образом в том же приближении может быть получено решение для акустического давления при наличии ветра в атмосфере [21].

2. ЛУЧЕВАЯ КАРТИНА В СТАНДАРТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В данной работе задача о ЗУ решается в условиях стандартной атмосферы, что приводит к существенному упрощению получаемых решений. В частности, все геометрические характеристики лучевой картины могут быть вычислены точно в элементарных функциях.

Уравнения лучей с длиной дуги луча s в качестве эволюционной координаты в неоднородной неподвижной среде имеют вид (см., например, [31]):

$$\frac{d\mathbf{r}}{ds} = c_0 \mathbf{q}, \quad \frac{d\mathbf{q}}{ds} = -\frac{\nabla c_0}{c_0^2}. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{q} = \nabla \phi$ — градиент эйконала. В плоско-слоистой атмосфере, где все параметры являются функциями геометрической высоты z , задача на шесть уравнений (8) может быть сведена к системе из двух уравнений и решена в квадратурах путем выбора геометрической высоты z в качестве эволюционной координаты с учетом того, что величина $\mathbf{q}$ удовлетворяет уравнению эйконала

$$q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = \frac{1}{c_0^2}.$$

В силу плоской слоистости среды $c_0 = c_0(z)$, и $\nabla c_0 = \mathbf{k} \frac{dc_0}{dz}$, где $\mathbf{k}$ — орт вдоль оси Oz . Следовательно, в силу уравнений системы (8) проекции q_x и q_y вектора $\mathbf{q}$ на горизонтальные оси земной системы координат сохраняются вдоль луча, т.е. являются функциями только координат ξ , а вертикальная проекция q_z вычисляется из уравнения эйконала:

$$q_z(z, \xi) = \pm \sqrt{\frac{1}{c_0^2(z)} - Q^2(\xi)}, \quad Q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}. \quad (9)$$

Таким образом, второе векторное уравнение системы (8) исключается, а так как в качестве независимой переменной выбрана координата z , первое

векторное уравнение сводится к системе из двух уравнений:

$$\frac{dx}{dz} = \frac{q_x}{q_z}, \quad \frac{dy}{dz} = \frac{q_y}{q_z}. \quad (10)$$

Решение уравнений (10) имеет форму

$$x = x(z, \xi), \quad y = y(z, \xi). \quad (11)$$

Известно, что в стандартной атмосфере на высотах ниже 25 км профиль температуры является монотонной кусочно-линейной функцией высоты. Этот факт дает ряд преимуществ при решении задачи о лучевой картине применительно к проблеме первичного ЗУ (т.е. из рассмотрения исключены лучи, отражающиеся от верхних слоев атмосферы). Во-первых, монотонность профиля температуры исключает возможность возникновения точек разворота первичного ЗУ, т.е. выбранная параметризация лучей геометрической высотой z может считаться допустимой (в смысле строгой монотонности $z = z(s)$). Во-вторых, кусочно-линейная структура профиля температуры позволяет вычислить в элементарных функциях все интегралы, входящие в решение. Фиксируя знак величины $q_z < 0$ (т.е. выбирая знак минус в решении (9)) и подставляя выражение (9) для q_z в систему (10), получаем общее решение:

$$\begin{cases} x(z, \xi) = x_0(\xi) - q_x(\xi) I_0(z, \xi), \\ y(z, \xi) = y_0(\xi) - q_y(\xi) I_0(z, \xi), \end{cases} \quad (12)$$

где

$$I_0(z, \xi, \xi) = \int_{z_0(\xi)}^z \frac{dz'}{\sqrt{c_0^2(z') - Q^2(\xi)}}, \quad (13)$$

а отображение $\mathbf{r}_0(\xi) = (x_0(\xi), y_0(\xi), z_0(\xi))$ задает множество начальных точек лучей (начальную поверхность). При кусочно-линейном профиле температуры профиль квадрата скорости звука также кусочно-линеен. Пусть на некотором линейном участке профиля квадрат скорости звука задается в виде $c_0^2(z) = a + bz$. На данном участке профиля неопределенный интеграл F_0 , соответствующий (13), может быть вычислен с помощью замены переменных $\zeta(z) = \sqrt{1 - Q^2(a + bz)}$. В итоге получаем

$$\begin{aligned} F_0(\zeta) &= -\frac{2}{Q^3 b} \int \sqrt{1 - \zeta^2} d\zeta = \\ &= -\frac{1}{Q^3 b} \left(\zeta \sqrt{1 - \zeta^2} + \arcsin(\zeta) \right) + C. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь и далее в похожих выражениях C — константа интегрирования, своя в каждом конкретном случае.

В лучевых координатах (z, ξ) , в отличие от координат (s, ξ) , площадь лучевой трубки $A'(z, \xi)$ выражается, и соответствующий определитель понижает свою размерность (частные производные обозначены нижними индексами):

$$\begin{aligned} A'(z, \xi) &= \begin{vmatrix} x_z & x_{\xi_1} & x_{\xi_2} \\ y_z & y_{\xi_1} & y_{\xi_2} \\ z_z & z_{\xi_1} & z_{\xi_2} \end{vmatrix} = \\ &= \begin{vmatrix} x_z & x_{\xi_1} & x_{\xi_2} \\ y_z & y_{\xi_1} & y_{\xi_2} \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = \\ &= x_{\xi_1} y_{\xi_2} - x_{\xi_2} y_{\xi_1}. \end{aligned} \quad (15)$$

Данная величина связана с площадью лучевой трубки $A(s, \xi)$, необходимой для применения полученного в разделе 1 решения для акустического давления, простым соотношением

$$\begin{aligned} A(s, \xi) &= - \begin{vmatrix} x_s & x_{\xi_1} & x_{\xi_2} \\ y_s & y_{\xi_1} & y_{\xi_2} \\ z_s & z_{\xi_1} & z_{\xi_2} \end{vmatrix} = \\ &= -\frac{\partial z}{\partial s}(s, \xi) A'(z(s, \xi), \xi), \end{aligned} \quad (16)$$

где $z(s, \xi)$ — решение уравнения для координаты z системы (8), представляющее собой формулу для замены параметризации лучей. В силу соотношения (9) для ее частной производной справедливо соотношение

$$\frac{\partial z}{\partial s} = -\sqrt{1 - c_0^2(z) Q^2(\xi)}. \quad (17)$$

Начальное условие для (17), согласованное с решением (12), (13), можно записать в виде

$$z(0, \xi) = z_0(\xi). \quad (18)$$

Решение задачи (17), (18) имеет вид

$$s = - \int_{z_0(\xi)}^{z(s, \xi)} \frac{dz'}{\sqrt{1 - c_0^2(z') Q^2(\xi)}}. \quad (19)$$

При $c_0^2(z) = a + bz$ для соответствующего неопределенного интеграла в терминах введенной ранее переменной ζ получаем

$$F_s(\zeta) = -\frac{2}{bQ^2} \zeta + C. \quad (20)$$

Частные производные решения (12), (13), входящие в (15), вычисляются с использованием формулы

Лейбница для производной интеграла, зависящего от параметра. Применительно к задаче о ЗУ множество начальных точек лучей вырождается в кривую и представляет собой траекторию полета ЛА. Далее будем полагать, что $\mathbf{r}_0(\xi) = \mathbf{r}_0(\xi_1)$, и обозначим для удобства производную $\frac{d\mathbf{r}_0}{d\xi_1} \equiv \dot{\mathbf{r}}_0$. Тогда для площади лучевой трубки A' можно получить соотношение:

$$A'(z, \xi) = \frac{\partial q_x}{\partial \xi_2} \left\{ k_{xx} \left(\dot{y}_0 - \dot{z}_0 \frac{q_y}{q_z} \right) - k_{xy} \left(\dot{x}_0 - \dot{z}_0 \frac{q_x}{q_z} \right) \right\} + \frac{\partial q_y}{\partial \xi_2} \left\{ k_{xy} \left(\dot{y}_0 - \dot{z}_0 \frac{q_y}{q_z} \right) - k_{yy} \left(\dot{x}_0 - \dot{z}_0 \frac{q_x}{q_z} \right) \right\} + \left(\frac{\partial q_x}{\partial \xi_1} \frac{\partial q_y}{\partial \xi_2} - \frac{\partial q_x}{\partial \xi_2} \frac{\partial q_y}{\partial \xi_1} \right) (k_{xx} k_{yy} - k_{xy}^2), \quad (21)$$

где введены обозначения

$$k_{xx} = I_2 - q_y^2 I_1, \quad k_{xy} = q_x q_y I_1, \quad k_{yy} = I_2 - q_x^2 I_1, \\ I_1 = \int_{z_0(\xi)}^z \frac{dz'}{\left(\frac{1}{c_0^2(z')} - Q^2(\xi) \right)^{3/2}}, \\ I_2 = \int_{z_0(\xi)}^z \frac{dz'}{c_0^2(z') \left(\frac{1}{c_0^2(z')} - Q^2(\xi) \right)^{3/2}}. \quad (22)$$

Первообразные для неопределенных интегралов, соответствующих I_1 и I_2 , при $c_0^2(z) = a + bz$ имеют вид:

$$F_1(\zeta) = \frac{2}{Q^5 b} \left\{ \frac{\sqrt{1-\zeta^2}}{2\zeta} (\zeta^2 + 2) + \frac{3}{2} \arcsin(\zeta) \right\} + C, \\ F_2(\zeta) = \frac{2}{Q^3 b} \left\{ \frac{\sqrt{1-\zeta^2}}{\zeta} + \arcsin(\zeta) \right\} + C. \quad (23)$$

Таким образом, в атмосфере с кусочно-линейным профилем температуры, в частности, в стандартной атмосфере, лучи (формулы (12), (13), (14)) и площадь лучевой трубки (формулы (21), (22), (23)) первичного ЗУ могут быть рассчитаны точно в элементарных функциях. Для применения полученных первообразных к вычислению интегралов необходимо на каждом из линейных кусков профиля температуры задавать соответствующие значения параметров a и b профиля квадрата скорости звука, после чего интегралы могут

быть вычислены в виде сумм интегралов по линейным участкам. Отметим, что полученные первообразные обладают особенностью при $b = 0$. В этом случае все первообразные представляют собой линейные функции высоты z . Первообразные (23) для вычисления площади лучевой трубки также обладают особенностью в точке $\zeta = 0$. Физический смысл данной особенности заключается в возникновении точек разворота лучей (см., например, [31]). Разворот луча проявляется в смене знака величины q_z , связанной с переменной ζ соотношением $\zeta = -c_0 q_z$. Условие $q_z = 0$ нарушает допустимость выбранной параметризации. Как сказано ранее, в силу монотонности профиля температуры в стандартной атмосфере лучи первичного ЗУ не будут обладать точками разворота, а значит, при рассмотрении возмущений первичного ЗУ для всех лучей, достигающих земной поверхности, замена параметра $z = z(s)$ будет допустимой. Те же лучи, которые имеют точку разворота, не могут достичь земли, не отразившись от верхних слоев атмосферы. Следовательно, они относятся к возмущениям вторичного ЗУ, имеющим существенно меньшую интенсивность на земле и потому представляющим меньший интерес. Разворот луча, сопровождающийся его уходом в верхние слои атмосферы, называют эффектом отсечки.

Полученные решения (16), (17), (21)–(23) могут быть применены для вычисления эволюционной координаты $x(s)$ (2) в уравнении для акустического давления. Для этого осуществим переход к переменной z под интегралом, являющейся более естественной в силу плоской слоистости атмосферы. Тогда интеграл принимает вид:

$$x(z) = -\frac{\bar{\rho}_0 \bar{c}_0^3}{\bar{B}} \int_{\bar{z}}^z \frac{1}{\sqrt{\rho_0 c_0^5 (1 - c_0^2 Q^2)^{3/2}}} \frac{1}{\sqrt{A'}} dz'. \quad (24)$$

Здесь $\bar{z} = z(\bar{s}, \xi)$. Для вычисления интеграла (24) необходимо задать высотные профили скорости звука и плотности. В следующем разделе описано задание данных профилей для стандартной атмосферы.

3. ПАРАМЕТРЫ СТАНДАРТНОЙ АТМОСФЕРЫ

Высотный профиль температуры в стандартной атмосфере до высоты $z^{**} = 25000$ м может быть задан следующим образом [32] (отличием геометрической высоты от геопотенциальной до характерных высот полета ЛА будем пренебрегать):

$$T_0(z) = \begin{cases} T_3 - \beta_T z, & 0 \leq z \leq z^*, \\ T^*, & z^* < z \leq z^{**}. \end{cases}$$

Здесь $T_3 = 288.15$ К, $\beta_T = 0.0065$ К/м, $z^* = 11000$ м, $T^* = 216.65$ К, $z^{**} = 25000$ м. Соответствующий профиль квадрата скорости звука имеет вид:

$$c_0^2(z) = \begin{cases} \gamma R_b (T_3 - \beta_T z), & 0 \leq z \leq z^*, \\ \gamma R_b T^*, & z^* \leq z \leq z^{**}. \end{cases} \quad (25)$$

Здесь $R_b = 287.05287$ Дж/(кг К) — газовая постоянная воздуха, $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты.

Равновесное давление в слоистой среде удовлетворяет гидростатическому закону

$$\frac{dp_0}{dz} = -\rho_0 g(z),$$

где $g(z)$ — ускорение свободного падения с учетом зависимости от высоты z . С учетом уравнения состояния идеального газа и высотного профиля температуры высотный профиль давления может быть вычислен в терминах геопотенциальной высоты

$$H(z) = \frac{1}{g_0} \int_0^z g(z') dz',$$

где $g_0 = g(0) = 9.80665$ м/с². Пренебрегая отличием геопотенциальной высоты от геометрической, профиль давления зададим следующими соотношениями:

$$p_0(z) = \begin{cases} p_3 \left(1 - \frac{\beta z}{T_3}\right)^{\frac{g_0}{\beta_T R_b}}, & 0 \leq z \leq z^*, \\ p^* e^{-\frac{g_0}{R_b T^*}(z - z^*)}, & z^* < z \leq z^{**}. \end{cases}$$

Здесь $p_3 = 101325$ Па, $p^* = p_3 \left(1 - \frac{\beta z^*}{T_3}\right)^{\frac{g_0}{\beta_T R_b}} = 70152.24$ Па. Тогда из уравнения состояния $p_0 = \rho_0 R_b T_0$ получаем профиль плотности:

$$\rho_0(z) = \begin{cases} \rho_3 \left(1 - \frac{\beta z}{T_3}\right)^{\frac{g_0}{\beta_T R_b} - 1}, & 0 \leq z \leq z^*, \\ \rho^* e^{-\frac{g_0}{R_b T^*}(z - z^*)}, & z^* \leq z \leq z^{**}. \end{cases} \quad (26)$$

Здесь введены обозначения

$$\rho_3 = \frac{p_3}{R_b T_3}, \quad \rho^* = \frac{p^*}{R_b T^*}.$$

Таким образом, подинтегральная функция в выражении (24) в условиях плоско-слоистой среды с кусочно-линейным профилем температуры является композицией элементарных функций. Тем не

менее, чтобы избежать громоздких выкладок, его вычисление в данной работе проводилось численным путем.

4. НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ НА ТРАЕКТОРИИ ПОЛЕТА

При решении задачи о ЗУ в качестве лучевых координат ξ_1 и ξ_2 часто выбирают t_a и φ , где t_a — физическое время, параметризующее траекторию ЛА, φ — азимутальный угол выхода луча из начального конуса Маха (см. рис. 1). Траектория ЛА, представляющая собой множество начальных точек лучей, задается как параметрическая кривая

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_a(t_a) = (x_a(t_a), y_a(t_a), z_a(t_a)).$$

Начальные условия для уравнений (10) запишутся в виде

$$x|_{z=z_a(t_a)} = x_a(t_a), \quad y|_{z=z_a(t_a)} = y_a(t_a). \quad (27)$$

Значения параметров q_x и q_y на лучах определяются ориентацией осей и углами раствора конусов Маха в точках траектории ЛА, зависящими от числа Маха полета, углов курса и наклона траектории ЛА, а также атмосферного ветра. Ось конуса Маха направлена вдоль вектора $\mathbf{V}$ воздушной скорости ЛА, направление которого в земных координатах (x, y, z) задается углами θ_1 и θ_2 (рис. 1б). Вектор воздушной скорости ЛА в данной точке траектории отличается от касательного к траектории вектора земной скорости $\mathbf{V}_3$ на вектор скорости ветра в данной точке $\mathbf{v}_0$. В рамках текущей работы атмосферный ветер считается нулевым, и вектора $\mathbf{V}$ и $\mathbf{V}_3$ совпадают. В рассматриваемой точке траектории введены локальные координаты (x', y', z') , такие что ось x' совпадает по направлению с вектором воздушной скорости, а оставшиеся координатные оси, дополняющие систему до правой тройки, выбраны таким образом, чтобы плоскость (x', z') была параллельна оси z земной системы координат. Азимутальный угол φ вводится как полярный угол в плоскости (y', z') (см. рис. 1а). Начальные направления лучей определяются нормальными к конусам Маха и задаются в виде семейства

$$\mathbf{q}_0 = \mathbf{q}_0(t_a, \varphi).$$

Во введенных вспомогательных координатах (x', y', z') в отсутствие ветра компоненты $\mathbf{q}_0$ определяются углом Маха μ и азимутальным углом φ :

$$\begin{aligned} & (q_{0x'}, q_{0y'}, q_{0z'}) = \\ & = \frac{1}{c_0(z_a(t_a))} (\sin \mu(t_a), \cos \mu(t_a) \sin \varphi, -\cos \mu(t_a) \cos \varphi). \end{aligned} \quad (28)$$

Для перехода в земные координаты (x, y, z) необходимо совершить два поворота на углы θ_1 и θ_2 .

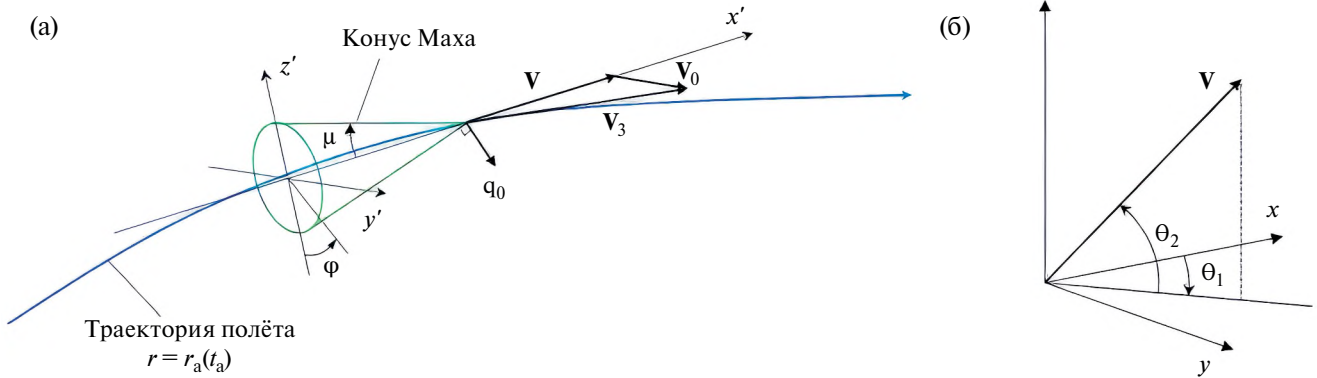


Рис. 1. (а) — Начальные условия на конусе Маха и (б) — угловые положения вектора воздушной скорости.

Начальные условия для акустического давления (1) формируются при помощи инвариантов преобразования Галилея, осуществляемого при переходе от системы координат, связанной с ЛА, к земной системе координат [20]. Модели типа (1), основанные на приближении нелинейной геометрической акустики (НГА), справедливы там, где выполнено предположение о независимости распространения возмущений вдоль лучей. Поэтому начальные условия задаются на некотором удалении от ЛА. Предположим, что поле избыточного давления известно в некоторой области с цилиндрической боковой поверхностью с образующими, параллельными оси x' , т.е. направлению воздушной скорости ЛА (рис. 2). Избыточное давление на боковых поверхностях, соответствующих различным точкам траектории, задается функцией

$$p_0 = p_0(t_a, \varphi, l). \quad (29)$$

Здесь величина l играет роль фазовой переменной. В геометрической акустике в качестве фазовой переменной выступает время в сопровождающей системе $\tau = t - \varphi$. При фиксированных пространственных координатах τ изменяется с физическим временем t . Чтобы связать две фазовые переменные l и τ , рассмотрим третью фазовую переменную: расстояние N по нормали к волновым фронтам, измеряемое относительно фронта, выходящего из точки O . Данная величина является галилеевым инвариантом при переходе от системы координат, связанной с ЛА, к земной системе.

С одной стороны, в связанной с ЛА системе координат имеем связь

$$N = l \sin \mu.$$

В земной системе через фиксированную точку в пространстве возмущение проходит расстояние N по нормали к фронту со скоростью $c_0(z_a(t_a)) = c_a$

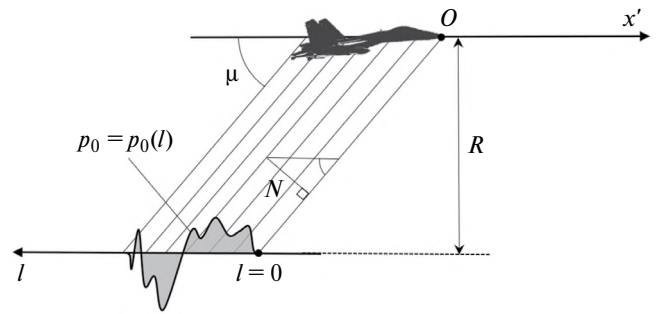


Рис. 2. К постановке начальных условий для акустического давления.

(на масштабах рассматриваемой области атмосфера полагается однородной) за время $t = \tau$:

$$N = c_a \tau.$$

Таким образом, фазовые переменные l и τ связаны соотношением

$$\tau = \frac{l \sin \mu}{c_a}. \quad (30)$$

Пусть радиус цилиндрической боковой поверхности равен R . В локальной системе координат, в которой атмосфера покоится, распространение волны до цилиндрической границы происходит за время T , определяемое соотношением

$$c_a T = \frac{R}{\cos \mu}.$$

За то же время в земной системе при отсутствии ветра луч проходит расстояние

$$\bar{s} = c_a T.$$

Тогда для начального значения длины дуги луча $\bar{s}$ имеем:

$$\bar{s}(t_a) = \frac{R}{\cos \mu(t_a)}, \quad (31)$$

а для соответствующего значения $\bar{z}$ справедлива формула

$$\bar{z}(t_a, \varphi) = z_a(t_a) + c_0(z_a(t_a))q_{0z}(t_a, \varphi)\bar{s}(t_a). \quad (32)$$

Здесь $q_{0z}(t_a, \varphi)$ — z -компонента начального вектора $\mathbf{q}_0$ в земной системе координат.

Таким образом, начальное условие для уравнения (1) можно записать в виде

$$p|_{s=\frac{R}{\cos\mu(t_a)}} = p_0\left(t_a, \varphi, \frac{\tau c_0(z_a(t_a))}{\sin\mu(t_a)}\right) = F(t_a, \varphi, \tau). \quad (33)$$

5. ЗВУКОВОЙ УДАР В КРЕЙСЕРСКОМ РЕЖИМЕ ПОЛЕТА ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

5.1 Геометрия распространения волн звукового удара

С использованием точного решения (12), (13), (14) для лучей в стандартной атмосфере можно построить геометрию распространения возмущений ЗУ от сверхзвукового ЛА на различных режимах его полета. Лучи, выходящие из фиксированной точки траектории, образуют обратный коноид Маха. Семейство обратных коноидов Маха на траектории полета ортогонально семейству волновых фронтов — прямых коноидов Маха. Поскольку оба семейства заполняют одну и ту же область пространства, геометрию распространения волн можно характеризовать как прямыми, так и обратными коноидами. При наличии полученного точного решения для лучей распространение волн ЗУ удобнее характеризовать геометрией обратных коноидов.

В настоящей работе остановимся на рассмотрении крейсерского режима полета. Для данного режима параметрами, определяющими геометрию обратных коноидов, служат число Маха M и высота полета. Определим влияние данных параметров на форму обратных коноидов и линию их пересечения с земной поверхностью.

Будем предполагать, что крейсерский полет ЛА происходит в направлении оси x в плоскости $y = 0$ на высотах $z_a = \text{const} \in [z^*, z^{**}]$ (величины z^* и z^{**} определены в разделе 3). Тогда решение (12), (13) с начальными условиями (27), (28) примет вид:

$$\begin{aligned} x(z, t_a, \varphi) &= c_a M t_a - \frac{\sin\mu}{c_a} I_0(z, \varphi), \\ y(z, t_a, \varphi) &= \frac{\cos\mu \sin\varphi}{c_a} I_0(z, \varphi), \end{aligned} \quad (34)$$

$$I_0(z, \varphi) = \begin{cases} \frac{c_a}{\cos\mu \cos\varphi} (z^* - z_a) + F_0(\zeta(z)) - \\ - F_0(\zeta(z^*)), & 0 \leq z \leq z^*; \\ \frac{c_a}{\cos\mu \cos\varphi} (z - z_a), & z^* < z \leq z_a. \end{cases} \quad (35)$$

Здесь $I_0(z, \varphi)$ — интеграл, заданный формулой (13), функция $F_0(\zeta)$ определяется формулой (14), $c_a = c_0(z_a)$, а $z^* = 11000$ м. В текущей постановке число Маха полета M и скорость звука на высоте полета c_a постоянны, поэтому I_0 не зависит от параметра t_a . Величина t_a определяет лишь координату вершины коноида Маха и потому не является существенной при изучении его геометрии, сохраняющейся во время полета ЛА. Для определенности положим $t_a = 0$, фиксируя тем самым точку траектории полета $(0, 0, z_a)$ и соответствующий обратный коноид Маха, имеющий вершину в этой точке.

Строго говоря, величина z в решении (34), (35) ограничена не только условием $z \in [0, z_a]$. Полученное решение также необходимо дополнить условием допустимости параметризации лучей

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_0^2(z)} - Q^2(\varphi) &= \frac{1}{c_0^2(z)} - \\ - \frac{1}{c_a^2} (\sin^2\mu + \cos^2\mu \sin^2\varphi) &> 0, \end{aligned} \quad (36)$$

вытекающим из предположения $q_z < 0$, где величина q_z определяется отрицательной ветвью формулы (9). При $z^* < z \leq z_a$, как можно убедиться, обратившись к решению (34), (35), лучи представляют собой прямые линии, поэтому в данном диапазоне высот отсечки не происходит, и величина q_z сохраняет свое значение вдоль луча. Условие (36) для этого случая сводится к неравенству $\cos^2\varphi > 0$, запрещающему лучи, горизонтально выходящие из начального конуса Маха. При $0 \leq z < z^*$ с учетом зависимости (25) для квадрата скорости звука в стандартной атмосфере выражение (36) можно переписать в следующем виде:

$$z > \frac{1}{\gamma R_a \beta_T} \left(\frac{c_a}{\sqrt{\sin^2\mu + \cos^2\mu \sin^2\varphi}} - c_g \right). \quad (37)$$

Здесь $c_g = c_0(0)$ — скорость звука на поверхности земли. Полученное неравенство следует воспринимать следующим образом: при положительной правой части неравенства величина его правой части дает высоту точки разворота луча z_{co} , а при отрицательной правой части луч достигает поверхности земли, и минимальное значение z на нем равно нулю.

Построение обратного коноида Маха производится путем трассировки лучей, выходящих из рассматриваемой точки траектории под различными азимутальными углами φ в соответствии с решением (34), (35) при $t_a = 0$ с учетом ограничения (37). На рис. 3а изображены обратные коноиды Маха, построенные указанным способом для случая крейсерского полета ЛА на высоте $z_a = 15$ км с числами Маха $M = 1.05, 1.15, 1.5, 3$ в положительном направлении оси x земной системы координат. При построении каждого коноида производилась трассировка 281 лучей для значений φ , равномерно распределенных на отрезке $[-70^\circ, 70^\circ]$. Видим, что для коноидов, соответствующих числам Маха 1.05 и 1.15, все лучи дошли до точки поворота. Для чисел Маха, меньших некоторого порогового значения, волны первичного ЗУ не достигают поверхности земли.

Линия пересечения обратного коноида Маха с поверхностью земли может быть построена как параметрическая кривая $x = x(\varphi)$, $y = y(\varphi)$ на основе формул (34), (35) при $z = 0$ и $t_a = 0$, т.е. как координатная линия на обратном коноиде. Значения параметра φ на линии пересечения ограничены неравенством (37) при $z = 0$. Для этого случая неравенство запишется в виде

$$\sin^2 \varphi < \frac{\left(\frac{c_a}{c_g}\right)^2 - \sin^2 \mu}{\cos^2 \mu}. \quad (38)$$

При положительной правой части предельный случай равенства в (38) определяет азимутальный угол отсечки $\varphi_{co} > 0$, и на линии пересечения $|\varphi| < \varphi_{co}$. Заметим, что данное ограничение при выбранных высотах полета не зависит от высоты полета и определяется только величиной числа Маха. В случае отрицательной правой части обратный коноид Маха не пересекает поверхность земли ни при каких значениях φ , т.е. происходит глобальная отсечка волн первичного ЗУ градиентом температуры. Знак правой части определяется числом Маха

полета $M = \frac{1}{\sin \mu}$. При выбранных параметрах полета в соответствии с профилем квадрата скорости звука в стандартной атмосфере (25) граничное число Маха отсечки M_{co} есть величина

$$M_{co} = \frac{c_g}{c_a} \approx 1.153. \quad (39)$$

Семейство линий пересечения для случая крейсерского полета ЛА на высоте $z_a = 15$ км для значений чисел Маха, равномерно распределенных на отрезке $[1.05, 3]$, построено на рис. 3б. Видно, что при изменении числа Маха геометрия линии пересечения существенно изменяется, а ширина возмущенной области на поверхности земли монотонно увеличивается при увеличении числа Маха. Картина линий пересечения с увеличением числа Маха уплотняется, а начиная с некоторого значения числа Маха вовсе перестает существенно

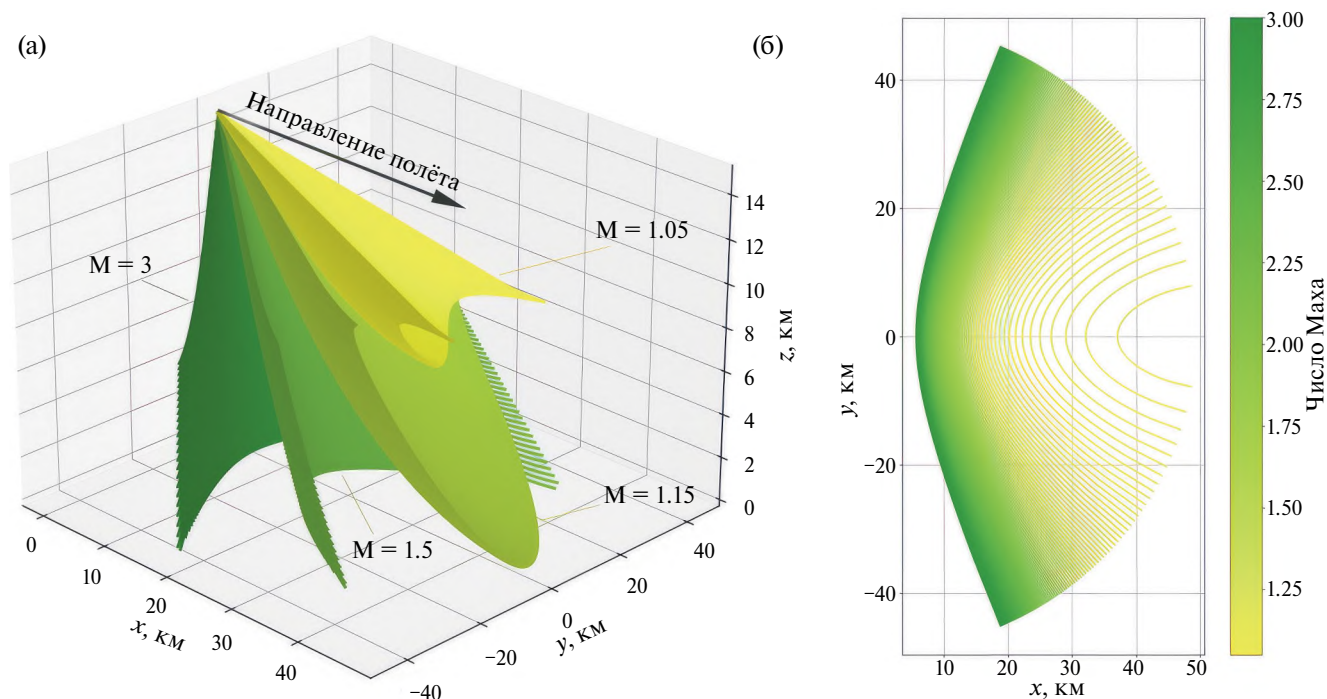


Рис. 3. (а) — Обратные коноиды Маха и (б) — линии пересечения обратных коноидов с поверхностью земли в крейсерском полете ЛА на высоте 15 км при различных числах Маха.

меняться, т.е. геометрия линии пересечения «стабилизируется». При $M \rightarrow \infty$ азимутальный угол отсечки φ_{CO} стремится к предельному значению

$$\varphi_{CO\max} = \arcsin\left(\frac{c_a}{c_g}\right) \approx 60.1^\circ,$$

не зависящему от высоты полета ЛА.

Линии пересечения обратных коноидов Маха с поверхностью земли также изменяют свою геометрию при изменении высоты полета ЛА. На рис. 4а построено семейство линий пересечения для ста значений z_a , равномерно распределенных на отрезке [11, 20] км при числе Маха полета $M = 1.5$. Видим, что при увеличении высоты полета ЛА кривизна линии пересечения уменьшается, а ширина увеличивается. Высокая плотность расположения кривых свидетельствует о более плавной зависимости положения и формы линии пересечения от высоты полета, чем от числа Маха.

Определим ширину L возмущенной области на земле как удвоенную координату y луча на земле, удовлетворяющего условию отсечки $\zeta(z=0) = 0$.

В силу отсутствия особенностей при $\zeta = 0$ у первообразной (14) для величины L при $M \geq M_{CO}$ можно получить:

$$L(M, z_a) = 2 \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{M_{CO}}{M}\right)^2}}{\sqrt{M_{CO}^2 - 1}} \left(z_a + z^* \frac{\arcsin\left(\sqrt{1 - \frac{1}{M_{CO}^2}}\right)}{\sqrt{1 - \frac{1}{M_{CO}^2}}} \right). \quad (40)$$

При $M \in [1, M_{CO}]$ необходимо положить $L = 0$. Видим, что ширина возмущенной области на земле является линейной функцией высоты полета ЛА. Формула (40) также свидетельствует об эффекте «стабилизации» величины L при возрастании числа Маха полета. На рис. 4б изображено семейство зависимостей ширины L возмущенной области на земле от числа Маха при различных высотах крейсерского полета ЛА. С ростом числа Маха при переходе через данное пороговое значение величина L начинает быстро нарастать, и превышает 20 км уже при числе Маха $M = 1.2$ для всех значений высоты полета. При этом влияние изменения высоты

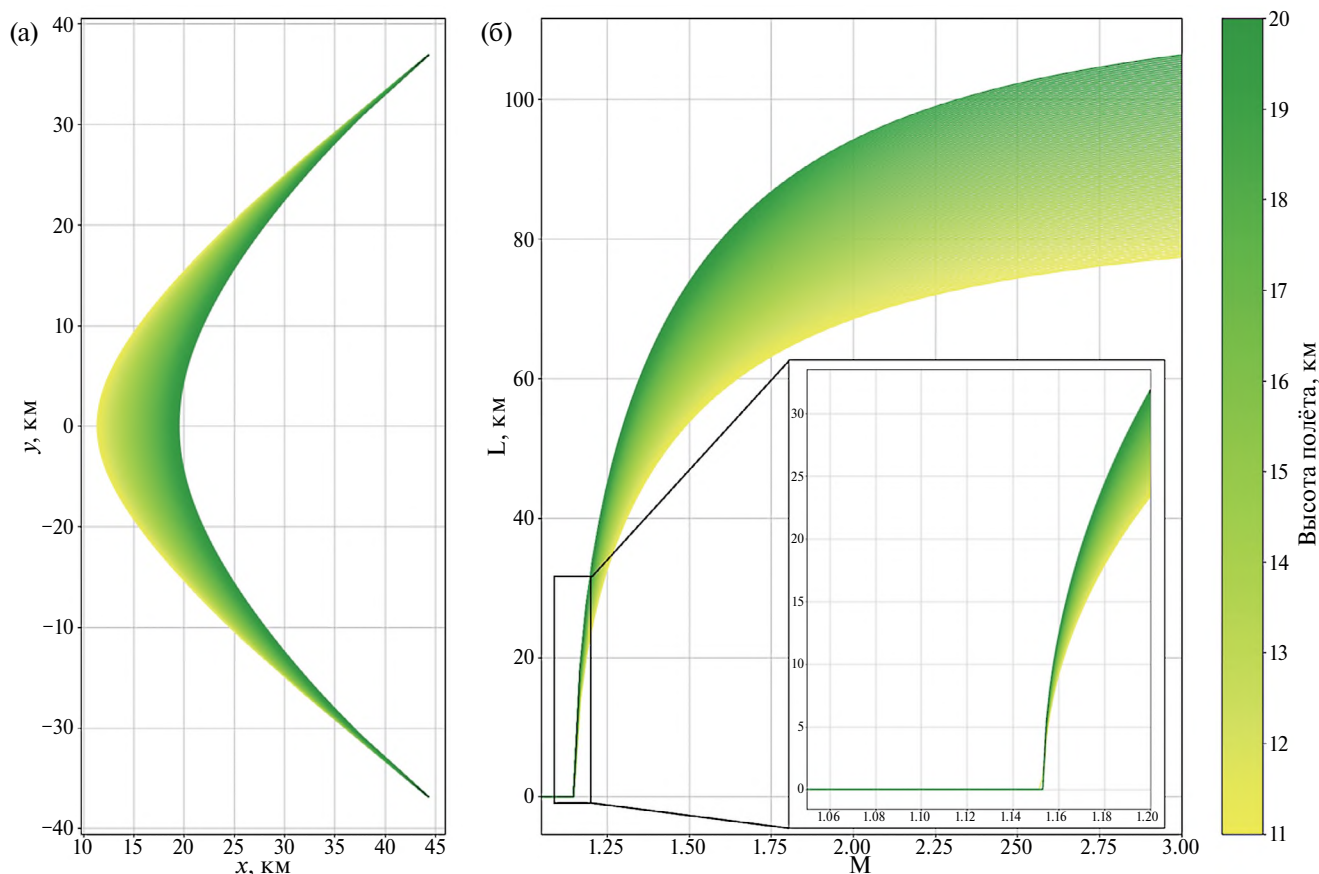


Рис. 4. (а) — Линии пересечения обратных коноидов Маха с поверхностью земли в крейсерском полете с числом Маха $M = 1.5$ и (б) — семейство зависимостей ширины возмущенной области от числа Маха при различных высотах крейсерского полета.

полета не существенно при числах Маха, близких к M_{co} , и существенно возрастает при увеличении числа Маха до тех пор, пока увеличение числа Маха не перестанет ощутимо изменять геометрию благодаря эффекту «стабилизации» и высота полета не станет единственным существенно влияющим на величину L фактором. Таким образом, ширина области, подверженной возмущениям ЗУ на земле, монотонно возрастает и с числом Маха, и с высотой полета ЛА. При выбранных диапазонах изменения числа Маха и высоты полета величина L может превосходить 100 км.

5.2 Пример расчета эпюр избыточного давления на земле

В качестве примера применения полученных решений произведен расчет распространения волн ЗУ от демонстратора X-59 в условиях третьего семинара SBPW (Sonic Boom Prediction Workshop), организованного NASA в 2020 г. [33]. X-59 — экспериментальный сверхзвуковой самолет, разрабатываемый в рамках миссии NASA QueSST, призванный продемонстрировать низкий уровень ЗУ на земле (первый полет запланирован на 2024 г.). Участникам семинара представлялись начальные данные для расчета распространения волн ЗУ, полученные с помощью методов вычислительной газовой динамики. Для случая крейсерского полета демонстратора в стандартной атмосфере задано число Маха полета $M = 1.4$, высота полета $z_a = 16459.2$ м, высота уровня земли $z_g = 110.011$ м, а также начальные условия для расчета акустического давления на земле в форме (29) при радиусе боковой границы расчетной области течения вблизи демонстратора $R = 82.296$ м. Отражение от земной поверхности предлагается учитывать простым домножением результата распространения на коэффициент $r = 1.9$.

На рис. 5 демонстрируется работа алгоритма извлечения однозначного разрывного решения для функции Π из неоднозначного решения (5) с помощью принципа максимума для потенциала Φ в случае $\varphi = 0^\circ$. Видим, что выбор максимального значения потенциала для каждого значения τ дает непрерывную функцию, огибающую многозначное решение. Отслеживание переходов между однозначными «ветвями» при построении данной огибающей и совершение соответствующих переходов в решении для функции Π позволяет автоматически расставить разрывы, удовлетворяющие правилу равенства площадей [34].

Для заданных выше параметров крейсерского полета демонстратора азимутальный угол отсечки на земле φ_{co} равен 44.84° . Расчеты эпюр избыточного давления на земле проведены для 81 значения азимутального угла φ от $\varphi_{min} = -40^\circ$ до $\varphi_{max} = 40^\circ$ с шагом 2° . Начальные условия в

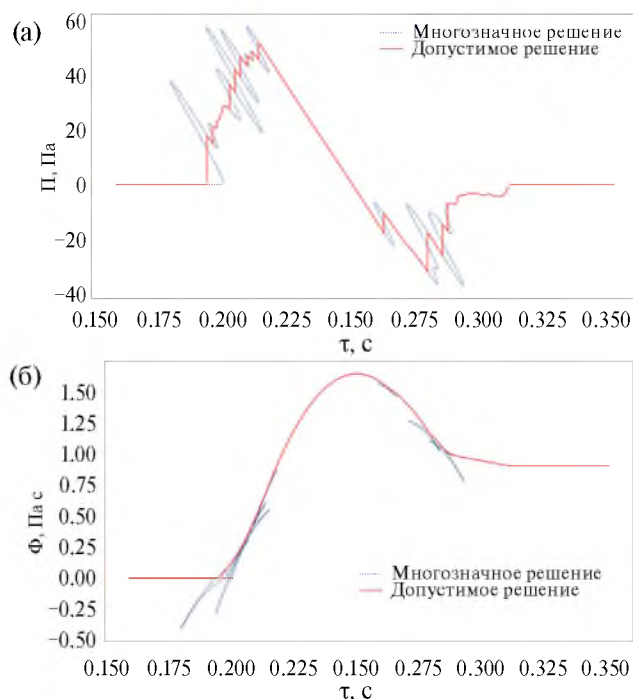


Рис. 5. (а) — Решения для функции Π и (б) — потенциала Φ в случае $\varphi = 0^\circ$.

форме (33) и соответствующие результаты расчетов на земле приведены на рис. 6 (в силу симметрии задачи на рисунке изображены только эпюры для неотрицательных значений φ). Можно увидеть, что при увеличении азимутального угла происходит упрощение эпюры давления на земле в результате слияния скачков, чему способствует увеличение расстояния, проходимого возмущением до достижения поверхности земли. Тем не менее, формы волн остаются многоскачковыми и качественно довольно далекими от N-образной. Это обеспечивает большее время нарастания избыточного давления на головном и хвостовом ударных фронтах и меньшую громкость волн ЗУ по сравнению с идеальной N-волной той же амплитуды [35].

В силу важности учета конечности времени нарастания в скачках избыточного давления полученные результаты в представленном виде не позволяют рассчитать громкость с помощью современных метрик из-за наличия в эпюре математических разрывов. Несмотря на то, что амплитуда (максимальное в эпюре значение) в полученных решениях убывает строго монотонно с ростом азимутального угла (рис. 6б), расчет громкости для аналогичных результатов с учетом диссипативных факторов, проведенный в работе [19] с помощью известного программного кода sBOOM (NASA), показывает немонотонное поведение ее значения. Для корректной оценки громкости при расчетах распространения волн ЗУ в приближении идеальной

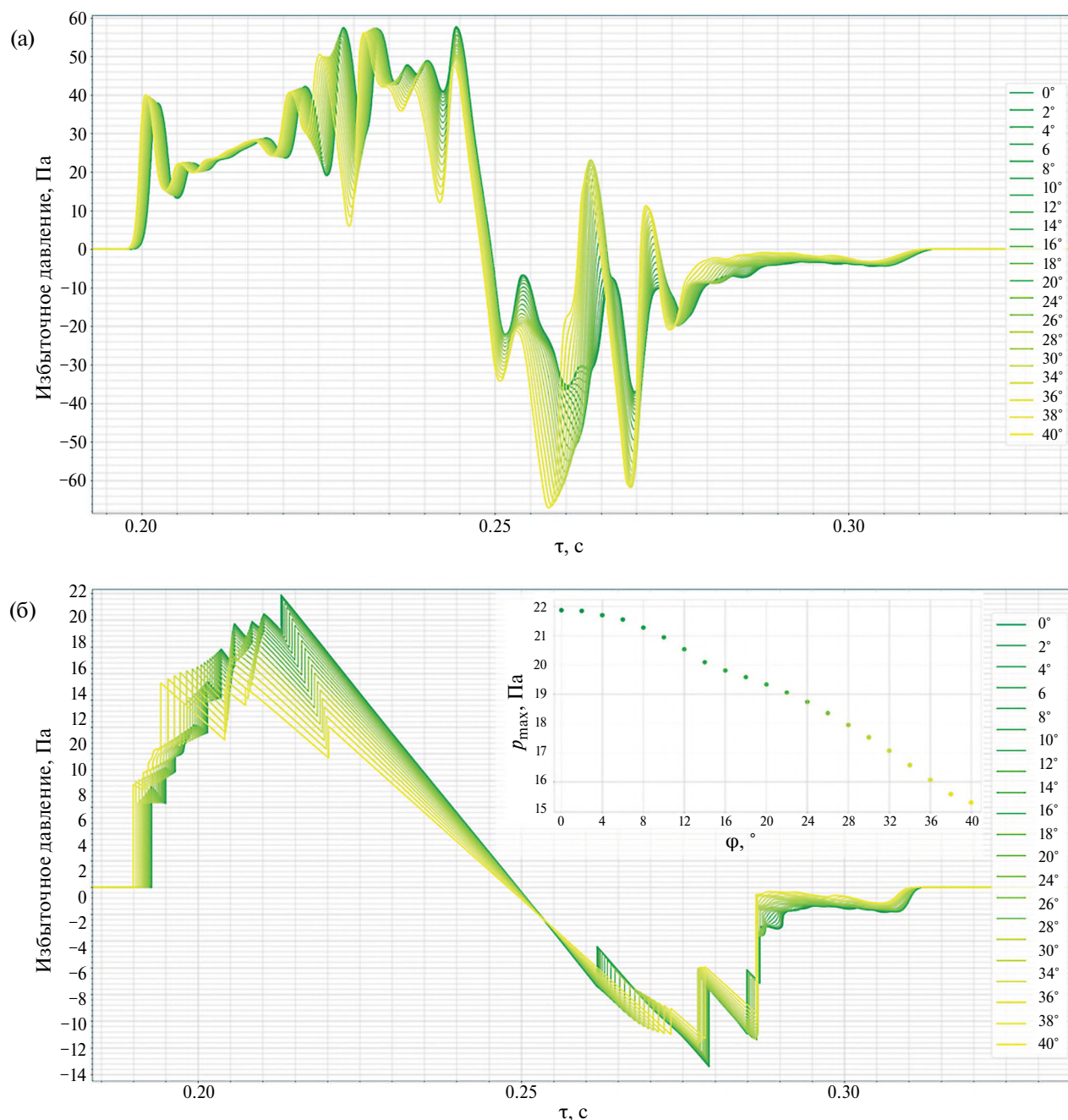


Рис. 6. (а) — Начальные эпюры избыточного давления и (б) — соответствующие эпюры на земле для различных азимутальных углов выхода лучей.

среды ранее применялись эмпирические поправки (см., например, [28]), основанные на результатах статистического анализа экспериментальных данных. В настоящее время применяются модели, учитывающие физические процессы диссипации волн в атмосфере (см., например, обзор [5]). Несмотря на отмеченный недостаток, присущий всем подходам, игнорирующим диссипативные процессы в волнах ЗУ, упрощенные модели воспроизводят основную структуру эпюр избыточного давления на земле, что позволяет судить об успешности

проектирования геометрии СПС, основываясь на расположении и интенсивности скачков в волне ЗУ, проводя расчеты в режиме реального времени.

Влияние диссипативных факторов на форму волны наглядно продемонстрировано на рис. 7, где результаты расчетов на основе предложенного подхода сравниваются с результатами, полученными численно в работе [19] на основе современной модели «дополненного уравнения Бюргерса» (augmented Burgers equation) [36, 37] для трех значений

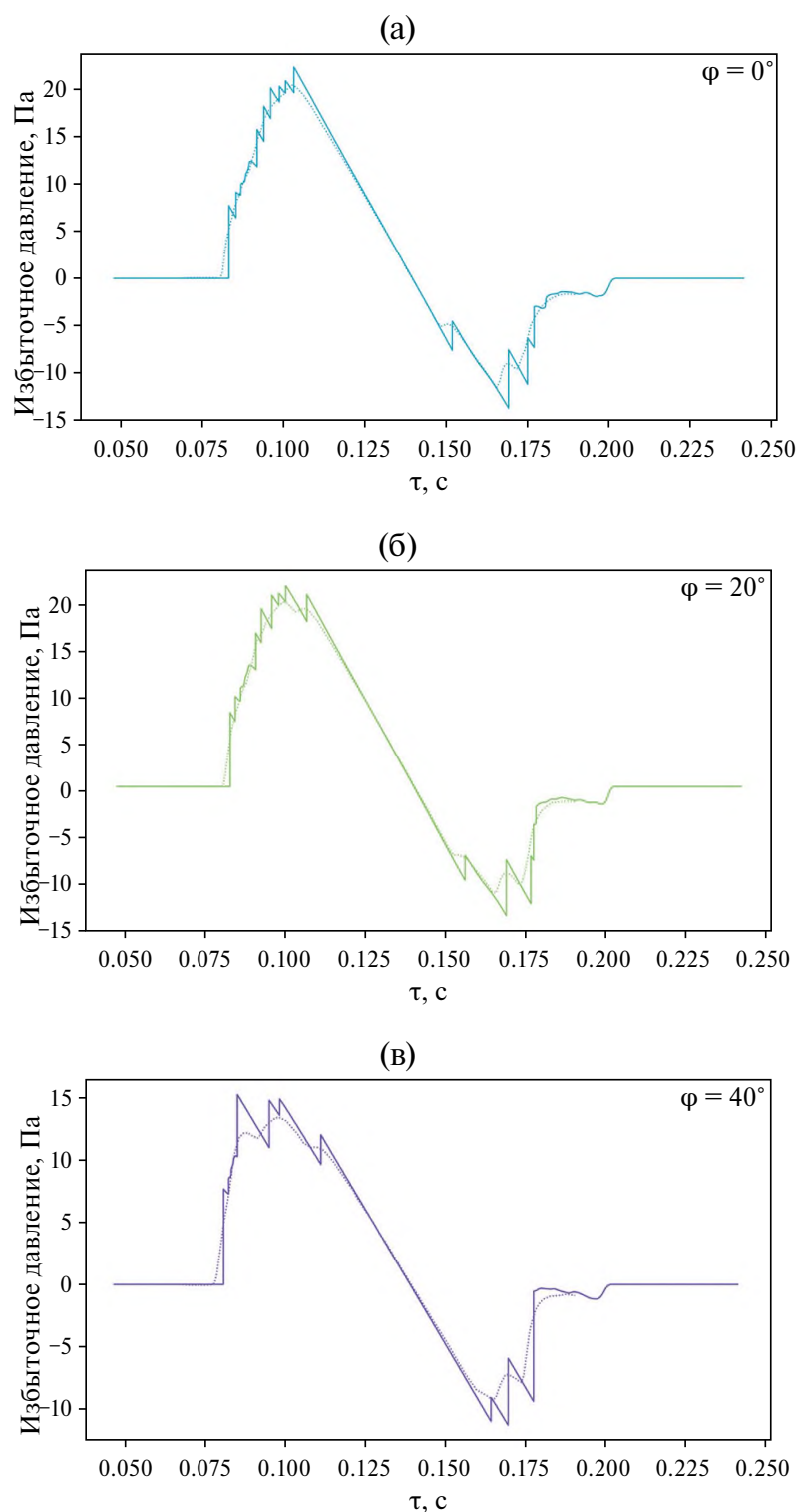


Рис. 7. Эпюры избыточного давления на земле в приближении идеальной среды (сплошные линии) и с учетом диссипативных факторов (пунктирные линии) [19] для азимутальных углов (а) — $\varphi = 0^\circ$, (б) — $\varphi = 20^\circ$ и (в) — $\varphi = 40^\circ$.

азимутального угла φ . Отличие данной модели от рассматриваемой в текущей работе состоит в учете диссипативных факторов — термовязкого затухания и молекулярной релаксации. Видим, что

положение «скачков» в эпюре с учетом диссипации изменяется слабо в условиях текущей задачи, однако форма волны существенно сглаживается с понижением абсолютного значения избыточного

давления и появлением конечных времен нарастания в «скачках», что для малых скачков приводит к их неразличимости и формированию единого плавно нарастающего ударного фронта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью полученного в данной работе решения задачи о лучевой картине в стандартной атмосфере исследована геометрия распространения волн ЗУ для случая сверхзвукового крейсерского полета СПС. Определена зависимость геометрии возмущенной области на земле от высоты и числа Маха полета. Для ширины возмущенной области на земле получена простая расчетная формула.

Для расчета эпюры избыточного давления на земле предложен подход, основанный на модели НГА идеальной среды, позволяющий проводить расчеты акустического давления на земле с произвольным начальным профилем волны в режиме реального времени путем введения псевдо-потенциала, обеспечивающего автоматическое выполнение правила равенства площадей. В условиях семинара SBPW3 2020 для демонстратора X-59 проведен расчет акустического давления в волнах ЗУ на земле; путем сравнения результатов расчета с результатами, полученными на основе численного решения дополненного уравнения Бюргерса с помощью программного кода sBOOM (NASA), проиллюстрировано, что учет диссипативных факторов не приводит к изменению основной структуры эпюр избыточного давления на земле.

Полученное решение задачи о ЗУ в стандартной атмосфере, помимо быстрых оценок характеристик ЗУ в крейсерском режиме полета СПС, может быть применено для исследования геометрии распространения волн ЗУ в различных режимах полета СПС, в том числе, для определения условий возникновения фокусировки волн на земле при сверхзвуковом маневрировании. Оценка характеристик ЗУ на земле при сверхзвуковом маневрировании ЛА является задачей будущих работ.

Статья подготовлена в рамках реализации Программы создания и развития научного центра мирового уровня «Сверхзвук» на 2020–2025 гг. при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение от 17 мая 2022 г. № 075-15-2022-1023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
2. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
3. Руденко О.В., Маков Ю.Н. Звуковой удар: от физики нелинейных волн до акустической экологии (обзор) // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 3–30.

4. Plotkin K. State of the art of sonic boom modeling // J. Acoust. Soc. Am. 2002. V. 111. P. 530–536 (2002).
5. Bonavolontà G., Lawson C., Riaz A. Review of Sonic Boom Prediction and Reduction Methods for Next Generation of Supersonic Aircraft // Aerospace. 2023. V. 10. P. 917.
6. Аверьянов М.В., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Блан-Бенон Ф., Кливленд Р.О. Параболическое уравнение для описания распространения нелинейных акустических волн в неоднородных движущихся средах // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 6. С. 725–735.
7. Aver'yanov M., Blanc-Benon P., Cleveland R., Khokhlova V. Nonlinear and diffraction effects in propagation of N-waves in randomly inhomogeneous moving media // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 129(4). P. 1760–72. <https://doi.org/10.1121/1.3557034>
8. Stout T.A., Sparrow V.W., Blanc-Benon P. Evaluation of numerical predictions of sonic boom level variability due to atmospheric turbulence // J. Acoust. Soc. Am. V. 2021. 149(5). P. 3250–3260. <https://doi.org/10.1121/1.5004985>
9. Dagrau F., Rénier M., Marchiano R., Coulouvrat F. Acoustic shock wave propagation in a heterogeneous medium: a numerical simulation beyond the parabolic approximation // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 130(1). P. 20–32. <https://doi.org/10.1121/1.3583549> PMID: 21786874
10. Luquet D., Marchiano R., Coulouvrat F. Long range numerical simulation of acoustical shock waves in a 3D moving heterogeneous and absorbing medium // J. Computational Phys. 2019. V. 379. P. 237–261. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2018.11.041>
11. Kanamori M., Takahashi T., Naka Y., Makino Y., Takahashi H. and Ishikawa H. Numerical Evaluation of Effect of Atmospheric Turbulence on Sonic Boom Observed in D-SEND#2 Flight Test // AIAA 2017–0278. 2017. <https://doi.org/10.2514/6.2017-0278>
12. Qiao J., Han Z.-H., Zhang L., Song W., Song B. Far-field sonic boom prediction considering atmospheric turbulence effects: An improved approach // Chinese J. Aeronautics. 2022. V. 35(9). P. 208–225. <https://doi.org/10.1016/j.cja.2022.01.013>
13. Wade L.A. Investigation of 3-Dimensional caustic generation with application to off-track sonic boom focusing. Master of Science Dissertation, 2022.
14. Крайцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
15. Buchal R.N., Keller J.B. Boundary layer problems in diffraction theory // Communications on Pure and Applied Mathematics. 1960. V. 13. P. 85–114.
16. Guiraud J.-P. Acoustique géométrique, bruit balistique des avions supersoniques et focalisation (Geometric acoustics, ballistic noise of supersonic aircraft and focusing), translated by Wade L. Originally appeared in: J. de Mec. 1965. V. 4(2). P. 215–267.
17. Auger T. Modélisation et simulation numérique de la focalisation d'ondes de choc acoustiques en milieu en mouvement. Application à la focalisation du bang sonique en accélération (Modeling and numerical sim-

- ulation of the focusing of acoustic shock waves in a moving medium. Application to the focusing of sonic boom during acceleration.) Dissertation, Université Pierre & Marie Curie, ParisVI, Paris, France, 2001, 197 pp. Translated by Wade L.
18. *Salamone III J.A., Sparrow V.V., Plotkin K.J.* Solution of the Lossy Nonlinear Tricomi Equation Applied to Sonic Boom Focusing // *AIAA J.* 2013. V. 51(7). P. 1745–1754.
 19. *Rallabhandi S.K.* Propagation Analysis of the 3rd Sonic Boom Prediction Workshop Cases using sBOOM // *AIAA 2021-0230. AIAA Scitech 2021 Forum.* January 2021.
 20. *Hayes W.D., Haefeli R.C., and Kulsrud H.E.* Sonic Boom Propagation in a Stratified Atmosphere, with Computer Program // *NASA CR-1299* (April 1969).
 21. *Руденко О.В., Сухорукова А.К., Сухоруков А.П.* Полные решения уравнения геометрической акустики в движущихся стратифицированных средах // *Акуст. журн.* 1997. Т. 43. № 3. С. 396–401.
 22. *Pierce A.D.* Spikes on sonic boom pressure wave forms // *J. Acoust. Soc. Am.* 1968. V. 44. P. 1052–1061.
 23. *Rudenko O.V., Enflo B.O.* Nonlinear N-wave propagation through a one-dimensional phase screen // *Acustica – Acta acustica.* 2000. V. 86. P. 229–238.
 24. *Дубровский А.Н., Руденко О.В., Хохлова В.А.* Флуктуационные характеристики волны звукового удара после прохождения случайно-неоднородного слоя // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 5. С. 623–628.
 25. *Гусев В.А., Руденко О.В.* Статистические характеристики интенсивной волны за двумерным фазовым экраном // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 1. С. 30–42.
 26. *Кравцов Ю.А.* Модификация метода геометрической оптики для волны, просачивающейся через каустику // *Известия ВУЗов. Радиофизика.* 1965. Т. 8. № 4. С. 659–667.
 27. *Blokhintzev D.* The propagation of sound in an inhomogeneous and moving medium. Pt. I. // *J. Acoust. Soc. Am.* 1946. V. 18. P. 322–328.
 28. *Чернышев С.Л.* Звуковой удар. М.: Наука, 2011.
 29. *Coulouvrat F.* A quasi-analytical shock solution for general nonlinear progressive waves // *Wave Motion* 2009. V. 46(2). P. 97–107.
 30. *Coulouvrat F., Loubeau A., Marchiano R.* Shock waves and absorption of general nonlinear progressive waves // *AIP Conf. Proc.* 2008. P. 1022. <https://doi.org/10.1063/1.2956251>
 31. *Pierce A.D.* *Acoustics: An Introduction to Its Physical Principles and Applications.* McGraw-Hill, New York, 1981.
 32. ГОСТ 4401-81 «Атмосфера стандартная. Параметры».
 33. <https://lbpw.larc.nasa.gov/>
 34. *Ландау Л.Д.* Об ударных волнах на далеких расстояниях от места их возникновения // *Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т. 1. М.: Наука, 1969. С. 504–512.*
 35. *von Gierke H.E., Nixon C.W.* Human response to sonic boom in the laboratory and the community // *J. Acoust. Soc. Am.* 1972. V. 51(2, Pt. 3). P. 766–782.
 36. *Cleveland R.O.* Propagation of sonic boom through a real stratified atmosphere. Ph.D. dissertation. University of Texas at Austin, 1995.
 37. *Chernyshev S.L., Gorbovskey V.S., Kazhan A.V., Korunov A.O.* Re-entry vehicle sonic boom issue: Modelling and calculation results in windy atmosphere based on the augmented Burgers equation // *Acta Astronautica.* 2022. V. 194. P. 450–460. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.12.038>

Rapid Estimation of Supersonic Civil Aircraft Sonic Boom Characteristics in Standard Atmosphere Based on Analytical Solutions. Cruise Flight

O. Korunov^{a,*}, V. A. Gusev^{a,b,**}, V. S. Gorbovskey^a

^a Central Aerohydrodynamic Institute (TsAGI), Zhukovsky, Russia

^b Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie Gory 1, Moscow, 119991 Russia

* e-mail: korunov.ao@phystech.edu

** e-mail: vgusev@bk.ru

A method for rapid estimations of supersonic civil aircraft sonic boom characteristics in standard atmosphere is proposed. The piece-wise linearity of the temperature profile and the absence of atmospheric wind allow to completely reduce the problem on the geometry of the propagation of sonic boom waves to an algebraic form. For acoustic pressure, an exact solution is formulated on the basis of the approach of nonlinear geometric acoustics. The dependence of the geometry of the sonic boom waves propagation on the parameters of the aircraft cruise flight is analyzed. Under the conditions of the third seminar SBPW (Sonic Boom Prediction Workshop) 2020, ground overpressure signatures from the X-59 demonstrator were calculated.

Keywords: Sonic boom, supersonic civil aircraft, overpressure signature, acoustical rays, nonlinear geometrical acoustics, ray tube area, standard atmosphere, exact solutions

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ. ШУМЫ И ВИБРАЦИИ

УДК 534.83

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВИБРАЦИИ КОНСТРУКЦИИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ ПРИ РОСТЕ ИХ АКУСТИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ

© 2024 г. П. А. Попов^{a,b,*}

^aАО «Ракетно-космический центр «Прогресс», Земеца ул. 18, Самара, 443009 Россия

^bСамарский университет, Московское шоссе 34, Самара, 443086 Россия

*e-mail: banduir@rambler.ru

Поступила в редакцию 18.02.2024 г.

После доработки 31.07.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Представлены результаты анализа экспериментальных данных, позволяющие выявить поведение параметров колебания конструкции при изменении амплитуды акустического давления с помощью введенного в рассмотрение понятия проводимости акустической вибрации. Подтверждается нелинейное поведение вибрационного отклика конструкции разных отсеков ракеты и сегмента панели при нагружении их полем акустического давления. Обнаружены общие закономерности нелинейности, в частности, показано, что проводимость имеет тенденцию к понижению при росте акустической нагрузки, близкую в основном к степенной функции.

Ключевые слова: панели и отсеки ракет, акустическое поле, проводимость акустической вибрации, акустическое давление, нелинейность

DOI: 10.31857/S0320791924050088, **EDN:** XBHMF9

ВВЕДЕНИЕ

Важным этапом проектирования летательных аппаратов является проведение расчетно-экспериментальных работ по оценке акустической вибрации конструкции. При этом имеет значение фактор изменения спектра вибрационного отклика на изменение акустической нагрузки. Это обстоятельство приобретает особую значимость в тех случаях, когда параметры внешнего акустического нагружения столь высоки, что решение задачи в рамках линейной постановки приводит к недопустимым погрешностям с завышенными значениями прогнозируемого вибрационного нагружения. Примером могут служить высокоинтенсивные аэроакустические воздействия современных боевых самолетов, при котором амплитудные уровни нагрузок достигают 173 дБ [1], стартовые и выведенческие случаи нагружения внешней части конструкции сборочно-защитных блоков ракет-носителей и их отсеков, при которых суммарные среднеквадратические уровни акустического давления могут достигать величин свыше 150 дБ и 160 дБ соответственно [2]. Анализ открытых источников показал, что оценки вибрации конструкций летательных аппаратов на широкополосные

случайные акустические воздействия проводились в рамках работ [3, 4], где была представлена связанная упруго-акустическая модель колебания оболочки в акустической среде, в которой учитывалось взаимодействие упругих мод оболочки как с внешним полем нагрузки, так и с акустическими модами воздушного объема внутри отсека с учетом степени согласованности внешнего акустического поля с упругими формами колебания. Был предложен вероятностный подход для оценки акустического излучения пластин, возбуждаемых пристеночными турбулентными пульсациями давления. В работе [5] приводятся результаты исследования взаимодействия волн Лэмба с неоднородностями в пластинах из композитного материала. В статье [6] были исследованы параметры упругих шаров из стали, стекла и нейлона при рассеянии на них акустического пучка. В инструкциях [7–10] представлены конечно-элементные математические модели, позволяющие решать широкий класс виброакустических задач с учетом оценки эффективных масс различных элементов конструкции, характеристик звукопоглощения, импедансных (или адмитансных) свойств материалов с учетом их частотных свойств. Однако, представленные модели не

позволяли проводить оценку колебания оболочек, учитывающих их нелинейное поведение при повышении акустического нагружения. В статье [11] были исследованы продольные волны деформации в физически нелинейных соосных цилиндрических упругих оболочках, содержащих вязкую несжимаемую жидкость как между ними, так и внутри. В тоже время, как показывают результаты испытаний ракет-носителей (РН), на сухих цилиндрических отсеках наблюдается также существенная нелинейность и между параметрами акустических нагрузок и *радиальным* виброускорением, по-видимому, данная нелинейность обусловлена присоединением к полю волн акустического давления пульсационной псевдоакустической составляющей, не вызывающей столь сильного радиального виброотклика по сравнению с акустической компонентой. В данной работе сделана попытка решения задачи по оценке нелинейности между параметрами акустического давления и радиального виброускорения при помощи введения понятия проводимости акустической вибрации (П АВ), оцениваемой по формуле:

$$N = \frac{a}{p_1 - p_2}, \quad (1)$$

где a , p_1 , p_2 — изменяющиеся со временем спектры нормального к поверхности виброускорения, внешнего (падающего, отраженного и излученного) и внутреннего акустического давления.

В работе [12] рассматривались вопросы многомодового колебания пластины, однако величина акустического импеданса, по существу обратного величине (1), предполагалась инвариантной с точки зрения изменения акустического нагружения. В тоже время эксперименты при проведенных летных испытаниях ракет показали следующую зависимость:

$$N = A p_1^\alpha, \quad (2)$$

здесь A и α — случайные экспериментальные параметры степенной функции, которые можно оценить при помощи метода наименьших квадратов (МНК).

В результате проведенного научного анализа можно сделать вывод, что в настоящее время оценка динамики силовых панелей и отсеков ракет в лабораторных условиях и при натурных испытаниях должна быть уточнена с точки зрения качественного изменения параметров вибрации конструкции при воздействии на них высокоинтенсивного акустического нагружения, с учетом изменяемости характеристик вида (1).

Предлагаемый в рамках данной статьи анализ основан на определении характеристик виброакустики с помощью МНК. Были получены линии степенного тренда, которые позволяют судить о характере нелинейности задачи; с помощью введения

эквивалентных жесткостных параметров выяснены условия роста и падения величины проводимости акустической вибрации в зависимости от частоты. Сделан вывод о тенденции ПАВ к понижению при повышении значений акустического давления p_1 .

ОБЪЕКТЫ ИСПЫТАНИЙ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные исследования проводились при пяти пусках РН. Измерения вибрационных ускорений и акустического давления при пусках осуществлялись с использованием данных телеметрической системы измерения (СИ), установленной на РН и обеспечивающей контроль вибрационного и акустического нагружения ее ступеней.

Вибрационные датчики устанавливались на шпангоуте отсека О1, на кронштейнах отсеков О2, О3, О4, О5. Акустические датчики устанавливались в соответствующих зонах на корпусах сухих отсеков РН. Конструкции О4 и О5 — являлись стрингерными обшивками, О1, О2, О3 — гладкими.

Для анализа результатов экспериментов были выбраны параметры гладких оболочек, эквивалентных по жесткости стрингерным обшивкам. При этом использовалось следующее правило для проведения расчетов эквивалентной цилиндрической D_e и мембранной жесткости B_e [13]. С одной стороны D_e (B_e) является суммой удельной изгибной (удельной продольной) жесткости силового элемента и цилиндрической (мембранной) жесткости обечайки без силовых элементов:

$$D_e = \frac{E_1 J}{l} + \frac{E_2 h^3}{12(1 - \nu^2)}, \quad (3)$$

$$B_e = \frac{E_1 F}{l} + \frac{E_2 h}{1 - \nu^2},$$

где E_1 , E_2 , J , F , h , l , ν — модули упругости силового набора и обечайки, момент инерции при изгибе силовых элементов, площадь сечения силового элемента, толщина обечайки, расстояние между силовыми элементами, коэффициент Пуассона соответственно.

С другой стороны, их можно представить в виде цилиндрической и мембранной жесткости в эквивалентных параметрах:

$$D_e = \frac{E_e h_e^3}{12(1 - \nu_e^2)}, \quad (4)$$

$$B_e = \frac{E_e h_e}{1 - \nu_e^2},$$

где E_e , h_e — эквивалентные модуль упругости и толщина. Эквивалентный коэффициент Пуассона примем равным аналогичному коэффициенту для обечайки без стрингеров:

$$\nu = \nu_e.$$

Из (4) с учетом (3) получим следующие соотношения для эквивалентной толщины h_e , модуля упругости E_e и плотности ρ_e :

$$h_e = \sqrt{12 \frac{D_e}{B_e}},$$
$$E_e = \frac{B_e(1 - \nu^2)}{h_e},$$
$$\rho_e = \frac{M}{Sh_e},$$

(5)

где M — масса обечайки, S — площадь ее поверхности.

Конструкции О1, О2, О3 были выполнены из алюминиевых сплавов, при анализе считались гладкими (без силового набора). Используемые при анализе характеристики гладких и стрингерных конструкций отсеков, вычисленных по формулам (5), приведены в табл. 1.

В табл. 1 также представлены частоты кольца обечайки без стрингеров и критические частоты волнового совпадения с учетом стрингеров, на которых предположительно возникают скачки ПАВ, соответственно вычисленные по формулам [12, 14, 15]:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{E_s}{\rho_s(1 - \nu^2)}},$$
$$f_2 = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m_e}{D_e}},$$

(6)

где r , ν , c_0 — радиус, коэффициент Пуассона, скорость звука в воздухе, E_s , ρ_s , m_s — модуль Юнга, плотность, поверхностная масса отсеков без стрингеров или гладких отсеков, m_e — поверхностная масса стрингерной обечайки.

Из табл. 1 видно, что исследуемые стрингерные отсеки имеют достаточно высокую поверхностную

массу за счет вклада силового набора, тогда как поверхностные массы обшивок составляют 25%, 28%.

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ
ПАРАМЕТРОВ. ТРЕНДЫ ПРОВОДИМОСТИ
АКУСТИЧЕСКОЙ ВИБРАЦИИ

Телеметрическая информация по быстроменяющимся параметрам (БМП) принималась и регистрировалась приемными станциями космодрома. Информация по БМП передавалась в виде массивов. Каждый передаваемый массив содержал 512 последовательных измерений одного датчика БМП. Обработка телеметрической информации (ТМИ) по быстроменяющимся параметрам вибрационного ускорения и акустического давления проведена в два этапа. На первом этапе исходная оцифрованная ТМИ («оцифровка» производилась на борту РН) обрабатывалась и представлялась в виде отдельных текстовых файлов по каждому параметру в физических величинах; на втором этапе проводился спектральный анализ оцифрованных процессов со следующими функциональными параметрами: шаг по частоте — 1 Гц; продолжительность «временного окна» — 1 с; перекрытие окон — 0.5 с, частотный диапазон анализа — 1/3-октавный. Далее в рамках каждого 1/3-октавного диапазона вычислялись спектральные плотности мощностей виброускорений и акустических давлений, что позволяло найти осредненные характеристики всех физических величин в рамках данных диапазонов через 1 Гц. Например, для осредненного значения акустического давления через 1 Гц можно написать:

$$p_{1\Gamma\text{ц}}(f) = \sqrt{\frac{p_{1/3}^2}{\Delta_{1/3}}} \times 1 \text{ Гц},$$

где $p_{1/3}$ — суммарное акустическое давление в рамках 1/3-октавного диапазона с шириной $\Delta_{1/3}$ Гц.

Исходя из полученных результатов, для построения линий тренда, выражающих нелинейность

Таблица 1. Характеристики обшивки испытываемых образцов.

Параметры образца	О1	О2	О3	О4	О5	
					Продольное направление	Меридиональное направление
m_s , кг/м ²	14.1	9.2	9.5	3.705	2.78	
m_e , кг/м ²	—	—	—	15.0	10.0	
E_e , Па	—	—	—	5.0×10^9	7.5×10^9	5.3×10^9
h_e , мм	—	—	—	46.7	28.7	21.9
D_e , Н м	9.8×10^2	2.8×10^2	3.0×10^2	4.7×10^4	1.6×10^4	5.2×10^3
B_e , Н/м	4.1×10^8	2.7×10^8	2.8×10^8	2.6×10^8	2.4×10^8	1.3×10^8
f_1 , Гц	649	842	842	696	829	
f_2 , Гц	2243.3	3326.3	3421.3	334.6	461.1	818.1

Пав, выражение (2) было прологарифмировано и приведено к линейной форме:

$$R = \alpha L + \bar{A}, \quad (7)$$

где $R = \lg N$, $L = \lg p_1$, $\bar{A} = \lg A$,

$$\alpha = \frac{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n r_j l_j - (\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n r_j)(\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n l_j)}{(\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n l_j^2) - (\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n l_j)^2},$$

$$\bar{A} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n r_j - \alpha \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n l_j,$$

где r_j — временная реализация изменения логарифма от Пав; l_j — временная реализация логарифма внешнего акустического давления, n — количество реализаций.

После нахождения уравнения тренда (7) производилась процедура его потенцирования для получения уравнения вида (2).

Осредненные в рамках 1/3-октавных диапазонов характеристики Пав по пяти пускам, вычисляемой по формуле (1) с соответствующими линиями тренда, показаны на рис. 1–5.

Изображенные на рис. 1–4 величины Пав убывают с ростом акустической нагрузки. В тоже время при изменении частоты от меньшей к большей

они в основном возрастают до определенного предела, при этом толстыми сплошными линиями представлены предельные их значения. На высших частотах (здесь не показаны) наблюдается снижение этой величины, это говорит о реализации максимальной энергии колебаний при прохождении через кольцевую оболочечную частоту (6), являющуюся асимптотической точкой сгущения собственных частот замкнутой круговой оболочки [14]. Например, для шпангоута О1, неподкрепленного стрингерами, максимум Пав имеется в полосе частот с центральными частотами 625–800 Гц (расчетная кольцевая частота 649 Гц), для эквивалентной гладкой оболочки стрингерного О4 с параметрами, представленными в табл. 1 и вычисленными по формулам (5), имеется, как это показано на рис. 2б, некоторый рост величины

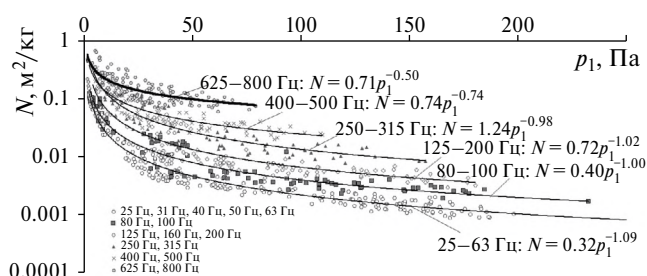


Рис. 1. Тенденция Пав в различных частотных диапазонах и соответствующие тренды для О1.

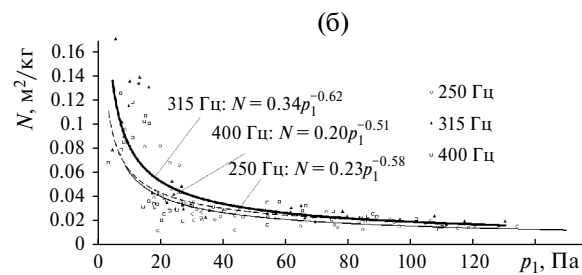
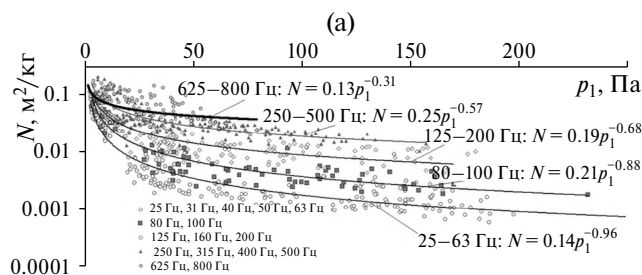


Рис. 2. Тенденция Пав в различных частотных диапазонах и соответствующие тренды для О4: (а) — тенденция для полосы частот от 25 до 800 Гц; (б) — в диапазонах с центральными частотами 250, 315, 400 Гц.

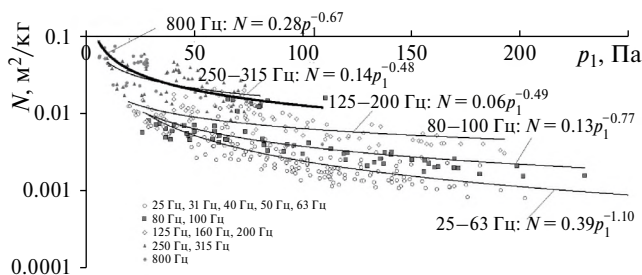


Рис. 3. Тенденция Пав в различных частотных диапазонах и соответствующие тренды для О3.

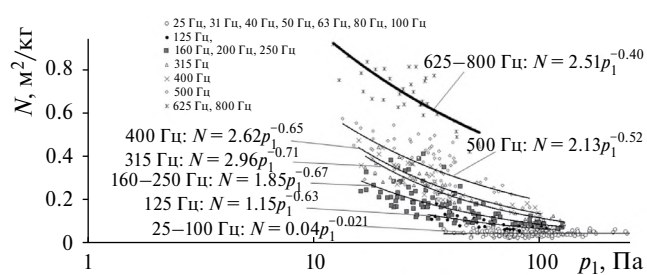


Рис. 4. Тенденция Пав в различных частотных диапазонах и соответствующие тренды для О5.

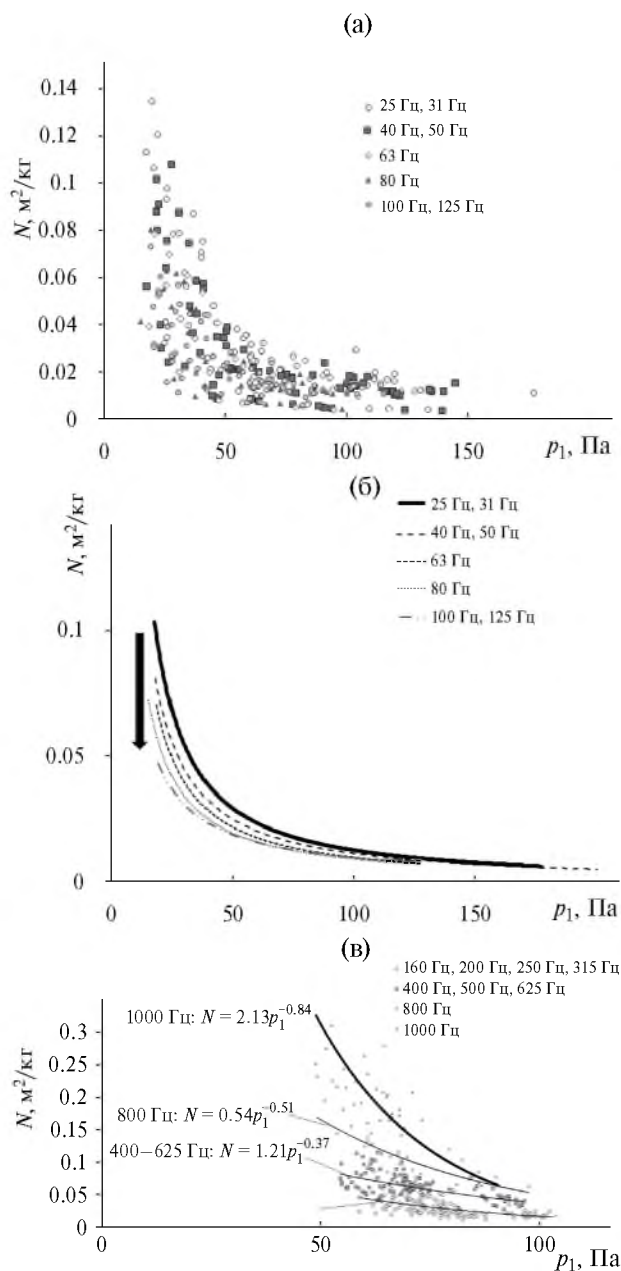


Рис. 5. Тенденция ПАВ в различных частотных диапазонах и соответствующие тренды для О2: (а) — ПАВ в диапазонах частот от 25 до 125 Гц, (б) — тренды для соответствующих частот, (в) — ПАВ в диапазонах частот от 160 до 1000 Гц.

ПАВ в полосе 315 Гц вследствие эффекта волнового совпадения на расчетной частоте 334.6 Гц [14, 15]; максимум в полосе 625 Гц и 800 Гц обусловлен податливостью конструкции О4 на кольцевой частоте, расчетная величина которой для этого отсека равна 696 Гц. Для неподкрепленных стрингеров О3 и подкрепленного О5 вследствие уменьшения их диаметров по сравнению с отсеками О1 и О4 частота кольца смещается в высокочастотную область

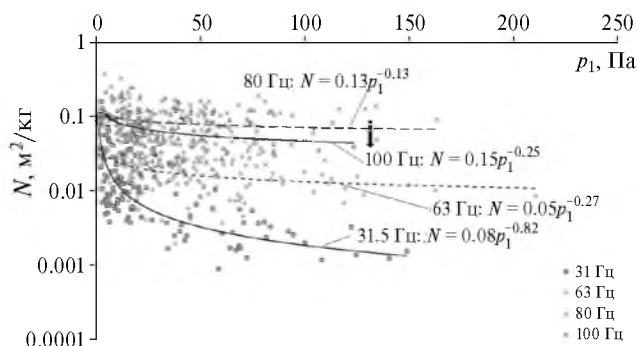


Рис. 6. Оценка ПАВ при испытаниях конструкции сегмента сборочно-защитного блока в акустической камере.

и составляет 842 и 829 Гц соответственно, поэтому максимальные значения ПАВ для них попадают в диапазон с центральной частотой 800 Гц. Вместе с тем для О5 имеет место повышенная податливость в полосе частот 500 Гц, объясняемая критической частотой волнового совпадения на частоте 461.1 Гц. На рис. 5 представлены параметры ПАВ для О2.

На рис. 5а представлено изменение величин ПАВ для О2, отличающихся от прежних вариантов тем, что для данного отсека характерно снижение величины ПАВ в диапазоне от 25 до 125 Гц, это подтверждается поведением соответствующих трендов, представленных на рис. 5б. Далее, как это показано на рис. 5в, наблюдается рост этой величины до частоты 1000 Гц, объясняющийся прохождением через частоту кольца, далее наблюдался спад ПАВ.

Представленные рисунки в целом свидетельствуют об общих закономерностях изменения ПАВ для «гладких» и стрингерных отсеков, выражающей меру податливости конструкций на акустические воздействия. Подобное физическое явление также наблюдалось, в том числе, при проведении экспериментальных работ по определению звукоизоляции сегментов конструкции сборочно-защитного блока, описанному в статье [16]. Некоторые результаты этих испытаний в части оценки величины ПАВ представлены на рис. 6.

Из рис. 6 видно, что, как и при натурных испытаниях, особенно на низких частотах, наблюдалась тенденция ПАВ к понижению при росте внешнего акустического нагружения по степенному закону, что подтверждает объективность изучаемого явления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проведенной работы:

1) Получены параметры проводимости акустической вибрации конструкций отсеков РН,

замечена тенденция этой величины к снижению при росте акустического нагружения. Возможно, это объясняется добавлением к звуковому давлению, действующему на акустические микрофоны, псевдозвуковых пульсаций, которые не сказываются на вибрации.

2) Установлено, что максимальная ПАВ достигается в резонансной области частоты кольца или на критической частоте волнового совпадения оболочки и снижается при удалении от резонансных частот.

3) Показано, что максимальная ПАВ для конкретной частоты соответствует минимальной величине внешней акустической нагрузки, при этом она стремится к уменьшению при росте внешнего нагружения в соответствии со степенной функцией.

4) Показано, что ПАВ стремится к постоянной величине при удалении от резонансной частоты и при увеличении внешнего акустического нагружения.

Дальнейшие исследования будут направлены на решение вопросов оценки вероятностных параметров величины проводимости акустической вибрации, ее использования в математических моделях оценки вибронагружения и звукоизоляции конструкции.

Результаты исследования получены при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Минобрнауки России (грант на проведение крупных научных проектов по приоритетным направлениям научно-технического развития, соглашение №075-15-2024-558).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдрашитов Р.Г., Иванушкин Е.А., Логинов Г.М., Попов О.Ю., Шарунов А.В. Расчетно-экспериментальные исследования звукоизоляции подвесных контейнеров // Тезисы докладов пятой открытой Всероссийской (XVII научно-технической) конференции по аэроакустике (25–29 сентября 2017 г.). С. 213–215.
2. Карачун В.В., Мельник В.Н. Основные причины шума ракет-носителей // Авиационно-космическая техника и технология. 2007. № 9 (45). С. 7.
3. Ефимцов Б.М. Применение энергетического статистического метода для оценки акустического излучения пластин при псевдозвуковом нагружении // Труды ЦАГИ. 1978. Вып. 1902. С. 3–8.
4. Ефимцов Б.М. Критерий подобия спектров пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 1. С. 58–61.
5. Муякишин С.И., Диденкулов И.Н., Вьюгин П.Н., Чернов В.В., Денисов Д.М. Исследование метода обнаружения и локализации неоднородностей в пластинах с использованием волн Лэмба // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 270–274.
6. Котельникова Л.М., Николаев Д.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А. Определение упругих свойств твердотельного шара по результатам рассеяния на нем акустического пучка // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 371–386.
7. Ansys. User's Guide. Introduction to Acoustics / Lectures 1–7. 2016. 415 p.
8. Actran 19. User's Guide. Installation, Operations, Theory and Utilities / Vol. 1. 2018. 862 p.
9. Actran 19. User's Guide. Extended DAT (EDAT) Input File Syntax / Vol. 2. 2018. 756 p.
10. http://storage.ansys.com/doclinks/ansys.html?code=Acoustic_DiffuseSoundField-ALU-K2a
11. Могилевич Л.И., Блинков Ю.А., Иванов С.В. Волны деформации в нелинейных соосных оболочках, заполненных вязкой несжимаемой жидкостью // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 5. С. 467–474.
12. Боголепов И.И. Промышленная звукоизоляция. Л.: Судостроение, 1986. 367 с.
13. Биргер И.А., Пановко Я.Г. Прочность, устойчивость, колебания. Т. 2. Справочник в трех томах. М.: Машиностроение, 1968. С. 148.
14. Мунин А.Г. Авиационная акустика. В 2-х частях. Ч. 2. Шум в салонах пассажирских самолетов. М.: Машиностроение, 1986. 264 с.
15. Иванов Н.И. Инженерная акустика. Теория и практика борьбы с шумом. М.: Университетская книга, Логос, 2008. 424 с.
16. Попов П.А., Иголкин А.А., Шахматов Е.В. Оценка изменения звукоизоляционных характеристик силовых панелей при их высокоинтенсивном акустическом нагружении // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2022. № 2. С. 68–79.

Tendency of Conductivity of Acoustic Vibration of the Design of Aircraft to Lowering with the Growth of Their Acoustic Loading

P. A. Popov^{a,b,*}

^a *JSC Space-rocket Center Progress, Zemets St. 18, Samara, 443009 Russia*

^b *Samara University, Moskovskoe shosse 34, Samara, 443086 Russia*

** e-mail: banduir@rambler.ru*

In work the results of the analysis of experimental datas allowing to reveal behavior of parameters of fluctuation of the design at change of amplitude of acoustic pressure with the concept of conductivity of acoustic vibration entered into consideration are provided. The nonlinear behavior of the vibration response of the design of different compartments of the rocket and segments of panels when loading by their field of acoustic pressure is confirmed. The general patterns of nonlinearity are found, in the particular it is shown that conductivity tends to lowering with the growth of acoustic loading close generally to the power function.

Keywords: panels and compartments of rockets, acoustic field, conductivity of acoustic vibration, acoustic pressure, nonlinearity

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ. ШУМЫ И ВИБРАЦИИ

УДК 534.6.08, 534.13

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ГРЕБНОГО ВИНТА

© 2024 г. А. В. Стуленков^{а,*}, В. В. Артельный^а, П. И. Коротин^а, А. С. Суворов^а,
И. Е. Горбунцов^б, М. С. Норкин^а, С. Г. Зайцева^а

^аФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук,
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

^бАО “СПМБМ “МАЛАХИТ”, ул. Фрунзе 18, Санкт-Петербург, 196135 Россия

*e-mail: stulenkoy@ipfran.ru

Поступила в редакцию 16.08.2023 г.

После доработки 05.07.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Представлено исследование акустического поля винта, особенностью которого является учет влияния его упругих резонансов. В основе исследований лежит расчетно-экспериментальный подход, базирующийся на совместном использовании численного и экспериментального физического моделирования. В работе продемонстрировано, что методы физического и численного моделирования, являющиеся составными частями подхода, обеспечивают высокую точность определения резонансных частот в воздухе и в воде. С использованием разработанного подхода обоснована важность учета упругих резонансов гребного винта при проектировании объектов морской техники. На примере двух моделей винта, изготовленных из разных материалов, экспериментально продемонстрировано влияние добротности на уровни и вид спектра излучения.

Ключевые слова: гребной винт, акустическое проектирование, масштабное моделирование, упругие резонансы

DOI: 10.31857/S0320791924050097, **EDN:** XBGOSJ

ВВЕДЕНИЕ

Исследование подводного шума, создаваемого объектами морской техники, является актуальной задачей. Высокий уровень шума является признаком неисправности или критического износа узлов судна и существенно ухудшает экологическую обстановку в районах интенсивного судоходства.

Основным источником подводного шума судна при движении на высоких скоростях является гребной винт. Изначально проблема снижения шумоизлучения гребного винта была связана с эффектом кавитации [1]. Решения задачи увеличения критической скорости кавитационного режима добиваются равномерным распределением упора по лопасти и переходом на винты с пониженной частотой вращения. Вторым этапом снижения шумности движителей можно назвать борьбу с автоколебаниями лопастей, вызванными синхронизмом частот их упругих колебаний с частотой срыва крупных вихрей. Данную проблему, получившую название “пение винта”, решают заострением

задней кромки лопастей. Дальнейшее ограничение акустического качества гребных винтов связано с лопастными гармониками, возникающими в результате взаимодействия винта с неоднородным по углу набегающим потоком [2]. В известной мере переход на саблевидную форму лопастей, правильный выбор количества лопастей и обводов кормовой оконечности снимает проблемы взаимодействия винта с неоднородным набегающим потоком, снижая уровни дискретных составляющих на лопастных частотах. Всегда присутствует во внешнем акустическом поле и компонента, связанная с переизлучением корпуса судна. В данной работе она затрагиваться не будет, хотя, вследствие резонансов корпуса или гребного вала, переизлучение может даже превышать уровень шума первичного источника за счет добротности резонансов корпусных конструкций или понижения типа мультипольности источника системы винт-корпус.

Таким образом, основной вклад в излучение винта [2, 3], у которого указанные выше проблемы

исключены, связан с кромочным шумом — излучением, вызванным взаимодействием турбулентного потока с лопастями. Кромочный шум возбуждается турбулентным пограничным слоем и срывом вихрей с выходящей и торцевой кромок лопасти и имеет широкополосный спектр с выраженными резонансными максимумами. Излучение, имея дипольный характер, по сути, определяется эквивалентной переменной дипольной силой, которая действует на лопасть и составляет определенный процент от силы упора винта. Величина отношения этой переменной эквивалентной силы к статической силе упора и спектр кромочного шума определяются геометрией и режимом работы винта, а также характеристиками набегающего потока. Физические параметры материала винта слабо сказываются на уровне излучения широкополосной компоненты кромочного шума. Модель абсолютно жесткого винта при расчетах переменной силы, действующей на жидкость и лопасти, адекватно описывает задачу взаимодействия турбулентного потока и лопасти для широкополосной составляющей излучения.

Однако даже “правильно” спроектированный гребной винт с минимальным уровнем дипольной силы будет иметь в излучении резонансные максимумы, независимые от частоты вращения, на частотах собственных форм колебания лопастей. Это в общем случае соответствует гидроупругой задаче при отсутствии положительной обратной связи, приводящей к пению винта.

Задачу акустического проектирования винтов пытаются решать с помощью активно развивающихся в последнее время численных методов. Большинство работ по этому направлению посвящено анализу жесткого гребного винта в потоке жидкости [4–6]. В этих работах исследуются механизмы из приведенного выше перечня составляющих шума и определяются интегральные характеристики поля. В статье [3] описываются подходы к прогнозированию поля винта численными методами, в том числе и для задачи об излучении лопастью на собственных частотах в упругой постановке. Однако в этой статье не приводится верификации результатов, что является важным моментом при выполнении сложнейших совмещенных гидродинамических и акустических расчетов.

Экспериментальные и верификационные исследования акустического поля гребного винта сопряжены с существенными сложностями в плане постановки и проведения измерений, которые, как правило, выполняются в ограниченном пространстве на проточных стендах и бассейнах [7, 8], что приводит к погрешности в оценке акустического поля. Выполнение измерений в условиях открытой акватории [9, 10] существенно усложняет

постановку и методику измерений. При этом в большинстве экспериментальных исследований основное внимание уделяется дискретным составляющим низкочастотного диапазона — оборотным и лопастным гармоникам.

В статье [7], по результатам экспериментальных исследований на кавитационном гидродинамическом стенде макетов винтов и фрагментов крыльевых профилей, изготовленных из разных материалов, проанализировано влияние вибраций на кромочный шум. Авторы поставили задачу оценить вклад излучения непосредственно вибрации лопастей и излучения потока, возмущенного вибрацией лопастей. Для этого сравниваются два эксперимента с крыльевым профилем: измерения отношения широкополосных спектров излученного поля и вибраций лопасти в потоке и отношения спектров поля и измеренных вибраций при искусственном возбуждении в отсутствие потока. Однако условия измерений в ограниченном пространстве и использование вибратора не позволяют количественно оценить вклады различных источников (обтекающий кромку поток, вибрация кромки, шум стенда, непосредственное излучение вибратора в воду) в измеряемое излучение и вибрацию, а также правильно выделить максимумы в спектре излучения из-за неравномерности АЧХ поля в ограниченном объеме. В итоге в работе делается спорный вывод о том, что механизм излучения связан не с вибрациями лопасти, а с нестационарным потоком и вихрями в следе. Измерения такого рода следует проводить на открытой акватории и с сопоставлением с расчетом вибрации и излучения на резонансах лопастей.

Расчет акустического излучения в гидроупругой задаче для безграничного пространства провести несоизмеримо легче, чем для ограниченного объема — так как отпадает необходимость создавать численную виброакустическую модель стенда. В настоящей работе приводятся результаты измерений шумоизлучения вращающегося гребного винта, в том числе на резонансных частотах лопастей, выполненных с целью дальнейшей верификации расчетов. Подход к верификации с использованием физических моделей позволяет качественно и количественно воспроизвести исследуемые особенности физических процессов, что в дальнейшем за счет созданного цифрового двойника существенно сократит объем измерений. В представленной работе приведены результаты измерений акустического поля гребного винта в условиях глубоководного полигона. Винт приводился во вращение с помощью электродвигателя, установленного в корпус обтекаемого самодвижущегося подводного аппарата (рис. 1).



Рис. 1. Аппарат с исследуемым гребным винтом на полигоне.

ВЕРИФИКАЦИЯ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ГРЕБНОГО ВИНТА

Обязательным условием правильности численного моделирования акустического поля является корректное воспроизведение в расчете резонансных характеристик винта: частот, форм и добротности колебаний. Для экспериментального определения виброакустических характеристик лопастей оптимальны оптические бесконтактные методы регистрации вибраций [11–13]. Выполнение верификационного эксперимента с использованием оптических методов напрямую в воде затруднительно из-за набора факторов (колебания поверхности, наличие взвесей в воде). Поэтому прогноз резонансов винта в воде производился следующим образом: сначала выполнялась верификация резонансов в воздухе [14], затем к верифицированной численной модели добавлялась вода и резонансы винта рассчитывались уже с учетом ее влияния. Таким образом, создавалась численная модель, способная достоверно прогнозировать значения резонансных частот винта в

воде. Полученная модель использовалась для интерпретации результатов измерений с физической моделью на открытой воде.

Верификационный эксперимент на воздухе выполнялся в безэховой камере (для устранения влияния реверберации), внутри которой винт подвешивался на мягких тросах. Для возбуждения колебаний винта использовался акустический динамик, работающий в широкой полосе (генерировался полосовой шум), для измерения отклика — лазерный виброметр Polytec VibroFlex, осуществлявший последовательные замеры вибрации (рис. 2). Рабочая полоса частот лазерного виброметра заведомо шире необходимой для данной работы и ограничена 100 кГц.

Схема измерений обеспечивает определение резонансных частот и форм колебаний, а также измерение методом взаимности распределения передаточной функции переменной силы во внешнее поле. Коэффициент передачи от силы F , действующей на точку конструкции, в давление P в точке наблюдения по принципу взаимности равен

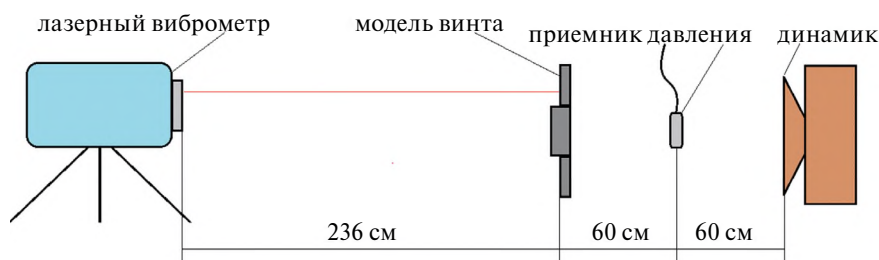


Рис. 2. Схема измерений винта на воздухе в безэховой камере.

отношению объемной скорости точечного монополя Q , помещенного в точку наблюдения, и вибро-скорости V , измеренной в точке приложения силы [15]. Монопольный характер падающего на объект излучения обеспечивается на каждой частоте в том случае, когда угловой размер облучаемого объекта, наблюдаемый из точки расположения излучателя, мал по сравнению с шириной лепестка диаграммы направленности излучения. Ширина лепестка зависит от частоты и определяется соотношением размера излучателя и длиной волны излучения. Это условие для используемого излучателя выполнялось во всем исследуемом частотном диапазоне. При этом уровень излучения на каждой из частот диапазона не имеет значения, поскольку при использовании метода взаимности падающее на объект поле нормируется на уровень излученного поля, который измеряется контрольным микрофоном, расположенным между излучателем и объектом в волновой зоне. Таким образом, для определения коэффициента передачи на каждой частоте используется возбуждающее вибрации объекта падающее на него поле, соответствующее сферической волне от монопольного источника единичной объемной скорости. Используя принцип взаимности, можно записать коэффициент передачи следующим образом:

$$K = \frac{P}{F} = \frac{V}{Q}. \quad (1)$$

Выражая объемную скорость монопольного источника через измеренное контрольным

приемником давление, получаем следующую формулу для частотной зависимости коэффициента передачи переменной силы во внешнее поле:

$$K(f) = \frac{\rho A(f)}{4\pi r_0 P_0(f)}, \quad (2)$$

где ρ — плотность среды, $A(f)$ — спектр амплитуды виброускорения в точке на конструкции, $P_0(f)$ — спектр амплитуды давления в точке приемника, расположенного на расстоянии r_0 от внешнего монопольного источника.

На рис. 3 приведено сравнение расчетных и измеренных в воздухе спектров $K(f)$. Эти спектры получены путем комплексного усреднения по семи точкам на концах лопастей. Комплексное усреднение использовалось с целью отображения только синфазных мод лопастей, поскольку по ним проще осуществлять корректировку спектральных характеристик численной модели [16] (таких мод существенно меньше, чем несинфазных). Уровни колебаний несинфазных мод были существенно ниже, чем синфазных, поскольку и в расчете и в эксперименте источник звука был совсем немного смещен относительно оси симметрии винта.

Расчетный спектр и моды колебаний винта получены с помощью разработанного в ИПФ РАН ПО “САТЕС” [17, 18] путем выполнения модового [16, 19] и гармонического [20, 21] анализа откорректированной по результатам эксперимента КЭМ (конечно-элементной модели винта). Здесь и далее на графиках АЧХ на оси абсцисс отложены

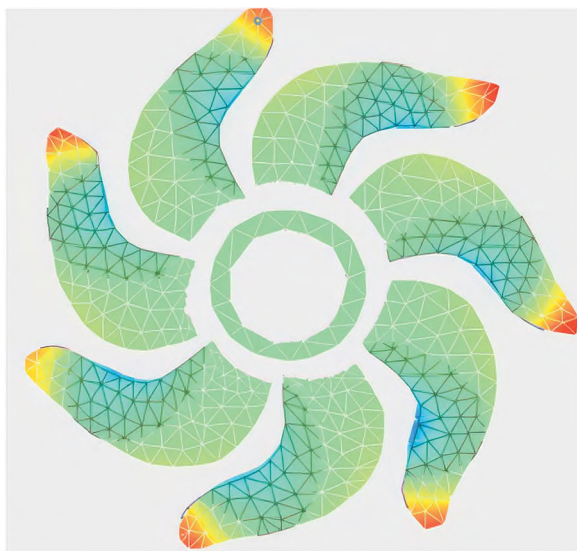
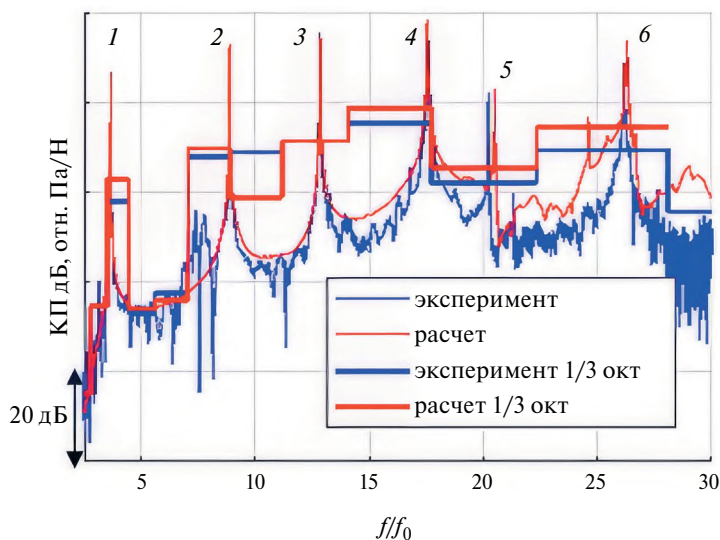


Рис. 3. Сравнение узкополосных и третьооктавных спектров расчетных и экспериментальных коэффициентов передачи в воздухе. Тонкие кривые — узкополосные коэффициенты, толстые кривые — коэффициенты в третьооктавных полосах. Цифрами обозначены номера синфазных мод лопастей. На картинке справа изображена экспериментальная форма колебаний № 3.

значения частот, взятые относительно приведенной частоты, рассчитанной по формуле:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Eh^2}{\rho L^4}}, \quad (3)$$

где E — модуль Юнга, h — толщина пластины (лопасти), ρ — плотность материала, L — длина лопасти.

Кривые имеют ярко выраженное резонансное поведение. Выделяется ряд резонансов, соответствующих изгибным и крутильным колебаниям лопастей. Максимумы 1...4 и 6 являются изгибными модами лопастей, резонанс 5 — крутильная мода. Каждой форме колебаний лопасти винта на АЧХ соответствует кластер резонансов, являющихся комбинациями мод лопастей на близких частотах (одна синфазная мода и моды, при которых лопасти колеблются с разными фазами). На представленных графиках с помощью выбранного типа усреднения (суммирования комплексных функций) представлены только синфазные моды. Пример одной из форм колебаний изображен на рис. 3.

Расчетные и экспериментальные графики хорошо соотносятся — разница в значениях резонансных частот составляет не более 1.5%. Это означает, что КЭМ можно использовать для анализа и расчетной оценки уровней излучения в воде. С этой целью вокруг КЭМ винта был смоделирован объем воды [22], на границе которого задавалось условие, препятствующее отражению волн [23]. При этом границы «водной» расчетной области имели габариты, в три раза превышающие диаметр гребного винта. Размер конечных элементов жидкости подбирался таким образом, чтобы на половину длины волны умещалось не менее трех элементов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ГРЕБНОГО ВИНТА

Экспериментальные исследования акустического поля винта проводились на полигоне в заливе Ладожского озера (рис. 1). Глубина акватории в районе измерений составляла порядка 20 м, размеры акватории порядка сотен метров. Вращение винта обеспечивалось электродвигателем подводного аппарата. Измерения выполнялись на стоповом режиме (рис. 4), для этого подводный аппарат с помощью системы грузов, оттяжек и поплавков фиксировался таким образом, что центр винта находился на глубине 5 м. К вертикальным стабилизаторам через поролоновые проставки с целью снижения влияния вибраций корпуса прикреплялись два гидрофона для регистрации давления.

Сопоставление расчетных и экспериментальных резонансных частот винта в воде представлено на рис. 5. В эксперименте для возбуждения

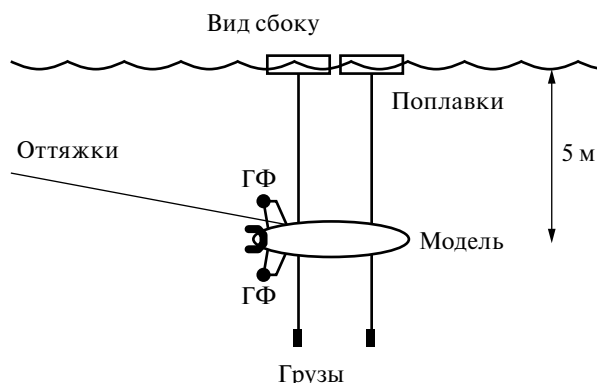


Рис. 4. Схема измерения в воде на стоповом режиме.

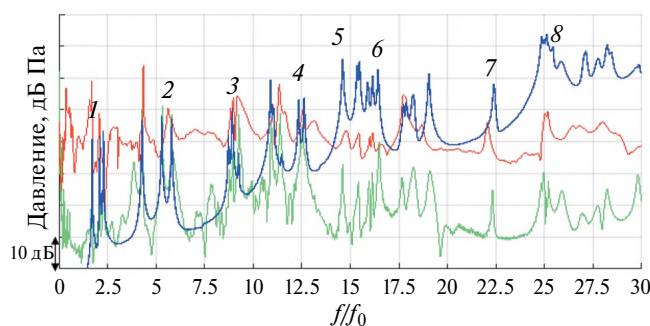


Рис. 5. Сравнение резонансов гребного винта, возбуждаемых в расчете для свободного винта (синяя кривая) и в эксперименте (зеленая кривая — свободный винт, красная кривая — винт на модели) в точке расположения гидрофона в воде. Цифрами отмечены синфазные моды для каждой формы колебаний.

резонансов применялся ударный способ: для свободного винта (зеленая кривая) и прикрепленного к аппарату (красная кривая). При ударном возбуждении модель приподнимали таким образом, чтобы винт находился на глубине ~50 см, колебания возбуждались ударами молотка. Сигнал регистрировался гидрофоном, установленным на вертикальном стабилизаторе (для винта на модели) и гидрофоном, установленным на таком же расстоянии от центра винта, как если бы он был закреплен на стабилизаторе (для свободного винта). Записанная временная реализация разбивалась на интервалы, каждый из которых содержал один ударный импульс. Для каждого такого интервала строились спектры давления, которые затем некогерентно усреднялись. Расчетная кривая коэффициента передачи силы в поле для свободного винта (рис. 5, синий цвет) получена аналогично рис. 3, но без усреднения по нескольким точкам (только для одной лопасти). Кривые, изображенные на рис. 5, построены для разных величин, имеют разный физический смысл и разную АЧХ и, соответственно, могут использоваться исключительно для

сопоставления значений резонансных частот, но не уровней. Вертикальная ось на рис. 5 не подписана из-за того, что на графике сравниваются разные величины.

Заметно, что добавление воды в расчете изменяет резонансы винта за счет влияния присоединенной массы воды. На графиках номерами указаны частоты синфазных мод лопастей. При этом в спектре присутствуют несинфазные моды, которые образуют своеобразные кластеры. Уровни колебаний несинфазных мод, в отличие от рис. 3, сопоставимы с уровнями синфазных мод, поскольку в данном случае приемный гидрофон был смещен значительно сильнее относительно оси винта. По аналогии с рис. 3 цифрами отмечены синфазные моды лопастей: № 1, 4, 6 и 8 являются изгибными, № 5 и 7 — крутильными. Отметим, что посадка винта на вал слабо влияет на значение резонансных частот, но существенно уменьшает добротность механоакустической системы.

Важным выводом является факт совпадения значений резонансных частот винта в расчете и в эксперименте. Он подтверждает работоспособность подхода расчетного прогнозирования резонансных частот, основанного на добавлении «водной» КЭМ к верифицированной воздушной КЭМ винта. А это означает, что такой подход может быть использован для дальнейшего сопоставления максимумов, наблюдаемых в акустическом поле при вращении винта с его резонансными частотами.

На рис. 6 изображены результаты измерений давления с помощью гидрофона, установленного на нижнем стабилизаторе подводного аппарата, при вращении винта с разными оборотами на стоповом режиме. Графики построены по всей временной реализации методом некогерентного усреднения спектров, построенных по временным интервалам длительностью 1 с, взятых с окном Ханна и перекрытием 66%. На графиках максимумы обозначены цифрами, каждому соответствует

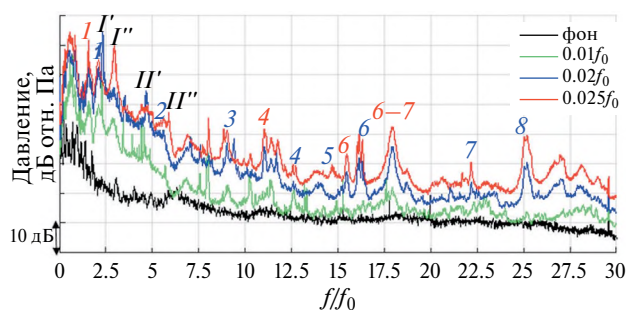


Рис. 6. Спектры давления для разных скоростей вращения гребного винта, черная кривая — уровень фоновой помехи. Синими цифрами отмечены синфазные моды колебаний, красными цифрами несинфазные моды.

своя форма колебаний. Сравнивая полученные данные с экспериментальными резонансами и результатами расчетов (рис. 5 и 7), можно определить, колебаниями какого типа обусловлены измеренные максимумы. В первую очередь стоит обратить внимание на набор максимумов, значение частот которых не меняется с увеличением частоты вращения, что характерно для упругих резонансов лопастей гребного винта. На рис. 6 по аналогии с рис. 5 синими цифрами отмечены номера резонансов с синфазными колебаниями лопастей. Красными цифрами на рис. 6 отмечены номера несинфазных резонансов, уровни которых в отдельных случаях могут быть выше, чем у синфазных резонансов из-за несимметричного расположения гидрофона относительно оси вращения винта.

На рис. 6 также выделяется набор максимумов, частоты которых зависят от частоты вращения винта, соответственно они не являются резонансами лопастей, и, скорее всего, обусловлены работой электропривода. Эти максимумы отмечены на рис. 6 римскими цифрами: I, II — 1-я и 2-я гармоники для частоты вращения $0.02 f_0$; I', II' — 1-я и 2-я гармоники для частоты вращения $0.025 f_0$. Значения частот этих максимумов находятся в районе первых изгибных резонансов винта, поэтому можно сделать вывод, что эти максимумы не являются гармониками лопастных частот. Слева от всех отмеченных максимумов находится резонанс, связанный с частотой продольной амортизации валопровода. На рис. 6 слева от 3-й синфазной моды лопастей присутствует острый максимум, частота которого не зависит от оборотов, но, при этом, он проявляется не на всех режимах. В этом частотном диапазоне также отсутствуют резонансы лопастей (см. рис. 7), и ширина, а значит и добротность этого максимума отличаются от максимумов, соответствующим резонансам лопастей. Вероятнее всего, этот максимум является совместным резонансом оборудования электропривода и винта.

На рис. 7 приводится сравнение графика стопового режима (фиолетовая кривая) с частотой

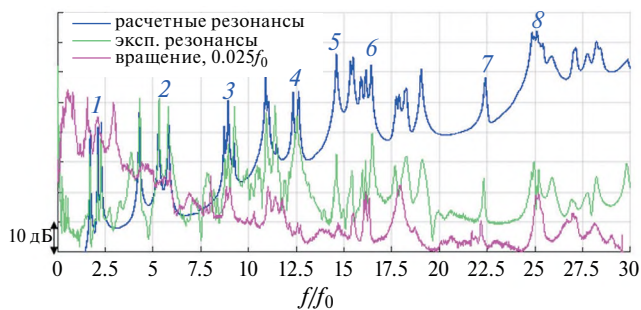


Рис. 7. Сравнение резонансов гребного винта, возбуждаемых в расчете, с результатами измерений при вращении вала с частотой $0.025 f_0$ Гц. Цифрами отмечены синфазные моды для каждой формы колебаний.

вращения $0.025 f_0$ Гц с расчетными (синяя кривая) и экспериментальными (зеленая кривая) резонансами гребного винта. На фиолетовой кривой в районе каждой группы мод можно заметить один или несколько максимумов, совпадающих по частотам с резонансами лопастей.

Следует иметь в виду, что источником возбуждения колебаний лопастей могут быть не только гидродинамические силы, но и виброактивность привода. Один из наиболее показательных экспериментов, помогающих выделить в акустическом поле резонансы, связанные с изгибными и крутильными колебаниями лопастей, это измерения с винтом и без винта при одинаковой частоте вращения вала (рис. 8). Также на этот рисунок добавлен график с ходовым режимом, полученный при таких же оборотах винта, как и на стопе.

При снятии винта пропадают максимумы, отмеченные на рис. 6, 7. На рис. 8 стрелками обозначены диапазоны, содержащие моды колебаний, синфазные составляющие которых отмечены на рис. 5–7. Резонансы на 2-й форме колебаний не проявились над уровнем помехи, обусловленной работой электропривода. В диапазоне частот, находящемся выше третьей формы колебаний лопастей кластеры мод разных колебаний могут пересекаться.

Для ходового режима имеется похожий набор максимумов, как и на стоповом режиме, который обусловлен влиянием резонансов лопастей винта. В диапазоне частот выше 4-й формы колебаний, наблюдается повышение фона между резонансами по сравнению со стоповым режимом, из-за воздействия потока. Некоторые максимумы могут скрываться под этим шумом. Заметим, что на ходу существенно понизилась амплитуда низкочастотных резонансов. Это может быть связано с тем, что важным источником возбуждения лопастей являются колебания двигателя и валопровода, которые на стопе более виброактивны. Косвенным образом эта гипотеза подтверждается сравнением графиков с ударным возбуждением резонансов прикрепленного к модели винта (рис. 7, зеленая кривая) и графиков с вращением винта (например, фиолетовая кривая на рис. 7). При вращении винта на стоповом режиме в низкочастотном диапазоне присутствует широкий максимум (от 0 до $5f/f_0$), в то время как на резонансной кривой, когда двигатель не работал, его нет. Следовательно, этот максимум является вкладом от возбуждения работающим приводом. На стопе движитель работает нештатно, поскольку не обеспечивается проектная поступь винта, что приводит к турбулизации потока и соответствующему увеличению сил, возникающих на винте и валу, относительно ходовых режимов. На ходовом режиме и на стопе можно выделить острый максимум, частота которого зависит

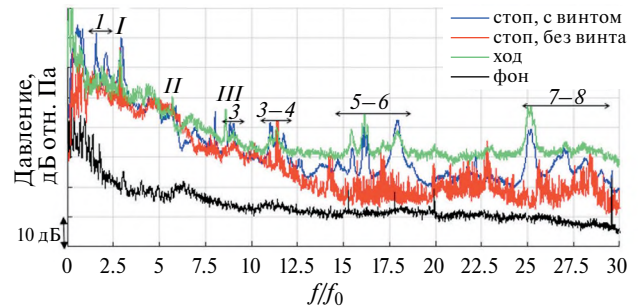


Рис. 8. Сравнение уровней давления, записанных на стопе с винтом (синяя кривая) и без винта (красная кривая) при вращении вала с частотой $0.025 f_0$ Гц, с давлением, записанным на ходу (зеленая кривая) при таких же оборотах вала, как и на стопе. Черная кривая — уровень фоновой помехи. Арабскими цифрами обозначены диапазоны, содержащие моды форм колебаний, римскими цифрами отмечены дискретные составляющие, частоты которых зависят от оборотов.

от оборотов и его гармоники (отмечены римскими цифрами на рис. 8). Эти максимумы не относятся к резонансам лопастей и, по-видимому, вызваны вибрациями привода.

В целом, можно сделать вывод, что акустическое поле состоит из широкополосной составляющей, в которой смешаны кромочный шум, шум электропривода подводного аппарата, шумы обтекания, и узкополосных максимумов двух типов. Первый обусловлен упругими колебаниями лопастей винта, для которых спектральные характеристики не зависят от частоты вращения, а второй — дискретными составляющими, частоты которых определяются оборотами привода. Заметим, что резонансы лопастей винта в широком частотном диапазоне определяют максимальные уровни акустического поля. Этот факт демонстрирует необходимость учета упругих резонансов винта при выполнении численного и физического моделирования.

ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ВИНТА НА ИЗЛУЧЕНИЕ

Заметное проявление резонансов лопастей в шуме означает прямое влияние потерь в материале на величину резонансных максимумов. Естественно полагать, что перспективным методом снижения шума будет изготовление лопастей из материала с высокими уровнями внутренних потерь (композиты, пластик) [24]. Значительное внимание при исследованиях уделяется гидродинамическим характеристикам композитных винтов [25–27]. Статей, посвященных акустическому полю таких винтов, гораздо меньше [28, 29], причем в этих статьях не приводится анализ снижения уровней давления на резонансах лопастей. Такой анализ приводится в работе [7] для лопастей, изготовленных

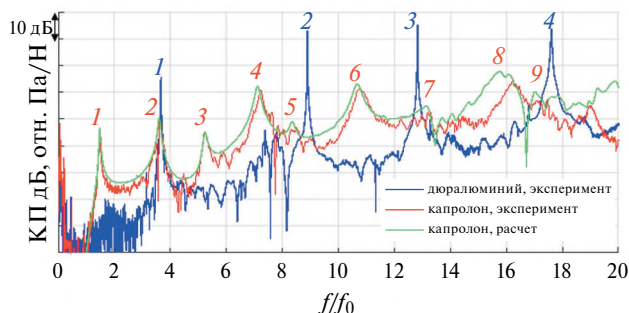


Рис. 9. Сравнение коэффициентов передачи в воздухе для винтов из дюралюминия и капролона: синяя кривая — дюралюминиевый винт, эксперимент; красная кривая — капролоновый винт, эксперимент; зеленая кривая — капролоновый винт, расчет. Цифрами отмечены номера синфазных мод лопастей (синий цвет — дюралюминиевый винт, красный цвет — капролоновый винт).

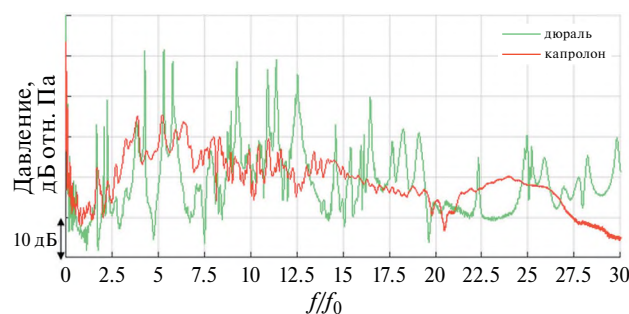


Рис. 10. Сравнение акустического отклика в воде двух свободно подвешенных винтов из разных материалов при ударном возбуждении.

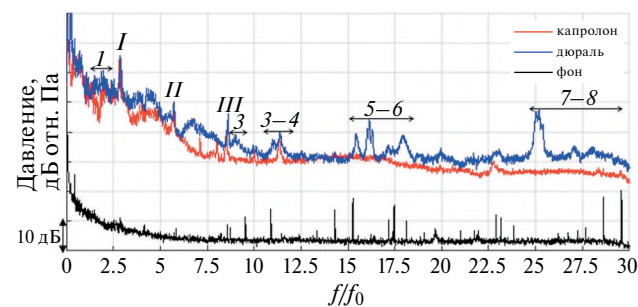


Рис. 11. Сравнение спектров излучения двух винтов при движении аппарата с оборотами вала $0.025 f_0$. Черными цифрами обозначены диапазоны, содержащие моды форм колебаний, римскими цифрами — гармоники, зависящие от оборотов.

из латуни и капролона, и для винтов, изготовленных из баббита и капролона. В этой работе на кавитационном стенде авторы продемонстрировали снижение уровней давления на частотах, соответствующих резонансам металлических образцов с низкой добротностью. В настоящей работе эффект

от применения материалов с высокими потерями оценивается путем сравнения в условиях полигона акустического поля двух винтов — металлического (дюралюминий) и неметаллического (капролон) на частотах резонансов. Коэффициент затухания в воздухе для дюралевого винта определен 0.0011, для капролонового винта равен 0.026.

Для капролонового винта определены его резонансные характеристики в воздухе по той же схеме, что и для винта из дюрэли (см. рис. 1, 2). На рис. 9 приведено сравнение усредненных по семи точкам на концах лопастей взаимных коэффициентов передачи в точку расположения приемника давления для двух винтов. Синяя и красная кривая — экспериментальные графики для дюралюминиевого и капролонового винтов соответственно, зеленая кривая — расчетный график для капролонового винта. Цифрами отмечены номера синфазных мод лопастей (зеленый цвет — дюралюминиевый винт, красный цвет — капролоновый винт). Для каждого винта цифрами отмечены номера синфазных мод лопастей, которые были выявлены и в расчете и в эксперименте. Капролоновый винт отличается от дюралевого, в первую очередь, тем, что в рассматриваемый частотный диапазон попало больше резонансов. Моды с номерами 1–4, 6, 8 являются изгибными, а с номерами 5, 7, 9 — крутильными. Заметно также, что у капролонового винта из-за большего затухания существенно ниже уровень коэффициента передачи на резонансах.

На рис. 10 изображено сравнение акустических откликов винтов в воде на ударное возбуждение при свободной подвеске. Измерение показывает, что для капролонового винта коэффициент затухания на нижних собственных формах 0.05, а для дюралевого винта — 0.004. Из-за большого затухания на высоких частотах резонансы капролонового винта перестают разрешаться и сливаются в широкополосные максимумы. Заметим, что величина падения добротности при переходе из воздуха в воду для разных материалов отличается почти в два раза и зависит от типа формы колебаний, т.е. излучение в среду для дюралевого винта существенно сказывается на суммарных потерях.

На рис. 11 представлено сравнение спектров давления для двух винтов (красная кривая — капролоновый винт, синяя — дюралевый винт), полученных при движении аппарата с частотой вращения вала $0.025 f_0$ Гц на глубине 3 м. Как следует из сравнения с данными, представленными на рис. 10, резонансы лопастей капролонового винта не проявляются в сигнале. При этом на обеих кривых наблюдается набор гармоник (отмечены цифрами), зависящих от оборотов вала и не являющихся резонансами лопастей. Эти гармоники связаны с работой электропривода. Таким образом, измерения в условиях полигона демонстрируют возможность оценки уровней шума, виброакустических

характеристик винтов и анализа вкладов различных источников. В частности, определения эффекта от использования материалов с разным уровнем внутренних потерь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально показана важность учета вклада резонансов лопастей в излучение гребного винта, выполненного из добротного материала. В частности, для дюралюминиевого винта превышение уровней ближнего акустического поля на резонансах лопастей над уровнем помехи, создаваемой работой подводного аппарата, может достигать 20 дБ.

Продемонстрированы методы физического и численного моделирования, которые обеспечивают погрешность определения частот резонансов лопастей в воде и в воздухе не более одного-двух процентов. Определено и экспериментально показано влияние добротности материала лопастей на уровни и вид спектра излучения. Для описанных в работе условий снижение уровней излучения каплонового винта в сравнении с дюралевым на частотах, соответствующим резонансам дюралевого винта, достигает 15–20 дБ.

Совместное использование результатов численного моделирования и измерений, выполненных с помощью подводного аппарата на глубоководном полигоне, показало возможности верификационного эксперимента по созданию цифрового двойника винта и достижимую точность восстановления акустических характеристик. Предлагаемая схема проведения измерений открывает перспективы по тестированию цифрового двойника винта на уровни излучения при доводке численной модели и использованию его в акустическом проектировании.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН 1021032425797-3-1.3.7 “Создание ключевых элементов технологии суперкомпьютерного акустического проектирования” (FFUF-2022-0003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рождественский В.В. Кавитация. Л.: Судостроение, 1977. 248 с.
2. Tewari A.K., Vijayakumar R. A review of methods for hydro-acoustic analysis of non-cavitating marine propellers // Trans RINA, Int. J. Maritime Eng. 2019. V. 161. Part A3.
3. Chevalier F., Bordier L., Leblond C., Sainclair F., Sanchez J.-M., Serre G. Numerical prediction of the noise radiated from silent non cavitating marine propellers // OCEANS2019 Marseille. P. 1–4.
4. Purwana A., Ariana I.M., Wardhana W., Handani D. Performance and Noise Prediction of Marine Propeller Using Numerical Simulation // IPTEK J. Proc. Series. 2018. № 4(1). P. 20.
5. Wang Y., Götsche U., Abdel-Maksoud M. Sound Field Properties of Non-Cavitating Marine Propellers // J. Marine Science and Engineering. 2020. № 8(11). P. 885.
6. Tanttari J., Hynninen A. Acoustic Source Characterization of Marine Propulsors // J. Marine Science and Engineering. 2022. № 10. P. 1273.
7. Ильин В.П., Левковский Ю.Л. Исследование влияния вибраций крыла на его кромочный шум // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 3. С. 489–497.
8. Haimov H., et al. Propeller acoustic measurements in atmospheric towing tank // Ocean Eng. 2015. № 120. P. 190–201.
9. Zhu C., Gaggero T., Makris N.C., Ratilal P. Underwater Sound Characteristics of a Ship with Controllable Pitch Propeller // J. Marine Science and Engineering. 2022. № 10. P. 328.
10. Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Оценки акустических шумов, генерируемых вспомогательными судами, работающими с нефтедобывающими платформами // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 5. С. 605–613.
11. Staszewski W.J., bin Jenal R., Klepka A., Szewdo M., Uhl T. A Review of Laser Doppler Vibrometry for Structural Health Monitoring Applications // Key Eng. Materials. 2012. V. 518. P. 1–15.
12. Rothberg S.J., et al. An international review of laser Doppler vibrometry: Making light work of vibration measurement // Optics and Lasers in Eng. 2017. V. 99. P. 11–22.
13. Артельный В.В., Родионов А.А., Стуленков А.В. Повышение частотного разрешения при измерении вибраций вращающихся тел с помощью лазерной виброметрии с неподвижным лучом // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 3. С. 351–356.
14. Стуленков А.В., Коротин П.И., Суворов А.С. Новые применения лазерной виброметрии // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 6. С. 824–828.
15. Фахи Ф.Д. Некоторые приложения принципа взаимности в экспериментальной виброакустике // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 2. С. 262–277.
16. Suvorov A.S., Sokov E.M., Vyushkina I.A. Regular algorithm for the automatic refinement of the spectral characteristics of acoustic finite element models // Acoustical Physics. 2016. V. 62. № 5. P. 593–599.
17. Suvorov A.S., Sevriukov O.F., Zaitseva S.G., et al. High-performance CATEC software for computational acoustics // J. Applied Mathematics and Physics. V. 11. P. 2515–2522.
18. Суворов А.С., Соков Е.М., Вировлянский А.Л., Еремеев В.О., Балакирева Н.В. Метод конечно-элементного моделирования гидродинамического шума, возникающего при обтекании упругих тел // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 6. С. 713–721.
19. Salin M.B., Sokov E.M., Suvorov A.S. Method of mode analysis for mechanoacoustic systems. // Mechanics of Solids. 2020. V. 55. № 8. P. 1318–1327.

20. Суворов А.С., Коротин П.И., Артельный В.В., Артельный П.В., Соков Е.М., Салин М.Б., Вьюшкина И.А. Методология расчетно-экспериментального моделирования виброакустических характеристик сложных механоакустических систем // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 10. С. 1384–1388.
21. Суворов А.С., Соков Е.М., Артельный П.В. Численное моделирование излучения звука с использованием акустических контактных элементов // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 6. С. 663–672.
22. Салин М.Б., Соков Е.М., Суворов А.С. Численный метод исследования акустических характеристик сложных упругих систем на основе суперэлементов и аналитических граничных условий // Гидроакустика. 2011. № 14. С. 36–56.
23. Salin M.B., Smirnov S.A., Suvorov A.S., Usacheva I.A., Vyushkina I.A. Integral absorbing boundary conditions optimized for modelling of acoustic radiation of elongated bodies // J. Applied Mathematics. 2022. Article ID9524376.
24. Зверев А.Я. Сравнительный анализ акустических характеристик композитной и металлической панелей при звуковом и псевдозвуковом возбуждении // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 2. С. 249–260.
25. Ghassemi H., Fadavie M., Nematy D. Hydro-Structure Analysis of Composite Marine Propeller under Pressure Hydrodynamic Loading // Amer. J. Mechanical Engineering. 2015. V. 3. № 2. P. 41–46.
26. Shayanpoor A.A., Hajivand A., Moore M. Hydroelastic Analysis of Composite Marine Propeller Basis Fluid-Structure Interaction (FSI) // IJMT. 2020. № 13. P. 51–59.
27. Kishore M.L.P., Singh V.K., Behra R.K., Saran C.S., Paswan M., Kumar K. Hydrodynamic characteristics of marine composite propeller blade using a numerical approach // IJAAS2021. V. 10. № 1. P. 20–27.
28. Kim J.-H., Lee H., Kim S.-H., Choi H.-Y., Hah Z.-H., Seol H.-S. Performance Prediction of Composite Marine Propeller in Non-Cavitating and Cavitating Flow // Appl. Sci. 2022. № 12. P. 5170.
29. Paik B.-G., Kim G.-D., Kim K.-Y., Seol H.-S., Hyun B.-S., Lee S.-G., Jung Y.-R. Investigation on the performance characteristics of the flexible propellers // Ocean Eng. 2013. № 73. P. 139–148.

Physical Modeling of the Hydroacoustic Field of a Marine Propeller

A. V. Stulenkova*, V. V. Artelnii^a, P. I. Korotin^a, A. S. Suvorov^a,
I. E. Gorbuntsov^b, M. S. Norkin^a, S. G. Zaitseva^a

^a Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia

^b JSC “SPMBM “MALAKHIT”, Frunze 18, St. Petersburg, 196135 Russia

* e-mail: stulenkova@ipfran.ru

The paper presents a research of the acoustic field of the propeller, including at the resonant frequencies of its blades. The research is based on a computational and experimental approach based on the combined use of numerical and experimental physical modeling. The paper shows the importance of taking into valuation the elastic resonances of the propeller in the design, demonstrates the methods of physical and numerical modeling used, which provide high accuracy in determining the resonance frequencies of the blades in water and in air. Using the example of two propeller models made of different materials, the effect of Q-factor on the levels and type of the radiation spectrum is experimentally demonstrated.

Keywords: marine propeller, acoustic design, scale modeling, elastic resonances

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ. ШУМЫ И ВИБРАЦИИ

УДК 534.836.2

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЗАМЕТНОСТИ ТРАНСПОРТНЫХ СРЕДСТВ, ДВИЖУЩИХСЯ С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ

© 2024 г. А. О. Субботкин^{a,b,c,*}, Г. Н. Кузнецов^a, Е. В. Талачев^c,
Г. А. Романенко^d, А. С. Тюрин^{b,c}

^aИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

^bНаучно-исследовательский институт строительной физики Российской академии архитектуры
и строительных наук (НИИСФ РААСН), Москва, Россия

^cООО “Кар Системс”, Москва, Россия

^dООО “Девесофт Рус”, Москва, Россия

* e-mail: subov-an@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.06.2023 г.

После доработки 16.07.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Представлены результаты экспериментов по оценке субъективных показателей акустической заметности приближающегося с постоянной скоростью транспортного средства. Субъективные показатели заметности определялись экспертами как расстояние между транспортным средством и экспертом в тот момент, когда эксперт услышал (зафиксировал) звук приближающегося автомобиля, а также как время подъезда автомобиля к эксперту в этот момент. Субъективные показатели заметности сопоставляются с измеренными по методике из правил ООН № 138 объективными параметрами шума от автомобиля — уровнем звукового давления, его частотной характеристикой, а также уровнем звука. Исследование представляется актуальным в связи с проблемой безопасности движения электрифицированных транспортных средств, обладающих малой шумностью, к которым относятся, в частности, электромобили, электроскутеры и электросамоскаты. Приведены первые результаты исследования проблемы увеличения заметности для пешеходов маломощных транспортных средств без нанесения ущерба акустической экологии городов и пригородов.

Ключевые слова: акустическая экология дорожного движения, шум от транспорта, шум от электротранспорта, AVAS, AVAS системы, шум от электромобилей

DOI: 10.31857/S0320791924050107, **EDN:** XBFWOS

ВВЕДЕНИЕ

Последние 15 лет на дорогах городов появляется все больше и больше электромобилей, которые создают меньше шума, чем традиционные транспортные средства. Традиционные автомобили и мотоциклы приходят в движение за счет довольно шумной работы двигателя внутреннего сгорания. Электротранспорт работает на электродвигателях с питанием от бесшумных или маломощных источников энергии (аккумуляторов, топливных элементов, конденсаторов и т.п.). В результате электромобиль создает основной шум только за счет соприкосновения шин с асфальтом и за счет турбулентных потоков воздуха на корпусе автомобиля. Это делает передвижение электротранспорта

менее шумным, а на низких скоростях — практически бесшумным [1].

По этой причине правилами ООН № 138 [2] электрифицированные транспортные средства (ТС) классифицируются, как бесшумные автотранспортные средства (БАТС). Однако, при несомненной пользе для акустической экологии городов и пригородов, маломощность электрифицированных ТС является угрозой для человека — БАТС обладает низкой акустической заметностью на малых скоростях, и пешеход может вовремя не услышать приближения электромобилей к нему. Законодательство многих стран мира обязывает оборудовать электромобили специальными звуковыми устройствами — акустическими системами оповещения

транспортных средств AVAS (Acoustic Vehicle Alert System), которые увеличивают акустическую заметность электротранспорта.

В последние годы на дорогах и тротуарах городов также стали массово появляться самые разнообразные микромобильные транспортные средства — самокаты, гироскутеры, моноколеса, сигвеи и прочее, которые иногда не определяются нормативными документами как ТС вовсе. Двигаясь со скоростью до 40 км/ч (а иногда и больше) и являясь практически бесшумным, микроэлектротранспорт (МЭТ) несет не меньшую опасность для пешеходов.

Правила ООН № 138 [2] классифицируют как БАТС только транспортные средства категории М (пассажирские транспортные средства) и N (грузовые автомобили), но правила не распространяются на МЭТ. В то же время проблема малой заметности относится и к МЭТ средствам, и к электрифицированным ТС категории L (мототранспортные средства — мопеды, мотовелосипеды, мокики, мотоциклы, мотороллеры, трициклы, квадроциклы). Вопрос обеспечения безопасности движения МЭТ средств уже начинает привлекать внимание исследователей и разработчиков AVAS систем, но законодательно не решен ни в одной стране мира.

В статье представлены результаты натурных экспериментов по оценке субъективных показателей акустической заметности пешеходами приближающегося с постоянной скоростью ТС разного типа — электромобиль, электросамокат, электромопед, автомобили с ДВС разного типа. По результатам измерений сделан ряд выводов.

Результаты оценки субъективных показателей представлены в виде двух взаимосвязанных параметров — расстояния подъезда и времени подъезда. Расстояние подъезда определялось как расстояние между пешеходом и ТС в тот момент, когда пешеход услышал (зафиксировал), что к нему приближается транспортное средство. Время подъезда — соответственно, время, за которое автомобиль преодолит расстояние подъезда. При этом время подъезда — основной параметр, т.к. характеризует время, которое есть у пешехода для принятия решения о своих действиях.

Субъективные показатели заметности сопоставляются с измеренными по методике из правил ООН № 138 [2] объективными параметрами шума от автомобиля — уровнем звукового давления, его частотной характеристикой, а также уровнем звука. Уровнем звука (УЗ) называют уровень звукового давления (УЗД), скорректированный по шкале А согласно стандарту [3], т.е. сигнал фильтруется специальным фильтром со стандартизированной амплитудно-частотной характеристикой, форма которой схожа с обратной формой частотной неравномерности чувствительности человеческого слуха [4].

В настоящей статье опубликованы первые результаты, посвященной проблеме увеличения заметности для пешеходов малошумных ТС без нанесения ущерба акустической экологии городов и пригородов.

Для участников дорожного движения заметность сигналов, излучаемых транспортным средством или AVAS системой, определяется соотношением громкости излучаемого сигнала к громкости фонового шума (отношением сигнал/шум), спектральным составом излучаемого сигнала и фонового шума, а также динамическими свойствами самого звука (характер нарастания звука, пульсация и т.д.). Факторы, влияющие на заметность, совпадают с факторами, определяющими порог слышимости любых многосоставных сигналов при наличии звукового широкополосного маскира [5, 6]. Исследованием количественной зависимости заметности ТС от характеристик излучаемого и фонового шума занимаются многие исследователи по всему миру.

Начаты в 2007 г. исследования [7] показали, что заметность электромобиля, движущегося с постоянной скоростью, заметно повышается, если его оснастить внешним динамиком, через который будут проигрываться различные звуки. Результаты исследования стали основой для выпущенных в 2010 г. руководящих указаний к системе AVAS [8], а также для предложений по руководящим документам в отношении слышимости гибридных и электрических транспортных средств [9] и регулирующего документа ЕС 540/2014 [10]. В 2009–2012 гг. была проведена исследовательская работа «Малошумные автомобили и безопасность слепых пешеходов» [11], результаты были опубликованы в [12–15]. Выводы этого исследования хорошо согласовывались с составленными ранее рекомендациями [16] и стали основой представленного в 2013 г. проекта американского федерального стандарта [17], устанавливающего минимальные уровни звука гибридных и электрических транспортных средств, в соответствии с требованиями закона США о повышении безопасности пешеходов от 2010 г. [18].

Результатом исследований [7–18] стало создание целого ряда национальных стандартов, которые осуществляют техническое регулирование принципов работы AVAS систем в разных странах: в США с 2016 г. действует федеральный стандарт FMSS 141 [18], в Японии — стандарт TRIAS 43(7)-R138-02 [19], в Китае — стандарт GB/T 37153-2018 [20], в Европейском союзе — стандарт ЕЭК ООН № 138 [2]. В настоящий момент и в России проходит обсуждение проект пакета изменений № 3 в Технический регламент Таможенного союза «О безопасности колесных транспортных средств» (ТР ТС 018/2011) [21], который предусматривает введение в отношении малошумных транспортных средств категорий М и N правил ЕЭК ООН № 138-01 [2].

Данные правила, принятые в 2016 г., устанавливают требования к минимальному уровню звука, излучаемого системой AVAS, при движении транспортного средства с постоянной скоростью 10 и 20 км/ч, а также сдвига частоты при изменении скорости от 5 до 20 км/ч включительно.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОПИСАНИЕ СХЕМЫ ПРОЕЗДНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Целью исследования являлась количественная оценка и сопоставление между собой зарегистрированных экспертами показателей субъективной акустической заметности приближающихся к пешеходу с постоянной скоростью различных ТС (с выключенной или включенной AVAS системой). В качестве параметров, описывающих субъективную акустическую заметность, использовались т.н. «расстояние подъезда» и «время подъезда». Расстояние подъезда определялось как расстояние между пешеходом (далее — эксперты) и ТС в тот момент, когда эксперт услышал, что к нему приближается ТС (акустически зафиксировал приближение). Время подъезда определялось как время, за которое ТС проезжает «расстояние подъезда» при заданной постоянной скорости.

Испытательная площадка находилась в удаленном от города и транспортных магистралей малошумном месте. Измерения проводились на прямом участке дороги длиной около 800 м, который был разбит на несколько зон, как показано на рис. 1. В конце дороги располагалась зона операторов, зона экспертов, зона измерений и зона остановки движения. В начале дороги располагалась точка старта движения ТС и зона его ускорения. В конце зоны ускорения ТС набирало требуемую постоянную скорость и далее двигалось с этой скоростью до зоны остановки движения. Зона движения с

постоянной скоростью включала в себя зону измерений. Во время измерений транспортное средство двигалось прямолинейно.

Участок измерительной площадки с зонами операторов и экспертов показан на рис. 2. Зона операторов и зона экспертов располагались на расстоянии 2,3 м друг от друга и на расстоянии 5 м от линии движения ТС. Рядом с зоной экспертов устанавливался измерительный микрофон, обозначенный на рис. 2 окружностью с касательной прямой. Зона измерений длиной 20 м была ограничена с двух сторон парами электронных инфракрасных датчиков, обозначенных треугольниками на рис. 2, каждый из которых располагался в 5 м от линии движения ТС. В центре зоны измерений на расстоянии 2 м от линии движения ТС были установлены измерительные микрофоны. Зона измерений располагалась смежно с зоной экспертов и зоной остановки движения ТС.

В руках у каждого эксперта находился регистрационный пульт, на который было необходимо нажать в момент фиксации приближения автомобиля (т.е. в тот момент, когда эксперт начинал слышать, что к нему приближается автомобиль). Все искомые параметры получались в процессе постобработки сигналов ИК датчиков, регистрационных пультов и микрофонов. По сигналам с ИК-датчиков определялась точная скорость движения ТС, а также время и расстояние.

Шум от ТС, согласно методике [2], определяется при проезде ТС участка пути в 20 м с центром в точке размещения микрофона (+/–10 м от линии размещения микрофона) и описывается следующими параметрами — максимальный уровень звука (УЗ) и частотная характеристика максимальных значений уровня звукового давления (УЗД) в каждой из 1/3 октавных полос (начиная со 100 Гц). Дополнительно измерялся максимальный УЗД.

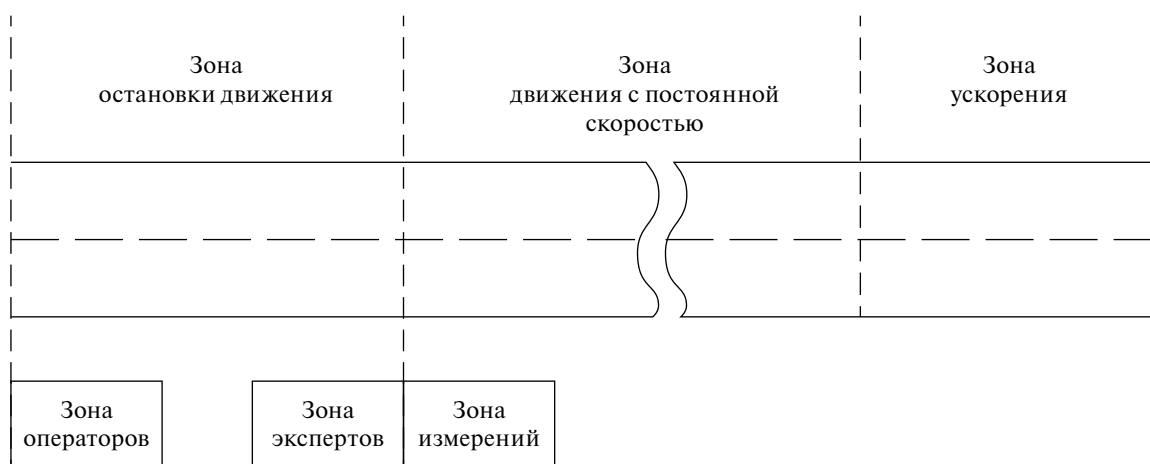


Рис. 1. Схема измерительной площадки.

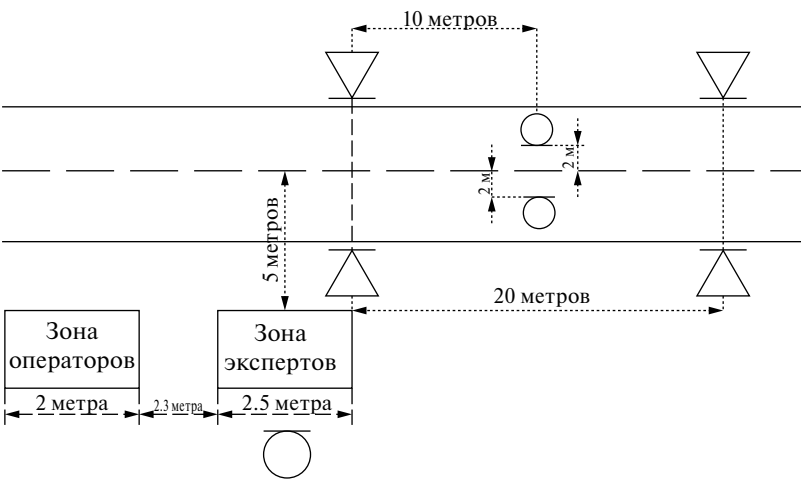


Рис. 2. Схема части площадки для измерений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились для семи различных ТС: четырех автомобилей с ДВС, одного электромотоцикла, одного электромопеда и одного электросамоката. Для всех трех электрофицированных ТС измерения проводились при включенной и выключенной AVAS системе. В момент измерений на всех ТС были летние шины. Модели ТС и тип шин перечислены в табл. 1. Проездные измерения проводились при движении ТС с постоянной скоростью от 10 до 50 км/ч с шагом 10 км/ч. В эксперименте принимали участие до 6 экспертов одновременно.

В первую очередь была проведена оценка погрешности при измерении субъективного показателя — времени подъезда. Для Tesla model 3 без AVAS системы при участии четырех экспертов была 27 раз произведена оценка времени подъезда при скорости движения ТС 40 км/ч, результаты показаны на рис. 3. По этим данным было рассчитано

стандартное отклонение для каждого эксперта (табл. 2). Усредненное для всех экспертов стандартное отклонение времени подъезда составило 2.6 с.

На рис. 4 показаны медианные значения результатов оценки всеми экспертами времени и расстояния подъезда для транспортных средств без включенной AVAS системы. Пунктиром обозначены ТС с электродвигателями, сплошной линией — с ДВС. Из графиков видно, во-первых, что автомобили с ДВС более заметны, чем электромобиль Tesla model 3 (за исключением Volvo S80, который с ним сопоставим), во-вторых, что мопед и самокат обладают очень низкой заметностью.

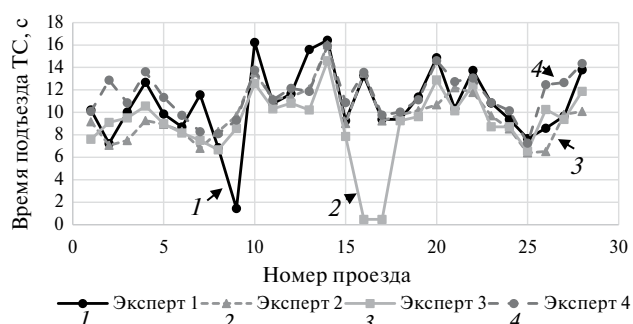
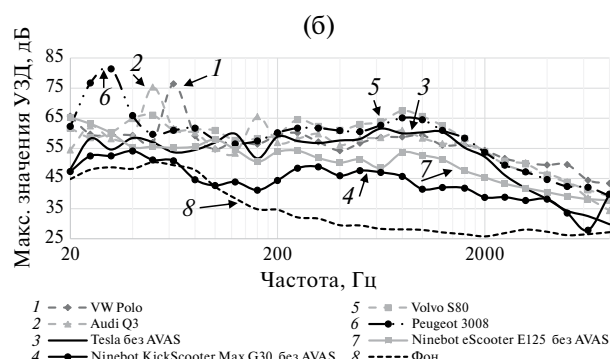
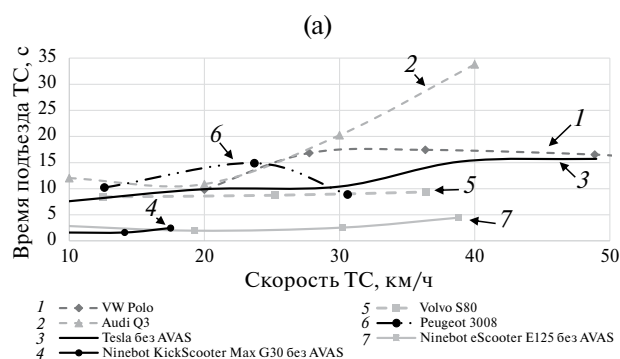
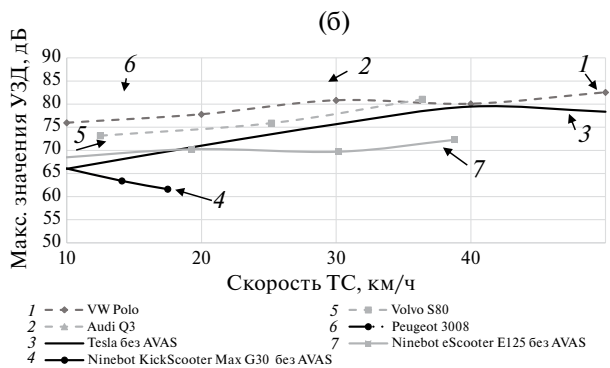
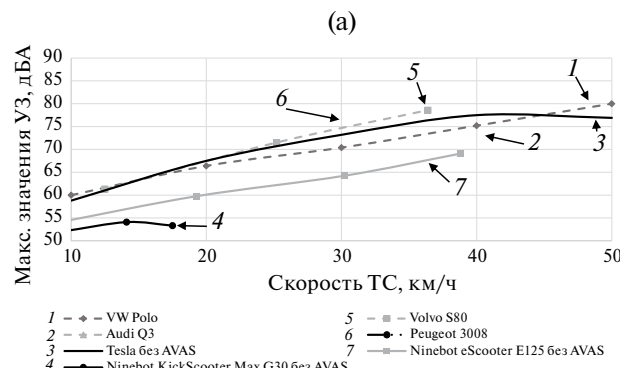
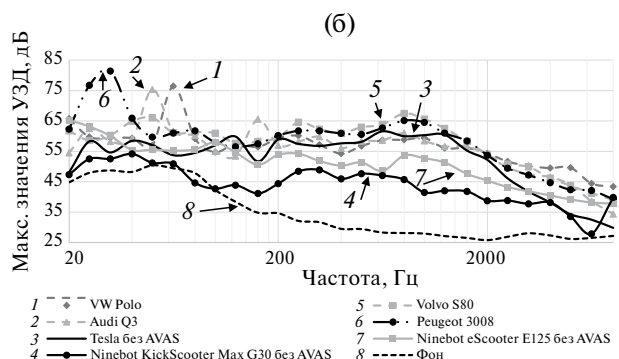
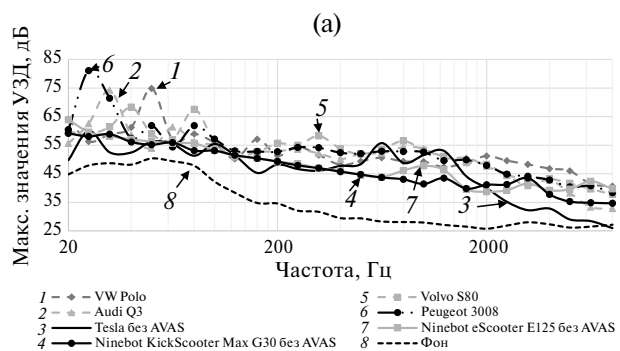
На рис. 5 показаны результаты измерений по методике [2] максимального уровня звука L_{Amax} , дБА (нормируемого нормативными документами параметра) и максимального уровня звукового давления L_{Zmax} , дБ для транспортных средств без AVAS. На рис. 6 показаны частотные характеристики максимальных значений уровня звукового

Таблица 1. Характеристики испытуемых транспортных средств.

№	Тип транспортного средства	Марка и модель	Тип/объем двигателя, л	Масса, т	Шины
1	Автомобиль	Volkswagen Polo	ДВС / 1.4	1.2	Pirelli Cinturato P1 185/60 R15
2	Автомобиль	Audi Q3	ДВС / 1.4	1.6	DUNLOP SPORT MAXX
3	Автомобиль	Peugeot 3008	ДВС / 1.6	1.5	Continental ContiCrossContact LX2 225/55 R 18 V
4	Автомобиль	Volvo S80	ДВС / 1.6	1.6	Pirelli Cinturato P7 225/50/R17
5	Электромобиль	Tesla model 3	Эл. двигатель	1.6	MISHELIN PILOT SPORT 4S
6	Электромопед	Ninebot eScooter E125	Эл. двигатель	0.1	CST 90/80 — 12
7	Электросамокат	Ninebot KickScooter Max G30	Эл. двигатель	0.02	CST 60/70 — 6.5

Таблица 2. Стандартное отклонение результатов измерения времени подъезда Tesla со скоростью 40 км/ч.

Эксперт	Стандартное отклонение, с
№ 1	3.1
№ 2	2.2
№ 3	3.0
№ 4	2.1
Среднее	2.6

**Рис. 3.** Результаты измерения времени фиксации для 27 проездов Tesla model 3 с постоянной скоростью 40 км/ч.**Рис. 4.** Медианные значения результатов оценки всеми экспертами (а) — времени и (б) — расстояния подъезда для транспортных средств без включенной AVAS системы.**Рис. 5.** Результаты измерений по методике [2] (а) — максимального уровня звука и (б) — максимального уровня звукового давления.**Рис. 6.** Результаты измерений по методике [2] частотных характеристик максимальных значений уровня звукового давления в 1/3 октавных полосах для скоростей (а) — 10 и (б) — 20 км/ч.

давления в 1/3 октавных полосах для скоростей 10 и 20 км/ч. Видно, что L_{Amax} для автомобилей с ДВС не отражает результатов измеренной заметности — полученные результаты близки с результатами для электрокара, а на скоростях 10 и 20 км/ч вообще принимают практически одинаковые значения. В то же время графики L_{Zmax} лучше соотносятся с результатами оценки времени подъезда. Большое различие между L_{Amax} и L_{Zmax} для автомобилей с ДВС обусловлено наличием низкочастотных составляющих в спектре (рис. 6), являющихся, вероятнее всего, вторыми гармониками от частоты работы двигателя. Измерения шума также объясняют низкую заметность Volvo S80 — для этого автомобиля L_{Zmax} оказался ниже, чем у других автомобилей с ДВС. Для мопеда и самоката наблюдается противоположная картина. На низких скоростях их УЗД сопоставимы с результатами для Tesla при значительно более низкой заметности. Для Tesla форма кривой УЗ и УЗД не изменяется.

На рис. 7 показаны медианные значения результатов оценки всеми экспертами времени подъезда, а на рис. 8 — результаты измерения уровня звука L_{Amax} для электрифицированных транспортных средств с работающей AVAS системой в сравнении со работающей AVAS системой в сравнении со

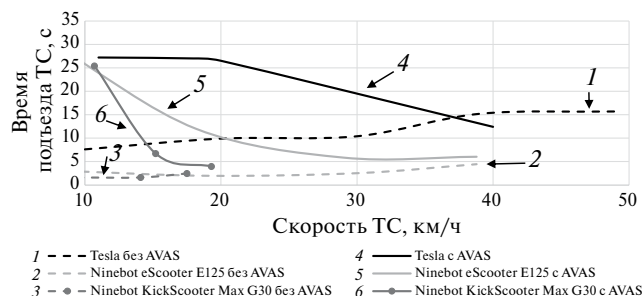


Рис. 7. Медианные значения результатов оценки всеми экспертами времени подъезда для электрифицированных транспортных средств с работающей AVAS системой в сравнении со значениями для выключенной AVAS системы.

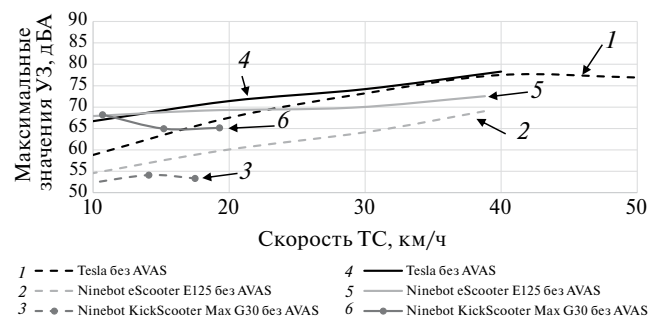


Рис. 8. Результаты измерений по методике [2] максимального уровня звука для электрифицированных транспортных средств с работающей AVAS системой в сравнении со значениями для выключенной AVAS системы.

значениями для выключенной AVAS системы. Видно, что, оставаясь в пределах допустимых нормативными документами значений уровня звука, можно значительно повысить заметность ТС. Для данного фонового окружения типа “тихий пригород” такая заметность будет являться даже избыточной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оценка субъективных показателей заметности для транспортных средств хорошо согласуется с результатами измерений объективных показателей. Высокая заметность автомобилей с ДВС обусловлена низкочастотными составляющими в спектре, по этой причине она лучше описывается уровнем звукового давления, чем уровнем звука. Это объясняется тем, что значительный вклад в шум от автомобилей с ДВС вносят высокие значения УЗД в 1/3 октавной частотной полосе со среднегеометрической частотой 31.5 или 50 Гц. Она влияет на значение уровня звукового давления, но не влияет на значение уровня звука из-за коррекции спектра по шкале А. Заметность электрифицированных транспортных средств, наоборот, лучше описывается уровнем звука.

Экспериментально установлено, что на низких скоростях (10–20 км/ч) заметность электромобиля с выключенной AVAS системой может быть в 1.5 раз ниже заметности автомобиля с ДВС. Это делает электромобиль более опасным для пешеходов. Заметность мопеда и самоката с выключенной AVAS системой в два раза меньше заметности электромобиля. При достаточно тихом загородном фоновом окружении заметность в абсолютном исчислении составляет всего 2–3 с. В более шумной городской среде эти значения могут стремиться к нулю, что недопустимо.

С помощью AVAS системы можно, во-первых, значительно увеличивать, а во-вторых, управлять заметностью электрифицированного транспортного средства. Для уменьшения негативного влияния AVAS системы на акустическую экологию городов и пригородов рекомендуется регулировать уровень воспроизведения звука в зависимости от уровня шум фоновое окружения, добиваясь оптимальной заметности.

Очевидно, что наиболее предпочтительный режим работы AVAS системы должен обеспечивать независимость заметности электромобиля от скорости, т.е. время подъезда с ростом скорости должно оставаться неизменным. Существование такой AVAS системы требует разработки специальных звуков и алгоритмов их воспроизведения. Для обеспечения оптимальной заметности звука должны тембрально и динамически изменяться в зависимости от скорости и фонового окружения.

Необходимо предпринимать усилия для введения в нормативно-техническую базу РФ

стандартов, обеспечивающих безопасность движения бесшумных транспортных средств разных типов, включая микроэлектротранспорт. Необходимо локализовать как существующие зарубежные стандарты, так и продолжать исследования в этой области с целью разработки требований к адаптивным AVAS системам, которые смогут обеспечивать одинаковый уровень субъективной акустической заметности вне зависимости от скорости движения ТС, типа фонового окружения и времени суток.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang E.L., Peng Z.L., Li Z.J., Lin Y.B., Zhuo J.M. Four-Channel Active Noise Control Modeling and Offline Simulation for Electric Bus Sound Quality Based on Two FxLMS Algorithms // *Acoust. Phys.* 2024. V. 70. № 1. P. 143–152.
2. Правила ЕЭК ООН № 138. Единообразные предписания, касающиеся официального утверждения бесшумных автотранспортных средств в отношении их пониженной слышимости. 05 октября 2016. 43 с.
3. ГОСТ Р 53188.1-2019. Государственная система обеспечения единства измерений. ШУМОМЕТРЫ. Часть 1. Технические требования.
4. Римская-Корсакова Л.К., Пятаков П.А., Шуляпов С.А. Оценки раздражающего действия шума // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 5. С. 550–561.
5. Цвикер Э., Фельдкеллер Р. Ухо как приемник информации. Изд. 2. 1971.
6. Вахитов Я.Ш. Слух и речь. Л.: ЛИКИ. 1973. Т. 124.
7. Sakamoto I., Tanaka T., Sekine M., Morita K., Masayuki S., Takeshi K. and Yoshiike A. Reviews on countermeasure to safety risk associated with quietness of hybrid or electric vehicles in Japan // *Proc. Inter-noise* 2010. 2010. 8 p.
8. Guideline for the Approaching Vehicle Audible System. Ministry of Land, Infrastructure, Transport and Tourism (MLIT), 2010. (in Japanese)
9. Proposal for guidelines on measures ensuring the audibility of hybrid and electric vehicles. Consolidated Resolution on the Construction of Vehicles (R.E.3), Annex 2, ECE/TRANS/WP.29. Geneva, Switzerland, 2011.
10. On the sound level of motor vehicles and of replacement silencing systems: Regulation (EU) No 540/2014 of the European Parliament and of the Council of 16 April 2014, amending Directive 2007/46/EC and repealing Directive 70/157/EEC // *Official Journal of the European Union* 158. 2014. P. 131–195.
11. Quieter Cars and the Safety of Blind Pedestrians: The NHTSA Research Plan, April 2009. www.regulations.gov (Docket No. NHTSA-2008-0108-0025)
12. Garay-Vega, et al. Quieter Cars and the Safety of Blind Pedestrians: Phase I, Report No. DOT HS811304, U.S. Dept. of Transportation, Washington, DC. 2010.
13. Garay-Vega et al. Quieter Cars and the Safety of Blind Pedestrians, Phase 2: Development of Potential Specifications for Vehicle Countermeasure Sounds, Report No. DOT HS811496. Dept. of Transportation, Washington, DC. 2011.
14. Evans L.R. and Harris J.R. Quieter Vehicle Performance Test Development Research Report, Report No. DOT HS810, Dept. of Transportation, Washington, DC.
15. Hastings A., Guthy C. and Pollard J.K. Research on Minimum Sound Specifications for Hybrid and Electric Vehicles, Report No. DOT HS810, Dept. of Transportation, Washington, DC.
16. Проект рекомендаций по глобальным техническим правилам, касающимся систем звукового оповещения о наличии транспортного средства для бесшумных автотранспортных средств, ECE/TRANS/WP.29/GRB, 56 сессия, Женева, 3–5 сентября 2012 г.
17. Moore, et al. A model for the prediction of thresholds, loudness, and partial loudness // *J. Audio Eng. Soc.* 1997. V. 45(5).
18. Federal Motor Vehicle Safety Standards; Minimum Sound Requirements for Hybrid and Electric Vehicles; Notice of proposed rulemaking, Dept. of Transportation, Washington, DC, Federal Register. V. 78. No. 9. January 14, 2013. P. 2798–2868.
19. Pedestrian Safety Enhancement Act of 2010, Public Law No: Public Law No. 111–373 (01/04/2011).
20. GB/T 37153-2018. Acoustic vehicle alerting system of electric vehicles running at low speed, State Administration for Market Regulation; Standardization Administration of the People's Republic of China. December 2018.
21. Технический Регламент Таможенного Союза ТР ТС 018 / 2011 “О безопасности колесных транспортных средств”.

Study of the Acoustic Perceptibility of Vehicles Moving with a Constant Speed

A. O. Subbotkin^{a,b,c,*}, G. N. Kuznetsov^a, E. V. Talachev^c, G. A. Romanenko^d, A. S. Tyurin^{b,c}

^a *A. M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b *Research Institute of Building Physics of the Russian Academy of Architecture and Construction Sciences (NIISF RAASN), Moscow, Russia*

^c *ООО “Kar Systems”, Moscow, Russia*

^d *ООО “Devesoft Rus”, Moscow, Russia*

** e-mail: subov-an@yandex.ru*

The paper presents the results of an experiment on the assessment of subjective indicators of acoustic perceptibility by pedestrians (experts) of a vehicle approaching at a constant speed (TS) and some conclusions. Subjective indicators of perceptibility were defined as the distance between the vehicle and the expert, at the moment when the expert heard (recorded) the sound of an approaching car, as well as the time of the car's approach to the expert at that moment. Subjective indicators of perceptibility are compared with the objective parameters of car noise measured by the method of UN Regulation No. 138 — the sound pressure level, its frequency response, as well as the sound level. The study is motivated by the problem of traffic safety of electrified vehicles with low noise, which include, in particular, electric cars, electric scooters and electric scooters. This article publishes the first results of a research paper devoted to the problem of increasing the perceptibility of low-noise vehicles for pedestrians without damaging the acoustic ecology of cities and suburbs.

Keywords: acoustic ecology of road traffic, transport noise, electric transport noise, AVAS, AVAS systems, electric vehicle noise

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ. ШУМЫ И ВИБРАЦИИ

УДК 628.517.2

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩИХ СОТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ С ГЕОМЕТРИЕЙ ТРИЖДЫ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ МИНИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ (ТППМЭ)

© 2024 г. Е. И. Сысоев^{a,b,*}, М. М. Сычев^{a,c}, Л. Н. Шафигуллин^d, С. В. Дьяченко^{a,c}

^aИнститут химии силикатов им. И.В. Гребенщикова РАН, наб. Макарова 2, Санкт-Петербург, 199034 Россия

^bСанкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”,
ул. Проф. Попова 5, Санкт-Петербург, 197022 Россия

^cСанкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет),
Московский проспект 24-26/49, Санкт-Петербург, 190013 Россия

^dНабережночелнинский филиал КФУ (Казанский Федеральный Университет),
ул. Кремлевская 18, Казань, 420008 Россия

*e-mail: jsysev@gmail.com

Поступила в редакцию 29.11.2023 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Предложено использование сотовых материалов с геометрией трижды периодических поверхностей минимальной энергии (ТППМЭ) для создания прочных сотовых материалов с управляемыми акустическими характеристиками. Были разработаны однородные элементарные ячейки с топологией Primitive, Diamond, FRD и Gyroid разной пористости и определены их акустические параметры. С использованием полуфеноменологической модели Джонсона-Шампу-Алларда-Лафаржа-Прайда была оценена звукопоглощающая способность материалов с данной геометрией. Было показано, что, варьируя размер элементарной ячейки и толщину образца, можно управлять акустическими характеристиками и средним коэффициентом звукопоглощения в диапазоне от 0.2 до 0.8. Достоверность расчетов подтверждена экспериментально с использованием аддитивно изготовленных образцов. Полученные результаты демонстрируют потенциал применения ТППМЭ для создания материалов с контролируемой геометрией пор для достижения предсказуемых характеристик звукопоглощения.

Ключевые слова: звукопоглощающие сотовые материалы, трижды периодические поверхности минимальной энергии, модель JCALP, 3D печать, компьютерное моделирование

DOI: 10.31857/S0320791924050111, **EDN:** XBBTRE

1. ВВЕДЕНИЕ

С ростом населения в городах и развитием транспортной инфраструктуры шумовое загрязнение становится всё более актуальной проблемой, которая требует инженерных решений. Для борьбы с шумом в строительстве, автомобильной и аэрокосмической технике, судостроении широко используются пенные материалы, благодаря своим высоким звукопоглощающим характеристикам и малому весу [1]. Они также применяются в других областях, таких как теплоизоляция, поглощение энергии, упаковка и фильтрация [2]. Известно, что эффективность звукопоглощения зависит от характера пористости структуры и наличия открытых пор. Для повышения звукопоглощения на низких

частотах следует создавать в материале крупные поры, в то время как на высоких частотах мелкие поры становятся более эффективными. Следовательно, для достижения широкого диапазона звукопоглощения в материале необходимо регулировать процесс формирования пор таким образом, чтобы в его структуре присутствовали как крупные, так и мелкие поры. Однако сложности в управлении процессом вспенивания затрудняют контроль микроструктуры и, следовательно, характеристики звукопоглощения. Кроме того, неоднородное строение материала приводит к непостоянству прочности по сечению материала. Для получения желаемых физико-механических характеристик необходимо использовать периодические ячеистые материалы,

геометрию которых легко оптимизировать за счет изменения формы и размера пор [3].

Двумерные ячеистые материалы, такие как сотовые структуры, обладают высокой энергопоглощающей способностью и прочностью. Однако из-за своей полой, не извилистой геометрии, при больших размерах ячеек и малой толщине материала они практически прозрачны для шума, так как внутри них нет ничего, что могло бы отражать или поглощать звук [4]. Для увеличения звукопоглощения такие структуры могут быть наполнены другим пористым материалом [5] или представлены в виде композитного материала с микроперфорацией [6]. Тем не менее, основным недостатком двумерных материалов является анизотропия свойств, из-за чего максимальная прочность и поглощение звуковой энергии у таких структур наблюдается только в одном направлении.

На данный момент в различных областях инженерной деятельности активно исследуются трехмерные периодические ячеистые материалы [7], обладающие повышенной изотропией физико-механических свойств. Такие материалы включают решетчатые структуры на основе стоек [8], структуры, полученные вычитанием сфер из кубических ячеек [9], структуры на основе трижды периодических поверхностей минимальной энергии (ТППМЭ) [10] и другие [11–13]. Наиболее перспективными является использование конструкций с топологией ТППМЭ, поскольку в работах В.Я. Шевченко с соавторами было показано, что данные изделия демонстрируют повышенные физико-механические свойства за счет низкой средней кривизны поверхности [14–16]. Кроме того, с использованием геометрии ТППМЭ возможно создание разнообразных градиентных и гибридных структур, что позволит управлять акустическими характеристиками в более широких пределах [17]. Прикладной интерес со стороны инженеров и материаловедов к таким поверхностям появился совсем недавно, так как изготовление объектов и материалов с геометрией ТППМЭ возможно только с использованием аддитивных технологий. Последние достижения в области аддитивных технологий позволяют создавать звукопоглощающие метаматериалы сложной формы, способные наилучшим образом поглощать или рассеивать звуковую энергию [18]. Например, в работе [19] изучались свойства 3D напечатанной акустической черной дыры, основная идея которой заключается в поглощении падающей энергии без отражения за счет бесконечного времени распространения волны. В работе [20] рассмотрены звукопоглощающие характеристики 3D напечатанных ячеистых конструкций резонансного типа для авиационных двигателей. Следует отметить, что хотя аддитивное изготовление может снижать механические характеристики изделия [21], в то же время оно способно улучшить его звукопоглощающие свойства за счет формирования шероховатой поверхности и микропористости [22, 23]. Тем не менее, звукопоглощающие свойства

структур с геометрией ТППМЭ до сих пор остаются малоизученными [7, 24]. Поэтому представляет интерес исследовать взаимосвязь геометрических и акустических характеристик, что позволит проектировать материалы с заданными свойствами.

Настоящее исследование направлено на изучение акустических характеристик структур с геометрией ТППМЭ и оценки их звукопоглощающей способности. Предполагается, что структура не будет участвовать в диссипации звуковой энергии, поэтому рассматриваются модели неподвижного скелета. Для проведения численного исследования была выбрана полуфеноменологическая модель Джонсона-Шампу-Алларда-Лафаржа-Прайда (JCALP), поскольку она эффективно прогнозирует звукопоглощение в пористых материалах с жестким каркасом и открытой пористостью [25]. Данный подход использует 8 параметров, которые описывают микрогеометрию пористого материала на макроскопическом уровне. Существуют также базовые представления, использующие 5 и 6 параметров: модели Джонсона-Шампу-Аллара (JCA) и Джонсона-Шампу-Аллара-Лафаржа (JCAL), соответственно. Несмотря на то, что они требуют меньше времени и вычислительных ресурсов на определение акустических параметров, которых часто достаточно для правильной оценки звукопоглощения объектов без резких изменений пористой среды [26], модель JCALP позволяет наиболее точно описать акустическое поведение материала на низких частотах за счет ввода дополнительных параметров. Поскольку в данном исследовании изучаются материалы со сложной геометрией пор, целесообразно использовать самую совершенную JCALP модель. С другой стороны, в отличие от эмпирических моделей (например, Делани-Базли и Мики), которые часто ограничены простыми геометриями пор, JCALP модель учитывает неоднородность воздушных каналов, что обеспечивает адекватную корреляцию результатов с экспериментом [27].

В соответствии с поставленной целью были:

- 1) разработаны 3D модели изделий с различной геометрией ТППМЭ и разной степенью пористости;
- 2) определены их акустические параметры с использованием модели JCALP;
- 3) расчетным путем изучено влияние геометрии, пористости, толщины образца и размера элементарной ячейки на коэффициент звукопоглощения;
- 4) экспериментально исследовано акустическое поглощение аддитивно изготовленных образцов;
- 5) проведено сравнение результатов определения коэффициента звукопоглощения расчетным и эмпирическим методами.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С ГЕОМЕТРИЕЙ ТППМЭ

Для оценки коэффициента звукопоглощения были смоделированы элементарные ячейки

ТППМЭ типа Primitive, Diamond, FRD и Gyroid с использованием неявных уравнений (1)–(4), уникальные для каждого типа, для создания образующей поверхности.

$$\text{Primitive: } \cos(x) + \cos(y) + \cos(z) = t; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{Diamond: } & \sin(x)\sin(y)\sin(z) + \\ & + \sin(x)\cos(y)\cos(z) + \\ & + \cos(x)\sin(y)\cos(z) + \\ & + \cos(x)\cos(y)\cos(z) = t; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \text{FRD: } & 8\cos(x)\cos(y)\cos(z) + \\ & + \cos(2x)\cos(2y)\cos(2z) - \\ & (\cos(2x)\cos(2y) - (\cos(2y)\cos(2z) - \\ & - \cos(2z)\cos(2x))) = t; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{Gyroid: } & \sin(x)\cos(y) + \cos(y)\sin(z) + \\ & + \cos(z)\sin(x) = t, \end{aligned} \quad (4)$$

где t — параметр, характеризующий изоуровень поверхности.

Для изучения влияния параметра t на коэффициент звукопоглощения были смоделированы 4 поверхности каждого типа с $t = -0.6..+0.6$ и размером $1 \times 1 \times 1$ мм. Полученные поверхности разделяют конечный ограничивающий объем на два лабиринтных пространства. Функциональные конструкции с ТППМЭ геометрией обычно формируются путем заполнения одного лабиринтного подпространства материалом или путем утолщения стенок [28]. В данном исследовании был выбран первый вариант формирования ячейки ТППМЭ, где каркас является твердым материалом, а поры заполнены воздухом (рис. 1а). На рис. 1б представлены

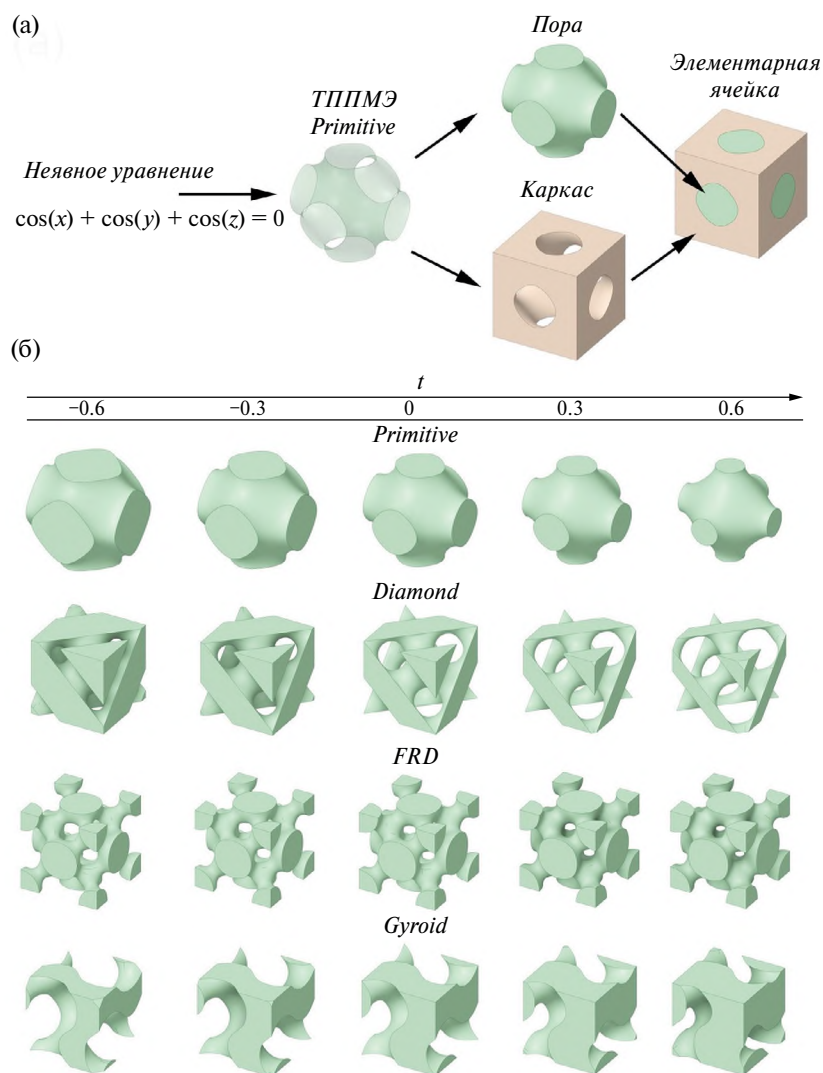


Рис. 1. (а) — Процесс моделирования элементарной ячейки ТППМЭ с геометрией Primitive; (б) — 3D модели пор с разной геометрией ТППМЭ и параметром t .

3D модели элементарных ячеек ТППМЭ каждого типа с разным значением t . Можно заметить, что параметр t не меняет структуру, но влияет на то, сколько пространства она заполняет, что позволяет управлять пористостью и, следовательно, акустическими параметрами.

2.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ JCALP

Для предсказания характеристического импеданса и комплексного волнового числа периодической элементарной ячейки пористой среды используются восемь параметров модели JCALP. Эти параметры управляют рассеиванием звуковой энергии в пористой среде на низких и высоких частотах, включая вязкую и тепловую энергию [27].

1. Пористость (ϕ) была оценена как отношение воздушной области (V_e) к суммарному объёму воздушной и твердой фазы ($V_{\text{сум}}$) пористой среды на основе геометрической модели с использованием средств САПР по следующей формуле:

$$\phi = \frac{V_e}{V_{\text{сум}}}. \quad (5)$$

2. Для оценки статической вязкой проницаемости (k_0) пористой среды решалась краевая задача Стокса. На низких частотах вязкие силы преобладают над инерционными, поэтому можно их не учитывать и переписать уравнение Навье-Стокса к следующему виду:

$$\mu \Delta v + \Delta P = \nabla p. \quad (6)$$

Здесь $\mu \Delta v$ соответствует силам вязкости, ∇p характеризует гидравлический градиент, а ΔP — разность давлений, прикладываемых извне к границам элементарной ячейки в направлении потока воздуха (в данном исследовании соответствует направлению [1,0,0]). Задача была сформулирована для вязкого потока с граничными условиями непрерывности и отсутствием скольжения на стенках. При такой постановке вязкая проницаемость может быть определена с использованием закона Дарси по следующей формуле:

$$\langle k_0 \rangle_f = \phi \overline{k_{0x}} = \phi \frac{\langle v_x \rangle_f \mu d}{P_1 - P_2}, \quad (7)$$

где v_x — скорость воздуха в направлении потока; d — толщина элементарной ячейки; $\langle \cdot \rangle_f$ — символ среднего значения по объёму поры.

3. Статическая вязкая извилистость (α_0) была определена исходя из результатов, полученных при решении краевой задачи Стокса как:

$$\alpha_0 = \frac{\langle \overline{k_0 k_0} \rangle_f}{\langle \overline{k_{0x}} \rangle_f \langle \overline{k_{0x}} \rangle_f}. \quad (8)$$

4. Для оценки динамической извилистости (α_∞) пористой среды решалась краевая задача Лапласа. На высоких частотах инерционные силы доминируют над вязкими, что позволяет их не учитывать и считать поток невязким. В свою очередь, задача инерционного потока эквивалентна задаче электропроводности, где воздух соответствует проводящей жидкости, а пористая структура — изолирующий материал. Такая аналогия позволяет свести уравнение Навье-Стокса к уравнению Лапласа:

$$E = e - \nabla q. \quad (9)$$

Здесь E — локальное электрическое поле, e — внешнее электрическое поле, прикладываемое извне к границам элементарной ячейки в направлении потока воздуха, q — локальное скалярное поле электрического потенциала в проводящей (воздушной) среде. Задача была сформулирована для инерционного потока с граничными условиями непрерывности и изоляцией на стенках. При такой постановке извилистость пористой среды может быть определена по следующей формуле:

$$\alpha_\infty = \frac{\langle EE \rangle_f}{\langle E \rangle_f \langle E \rangle_f}. \quad (10)$$

5. Вязкая характеристическая длина (Λ) была определена исходя из результатов, полученных при решении краевой задачи Лапласа как:

$$\Lambda = 2 \frac{\iiint EE dV}{\iint EE dA}. \quad (11)$$

6. Для оценки статической тепловой проницаемости (k_0') пористой среды решалась краевая задача Пуассона. На низких частотах колебания давления, вызванные акустическими волнами, порождают тепловой поток из-за температурных колебаний внутри пор. Избыточная температура рассеивается на каркасе из-за его большей теплоемкости и теплопроводности, а явление термодиффузии определяется уравнением Пуассона:

$$\Delta k_0' = -1. \quad (12)$$

Задача термодиффузии была сформулирована с применением граничных условий непрерывности и термоизоляции на стенках. При такой постановке тепловая проницаемость пористой среды может быть определена по следующей формуле:

$$\langle k_0' \rangle_f = \overline{\phi k_0'}. \quad (13)$$

7. Статическая тепловая извилистость (α_0') была определена исходя из результатов, полученных при решении краевой задачи Пуассона как:

$$\alpha_0' = \frac{\langle \overline{k_0' k_0'} \rangle_f}{\langle \overline{k_0' k_0'} \rangle_f}. \quad (14)$$

8. Тепловая характеристическая длина (Λ') была определена на основе геометрической модели с использованием средств САПР как:

$$\Lambda' = 2 \frac{\iiint dV}{\iint dA}. \quad (15)$$

Настоящий метод многомасштабного гибридного моделирования подробно представлен в работах Zielinski [29, 30] и перед применением к данным геометриям сравнивался с другими исследованиями.

2.3. ОЦЕНКА ЗВУКОПОГЛОЩЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

Как только восемь внутренних параметров модели JCALP определены, зависящие от частоты эквивалентная объемная плотность $\rho(\omega)$ и эквивалентный объемный модуль $K(\omega)$ пористой среды могут быть определены по следующим формулам:

$$\rho(\omega) = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\phi} \left[1 + \frac{1}{j\bar{\omega}} \tilde{F}(\omega) \right], \quad (16)$$

$$\text{где } \tilde{F}(\omega) = 1 - P + P \sqrt{1 + \frac{M}{2P^2} j\bar{\omega}}, \quad \bar{\omega} = \frac{\omega \rho_0 k_0 \alpha_\infty}{\mu \phi},$$

$$M = \frac{8k_0 \alpha_\infty}{\phi \Lambda^2}, \quad P = \frac{M}{4} \left(\frac{\alpha_\infty}{\alpha_0 - \alpha_\infty} \right),$$

$$K(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\phi} \frac{1}{\gamma - (\gamma - 1)} \left[1 + \frac{1}{\bar{\omega}'} \tilde{F}'(\omega) \right], \quad (17)$$

$$\text{где } \tilde{F}'(\omega) = 1 - P' + P' \sqrt{1 + \frac{M'}{2P'^2} j\bar{\omega}'},$$

$$\bar{\omega}' = \frac{\omega \rho_0 C_p k_0'}{\kappa \phi}, \quad M' = \frac{8k_0'}{\phi \Lambda'^2}, \quad P' = \frac{M'}{4(\alpha_0' - 1)},$$

где P_0 — давление окружающей среды, ρ_0 — плотность воздуха, μ — динамическая вязкость воздуха, γ — коэффициент теплоемкости воздуха, C_p — удельная теплоемкость воздуха, κ — теплопроводность воздуха. Все используемые величины соответствуют свойствам воздуха при 20°C и давлении 1 атм.

Далее, частотно-зависимый характеристический импеданс Z_c и волновое число k_f можно оценить следующим образом:

$$Z_c(\omega) = \sqrt{\rho(\omega) K(\omega)}, \quad (18)$$

$$k_f(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\rho(\omega)}{K(\omega)}}. \quad (19)$$

Для прогнозирования коэффициента поглощения расчетные значения характеристического

импеданса и волнового числа используются для оценки поверхностного импеданса образца толщиной h с жесткой подложкой.

$$Z_s(\omega) = -jZ_c(\omega) \coth(k_f(\omega)h). \quad (20)$$

В данном исследовании для изучения влияния геометрии и размера элементарной ячейки на звукопоглощение толщина образца составляла 30 мм.

Из уравнения (20) коэффициент поглощения определяется как:

$$\alpha(\omega) = 1 - \left| \frac{Z_s(\omega) - \rho_0 c_0}{Z_s(\omega) + \rho_0 c_0} \right|^2, \quad (21)$$

где c_0 — скорость звука в воздухе.

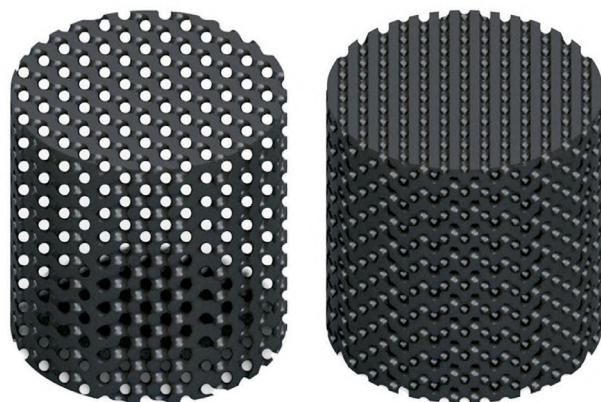
2.4. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОПОГЛОЩЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

2.4.1. Изготовление образцов

Для экспериментального исследования нормального коэффициента звукопоглощения α в программной среде MSLattice [31] были смоделированы 2 типа образцов с геометрией Gyroid и Diamond, диаметром 29 мм и высотой 30 мм с размером элементарной ячейки 3 мм и заполнением пространства 50%, что соответствует случаю $t = 0$. Для точного воспроизведения геометрии моделей была выбрана LCD (liquid crystal display) технология 3D печати с использованием принтера Anycubic Photon M3 Max и фотополимерной смолы марки «Anycubic 3D Printing UV Sensitive Resin Black». В процессе 3D печати УФ-излучение ЖК-матрицы направлено на резервуар с фотополимером. В зависимости от геометрии образца, излучают только пиксели, соответствующие сечению модели для создания текущего слоя. По мере послойной полимеризации смолы формируется образец, соответствующий своей цифровой модели. Условия печати: толщина одного слоя — 50 мкм, время засветки — 3 с.

Все напечатанные образцы очищались от остатков жидкого фотополимера в вихревой ванне Anycubic Wash&Cure Plus с использованием этилового спирта. Для удаления смеси фотополимера и спирта из внутренних пор образцов использовался компрессор со сжатым воздухом. Затем, для завершения полимеризации образцы подвергались дополнительной засветке в УФ-камере. Для контроля и сопоставления характеристик напечатанных образцов с цифровой моделью проводились измерения размеров и массы. На рис. 2 представлены рендеры спроектированных моделей вместе с напечатанными образцами.

(a)



Gyroid

Diamond

(б)



Рис. 2. (а) — Спроектированные модели звукопоглощающих материалов с различной геометрией ТППМЭ; (б) — напечатанные образцы по технологии LCD.

2.4.2. Методика экспериментального исследования звукопоглощения образцов

Нормальный коэффициент звукопоглощения α определялся по методике ISO 10534–2:1998 «Определение коэффициента звукопоглощения и импеданса в импедансных трубках» [32] на изготовленных образцах в частотном диапазоне от 500 до

6400 Гц на основе усреднения трех результатов измерений. В качестве испытательного оборудования использовали акустическую трубу типа 4206 производства “Brüel & Kjær” (Дания). Обработка данных проводилась в программном продукте LabShop Version 18.1.1.13. На рис. 3 представлена схема импедансной трубы для измерения нормального коэффициента звукопоглощения методом двухмикрофонной передаточной функции.

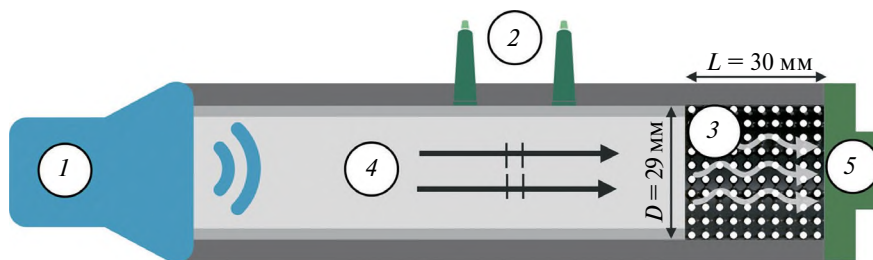
3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3.1.1. Акустические параметры

Краевые задачи, рассматриваемые в разделе 2.2, решались в инженерной среде конечно-элементного анализа COMSOL: модуль Creeping flow для уравнения Стокса, модуль Electrostatics для уравнения Лапласа и модуль PDE для уравнения Пуассона. На рис. 4 представлена элементарная модель поры с геометрией Gyroid вместе с результатами, полученными при решении краевых задач.

Получаемые из тригонометрических функций топологии имеют различные значения пористости (рис. 5а), которые линейно изменяются с изменением структурного параметра t в уравнениях (1)–(4). Геометрии типа Primitive, Diamond и Gyroid являются балансными, т.е. при $t = 0$ имеют пористость 0.5. Геометрия типа FRD является небалансной и имеет пористость 0.44 при $t = 0$. Статическая вязкая и тепловая проницаемость во всех структурах увеличивается с увеличением пористости (рис. 5б, 5в) и хорошо интерполируются степенными функциями. Было обнаружено, что геометрия FRD обладает более низкими значениями проницаемости, что связано с наличием узких воздушных каналов в структуре. Напротив, геометрия Primitive обладает высокой пропускной способностью, что объясняется простой полой структурой. Для определения закономерности изменения извилистости структуры от ее пористости может быть использована как линейная, так и степенная интерполяция



Импедансная труба Brüel & Kjær Type 4206

Рис. 3. Схема импедансной трубы: 1 — источник звука; 2 — микрофоны; 3 — звукопоглощающий материал; 4 — плоская волна; 5 — жесткая заглушка.

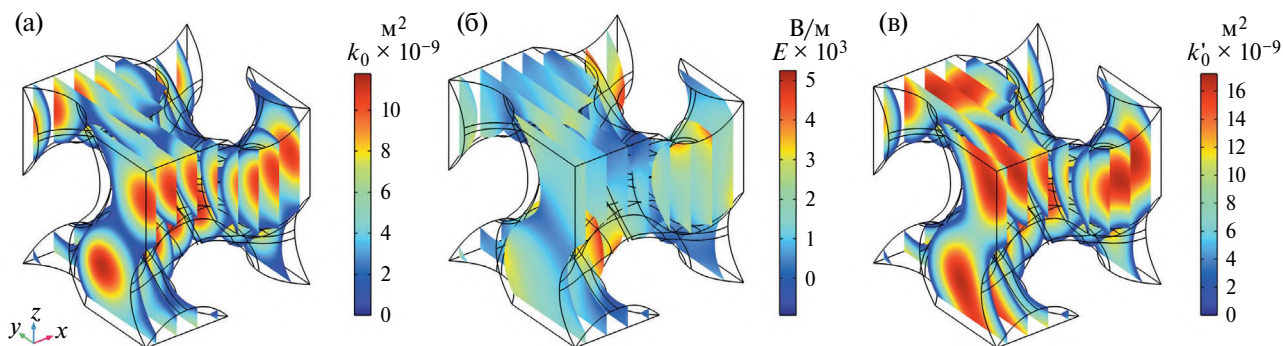


РИС. 4. (а) — Контуры поля статической проницаемости, (б) — контуры поля напряженности и (в) — контуры теплового поля внутри поры с геометрией Gyroid.

значений. Была выбрана линейная интерполяция, поскольку во многих случаях она показала наименьшую дисперсию значений (R^2 приблизительно равен 1). Вязкая, тепловая и динамическая извилистость предсказуемо уменьшаются с увеличением пористости (рис. 5г–5е). Стоит отметить, что для геометрий типа Diamond и Gyroid диапазон значений практически одинаковый, что связано с сохранением сечения пор. У геометрий Primitive и FRD сечение поры сильно меняется по толщине элементарной ячейки, что отражается в высоких значениях извилистости при малой пористости. Для вязкой и тепловой характеристических длин были также определены линейные зависимости от пористости (рис. 5ж, 5з) для всех геометрий.

3.1.2. Влияние геометрии и параметра t на характер звукопоглощения

Для изучения влияния геометрии и параметра t на звукопоглощение с использованием уравнения (21) были оценены коэффициенты звукопоглощения в диапазоне частот от 500 до 6400 Гц (рис. 6а–6г). Было обнаружено, что для геометрии Primitive с увеличением параметра t звукопоглощение усиливается, первая волна поглощения сужается, смещаясь в область низких частот и достигает максимальной амплитуды при $t = 0.6$. В случае геометрии Gyroid наблюдается обратная зависимость, так как при увеличении параметра t пористость увеличивается. Для геометрии Diamond, обладающей более низкой проницаемостью, максимальная амплитуда поглощения достигается при $t \approx 0$. Дальнейшее увеличение t приводит к увеличению волн отражения, что в итоге снижает звукопоглощение. Геометрия FRD, несмотря на то, что пористость увеличивается при увеличении t , демонстрирует максимальную амплитуду поглощения первой волны при $t = 0.6$. Это наблюдение также указывает на то, что очень низкая проницаемость геометрии приводит к ухудшению звукопоглощающей характеристики при низкой пористости.

Для всех исследуемых геометрий частота пикового поглощения находится в одинаковом диапазоне (рис. 6д), однако она по-разному изменяется при варьировании параметра t . Для FRD пик смещен в область низких частот, поскольку при $t = 0$ его пористость отличается от остальных геометрий. На основе величины среднего коэффициента звукопоглощения, среди всех типов ТППМЭ, наибольшее звукопоглощение наблюдается у структуры FRD (рис. 6е). Это достигается благодаря высокой извилистости и низкой проницаемости структуры. Геометрия Primitive также демонстрирует схожие значения извилистости, однако звукопоглощение оказывается наименьшим из-за высокой проницаемости. Пора с геометрией FRD является гидравлически правильной и обеспечивает низкое входное сопротивление, за счет чего материал с данной геометрией показывает более эффективное звукопоглощение. Напротив, форма поры с геометрией Primitive является гидравлически неправильной и имеет высокое входное сопротивление. Исходя из полученных результатов, для достижения максимального звукопоглощения предпочтительно использовать топологии с множеством воздушных каналов, соединенных одной общей порой. На рис. 6е указана зависимость максимального среднего звукопоглощения от пористости, исходя из которой следует, что для достижения большего поглощения необходимо для низкопроницаемых структур (FRD) увеличивать пористость, а для высокопроницаемых, наоборот, уменьшать (Primitive). В соответствии с этим, оптимальным диапазоном пористости для исследуемых геометрий можно считать 40–50%.

3.1.3. Влияние толщины материала и размера элементарной ячейки на звукопоглощение

Было изучено влияние толщины материала на звукопоглощение для определения оптимальных размеров, при которых геометрия структуры вносит значительный вклад в акустическое поведение. В этом исследовании использовались все четыре

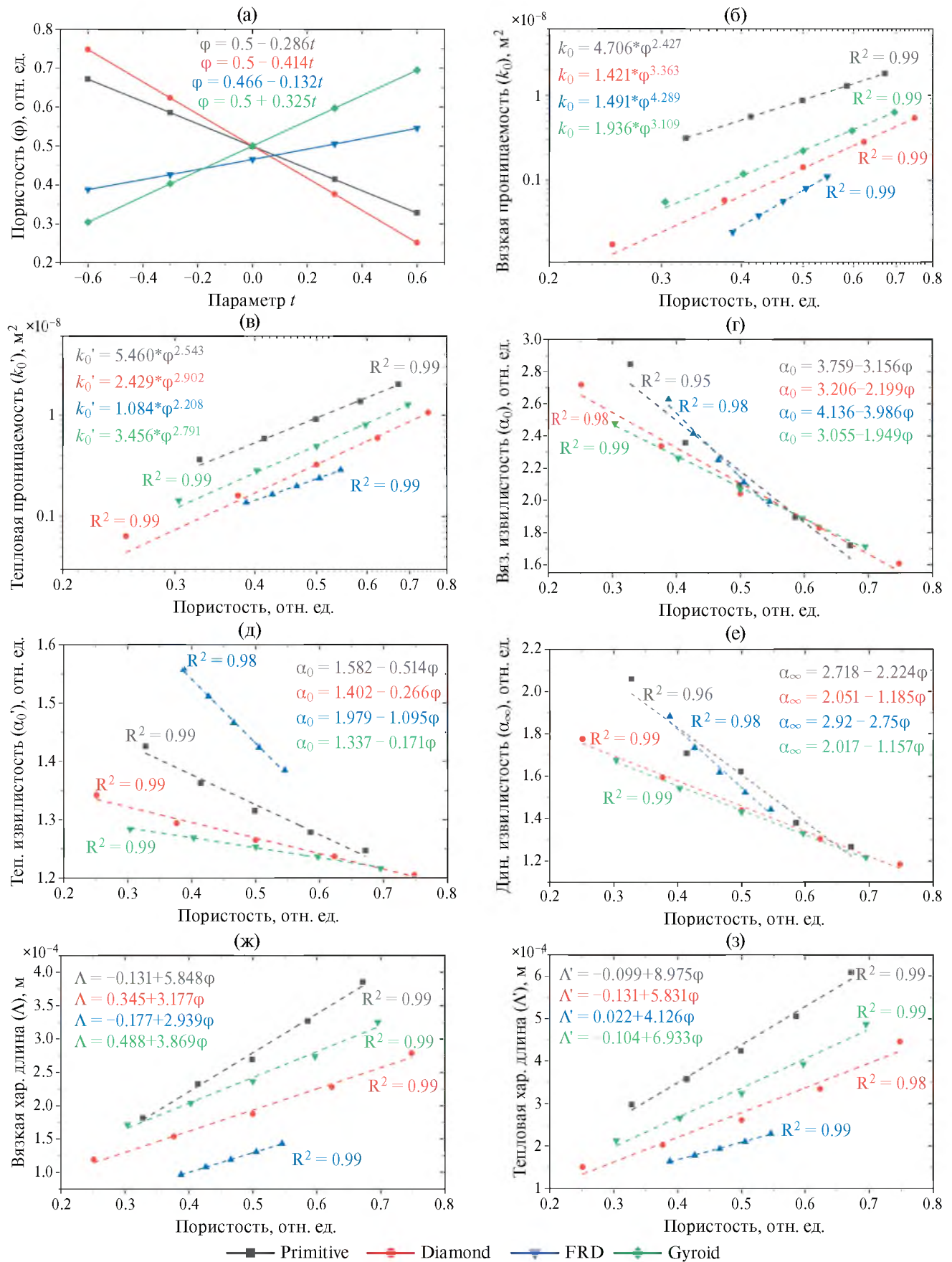


Рис. 5. Зависимость акустических параметров модели JCALP от пористости для каждой структуры ТППМЭ: (а) — зависимость пористости элементарной ячейки от параметра t , зависимость (б) — статической вязкой и (в) — тепловой проницаемости от пористости, зависимость (г) — вязкой, (д) — тепловой и (е) — динамической извилистости от пористости, зависимость (ж) — вязкой и (з) — тепловой характеристических длин от пористости.

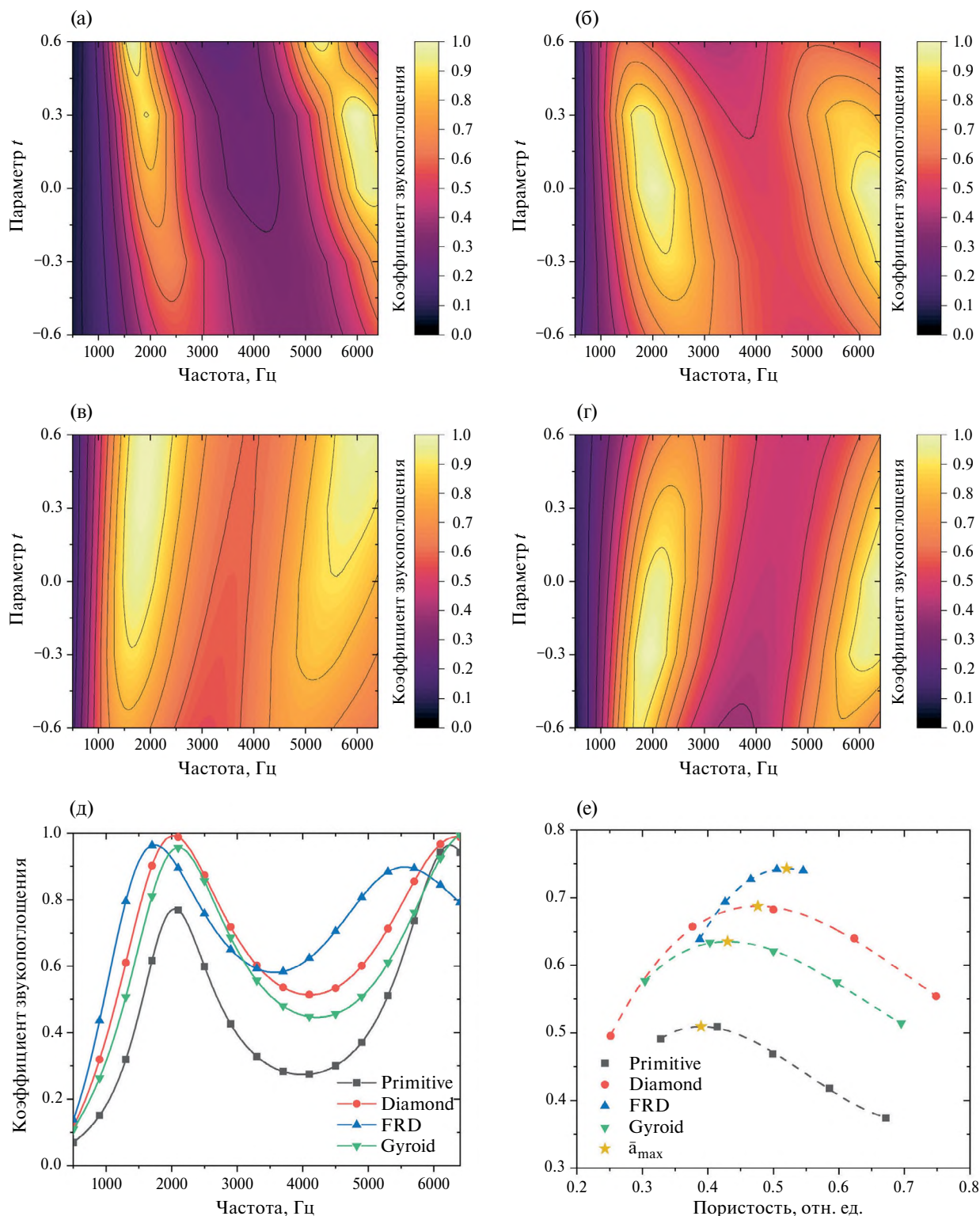


Рис. 6. Контурный график коэффициента звукопоглощения в зависимости от частоты и параметра t для структур ТППМЭ с геометрией (а) — Primitive, (б) — Diamond, (в) — FRD, (г) — Gyroid, (д) — характер звукопоглощения исследуемых геометрий при $t = 0$; (е) — зависимость среднего коэффициента звукопоглощения от пористости структуры ТППМЭ.

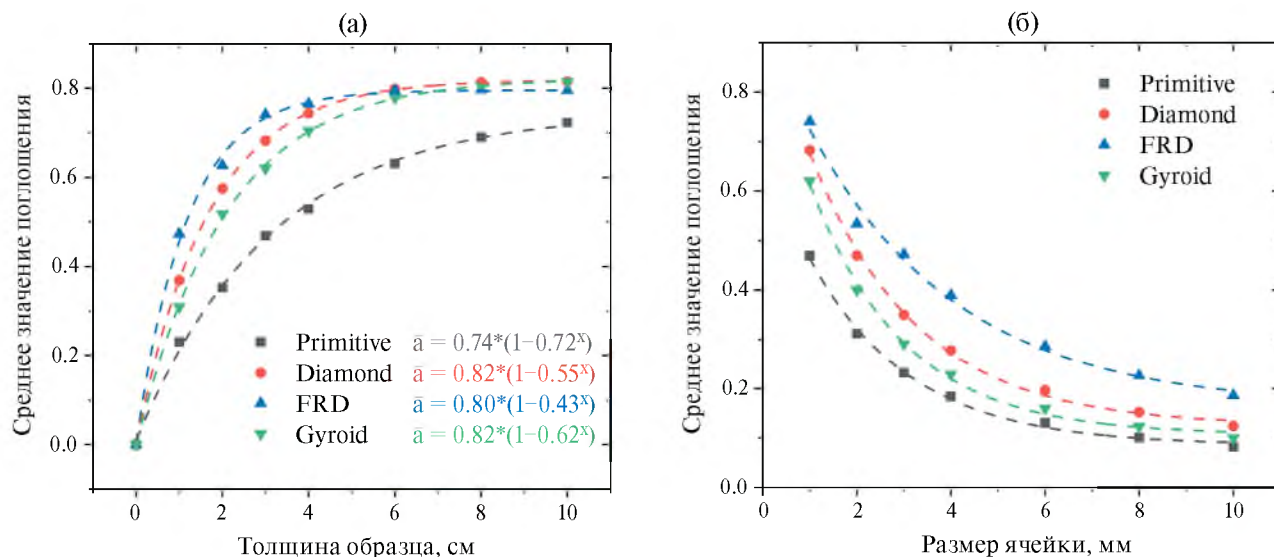


Рис. 7. Зависимость среднего коэффициента звукопоглощения от (а) — толщины образца и (б) — параметра элементарной ячейки ТППМЭ.

топологии с одинаковой пористостью равной 0.5. Исходя из рис. 7а, в диапазоне толщин 1–4 см геометрия сильнее всего влияет на звукопоглощающую способность, а максимальная разница между FRD и Primitive на участке 2–3 см составляет 0.27. Начиная с 5 см для FRD начинается участок насыщения, звукопоглощение Diamond превалирует вплоть до 10 см, где влияние геометрии уже несущественно. При этой же толщине Gyroid сопоставим по среднему коэффициенту со структурой Diamond, которая вышла в насыщение с 8 см. В то же время, для геометрии Primitive участка насыщения не наблюдается, поэтому можно предположить, что при дальнейшем увеличении толщины материала его звукопоглощение будет преобладать над другими. Полученные значения хорошо интерполируются показательной функцией с коэффициентом детерминации $R^2 \approx 1$. Варьируя толщину образца, можно получать узко- или широкополосные фильтры с требуемыми полосами пропускания/поглощения.

Увеличение или уменьшение размера элементарной ячейки приводит к изменению акустических параметров и, следовательно, амплитуды звукопоглощения. Например, увеличение параметра элементарной ячейки в n раз приводит к увеличению проницаемости (вязкой и тепловой) в n^2 раз и увеличению вязкой и тепловой характеристических длин в n раз. Пористость структуры и ее извилистость (статическая и динамическая) при этом сохраняются. На рис. 7б представлена зависимость среднего звукопоглощения от параметра элементарной ячейки. Средний коэффициент поглощения уменьшается по степенному закону для всех рассматриваемых структур, так как при увеличении размеров пор резко возрастает инерционная

составляющая воздуха по отношению к его вязкости. Уменьшение поглощающей способности происходит с одинаковой тенденцией для всех геометрий и при большом параметре элементарной ячейки влияние геометрии несущественно.

3.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для сравнения численного и экспериментально полученного коэффициента звукопоглощения образцов акустические параметры, рассчитанные в разделе 3.1.1, были масштабированы в соответствии с размером элементарной ячейки 3 мм. В табл. 1 представлены восемь параметров модели JCALP, полученные для каждой модели. На рис. 8 показана зависимость расчетного и измеренного коэффициента звукопоглощения от частоты звуковой волны. Установлено, что результаты, полученные с использованием модели JCALP, адекватно согласуются с экспериментальными данными для всех образцов. Наибольшее отклонение на частоте максимального поглощения (амплитуды) наблюдается у образца Gyroid и соответствует –12%, отклонение образца Diamond составляет –5%.

Найденные отклонения могут быть связаны с неточностью расчета акустических параметров, особенно статической вязкой проницаемостью, поскольку данный параметр, после пористости, имеет наибольшее влияние на значение пикового звукопоглощения. Так как отклонение звукопоглощения на низких частотах минимально, а периоды кривых можно считать одинаковыми, то все остальные отклонения с увеличением частоты объясняются несоответствием амплитуд первых пиков. С другой стороны, наблюдаемые расхождения

Таблица 1. Акустические параметры модели JCALP для напечатанных образцов.

Акустические параметры	φ_s , %	φ_c , %	k_0 , 10^{-8}м^2	k_0' , 10^{-8}м^2	α_0	α_0'	α_∞	Λ , 10^{-4}м^2	Λ' , 10^{-4}м^2
Gyroid	49.6	50.0	2.022	4.427	2.057	1.254	1.433	7.076	9.692
Diamond	50.7	50.5	1.260	2.930	2.050	1.262	1.437	5.613	7.792

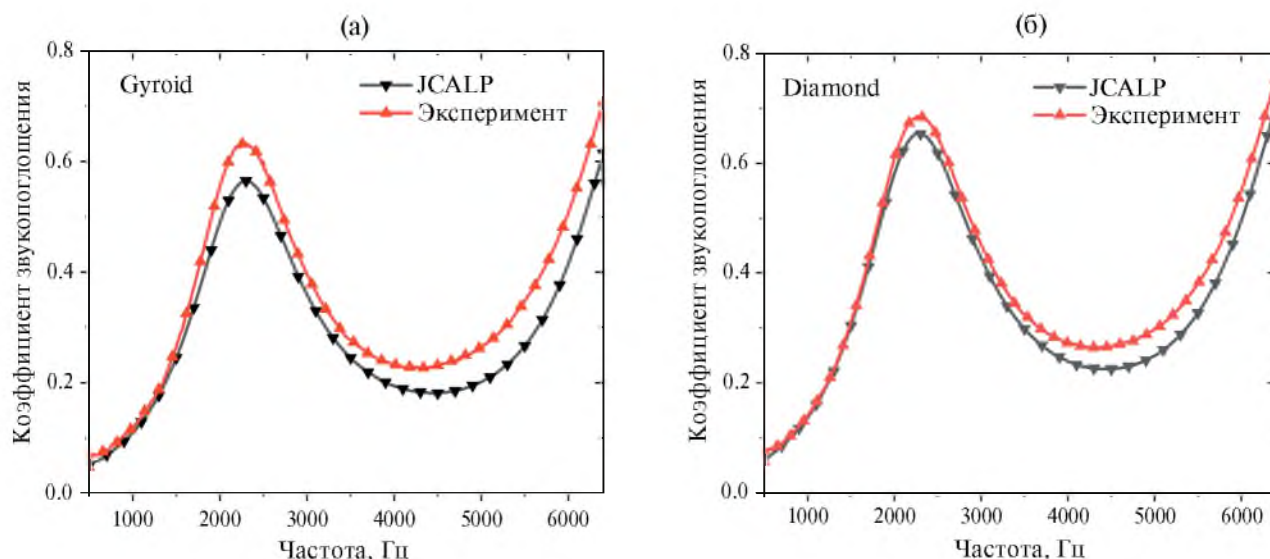


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и рассчитанных численно зависимостей коэффициента звукопоглощения напечатанных образцов.

в пористости между CAD моделями (φ_c) и образцами (φ_s) также могут указывать на возможное присутствие внутренних дефектов (фотополимерные включения и шероховатость), образующихся в процессе 3D печати. Более того, полностью игнорируются упругие свойства структуры, учет которых может улучшить сходимость. Тем не менее, на примере нескольких образцов было показано, что модель JCALP адекватно описывает акустическое поведение материала с геометрией ТППМЭ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Произведена оценка акустических свойств изделий с различной геометрией ТППМЭ типа Primitive, Diamond, FRD и Gyroid. С использованием компьютерного моделирования были решены три краевые задачи Стокса, Лапласа и Пуассона и определены акустические параметры модели Джонсона-Шампу-Алларда-Лафаржа-Прайда. Для исследуемых параметров определена зависимость от пористости материала с высоким коэффициентом детерминации. В результате параметрического исследования была установлена зависимость коэффициента звукопоглощения от частоты звука. Полученные результаты демонстрируют перспективы использования структур с ТППМЭ геометрией в

качестве звукопоглощающего материала. Наибольшее звукопоглощение демонстрирует материал с геометрией FRD за счет гидравлически правильной формы пор и сети небольших каналов. Было установлено, что наибольшее поглощение звука наблюдается в диапазоне пористости 40–55%. Помимо этого, было изучено влияние размера элементарной ячейки и толщины образца на звукопоглощение.

Для проверки рассчитанного коэффициента звукопоглощения были аддитивно изготовлены и экспериментально исследованы два образца с различной геометрией. В качестве технологии 3D печати использовался метод стереолитографии, обладающий высокой точностью и технологичностью. Было установлено, что результаты, полученные с использованием модели JCALP, согласуются с экспериментальными данными для всех образцов. Наблюдаемые незначительные отклонения не превышают 12% и связаны с неточным определением проницаемости и/или возможными дефектами печати. В целом, проведенное численное исследование и соответствующие результаты можно считать достоверными.

Использование периодических пористых материалов, обладающих равномерно распределенными

ячейками, обеспечивает предсказуемые характеристики по сравнению со стохастической структурой пены. Представленные в настоящем исследовании результаты позволят проектировать акустические ТППМЭ материалы с необходимыми полосами поглощения/пропускания звука.

Расчетное исследование акустических свойств выполнено в рамках государственного задания 1023033000085-7-1.4.3. Изготовление и экспериментальное исследование звукопоглощения образцов выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-73-10171).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tao Y., Ren M., Zhang H., Peijs T.* Recent progress in acoustic materials and noise control strategies – A review // *Appl. Mater. Today*. 2021. V. 24. P. 101141. <https://doi.org/10.1016/j.apmt.2021.101141>
2. *Ashby M.F., Evans T., Fleck N.A., Hutchinson J.W., Wadley H.N.G., Gibson L.J.* Metal foams: a design guide. Boston: Elsevier, 2000. 272 p.
3. *Costanza G., Solaiyappan D., Tata M.E.* Properties, Applications and Recent Developments of Cellular Solid Materials: A Review // *Materials*. 2023. V. 16. № 22. P. 7076. <https://doi.org/10.3390/ma16227076>
4. *Akiwate D.C., Date M.D., Venkatesham B., Suryakumar S.* Acoustic properties of additive manufactured narrow tube periodic structures // *Appl. Acoust.* 2018. V. 136. P. 123–131. <https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2018.02.022>
5. *Peng X., Ji J., Jing Y.* Composite honeycomb metasurface panel for broadband sound absorption // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. V. 144. № 4. P. EL255–EL261. <https://doi.org/10.1121/1.5055847>
6. *Xie S., Yang Sh., Yang Ch., Wang D.* Sound absorption performance of a filled honeycomb composite structure // *Appl. Acoust.* 2020. V. 162. P. 107202. <https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2019.107202>
7. *Li X., Chua J.W., Yu X., Li Z., Zhao M., Wang Z., Zhai W.* 3D-Printed Lattice Structures for Sound Absorption: Current Progress, Mechanisms and Models, Structural-Property Relationships, and Future Outlook // *Adv. Sci.* 2024. V. 11. № 4. P. 2305232. <https://doi.org/10.1002/advs.202305232>
8. *Wang Y., Li C., Chen X., Zhang C., Jin Q., Zhou G., Wang C., Zhao W.* Sound absorption performance based on auxetic microstructure model: A parametric study // *Mater. Des.* 2023. V. 232. P. 112130. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2023.112130>
9. *Deshmukh S., Ronge H., Ramamoorthy S.* Design of periodic foam structures for acoustic applications: Concept, parametric study and experimental validation // *Mater. Des.* 2019. V. 175. P. 107830. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2019.107830>
10. *Yang W., An J., Chua C.K., Zhou K.* Acoustic absorptions of multifunctional polymeric cellular structures based on triply periodic minimal surfaces fabricated by stereolithography // *Virtual Phys. Prototyp.* 2020. V. 15. № 2. P. 242–249. <https://doi.org/10.1080/17452759.2020.1740747>
11. *Kushwaha B., Dwivedi K., Ambekar R.S., Pal V., Jena D.P., Mahapatra D.R., Tiwary C.S.* Mechanical and Acoustic Behavior of 3D-Printed Hierarchical Mathematical Fractal Menger Sponge // *Adv. Eng. Mater.* 2021. V. 23. № 4. P. 2001471. <https://doi.org/10.1002/adem.202001471>
12. *Opiela K.C., Zieliński T.G.* Microstructural design, manufacturing and dual-scale modelling of an adaptable porous composite sound absorber // *Compos. B: Engineering*. 2020. V. 187. P. 107833. <https://doi.org/10.1016/j.compositesb.2020.107833>
13. *Li Z., Li X., Chua J.W., Lim C.H., Yu X., Wang Z., Zhai W.* Architected lightweight, sound-absorbing, and mechanically efficient microlattice metamaterials by digital light processing 3D printing // *Virtual Phys. Prototyp.* 2023. V. 18. № 1. P. e2166851. <https://doi.org/10.1080/17452759.2023.2166851>
14. *Shevchenko V.Y., Sychev M.M., Lapshin A.E., Lebedev L.A., Gruzdkov A.A., Glezer A.M.* Polymer Structures with the Topology of Triply Periodic Minimal Surfaces. *Glass Phys. Chem.* 2017. V. 43. P. 608–610. <https://doi.org/10.1134/S1087659617060177>
15. *Shevchenko V.Y., Balabanov S.V., Sychev M.M., Karimova L.* Prediction of Cellular Structure Mechanical Properties with the Geometry of Triply Periodic Minimal Surfaces (TPMS) // *ACS Omega*. 2023. V. 8. № 30. P. 26895–26905. <https://doi.org/10.1021/acsomega.3c01631>
16. *Arsentev M.Yu., Sysoev E.I., Makogon A.I., Balabanov S.V., Sychev M.M., Hammouri M.H., Moshnikov V.A.* High-Throughput Screening of 3D-Printed Architected Materials Inspired by Crystal Lattices: Procedure, Challenges, and Mechanical Properties // *ACS Omega*. 2023. V. 8. № 28. P. 24865–24874. <https://doi.org/10.1021/acsomega.3c00874>
17. *Zhang M., Liu C., Deng M., Li Y., Li J., Wang D.* Graded Minimal Surface Structures with High Specific Strength for Broadband Sound Absorption Produced by Laser Powder Bed Fusion // *Coatings*. 2023. V. 13. № 11. P. 1950. <https://doi.org/10.3390/coatings13111950>
18. *Бобровницкий Ю.И., Томилина Т.М.* Поглощение звука и метаматериалы (обзор) // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 5. С. 517–525. <https://doi.org/10.1134/S1063771018040024>
19. *Агафонов А.А., Коробов А.И., Изосимова М.Ю., Кокшайский А.И., Одина Н.И.* Особенности распространения волн Лэмба в клине из АБС-пластика с параболическим профилем // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 5. С. 467–474. <https://doi.org/10.1134/S1063771022050025>
20. *Писарев П.В., Паньков А.А., Аношкин А.Н., Ахунзянова К.А.* Моделирование акустических процессов взаимодействия ячеек звукопоглощающих конструкций авиационных двигателей // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 6. С. 745–755. <https://doi.org/10.1134/S1063771023600912>

21. Володарский А.Б., Кокишайский А.И., Одина Н.И., Коробов А.И., Михалев Е.С., Ширгина Н.В. Экспериментальные исследования влияния 3D-печати при 100% заполнении на упругие свойства нитевидных образцов полимера PLA // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 4. С. 410–416.
<https://doi.org/10.1134/S1063771022600693>
22. He W., Liu M., Peng X., Xin F., Lu T.J. Sound absorption of petal shaped micro-channel porous materials // Phys. Fluids. 2021. V. 33. № 6. P. 063606.
<https://doi.org/10.1063/5.0053059>
23. Zieliński T.G., Dauchez N., Boutin T., Leturia M., Wilkinson A., Chevillotte F., Bécot F., Venegas R. Taking advantage of a 3D printing imperfection in the development of sound-absorbing materials // Appl. Acoust. 2022. V. 197. P. 108941.
<https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2022.108941>
24. Feng J., Fu J., Yao X., He Y. Triply periodic minimal surface (TPMS) porous structures: From multi-scale design, precise additive manufacturing to multidisciplinary applications // Int. J. Extreme Manuf. 2022. V. 4. № 2. P. 022001.
<https://doi.org/10.1088/2631-7990/ac5be6>
25. Allard J.F., Atalla N. Propagation of Sound in Porous Media: Modelling Sound Absorbing Materials, Second Edition. Wiley, 2009. 376 p.
26. Opiela K.C., Zieliński T.G., Attenborough K. Limitations on validating slitted sound absorber designs through budget additive manufacturing // Mater. Des. 2022. V. 218. P. 110703.
<https://doi.org/10.1016/j.matdes.2022.110703>
27. Levi E., Sgarbi S., Piana E.A. Acoustic Characterization of Some Steel Industry Waste // Materials. Appl. Sci. 2021. V. 11 № 13. P. 5924.
<https://doi.org/10.3390/app11135924>
28. Al-Ketan O., Abu Al-Rub R.K. Multifunctional mechanical metamaterials based on triply periodic minimal surface lattices // Adv. Eng. Mater. 2019. V. 21. № 10. P. 1900524.
<https://doi.org/10.1002/adem.201900524>
29. Zieliński T.G., Venegas R., Perrot C., Cervenka M., Chevillotte F., Attenborough K. Benchmarks for microstructure-based modelling of sound absorbing rigid-frame porous media. // J. Sound Vib. 2020. V. 483 P. 115441.
<https://doi.org/10.1016/j.jsv.2020.115441>
30. Zieliński T.G. Microstructure-based calculations and experimental results for sound absorbing porous layers of randomly packed rigid spherical beads // J. Appl. Phys. 2014. V. 116. № 3. P. 034905.
<https://doi.org/10.1063/1.4890218>
31. Al-Ketan O., Abu Al-Rub R.K. MSLattice: A free software for generating uniform and graded lattices based on triply periodic minimal surfaces // Mater. Des. Process. Commun. 2021. V. 3. № 6. P. e205.
<https://doi.org/10.1002/mdp2.205>
32. International Organization for Standardization. ISO 10534-2, Acoustics-Determination of Sound Absorption Coefficient and Impedance in Impedance Tubes-Part 2: Transfer-Function Method // International Organization for Standardization. — 1998.

Design of Sound Absorbing Honeycomb Materials with Geometry of Triply Periodic Minimal Surfaces (TPMS)

E. I. Sysoev^{a,b,*}, M. M. Sychov^{a,c}, L. N. Shafigullin^d, S. V. Dyachenko^{a,c}

^a I. V. Grebenshchikov Institute of Silicate Chemistry of the Russian Academy of Sciences,
Makarova Embankment 2, Saint Petersburg, 199034 Russia

^b Saint Petersburg State Electrotechnical University "LETI", ul. Prof. Popova 5, Saint Petersburg, 197022 Russia;

^c Saint Petersburg State Institute of Technology (Technical University),
Moskovsky Prospekt 24-26/49, Saint Petersburg, 190013 Russia

^d Naberezhnye Chelny Branch of KFU (Kazan Federal University), ul. Kremlevskaya 18, Kazan, 420008 Russia

* e-mail: jsysev@gmail.com

The use of cellular materials with the geometry of triply periodic minimum energy surfaces (TPMES) is proposed for the creation of durable cellular materials with controlled acoustic characteristics. Homogeneous unit cells with the Primitive, Diamond, FRD and Gyroid topologies of different porosity were developed and their acoustic parameters were determined. Using the semi-phenomenological Johnson-Champoux-Allard-Lafarge-Pride model, the sound absorption capacity of materials with this geometry was estimated. It was shown that by varying the size of the unit cell and the thickness of the sample, it is possible to control the acoustic characteristics and the average sound absorption coefficient in the range from 0.2 to 0.8. The reliability of the calculations was confirmed experimentally using additively manufactured samples. The results demonstrate the potential of using TPMES for creating materials with controlled pore geometry to achieve predictable sound absorption characteristics.

Keywords: sound-absorbing honeycomb materials, triply periodic minimum energy surfaces, JCALP model, 3D printing, computer modeling

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 612.85

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ВОЗБУЖДЕНИЯ В РЕЧЕВОМ СИГНАЛЕ

© 2024 г. В. Н. Сорокин

Институт проблем передачи информации РАН, Б. Каретный пер. 19, Москва, 127994 Россия

e-mail: vns@iitp.ru

Поступила в редакцию 18.03.2024 г.

После доработки 12.07.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Свойства речевого взрыва смычки исследуются на материале базы данных 39 дикторов, содержащей однозначные и многозначные числительные с параллельной записью сигналов на телефонную трубку и направленный микрофон. Детектирование речевого взрыва выполняется кратковременным и долговременным детектором спектрально-временных неоднородностей, а также детектором меры сходства собственных функций спектра взрыва согласных и текущего спектра речевого взрыва. Вероятность присутствия звонкой или глухой смычки оценивается в пространствах амплитудного спектра и спектра групповой задержки по отношению энергии в области высоких и низких частот. Место артикуляции заднеязычного согласного влияет на распределение вероятности длительности интервала между началом речевого взрыва и началом гласного, частоты пика с максимальной амплитудой в высокочастотной области, отношения энергии в области высоких и низких частот спектра речевого взрыва, а также меры сходства собственных функций спектра взрыва согласного и текущего спектра речевого взрыва.

Ключевые слова: распознавание речи, сегментация речевого сигнала, детектор взрыва смычки, распознавание взрывных согласных

DOI: 10.31857/S0320791924050121, **EDN:** XBBEKN

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессах речеобразования принимает участие несколько источников возбуждения акустических колебаний — голосовой, поршневой, турбулентные источники и импульсный источник. Голосовой источник пропорционален производной по времени от объемной скорости потока через голосовую щель. Он кодирует признак звонкости, а частота основного тона формирует интонацию. Синхронный с голосовым источником поршневой источник порождается вертикальными колебаниями голосовых складок, он также пропорционален производной по времени от объемной скорости потока вытесняемого воздуха. Источники широкополосного шума создаются турбулентностью потока на выходе из сужения в речевом тракте. Один такой источник присутствует в области надголосовыми складками. Этот источник вместе с поршневым источником влияет на тембр голоса. Турбулентный источник в верхней и передней части речевого тракта формирует фрикативные звуки, и его спектр кодирует место артикуляции. Импульсный источник в акустике речи возникает после раскрытия смычки взрывных согласных. Он также

пропорционален производной по времени от объемной скорости воздушного потока через сужение, и ему сопутствует источник турбулентного шума.

Такой импульсный источник порождает кратковременный сегмент, который называется речевым взрывом. Несмотря на малую энергию речевого взрыва, импульсный источник влияет на восприятие места артикуляции взрывных звуков (координату нулевой площади поперечного сечения речевого тракта). Удаление взрыва начальных глухих согласных ухудшает распознаваемость при сопоставлении слов типа /почка, точка, кочка/. В экспериментах по восприятию речи было установлено, что динамика формантных частот гласных после взрыва смычки обеспечивает лишь 70% распознавания согласных [1]. В [2] было подтверждено, что достаточно высокий уровень идентификации взрывных согласных (около 87%) достигается только при использовании всей доступной информации о спектре, длительности речевого взрыва, и начальных значений формантных частот последующего гласного. В русском языке импульсный источник также играет роль различительного признака между аффрикатами /ц, ч/ и фрикативными /с, ш/

(/сок — цок, куча — куца/) или разделителя фриктивных сегментов (/сцена — сено/). Глухие конечные согласные, как, например, в словах /суп, сук, сут/ (сут — разговорная реализация слова /суд/), могут распознаваться только по спектрально-временным характеристикам речевого взрыва. Удаление взрыва конечного согласного обычно приводит к потере ощущения присутствия согласного. Аналогично, речевой взрыв маркирует присутствие глухого согласного перед гласным, например, при противопоставлении слов /почки — очки/.

В исследованиях свойств речевых взрывов, порождаемых импульсным источником, исходят из представления о том, что в момент речевого взрыва его спектр наиболее точно отражает форму речевого тракта. В поисках инвариантов места артикуляции в [3–5] спектральные характеристики речевого взрыва изучались с использованием синтезированных и реальных звуко сочетаний. В [6] было найдено, что амплитуда спектра взрыва в полосе частот выше 2500 Гц и в области частот второй и третьей форманты содержит информацию для определения места артикуляции. Отмечалось большое разнообразие спектральных характеристик речевого взрыва и их зависимость от последующего гласного.

Энергия речевого взрыва во много раз меньше энергии гласных и даже фриктивных, что создает определенные трудности в регистрации речевого взрыва и анализе его параметров объективными методами. Однако это не мешает субъективному восприятию речевого взрыва. В экспериментах с синтезированными слогами /da, ta/ было обнаружено, что если интервал времени ΔT_{vot} между началом речевого взрыва и началом последующего гласного (так называемый Voice Onset Time) менее 20 мс, то в слуховом отделе коры головного мозга обезьяны наблюдается всплеск активности, соответствующий моменту речевого взрыва, а при длинных ΔT_{vot} (40–60 мс) к этому всплеску добавляется импульс, соответствующий началу гласного [7]. Электроэнцефалограммы и функциональная магнито-резонансная томография обнаруживают активность слуховой зоны коры головного мозга человека синхронно с импульсным взрывом, демонстрируя отчетливую разницу между слогами /ta/ и /da/ [8–10]. В [11] наблюдалось предпочтение правого уха при одновременном прослушивании слогов /pa/ и /ba/, что указывает на важную роль левого полушария головного мозга в анализе речи на английском языке.

Величина ΔT_{vot} определяется координацией движения артикуляторов и голосовых складок. Эта координация зависит от многих факторов, в том числе и от состояния нервной системы. Так, было обнаружено, что по ΔT_{vot} можно диагностировать такие заболевания, как афазия, апраксия, дизартрия, болезнь Паркинсона, инсульт [12–14].

Присутствие голосового возбуждения на интервале смычки, который разделяет звонкие и глухие

взрывные согласные /б, д, г/ и /п, т, к/, например, в минимальных парах слов /почка — бочка, тыл — был, кора — гора/ может быть обнаружено по периодическим колебаниям в диапазоне частот основного тона 60–350 Гц. Однако по разным причинам этот признак неустойчив. При артикуляции глухих взрывных, в зависимости от координации артикуляторных движений и скорости разведения голосовых складок, в начале глухой смычки некоторое время могут наблюдаться затухающие колебания складок заметной длительности. На интервале звонкой смычки, наоборот, голосовой источник может прекратиться вследствие критического нарастания давления в ротовой полости. В телефонных каналах подавляется амплитуда именно в полосе частот основного тона. Поэтому необходимо иметь возможность детектирования признака звонкости/глухости другими средствами. Было обнаружено, что в некоторых языках в качестве такого признака можно использовать разницу распределения значений ΔT_{vot} для глухих и звонких взрывных согласных.

Одно из первых измерений ΔT_{vot} было выполнено на сонограммах речевого сигнала [15], где оценивались также интервалы времени между началом речевого взрыва и экстремумами осциллограммы вплоть до третьего импульса голосового возбуждения. Дальнейшие исследования обнаружили зависимость этого параметра от языка [16–18]. Обзор исследований ΔT_{vot} представлен в [19, 20]. Для некоторых языков среднее значение ΔT_{vot} у глухих взрывных в несколько раз больше среднего значения у звонких взрывных. В шведском языке средняя длительность ΔT_{vot} глухих взрывных составляет около 120 мс, а звонких — около 20 мс [21]. В английском языке средняя длительность ΔT_{vot} для глухих взрывных составляет около 70 мс, а звонких — около 15 мс [22]. Исследования ΔT_{vot} обычно выполняются на изолированных слогах, где этот эффект проявляется наиболее заметно. Но в английском языке характеристики ΔT_{vot} подтверждаются и для слитной речи [23].

Существуют языки, в которых практически отсутствует разница ΔT_{vot} между звонкими и взрывными. Так, в [15] сообщается, что, в отличие от английского языка, ΔT_{vot} начальных глухих взрывных испанского языка в несколько раз меньше (средние значения /p, t, k/ — 10, 15 и 25 мс в испанском языке против 58, 70 и 80 мс в английском языке). Такие малые значения ΔT_{vot} соответствуют звонким взрывным в английском языке, а в испанском языке ΔT_{vot} звонких взрывных приписываются отрицательные значения. При этом необходимо отметить, что часто используемое в литературе понятие отрицательного значения ΔT_{vot} противоречит определению ΔT_{vot} как интервала времени между речевым взрывом и первым импульсом голосового источника *после* взрыва.

В русском языке на материале бессмысленных звуко сочетаний СГСГСГ (С — согласный, Г — гласный) были найдены численные значения ΔT_{vot} для различных артикуляторных событий [24]. Отмечалось, что среднее значение ΔT_{vot} согласных /н, т/ и /к/ в заударной позиции находится в пределах 14–17 мс, что существенно меньше, чем в английском языке. В предударной позиции ΔT_{vot} согласного /к/ заметно больше — в среднем около 43 мс, причем нередко появляются повторные речевые взрывы. Было также обнаружено, что на величину ΔT_{vot} в русском языке сильно влияет место артикуляции согласного — она возрастает от /н/ до /к/. Величина ΔT_{vot} изменяется пропорционально длительности последующего гласного и увеличивается для мягких согласных (в два-три раза между /м/ и /м'/). Установлена также зависимость ΔT_{vot} от длительности смычки, предударного или заударного положения согласного.

Эксперименты по восприятию речи в условиях маскирующего шума или низкочастотной фильтрации показали, что распознавание голосового возбуждения больше зависит от частоты основного тона, чем от ΔT_{vot} [25]. В большинстве экспериментов по оценке ΔT_{vot} , в которых установлена существенная разница между глухими и звонкими взрывными, речевой материал состоял из коротких изолированных бессмысленных звуко сочетаний, тогда как установлена сильная зависимость ΔT_{vot} от числа слогов в слове [26]. На основе обзора результатов измерения ΔT_{vot} для 19 языков, в [19] сделан вывод о том, что ΔT_{vot} не может служить единственным параметром, определяющим различие между звонкими и глухими взрывными согласными. Анализ процессов речеобразования также приводит к выводу, что ΔT_{vot} зависит от языка, пола, объема легких, физиологического и психологического состояния человека, возраста, скорости речи, лингвистических условий (тип последующего гласного, число слогов во фразе), четкости артикуляции, громкости, частоты основного тона. Это заставляет усомниться в том, что ΔT_{vot} является инвариантным признаком, классифицирующим смычку как звонкую или глухую.

Автоматическое детектирование импульсного речевого взрыва наталкивается на серьезные трудности, связанные с его кратковременностью и малой энергией. Такие его характеристики не только увеличивают погрешность оценки времени возникновения речевого взрыва, но и порождают множество ложных срабатываний. Поэтому прилагаются усилия по разработке помехоустойчивых методов автоматической его оценки [27–30]. Алгоритмы определения момента речевого взрыва действуют как во временной, так и в частотно-временной области, где применяются методы SVM, НММ, оператор Тигера-Кайзера, преобразование Гильберта или машинное обучение. При

этом оказывается, что для детектирования импульсного речевого взрыва необходима предварительная сегментация на смычку и гласный с помощью автоматического распознавания речи, либо нужно использовать ограниченный тестовый материал, например, начальные взрывные изолированных слов. При таких условиях в [29–31] найдено, что в среднем около 60–90% оценок ΔT_{vot} обладают погрешностью менее 5 мс.

В восприятии речи импульсный источник выполняет несколько функций: сам факт присутствия речевого взрыва после смычки детектирует начальные и конечные взрывные, противопоставляя их гласным и фрикативным; различает глухие фрикативные и аффрикаты; содержит информацию о месте артикуляции; может указать на тип смычки — звонкую или глухую. Свойства импульсного источника относительно этих функций мало исследованы, тогда как они могут способствовать повышению эффективности решений в задачах автоматического распознавания речи, верификации диктора, синтеза речи по тексту или диагностики заболеваний. В данной работе характеристики импульсного источника в акустике речи изучаются на примерах артикуляторных событий, содержащих переход от смычки к гласному.

2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Кратковременный сегмент речевого сигнала, который возникает в момент раскрытия смычки, порождается импульсным источником возбуждения акустических колебаний в речевом тракте. В терминологии речевых исследований этот сегмент называется речевым взрывом. Амплитуда импульсного источника определяется давлением в ротовой полости перед смычкой в момент раскрытия смычки и местом наибольшего сужения. Математические модели и измерения реальных аэродинамических процессов описываются в [32, 33]. На амплитуду импульсного источника также влияет средняя площадь голосовой щели, которая минимальна на сегменте звонкой смычки, но для глухих взрывных достигает величин, сопоставимых с минимальной площадью речевого тракта гласных звуков. После раскрытия звонкой смычки импульсный источник появляется на фоне акустических колебаний, вызванных действием квазипериодического голосового источника. После раскрытия глухой смычки колебания голосовых складок возобновляются через некоторое время, которое зависит от координации движений голосовых складок и движений артикуляторов.

Эти процессы в рамках модели аэродинамики речевого тракта [32] проиллюстрированы на рис. 1, на котором показана динамика минимальной площади речевого тракта S_{vr} , средней площади голосовой щели S_{vs} , давления под голосовой щелью

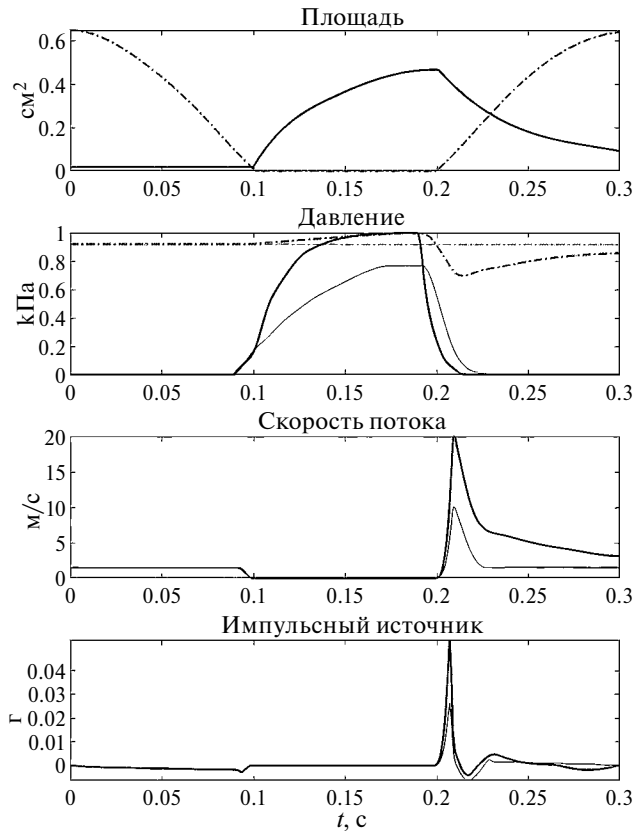


Рис. 1. Площадь S_{vt} (—), S_{vs} (---); давление P_{ivs} на глухой (—•—) и звонкой (---) смычке; давление P_{vt} на глухой (—) и звонкой (---) смычке; скорость V на глухой (—) и звонкой (---) смычке; импульсный источник W на глухой (—) и звонкой (---) смычке.

P_{ivs} и в ротовой полости P_{vt} , скорости воздушного потока V , а также представлен импульсный источник W в условиях глухой или звонкой смычки, расположенной между сегментами с голосовым возбуждением.

Несмотря на нарастание давления в ротовой полости, автоколебания голосовых складок во время звонкой смычки поддерживаются за счет податливости стенок речевого тракта и опускания гортани, что увеличивает объем ротовой полости. Но иногда в речевом сигнале наблюдается затухание низкочастотных периодических компонент к концу звонкой смычки. Это связано с таким накопленным давлением в ротовой полости, что условия существования автоколебаний голосовых складок нарушаются, и голосовой источник перестает действовать. Так порождается импульсный источник, соответствующий глухой смычке после сегмента звонкой смычки. Это может привести к ошибочной оценке звонкого взрывного согласного как глухого. Если скорость воздушного потока V на некотором интервале времени после раскрытия смычки достаточно велика для того, чтобы число Рейнольдса $Re = V\rho_0 h / \mu$ превысило критическое значение,

то создаются условия турбулизации воздушно-го потока, и в месте наибольшего сужения тракта возникает шумовой источник возбуждения. Здесь ρ_0 — плотность воздуха, μ — коэффициент вязкости, h — характерный геометрический параметр области сужения. Акустические характеристики импульсного источника на таком интервале аналогичны фрикативным звукам с соответствующим местом артикуляции. В зависимости от площади голосовой щели и ее координации с артикуляцией, длительность сегмента с шумовым возбуждением может быть короткой или длинной. В первом случае ΔT_{vot} принимает малые значения, а во втором вслед за импульсным источником располагается сегмент фрикативного шума, и такой источник в [17] было предложено называть аспиративным.

Спектральные характеристики импульсного источника на сегменте звонкой смычки включают характеристики импульса голосового возбуждения и фрикативных источников турбулентного потока воздуха на выходе голосовой щели и места наибольшего сужения в речевом тракте. Спектр производной по времени от воздушного потока после раскрытия смычки — широкополосный с падением к высоким частотам. Спектр фрикативного источника в речевом тракте также широкополосный, и содержит n гармоник с частотами $f_n = \text{Sh}(\text{Re})nV / d$, где Sh — число Струхалия ($\text{Sh} \approx 0.2$), d — эквивалентный диаметр сужения. В экспериментах с артикуляторным синтезатором было обнаружено, что на восприятие фрикативных влияет не только первый резонанс турбулентного шума, но и второй, и, возможно, третий. Импульсный источник глухого речевого взрыва содержит также спектр турбулентного источника шума на выходе из голосовой щели. Максимум этого спектра мало зависит от формы речевого тракта, и находится на частоте около 700 Гц. Скорость воздушного потока после раскрытия смычки глухого или звонкого речевого взрыва заметно различается, как это видно на рис. 1. Поэтому и частота резонансов спектра фрикативного шума у звонкого взрыва f_n существенно ниже, чем у спектра глухого взрыва.

Место артикуляции глухих взрывных $/n, m, k/$ близко к месту артикуляции глухих фрикативных $/\phi, s, x/$, поэтому спектры глухого импульсного речевого взрыва (особенно, аспиративного) похожи на спектры глухих фрикативных. Аналогично, спектры взрыва на фоне звонкой смычки похожи на спектры звонких фрикативных. При этом спектр самих фрикативных зависит от места наибольшего сужения в речевом тракте, предшествующего и последующего гласного [34]. Одно из свойств волнового уравнения речевого тракта состоит в подавлении амплитуды колебаний на частоте резонанса, нуль собственной функции которого совпадает с положением импульсного источника, т.е. с местом наибольшего сужения в тракте. Благодаря этому

свойству спектры фрикативных /с, ш/ выглядят как отклики фильтров высокой частоты, а спектр /х/ — как отклик полосового фильтра. Аналогично, спектр импульсного речевого взрыва смычных согласных также искажается относительно спектра последующего гласного, на фоне которого происходит раскрытие смычки, и наиболее точно отражает место артикуляции взрывного согласного. Амплитуда некоторых пиков в спектре речевого взрыва (особенно, глухого или аспиративного) может быть подавлена вплоть до нуля или неразличимости от случайных флуктуаций. Если в окрестности резонанса гласного звука, последующего после речевого взрыва, в спектре взрыва не находится пик амплитуды, то это может быть следствием присутствия нуля, характерного для данного места артикуляции.

Акустические характеристики речевого тракта в момент глухого и звонкого речевого взрыва существенно различны. Если голосовые складки колеблются, то переменный поток воздуха через голосовую щель модулирует скорость потока в области смычки, изменяя форму импульсного источника. Спектр звонкого речевого взрыва зависит от фазы между колебаниями голосовых складок и динамикой площади речевого тракта в области смычки. Это дает основания для исследования возможности использования этого спектра для распознавания звонких согласных звуков. Относительно большая площадь голосовой щели во время глухой смычки приводит фактически к удвоению длины речевого тракта за счет трахеи и бронхов и, соответственно, к удвоению числа резонансов в заданном частотном диапазоне. При этом могут появиться низкочастотные резонансы, отсутствующие в передаточной функции тракта при автоколебаниях голосовых складок. Влияние подвязочной области проявляется даже на гласных звуках в виде возникновения в спектре звуков пика на частотах около 400 и 1200 Гц, и падения амплитуды колебаний, когда резонансная частота речевого тракта пересекает 1200 Гц. Однако распределение резонансов такой акустической системы зависит еще и от граничных условий со стороны легких. Обычно легкие рассматриваются просто как некий объем, но многочисленные ветвления бронхиол создают сложную систему, импеданс которой, а следовательно, и граничные условия, могут обладать существенно разными свойствами в зависимости от геометрических размеров и параметров тканей легких [32]. Поэтому можно ожидать большого разнообразия характеристик глухого речевого взрыва в зависимости от индивидуальных особенностей диктора.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Речевой взрыв смычки содержит информацию о разнообразных фонетических характеристиках речевого сигнала. В соответствии с этим нужно применять разные методы анализа, адекватные исследуемым характеристикам. Эти методы вытекают из

математических моделей генерации речевого сигнала и, по возможности, должны учитывать известные свойства восприятия речи. Предполагается, что при субъективном анализе речи в слуховом аппарате человека используются амплитудный и фазовый спектр, а также детекторы амплитудных и частотных модуляций в различных масштабах времени.

В настоящей работе использовалась база данных, содержащая однозначные, двухзначные и трехзначные числительные, слитное произнесение 7-значного телефонного номера, а также некоторые служебные слова в задаче набора телефонного номера голосом. Запись велась одновременно на направленный микрофон и телефонную трубку с угольным микрофоном в обычной комнате. В записях принимали участие 24 мужчины и 15 женщин. Четыре человека, хорошо знакомые со свойствами речевого сигнала, выполняли разметку речевых сигналов на фонетические элементы. Далее обозначения фонетических элементов соответствуют системе из 127 типов артикуляторно-акустических элементов. В этой системе заглавные символы обозначают ударные гласные, прописные — безударные, а символ /ъ/ обозначает редуцированный твердый гласный.

Было обнаружено около 6320 появлений речевого взрыва Т! в сочетании с последующими фонетическими элементами /О, Ы, а, ы, ъ, В, Н, М/, и около 4040 появлений речевого взрыва Д! в сочетании с последующими фонетическими элементами /А, И, Е, и, ъ, В/. В сочетании с последующими фонетическими элементами /Е, И, и/ аспиративный взрыв Т!h появлялся около 2020 раз, а аспиративный взрыв Дh около 2160 раз. При этом у женщин аспиративный взрыв как для глухой, так и для звонкой смычки, появлялся в несколько раз реже, чем импульсный взрыв. Аспиративный взрыв Пh был зарегистрирован более 4400 раз, тогда как взрыв Кh был найден около 100 раз.

В соответствии со свойствами внутреннего уха в данной работе с целью подъема амплитуд с ростом частоты выполнялось предискажение речевого сигнала с коэффициентом 0.95. Затем сигнал разделялся гребенкой гамма-тон фильтров [35] на 128 каналов в шкале частот мел. Сигналы на выходе каждого фильтра подвергались преобразованию Гильберта с последующим вычислением фазового и логарифма амплитудного спектров. Некоторые характеристики речевого сигнала наиболее отчетливо проявляются в спектре групповой задержки, поскольку фазовые параметры меньше зависят от распределения энергии сигнала по частоте. Групповая задержка непрерывной фазы определяется как

$$\psi(\omega, t) = -2\pi \frac{\partial(\varphi(\omega, t))}{\partial \omega}, \quad (1)$$

где $\varphi(\omega, t)$ — текущий спектр непрерывной фазы речевого сигнала, а $\psi(\omega, t)$ имеет размерность времени.

3.1. Оценка момента речевого взрыва

На первом этапе исследований использовались данные ручной разметки, что позволяет получить более или менее объективные сведения о свойствах речевых взрывов в различных условиях без погрешностей, связанных с автоматической разметкой. Затем были рассмотрены методы полуавтоматического определения характеристик речевого взрыва при условии, что известно начало смычки и начало гласного. Наконец, были выполнены оценки параметров речевого взрыва при автоматической разметке.

Малая энергия речевого взрыва по сравнению с шумом среды на сегменте предшествующей смычки и различие в длительности интервала между речевым взрывом и началом гласного затрудняют автоматический анализ. Это приводит к плохой помехоустойчивости энергетических критериев для детектирования речевого взрыва. Можно было бы использовать скорость нарастания энергии речевого взрыва, но простая производная речевого сигнала по времени также не помехоустойчива. Целесообразно применить так называемые динамические детекторы с различными масштабами времени, которые, возможно, являются аналогами детекторов амплитудных и частотных модуляций, обнаруженных в слуховой системе некоторых организмов [34, 36]. Анализ динамики звуков в слуховой системе человека выполняется в разных масштабах времени при сглаживании с постоянными временами от 1 до 300 мс. Считается, что кратковременный анализ на интервалах короче 40 мс выполняется в левом полушарии, а долговременный анализ — на интервалах 150–250 мс — в правом полушарии.

Детекторы модуляций могут быть сформированы как во временной, так и в частотно-временной области. В последнем случае простейший детектор амплитудно-частотных модуляций представляется как

$$D(\omega, t, \tau_1, \tau_2, \Delta t) = \log[S(\omega_1, t, \tau_1) / S(\omega_2, t - \Delta t, \tau_2)], \quad (2)$$

где $S(\omega, t, \tau)$ — спектр речевого сигнала, сглаженный с постоянной времени τ , ω_1 и ω_2 — частотный диапазон анализа, τ_1, τ_2 — постоянные времени сглаживающих фильтров, а Δt — задержка или опережение. Детекторы такого типа обладают свойствами логарифмической производной и весьма устойчивы к шумам. Параметры $\tau_1, \tau_2, \Delta t$ должны соответствовать динамическим свойствам исследуемого параметра речевого сигнала. В частности, детектор речевого взрыва в полосе 1000–6000 Гц и постоянными времени сглаживания $\tau_1 = 1$ мс, $\tau_2 = 15$ мс и задержкой $\Delta t = -15$ мс обычно достаточно уверенно идентифицирует как звонкий, так и глухой речевой взрыв. Этот детектор может использоваться либо в виде суммарной энергии в заданной полосе частот 1000–6000 Гц

$$d_1(t) = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} D d\omega, \quad (3)$$

либо как двумерная функция $D_1(\omega, t) = D(\omega, t, \tau_1, \tau_2, \Delta t)$. В силу кратковременности, детектор $d_1(t)$ в состоянии также отслеживать импульсы голосового возбуждения на сегменте гласного, а огибающая детектора $d_2(t)$ с параметрами сглаживания $\tau_1 = 5$ мс, $\tau_2 = 25$ мс и задержкой $\Delta t = -40$ м реагирует на возрастание амплитуды гласного. На рис. 2 представ-

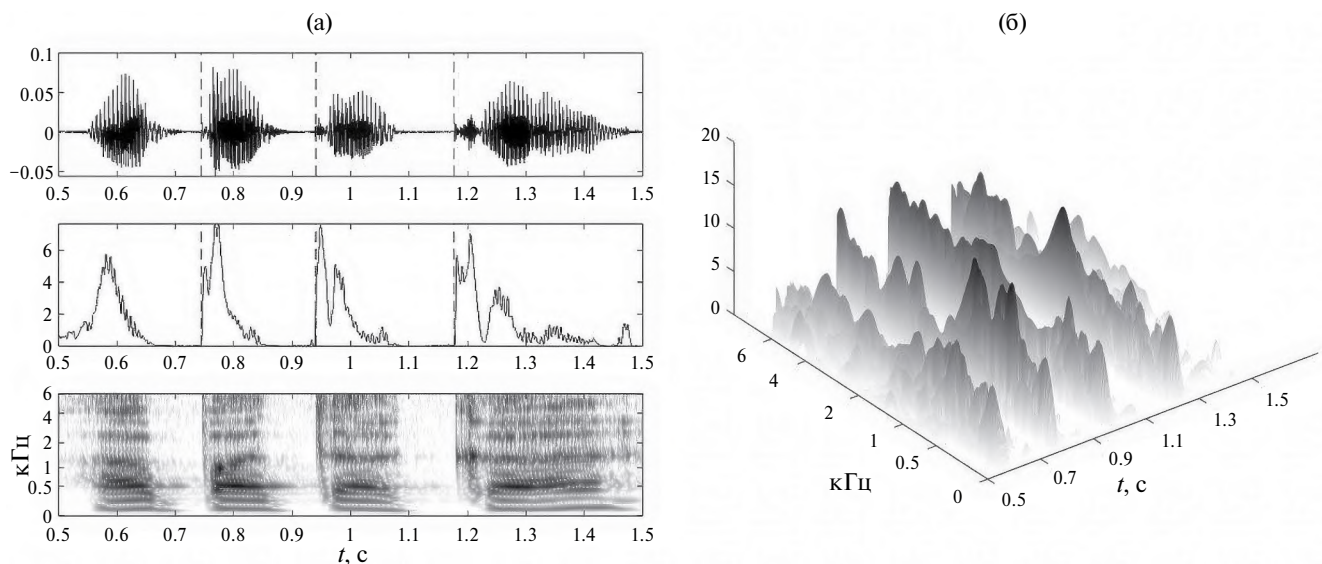


Рис. 2. Звукосочетание /anatakA/. (а) — Сверху вниз: речевой сигнал, суммарный отклик кратковременного динамического детектора, сонограмма речевого сигнала; начало речевого взрыва — пунктир. (б) — Трехмерная сонограмма кратковременного динамического детектора.

лены осциллограммы звуко сочетания */anatakA/*, моменты начала речевого взрыва, найденные путем субъективного анализа, сглаженная огибающая детектора d_1 , и сонограмма речевого сигнала. Также показана трехмерная сонограмма кратковременного динамического детектора $D_1(\omega, t)$.

На этом рисунке видно, что и амплитудный спектр речевого сигнала, и спектр динамического детектора содержат пики, которые особенно четко выражены в спектре динамического детектора. Некоторые частоты этих пиков близки к резонансным частотам речевого тракта. В отличие от спектров звонкого речевого взрыва, и амплитудный спектр и спектр динамического источника глухого взрыва более похожи на спектры фрикативного */ф/* в сегменте */na/*, */с/* в сегменте */ta/* и */х/* в сегменте */кА/*. При этом особенно выраженный пик на частоте около 1500 Гц характерен для */х/*, произнесенного на фоне артикуляции с последующим переходом к гласному */а/* [34]. Эффективность детектора d_1 при условии, что известна окрестность истинного начала глухого или звонкого речевого взрыва, демонстрируется рис. 3 для разнообразных сочетаний взрывов Т! и Д! с последующими гласными для мужских голосов, которые представлены в исследуемой базе данных.

Пик кратковременного детектора сдвинут относительно начала взрыва примерно на 8 мс. Такое распределение оценок представляется вполне правдоподобным, учитывая, что между началом взрыва и наибольшей скоростью его изменения проходит некоторое время.

В силу кратковременности, динамические детекторы типа $D(\omega, t, \tau_1, \tau_2, \Delta t)$ реагируют на любые спектрально-временные модуляции, в частности, и на импульсы голосового источника на сегментах

гласных звуков, как это видно на рис. 2. Это приводит к множеству ложных срабатываний детектора взрыва, которые необходимо фильтровать, исходя из оценок начала и конца смычки. Нас интересуют только те пики кратковременного детектора, которые располагаются перед началом гласного звука после смычки.

Прежде всего, необходимо выделить интервал времени, на котором, предположительно, присутствует речевой взрыв. Как упоминалось в Введении, с этой целью обычно используется сегментация речевого сигнала методами автоматического распознавания речи, где выполняется сегментация речевого сигнала на смычку и последующий сегмент — гласный, фрикативный, назальный, другая смычка или звуки */В, Л, Р/*. При оценке положения и параметров речевого взрыва в конструкции “смычка-гласный” целесообразно одновременное использование пиков кратковременного и длительного детектора и моментов пересечения функциями d_1 и d_2 некоторого плавающего порога. Для каждой функции этот порог увеличивается, начиная с малого значения до такой величины, когда d_1 или d_2 его пересекают. Оба детектора реагируют не только на речевой взрыв, но и на любое возрастание энергии.

В отличие от рис. 3, на рис. 4 показаны распределения разности оценки начала речевого взрыва по полу-автоматической разметке для разнообразных сочетаний с гласными глухой и звонкой передней смычки, взрывов Д!, Т! и аспиративного взрыва Th, когда заданы начало смычки и начало гласного. Здесь объединены данные для мужских и женских голосов, а также для направленного микрофона и телефонной трубки. Общее число использованных сегментов составляло от 4600 до

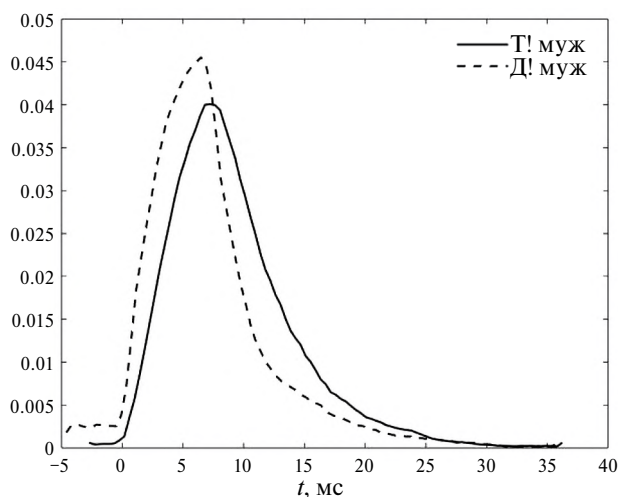


Рис. 3. Распределения разности оценок положения пика детектора d_1 и момента начала импульсного источника по данным ручной разметки.

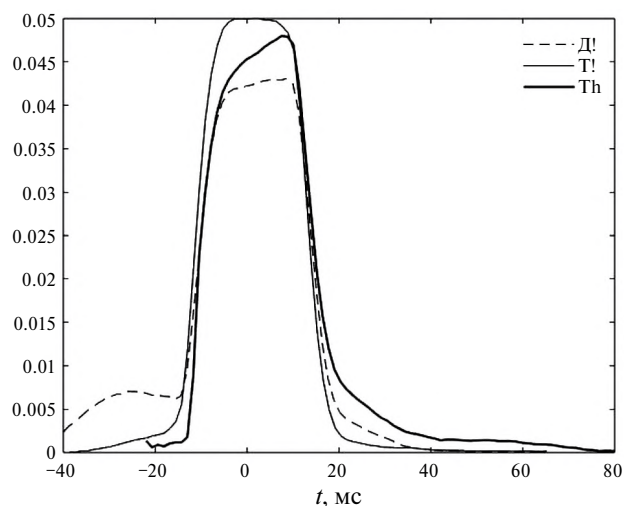


Рис. 4. Полуавтоматическая оценка начала импульсного речевого взрыва на сегментах */смычка-гласный/*.

11700. Показанные распределения примерно равномерны относительно истинного начала речевого взрыва в диапазоне ± 10 мс, т.е. появились отрицательные оценки относительно начала взрыва.

Другой способ детектирования речевого взрыва использует сходство собственных функций спектров взрыва конкретного согласного с текущим спектром речевого сигнала. В отличие от неспецифических динамических детекторов, такие детекторы специфичны для каждого сочетания согласного и последующего гласного. В [34] фрикативные хорошо распознавались в пространствах собственных функций их спектров, найденных с помощью иерархического метода k -средних (k -means). В этом алгоритме минимизируется сумма расстояний в евклидовой метрике между элементами кластера и его центроидом. В данной работе использовалось по 3 собственных функции для каждого сочетания речевого взрыва с последующими гласными.

В качестве меры сходства использовался модифицированный коэффициент Коши-Буняковского, чувствительность которого зависит от постоянной составляющей. Поэтому эту составляющую нужно вычитать как из собственных функций, так и из текущего спектра

$$K_{cb}^{(m)}(t) = \frac{\sum_{k=1}^N f_1(t, \omega_k) f_2(\omega_k)}{\sqrt{\sum_{k=1}^N (f_1(t, \omega_k) + c_r)^2 \sum_{k=1}^N f_2(\omega_k)^2}} \quad (4)$$

где $f_1(t, \omega_k) = S(t, f_k) - \bar{S}(t, f_k)$, $f_2(\omega_k) = \psi_m(f_k) - \bar{\psi}_m(f_k)$, $c_r = \epsilon k^2$, $\epsilon = 10^{-4}$ — малая относительно максимума амплитуды $S(t, f_k)$ величина, ψ_m и $\bar{\psi}_m$ — m -я собственная функция спектра речевого взрыва и ее среднее значение, $S(t, f_k)$ и $\bar{S}(t, f_k)$ —

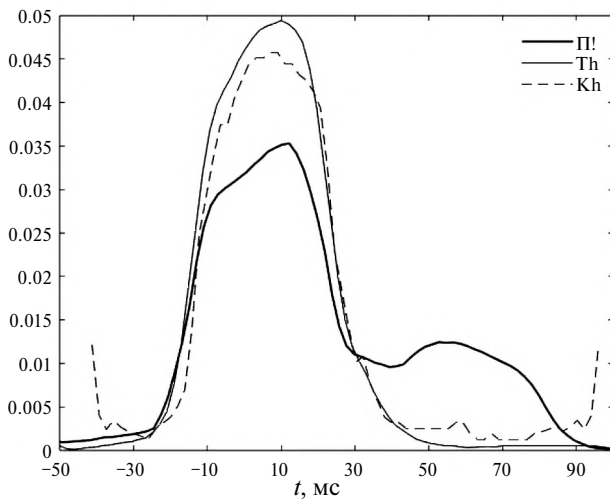


Рис. 5. Рассогласование между положением максимума сходства собственных функций П!, Th, Kh и ручной разметкой начала речевого взрыва.

текущий спектр и его среднее значение, $N = 128$ — число отсчетов спектра, $m = 1, 2, 3$ — номер собственной функции. Текущая мера сходства взрыва, например, Т!, определяется как максимум по всем m

$$K_{cb}^{(T!)}(t) = \max[K_{cb}^{(m)}(t)], m = 1, 2, 3. \quad (5)$$

На рис. 5 показано распределение разности между положением пика функции $K_{cb}^{(Th)}(t)$ и ручной разметкой начала взрыва Th. Здесь пик наибольшего сходства смещен относительно начала взрыва, а само распределение заметно шире показанного на рис. 4. Поскольку в обоих способах оценок используются параметры разной физической природы, то при их совместном применении можно ожидать улучшения точности детектирования момента начала речевого взрыва.

На рис. 6 представлены отклики кратковременного (—) и долговременного (—) первичного детектора амплитудных модуляций, а также коэффициент максимального сходства текущего спектра речевого сигнала и множества собственных функций аспиративного взрыва Th в слове /смо/. Вертикальные линии отмечают возможное положение начала взрыва, найденного анализом первичных детекторов (—), и коэффициента максимального сходства (—). Согласованное решение о начале речевого взрыва показано на осциллограмме речевого сигнала.

Этот пример показателен во многих отношениях, поскольку он демонстрирует возможность отсева ложных решений путем сравнения оценок, полученных разными способами. Первичные детекторы неспецифичны к фонетическому содержанию сегментов речевого сигнала и реагируют на любые амплитудные модуляции, в том числе и на переход из одного артикуляторного состояния

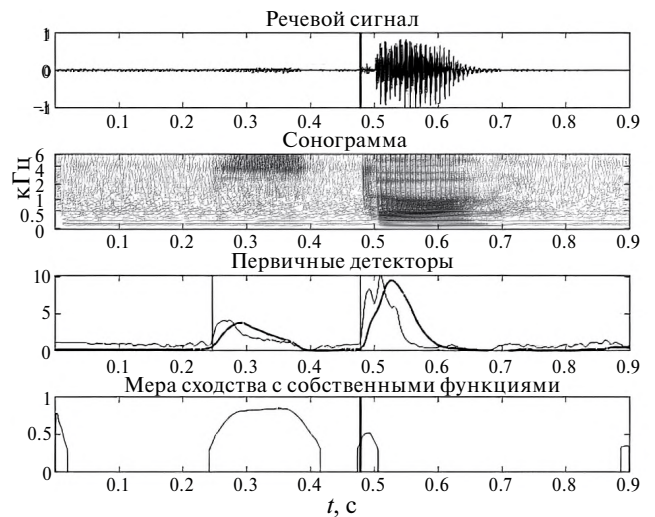


Рис. 6. Автоматическая оценка начала взрыва в слове /смо/.

в другое. Поэтому на рис. 6. начало фрикативно-го /с/ регистрируется первичными детекторами как потенциальное начало речевого взрыва. С другой стороны, коэффициент $K_{cb}^{(Th)}$ максимального сходства с собственными функциями взрыва Th высок, поскольку место артикуляции и спектральные свойства этого взрыва и фрикативного близки. Однако в этом случае не предлагается оценка о начале речевого взрыва, поскольку не удовлетворяются условия положения экстремума этого коэффициента относительно начала согласного. В итоге оказывается, что оценки начала речевого взрыва по первичным детекторам и коэффициенту практически совпадают, и совместное решение показано на панели речевого сигнала.

3.2. Различия между глухой и звонкой смычкой

Наряду с распознаванием периодических колебаний на интервале смычки, в речевых исследованиях большое внимание уделялось ΔT_{vot} как источнику информации о глухой или звонкой смычке, но статистически достоверных сведений об успешном использовании этого параметра в автоматическом распознавании русской речи найти не удалось.

В используемой базе имеется большое число появлений звонкой смычки согласного /д/, но количество представителей взрывов звонких взрывных /б, г/ слишком мало для сколько-нибудь достаточной статистики. Ориентировочные оценки ΔT_{vot} этих звуков можно получить, используя небольшую коллекцию звуко-сочетаний $ГС_1ГС_2ГС_3$, где в каждом звуко-сочетании мужским голосом произносилась одна и та же гласная из списка /а, э, о, у, ы, и, е/, а согласные произносились как /н, т, к/ или /б, д, г/. Например, произносились звуко-сочетания /абадага/, /упутукУ/ и т.д. Средние оценки ΔT_{vot} этих согласных по всем гласным представлены в табл. 1. Эти данные как будто подтверждают ранние измерения на бессмысленных звуко-сочетаниях [24], и интервал между началом речевого взрыва и началом последующего гласного у глухих взрывных заметно больше, чем у звонких.

Таблица 1. Средние оценки ΔT_{vot} , мс.

Б	Д	Г	П	Т	К
13.9	19.4	25	25.9	41.1	51.1

Однако результаты экспериментов с реальными словами по оценке ΔT_{vot} взрывов глухих и звонких согласных /т, д/ по всем сочетаниям с последующими сегментами с голосовым возбуждением оказались существенно отличными от тех, которые были получены в [24], и от данных для других языков (рис. 7 и табл. 2). В частности, в [37] сообщается, что в английском языке ΔT_{vot} глухих взрывных

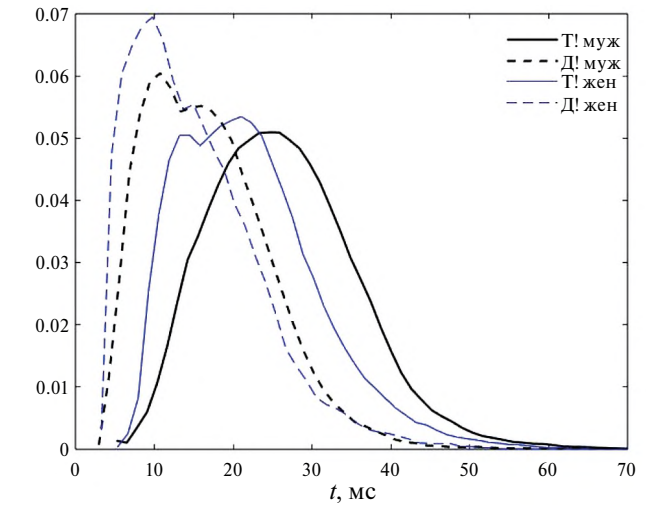


Рис. 7. Распределения ΔT_{vot} речевых взрывов Т! и Д! мужских и женских голосов; ручная разметка.

у женских голосов больше, чем у мужских голосов. Измерения в нашей базе данных демонстрируют обратное соотношение для всех взрывных согласных, а ΔT_{vot} глухих и звонких взрывов с заметным фрикативным сегментом у женских голосов отличаются мало.

В табл. 2 наиболее вероятные значения распределений ΔT_{vot} речевых взрывов Т! и Д! мужских голосов различаются примерно в полтора-два раза, но абсолютная разница составляет всего около 10 мс. У женских голосов ΔT_{vot} практически не отличаются ни для строго импульсных, ни для аспиративных взрывов. Как видно на рис. 7, распределения для речевого взрывов заметно перекрываются, и гипотеза о присутствии голосового источника на предыдущем сегменте оправдывается лишь в том случае, когда ΔT_{vot} импульсного источника меньше 17 мс для женских голосов и 25 мс для мужских голосов. Это накладывает жесткие ограничения на погрешность автоматического определения ΔT_{vot} в задачах речевых технологий. Обнаружено также, что распределения ΔT_{vot} аспиративных взрывов Тh и Дh практически полностью перекрываются, что не позволяет судить о типе предшествующей смычки.

Таблица 2. Наиболее вероятное значение ΔT_{vot} импульсного и аспиративного взрывов мужских и женских голосов по результатам ручной разметки, мс.

Тип речевого взрыва	Мужчины	Женщины
Т!	21	14
Тh	37	39
Д!	11	11
Дh	25	32

Согласно литературным данным, упомянутым в Введении, среднее значение ΔT_{vot} звонких взрывов в германских языках (15 мс) в несколько раз меньше, чем глухих взрывов (70 мс). По результатам измерений в использованной базе данных, среднее значение ΔT_{vot} глухих согласных /*n, m, k*/, усредненное по мужским и женским голосам, типам микрофона и типам речевого взрыва, в разговорном русском языке оказывается существенно меньше, чем в германских языках (рис. 8). Максимум распределения ΔT_{vot} согласного /*k*/ приходится на 38 мс, что близко к среднему значению этого параметра для предупредных и заударных позиций по [24].

На значение ΔT_{vot} влияют параметры артикуляторных органов и координация их движений. В этом отношении артикуляция согласных /*k, z*/ отличается от артикуляции губных и переднеязычных /*n, b, m, d*/ . В первом случае вовлечены относительно большие массы с заметной инерционностью, тогда как движения губ и кончика языка более быстрые, и координация их движений требует меньшего времени. На рис. 8 видно, что распределения ΔT_{vot} между /*n, m*/ различаются незначительно, а распределение для /*k*/ заметно отличается от распределения для /*m*/ и, особенно, для /*n*/ . Это может послужить признаком места артикуляции согласного /*k*/ . Для оценки возможности использования распределения ΔT_{vot} согласных /*b, z*/ при детектировании голосового источника на предшествующей смычке нужны дополнительные эксперименты со звонкими взрывными согласными.

Похоже, что в разговорном русском языке распределения ΔT_{vot} для глухих и звонких смычек в словах и фразах настолько пересекаются, что для детектирования присутствия голосового возбуждения на смычке этот параметр оказывается

малоинформативным. Во Введении отмечалось аналогичное свойство испанского языка. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть, помимо ΔT_{vot} , другие параметры импульсного взрыва с целью детектирования голосового источника на смычке.

Параметры речевого взрыва глухой и звонкой смычки различаются в области низких и высоких частот как в амплитудном спектре, так и в спектре групповой задержки. Величина $E_{\text{hl}} = E_{\text{high}} / E_{\text{low}}$ характеризует относительную энергию в области частот основного тона, связанную с присутствием голосового источника. Здесь E_{high} — средняя энергия в полосе частот 2500–6000 Гц, а E_{low} — средняя энергия в полосе 50–500 Гц на интервале времени $[T_{b\text{max}}, T_{\text{vow}} - 2 \text{ мс}]$, где $T_{b\text{max}}$ — момент максимального значения импульсного источника, а T_{vow} — момент начала гласного. Распределения этого отношения для противопоставления звонкого Д! и глухого взрыва Т! между согласными /*m, d*/ для мужчин и женщин по данным ручной разметки базы числительных русского языка представлены на рис. 9. Было также обнаружено, что распределение отношения энергии E_{hl} мало зависит от типа взрыва — сосредоточенного (Т!, Д!) или с заметной долей фрикативного сегмента (Тh, Дh).

В речевых сигналах, записанных через телефонную трубку, распределения E_{hl} в амплитудно-частотном спектре для глухих и звонких взрывов полностью перекрываются, что связано с подавлением частот ниже 300 Гц, принятое в проводных телефонных системах. Спектр групповой задержки $\psi(\omega, t)$ меньше зависит от свойств амплитудно-частотного спектра, и относительная энергия в области высоких и низких частот в сигналах от телефонного микрофона лучше детектирует

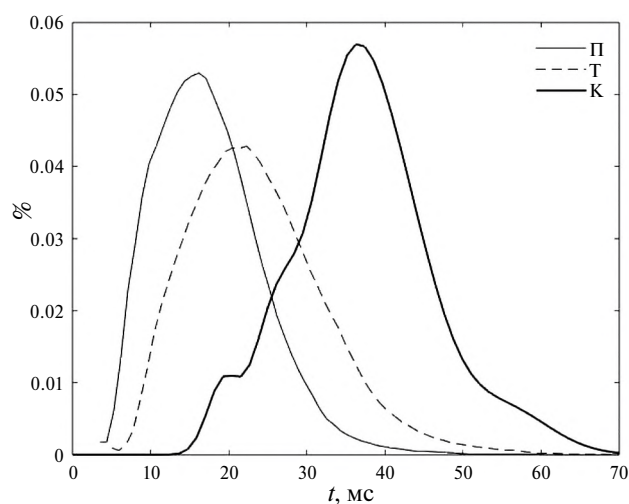


Рис. 8. Распределение ΔT_{vot} глухих взрывных согласных по результатам ручной разметки.

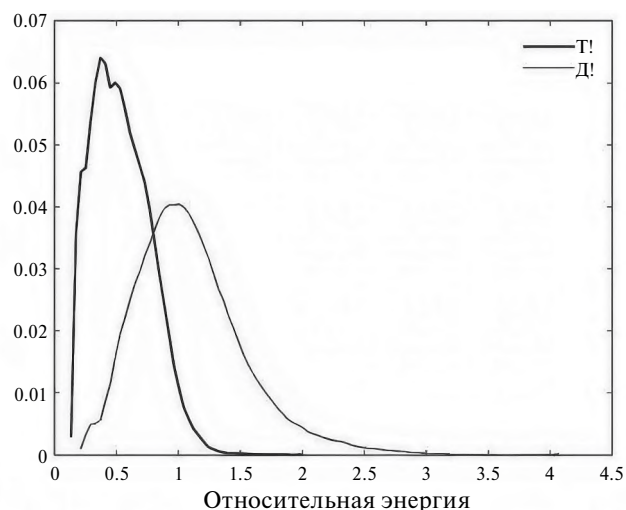


Рис. 9. Распределения относительной энергии импульсных взрывов Т! и Д! в амплитудном спектре; направленный микрофон.

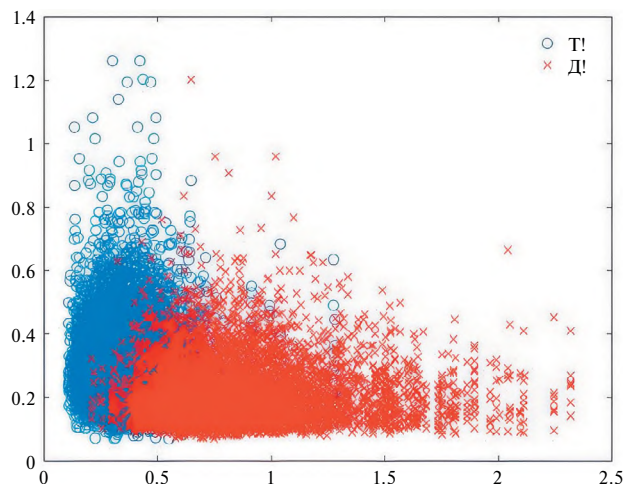


Рис. 10. Амплитудные и фазовые отношения на глухих и звонких речевых взрывах. По оси абсцисс — относительная энергия амплитудного спектра, по оси ординат — относительная энергия спектра групповой задержки.

присутствие голосового источника. С этой целью в каждый момент времени $\psi(\omega, t)$ нормируется путем вычитания низкочастотной компоненты, т.е. спектра, сглаженного по 17 отсчетам гамма-тон фильтров. Затем находится среднее значение абсолютной величины групповой задержки ψ_{low} в диапазоне частот 50–500 Гц и ψ_{high} в диапазоне частот 500–4000 Гц и вычисляются распределения отношений $\psi_{\text{hl}} = \psi_{\text{high}} / \psi_{\text{low}}$ в окрестности взрыва смычек согласных. При этом оказалось, что распределения ψ_{hl} мужских и женских голосов практически не отличаются. Совместное распределение относительной энергии в амплитудном спектре и спектре групповой задержки на сегменте речевого взрыва для мужских и женских голосов лучше обеспечивает разделимость признаков звонкости/глухости, чем одномерные статистики (рис. 10).

3.3. Место артикуляции

Импульсный источник возникает в момент времени, когда спектральные характеристики речевого тракта наиболее точно соответствуют месту артикуляции. Но амплитуда колебаний на резонансных частотах тракта в момент речевого взрыва зависит также и от расположения нулей соответствующих собственных функций резонансов и амплитуды максимума спектра турбулентного шума на этих частотах. Поэтому пики амплитудного и фазового спектра речевого взрыва, а также спектра кратковременного динамического детектора, не обязательно соответствуют резонансам тракта и заметно различаются у глухого и звонкого речевого взрыва. Разнообразие этих спектров представлено на рис. 11 на сегментах звуко сочетаний /абадага/ и /анатака/, где показаны средний спектр кратковременного

динамического детектора d_1 в окрестности пика [–5, 2.5] мс и средний спектр взрыва на интервале [0, 10] мс относительно начала речевого взрыва.

Простейший способ определения резонансных частот речевого тракта состоит в их идентификации по частотам локальных пиков амплитудного спектра. Это не очень точный метод, поскольку результаты зависят от многих факторов, таких как тип микрофона, помехи, реверберация помещения, но его удобно использовать для предварительного качественного анализа возможности детектирования места артикуляции по характеристикам взрыва. В табл. 3 представлены пики спектра звонкого речевого взрыва и спектра кратковременного детектора, а также пики спектра на удалении в 30 мс от начала гласного. Отсчеты этих спектров выполнялись по результатам ручной разметки. Как видно, наблюдается примерное соответствие пиков спектров взрыва и кратковременного детектора резонансам гласных от второго и выше. Спектры глухого взрыва заметно хуже идентифицируют резонансы речевого тракта, и в них присутствуют дополнительные пики.

Спектральные характеристики глухого речевого взрыва до некоторой степени соответствуют характеристикам глухих фрикативных, но распознавание глухих взрывов не столь эффективно. Глухие взрывные /n, m, k/ различаются в разных пространствах измерений параметров речевого взрыва. Так, /n/ заметно отличается от /k/ в распределениях частоты максимального пика спектра речевого взрыва в полосе 3–3.5 кГц и от /m/ в полосе 3–4 кГц (рис. 12). Взрыв согласного /k/ также разделяется от взрывов /n, m/ в распределении отношения средней энергии в полосе 0.8–3 кГц к энергии в полосе 3–6 кГц (рис. 13). Распределения на рис. 12 и 13 получены суммированием данных для всех видов взрыва, мужчин и женщин, направленного и телефонного микрофона.

Как было установлено в исследованиях фрикативных [34], при сравнении спектров в полном диапазоне частот 0–6 кГц необходимо учитывать их разнообразие, связанное с особенностями дикторов, влиянием условий регистрации речевого сигнала и окружающих звуков. С этой целью используется множество собственных функций спектров речевых взрывов каждого согласного (см. раздел 3.1). В отличие от фрикативных согласных, взрывные согласные характеризуются не только спектром взрыва, но и спектром отклика кратковременного динамического детектора. Оптимальное число собственных функций для каждого согласного в данной работе оказалось равным 3. В распределениях максимальной меры сходства $K_{cb}(t)$ собственных функций согласных /n, m, k/ и спектров их собственных взрывов и взрывов других согласных лучше всего распознается /n/ (рис. 14).

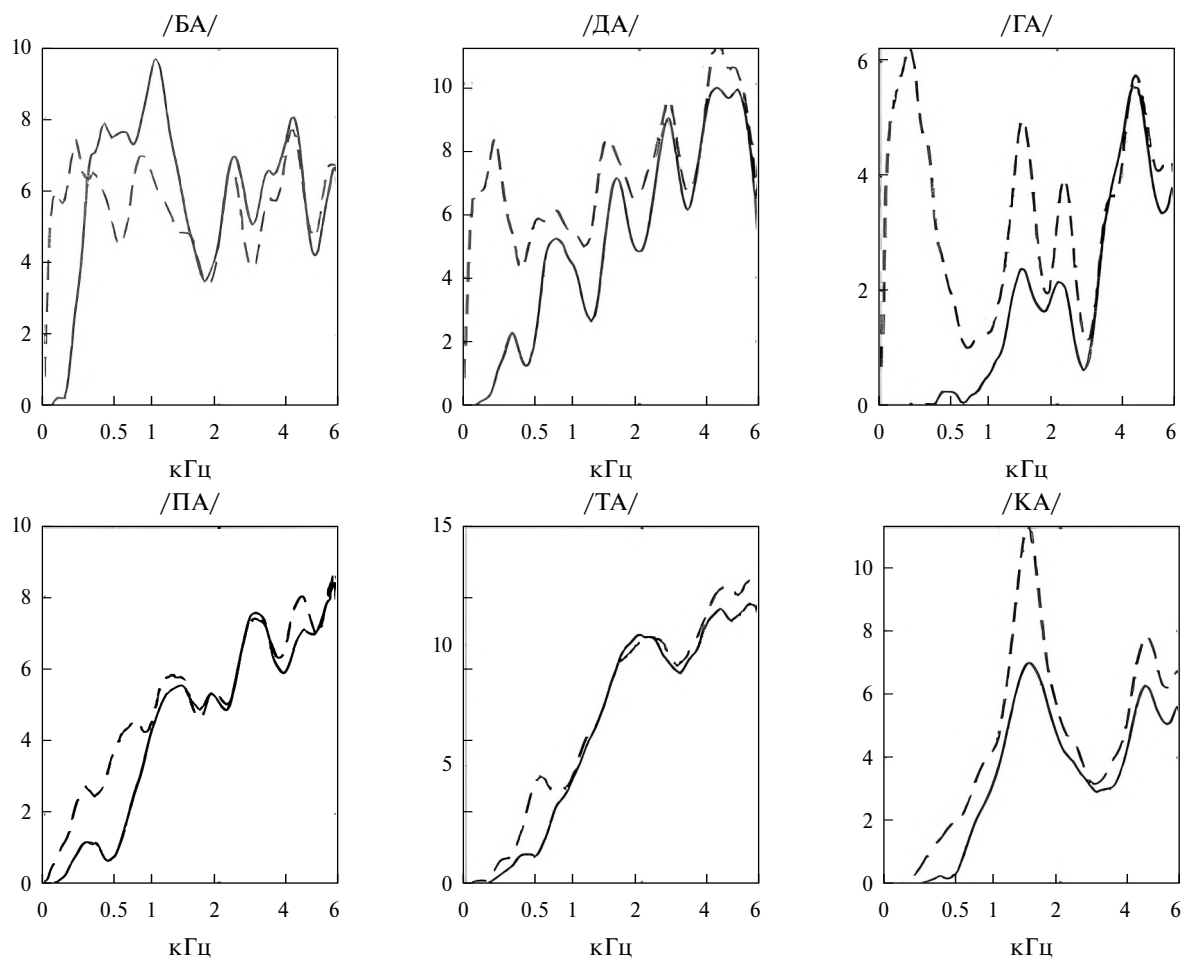


Рис. 11. Спектры звонких и глухих речевых взрывов: кратковременный динамический детектор (—); взрыв (---).

Таблица 3. Частота пиков спектра звонкого речевого взрыва, кратковременного детектора и гласного, кГц.

Форманты взрыва	Форманты детектора		Форманты гласного
0.87 1.45 2.38 3.36	0.96 2.5 3.2 4	БА	0.6 1.17 2.44 3.36
0.87 1.27 1.76 2.38	1.48 1.81 2.38 3.22	БЭ	0.47 1.48 2.33 3.09
0.79 1.45 1.85 2.38	1.48 1.81 2.38 3.29	БО	0.5 1.37 3.03
0.58 2.18 2.96 3.88	0.77 1.34 2.44 3.65	БУ	0.34 0.62 0.93 2.23 3.88
1.24 2.08 2.96 4.05	1.07 1.94 3.02 3.96	БЫ	0.29 1.45 2.13 3.29 3.96
1.48 2.49 3.29	0.85 1.94 2.55 3.22	БИ	0.3 0.82 1.52 2.18 3.16
0.79 1.52 2.78	0.72 1.6 2.72 4.13	ДА	0.47 1.52 2.66
0.56 0.85 1.2 2.72	0.87 2.9 4.21	ДЭ	0.35 0.93 1.72 2.66 3.88
0.79 1.37 3.58	1.41 2.28 3.43	ДО	0.37 0.9 1.37 2.55 3.29
0.96 1.41 2.44 3.36	0.9 1.45 2.44 3.36	ДУ	0.29 0.49 0.9 1.34 2.44
0.93 1.6 2.28 3.43	1.81 3.51 4.65	ДЫ	0.32 0.93 1.6 2.49 3.43
1.37 2.13 2.96 3.65	0.79 2.13 2.84 3.58	ДИ	0.3 1.52 2.18 2.9 3.58
0.96 1.48 2.28	1.41 2.18 3.29 4.12	ГА	0.45 0.99 1.45 2.28 3.29
0.79 1.64	1.68 2.28 3.43 4.12	ГЭ	0.47 1.34 1.76 2.44 3.43
0.79 2.44 3.16	0.74 0.93 4.21	ГО	0.39 0.85 2.38 3.29
0.69 2.13 3.88	0.74 1.3 2.08 3.72	ГУ	0.39 0.85 2.38 3.29
1.52 2.13 3.36	1.56 2.38 4.21	ГЫ	0.31 1.56 2.08 3.29
0.87 1.17 1.81 3.43	1.14 3.03 3.43	ГИ	0.29 0.47 0.72 2.23 3.58

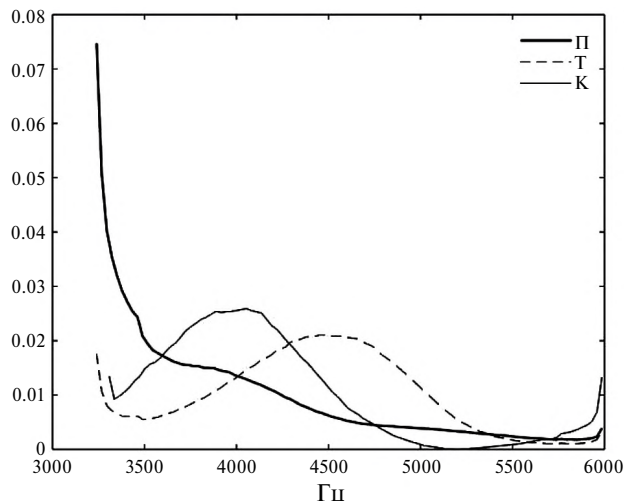


Рис. 12. Распределение частоты максимального пика спектра речевого взрыва для глухих взрывных.

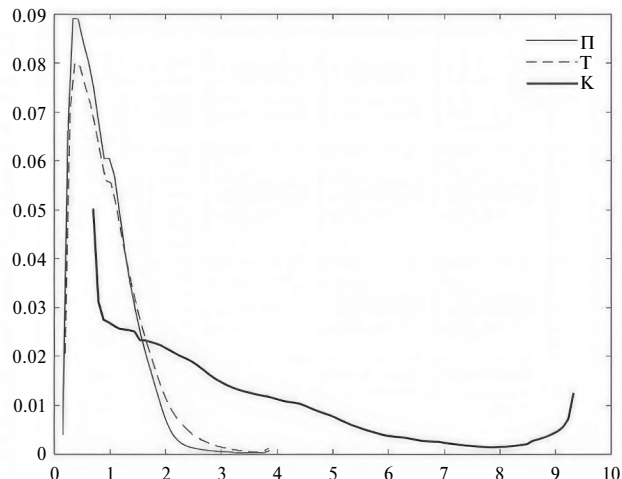


Рис. 13. Распределение отношения средней энергии в полосе 0.8–3 кГц к энергии в полосе 3–6 кГц.

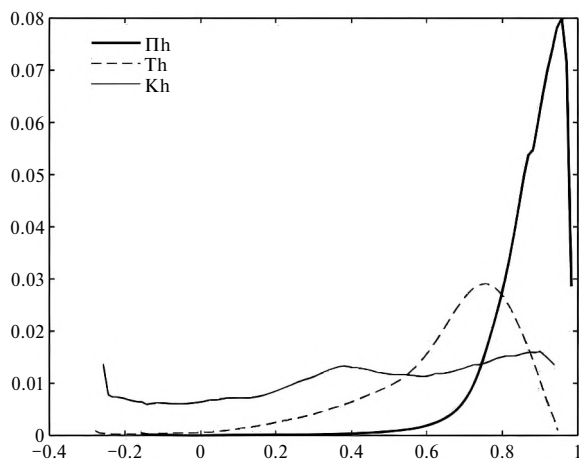


Рис. 14. Мера сходства собственных функций спектра речевого взрыва Пh (—) и спектров речевых взрывов Тh и Кh.

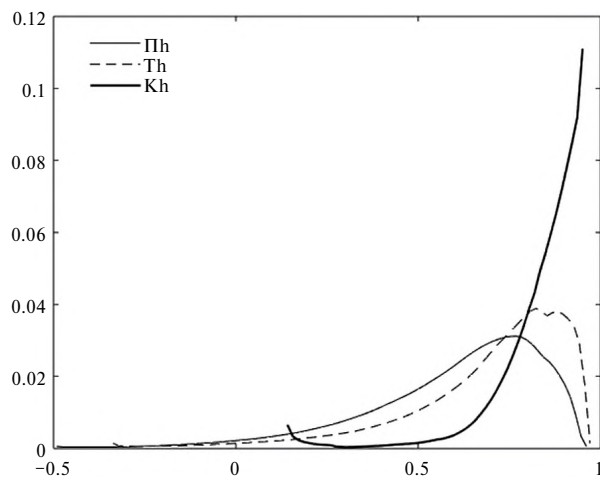


Рис. 15. Мера сходства собственных функций кратковременного детектора спектра речевого взрыва Кh (—) и спектров кратковременного детектора речевых взрывов Пh и Тh.

Согласный /к/ лучше распознается в пространстве собственных функций спектра отклика динамического детектора (рис. 15).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

При обсуждении результатов экспериментов необходимо выявить источники и размер погрешности, чтобы определить, насколько значимы сходство или различие наблюдаемых явлений. Оценка фонетических параметров речевого взрыва зависит от погрешности детектирования его начала. При этом в ряде случаев наблюдаются отрицательные оценки относительно ручной разметки, как показано на рис. 3, 4 и 5. Такие оценки могут возникнуть как в силу погрешности детектора, так и вследствие субъективного мнения разметчика речевого сигнала относительно начала речевого

взрыва. Даже располагая исходной информацией в виде осциллограммы, сонограммы и поведения динамического детектора, в ряде случаев невозможно определить “истинное” начало речевого взрыва с точностью до 1 мс. В формировании нашей базы данных принимали участие четыре разметчика, что позволяет до некоторой степени снизить такую субъективность. По условиям разметки за начало импульсного источника принимается момент времени, в который амплитуда речевого сигнала на осциллограмме или сонограмме “заметно” превышает предшествующий фон. Один и тот же речевой взрыв разные разметчики могут пометить и как сосредоточенный, и как аспиративный. При этом разброс оценок разными разметчиками одного и того же события в среднем составлял около 5 мс. Это приводит к размытию распределений исследуемых параметров и увеличению области их

пересечения. В частности, распределения глухого и звонкого речевого взрыва на рис. 3 с учетом погрешности оказываются практически неразличимыми. Слишком большие положительные погрешности также являются следствием недостатков использованных методов анализа. Эти погрешности необходимо учитывать при автоматическом анализе определения вероятности “истинного” положения начала речевого взрыва.

Прежде, чем использовать акустические параметры речевого взрыва для оценки фонетических параметров речевого сегмента, необходимо детектировать сам взрыв, определив его начало и конец. При этом необходимо избавиться от ложных решений о присутствии речевого взрыва, что особенно сложно в силу его малой энергии относительно шумов акустической среды и помех в электронных каналах. Речевой взрыв смычки есть элемент артикуляторных событий, поскольку он возникает в процессе перехода от состояния смычки к последующему сегменту — гласному, фрикативному, назальному или другой смычке. Поэтому задача детектирования речевого взрыва является элементом более общей задачи детектирования последовательности артикуляторных состояний */ (смычка, пауза) — взрыв — (гласный, фрикативный, назальный, смычка, /В, Л, Р/)*. Это означает предварительную сегментацию речевого сигнала на такие элементы. Если практическая задача состоит, например, в оценке координации артикуляторных движений с целью диагностики заболеваний нервной системы, то такая сегментация может быть выполнена средствами автоматического распознавания речи. Если же анализ параметров речевого взрыва выполняется для оценки места артикуляции согласного в интересах распознавания речи, то необходима сегментация речевого сигнала на базовые элементы */пауза, смычка, гласный, фрикативный, назальный/*. Есть основания полагать, что такая сегментация является элементом общей задачи распознавания речи.

Эксперименты по восприятию взрывных согласных показали, что, хотя роль речевого взрыва в распознавании места артикуляции ниже вклада формантных частот, но все же довольно заметна [1, 2]. В ранних работах по анализу спектральных характеристик речевого взрыва безуспешно пытались найти инварианты места артикуляции, поскольку в момент взрыва резонансные частоты речевого тракта должны наиболее точно отражаться в спектре речевого взрыва. Вскоре после изобретения сонографа было обнаружено, что треки формант перед смычкой и сразу после нее определяются взаимодействием согласного и окружающих его гласных. При этом разность частот второй и третьей форманты, например, в начале гласного и их значениями на стационарном сегменте гласного, зависит от места артикуляции согласного. На этой основе была сформулирована так

называемая теория локусов, декларирующая, что линейное продолжение отсчетов этих формант на некоторое время в сторону смычки позволяет вычислить “асимптотические” значения формантных частот, однозначно определяющие место артикуляции [39–41]. Это явление определяется тем, что смычка и ее взрыв происходят на фоне формы речевого тракта, соответствующей последующему гласному. В [32] было показано, что при близкой к нулю минимальной площади поперечного сечения речевого тракта скорость изменения резонансных частот тракта значительно выше скорости изменения минимальной площади. Поэтому сопоставление формантных частот в момент речевого взрыва и формантных частот на стационарном участке может более отчетливо опознать взрывной согласный, чем при использовании формантных частот в начале гласного. Вместе с тем, анализ данных, представленных в табл. 3, показывает, что пики спектра речевого взрыва, спектра отклика кратковременного детектора и спектра гласного находятся в более сложных взаимоотношениях, чем простая разность.

Все известные методы оценки формантных частот характеризуются заметной погрешностью. Другой способ распознавания места артикуляции взрывного согласного состоит в использовании параметров спектра речевого взрыва с учетом известных свойств процессов речеобразования. Результаты представленных в данной работе исследований свидетельствуют о том, что детектирование голосового источника на смычке и определение места артикуляции речевого взрыва должно выполняться в совокупности пространств измерений. Так, информация о звонкости/глухости смычки содержится в относительной энергии между высокими и низкими частотами в амплитудных и фазовых спектрах речевого взрыва, а также в интервале времени ΔT_{vot} между началом взрыва и началом гласного. Распознавание места артикуляции взрыва может быть основано на сопоставлении потоков оценок меры сходства собственных функций спектров речевого взрыва и динамического детектора каждого взрывного согласного с текущими спектрами речевого сигнала. Вероятностное распределение ΔT_{vot} содержит информацию о месте артикуляции взрывного */к/*. Взрыв всегда происходит на фоне артикуляции последующего звука или нейтрального состояния в конце высказывания. Поэтому при оценке места артикуляции речевого взрыва нужно учитывать распределение пиков его спектра и спектра последующего звука, как это видно из табл. 3, и частоту максимального пика амплитудного спектра речевого взрыва в высокочастотной области.

Результаты экспериментов по оценке ΔT_{vot} в русском языке, описанные в данной работе, до некоторой степени противоречат данным [24],

полученным на материале бессмысленных звуко-сочетаний. Но оценки параметров речевого сигнала в бессмысленных звуко-сочетаниях могут оказаться неприменимыми к словам и слитной речи. Известно, что непрерывный поток осмысленной речи управляется другими критериями, чем артикуляция бессмысленных звуко-сочетаний. В зависимости от темпа речи, партитура электромиографических команд, подаваемых на лицевые мышцы и внутри-ротовые мышцы, может существенно меняться. Это связано с действием разнообразных критериев оптимальности, действующих в системе управления артикуляцией. Кроме того, возникают специфические эффекты коартикуляции, включающие ассимиляцию признака звонкости/глухости. Например в слитном словосочетании числительного “22” возможны варианты произнесения /двадцат'два/ и /двадцатдва/.

Обнаружено, что распределения ΔT_{vot} для звонких и глухих переднеязычных /m, d/ в русском языке сильно перекрываются, и между средними значениями существует лишь малая разница порядка 5 мс. Такое малое различие в распределениях ΔT_{vot} глухих и звонких взрывных в задачах распознавания речи требует высокой разрешающей способности алгоритмов анализа речевого сигнала, и вызывает сомнение в эффективности ΔT_{vot} в процессах субъективного восприятия звонкости/глухости смычки в русском языке. По некоторым данным, минимально воспринимаемая человеком разница в длительности составляет около 10 мс [41, 42]. В электрической активности коры головного мозга начало гласного звука не регистрируется, если ΔT_{vot} меньше 20–40 мс. Это означает, что ΔT_{vot} звонких смычек в русском языке, скорее всего, не детектируется, и в русском языке, как и в испанском, ΔT_{vot} служит по крайней мере слабым признаком звонкости/глухости смычки. Известно, что при обучении испанскому языку носителю английского языка приходится менять систему признаков для обозначения звонкости/глухости [43].

В исследованиях объективных различий между глухим и звонким речевым взрывом при обучении по размеченным сигналам следует учитывать исправляющую способность речевого кода на лексическом и семантическом уровне. Если в каком-то слове признак звонкости/глухости не служит смыслоразличительным элементом, то в слитной речи он может употребляться либо случайно, либо зависеть от каких-то других условий, например, действия критерия экономии энергии. Замена звонкого /d/ на глухой /m/ при произнесении слова /подол/ не приведет к ошибке восприятия, поскольку в словаре русского языка не существует слова /потол/. Аналогично, замена /n/ на /b/ не приводит к смысловой ошибке. Ошибка в признаке звонкости начального взрывного в паре /бочка/ — /точка/ может быть скорректирована по

смыслу фразы. Такая ситуация порождает эффект несоответствия буквенной записи речи и реально-го содержания акустических элементов и приводит к ошибкам в интерпретации результатов экспериментов при обучении системы автоматического распознавания речи.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Положение речевого взрыва смычки в переходном процессе от смычки к гласному определяется в пространстве параметров кратковременного и долговременного детектора амплитудных модуляций и меры сходства с собственными функциями спектра. Интервал времени между началом речевого взрыва в русском языке является слабым признаком присутствия голосового возбуждения на смычке, но указывает на место артикуляции заднеязычных взрывных согласных. Информация о месте артикуляции взрывных согласных и присутствии голосового источника находится в пространстве таких параметров речевого взрыва, как спектр групповой задержки, частота максимального пика амплитудного спектра взрыва в высокочастотной области, отношение средней энергии спектра в области высоких и средних частот, а также в пространстве собственных функций спектра взрыва.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jongman A., Miller J.D. Method for the location of burst-onset spectra in the auditory-perceptual space: A study of place of articulation in voiceless stop consonants // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 89. N 2. P. 867–873.
2. Bonneau A., Djezzar L., Laprie Y. Perception of the place of articulation of French stop bursts // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. P. 555–564.
3. Dorman M.F., Studdert-Kennedy M., Raphael L. Stop-consonant recognition: Release bursts and formant transitions as functionally equivalent, context-dependent cues // Perception & Psychophysics. 1977. V. 2. N 2. P. 109–122.
4. Stevens K., Blumstein S. Invariant cues for place of articulation in stop consonants // J. Acoust. Soc. Am. 1978. V. 64. P. 1358–1368.
5. Blumstein S., Stevens K. Acoustic invariance in speech production: evidence from measurements of the spectral characteristics of stop consonant // J. Acoust. Soc. Am. 1979. V. 66. P. 1001–017.
6. Ohde R.N., Stevens K.N. Effect of burst amplitude on the perception of stop consonant place of articulation // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 74. P. 706–714.
7. Steinschneider M., Fishman Y.I., Arezzo J.C. Representation of the voice onset time (VOT) speech parameter in population responses within primary auditory cortex of the awake monkey // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 114. N 1. P. 307–321.
8. Sharma A., Dorman M.F. Cortical auditory evoked potential correlates of categorical perception of voice-on-

- set time // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V. 106. N 2. P. 1078–1083.
9. *Steinschneider M., Volkov I.O., Noh M.D., Garell P.C., Howard III M.A.* Temporal encoding of the voice onset time phonetic parameter by field potentials recorded directly from human auditory cortex // *J. Neurophysiol.* 1999. V. 82. P. 2346–2357.
 10. *Blumstein S.E., Myers E.B., Rissman J.* The Perception of Voice Onset Time: An fMRI Investigation of Phonetic Category Structure // *J. Cognitive Neuroscience.* 2005. V. 17. N 9. P. 1353–1366.
 11. *Rimol L.M., Eichele T., Hugdahl K.* The effect of voice-onset time on dichotic listening with consonant-vowel syllables // *Neuropsychologia.* 2006. V. 44. N 2. P. 191–196.
 12. *Auzou P., Ozsancak C., Hard R., Morris J., Jan M., Eueustache F., Hannequin D.* Voice onset time in aphasia, apraxia of speech and dysarthria: a review // *Clinical Linguistics & Phonetics.* 2000. V. 14. N 2. P. 131–150.
 13. *Min S.N., Park S.J., Im J.N., Subramaniyam M.A.* Bayesian Model for Prediction of Stroke with Voice Onset // 3rd Int. Conf. on Advances in Mechanical Engineering (ICAME2020). IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2020. 912(6). 062003. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/912/6/062003>
 14. *Johansson I.-L., Samuelsson Ch., Müller N.* Consonant articulation acoustics and intelligibility in Swedish speakers with Parkinson's disease: a pilot study // *Clinical Linguistics & Phonetics.* 2023. V. 37. N 9. P. 845–865.
 15. *Lisker L., Abramson A.* A cross-language study of voicing in initial stops: Acoustical measurements // *Word.* 1964. V. 20. P. 384–422.
 16. *Ladefoged P., Madison I.* The sounds of the world's languages. Blackwell Publishing, 1996.
 17. *Cho T., Ladefoged P.* Variation and Universals in VOT: Evidence from 18 Languages // *J. Phonetics.* 1999. V. 27. P. 207–229.
 18. *Chodroff E., Golden A., Wilson C.* Covariation of stop voice onset time across languages: Evidence for a universal constraint on phonetic realization // *J. Acoust. Soc. Am.* 2019. V. 145 (1). EL109-EL115.
 19. *Cho T., Whalen D.H., Docherty G.* Voice onset time and beyond: Exploring laryngeal contrast in 19 languages // *J. Phonetics.* 2019. V. 72. P. 52–65.
 20. *Winn M.B.* Manipulation of voice onset time in speech stimuli: A tutorial and flexible Praat script // *J. Acoust. Soc. Am.* 2020. V. 147. N 2. P. 852–866.
 21. *Fant G.* Speech and Sounds. MIT Press, 1973.
 22. *Robb M., Gilbert H., Lerman J.* Influence of Gender and Environmental Setting on Voice Onset Time // *Folia Phoniatrica et Logopaedica.* 2005. V. 57. P. 125–133.
 23. *Niyogi P., Ramesh P.* The voicing feature for stop consonants: Recognition experiments with continuously spoken alphabets. // *Speech Commun.* 2003. V. 41. P. 349–367.
 24. *Сорокин В.Н.* Синтез речи. М.: Наука, 1992.
 25. *Winn M.B., Chatterjee M., Idsardi W.J.* The roles of voice onset time and F0 in stop consonant voicing perception: Effects of masking noise and low-pass filtering // *J. Speech Lang. Hear. Res.* 2013. V. 56. N 4. P. 1097–1107.
 26. *Yu V., De Nil L., Pang E.* Effects of age, sex and syllable number on voice onset time: Evidence from children's voiceless aspirated stops // *Language and Speech.* 2015. V. 58. N 2. P. 152–167.
 27. *Stouten V., Van Hamme H.* Automatic Voice Onset Time Estimation from Reassignment Spectra // *Speech Communication.* 2009. V. 51. N12. P. 1194–1205.
 28. *Hansen J.H.L., Gray Sh.S., Kim W.* Automatic voice onset time detection for unvoiced stops (/p/, /t/, /k/) with application to accent classification // *Speech Communication.* 2010. V. 52. P. 777–789.
 29. *Lin Ch.-Y., Wang H.-Ch.* Automatic estimation of voice onset time for word-initial stops by applying random forest to onset detection // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. V. 130. N 1. P. 514–525.
 30. *Sonderegger M., Keshe J.* Automatic Discriminative Measurement of Voice Onset Time // *J. Acoust. Soc. Am.* 2012. V. 132. N 6. P. 3965–3979.
 31. *Prathosha P., Ramakrishnan A.G., Ananthapadmanabha T.V.* Estimation of voice-onset time in continuous speech using temporal measures // *J. Acoust. Soc. Am.* 2014. V. 136. N 2. EL122.
 32. *Сорокин В.Н.* Теория речеобразования. 1985.
 33. *Stevens K.N.* Acoustic phonetics. MIT, 1998.
 34. *Сорокин В.Н.* Детекторы артикуляторных событий // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 1. С. 71–85.
 35. *Patterson R.D., Holdsworth J.* A functional model of neural activity patterns and auditory images // *Advances in Speech, Hearing and Language Processing.* 1996. V. 3. P. 547–563.
 36. *Сорокин В.Н., Чепелев Д.Н.* Первичный анализ речевых сигналов // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 4. С. 536–542.
 37. *Whiteside S., Henry L., Dobbin R.* Sex differences in voice onset time: A developmental study of phonetic context effects in British English // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. V. 116. N 2. P. 1179–1183.
 38. *Sussman H.M., McCaffrey H.A., Matthews S.A.* An investigation of locus equations as a source of relational invariance for stop place categorization // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 90. P. 1309–1325.
 39. *Iskarous Kh., Fowler C.A., Whalen D.H.* Locus equations are an acoustic expression of articulator synergy // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 128. N 4. P. 2021–2032.
 40. *Montgomery A., Reed P.E., Crass K.A., Hubbard H.I., Stith J.* The effects of measurement error and vowel selection on the locus equation measure of coarticulation // *J. Acoust. Soc. Am.* 2014. V. 136. N 5. P. 2747–2750.
 41. *Речь. Артикуляция и восприятие.* М.: Наука, 1965.
 42. *Klatt D.H.* Linguistic uses of segmental duration in English sentences // *J. Acoust. Soc. Am.* 1976. N 5. P. 1208–1221.
 43. *Olson D.J.* Phonetic feature size in second language acquisition: Examining VOT in voiceless and voiced stops // *Second Language Research.* 2022. V. 38(4). P. 913–940.

Pulse Source of Excitation in Speech Signal

V. N. Sorokin

*Institute for Information Transmission Problems of the Russian Academy of Sciences,
B. Karetny per. 19, Moscow, 127994 Russia*

e-mail: vns@iitp.ru

The properties of speech bursts of closure are studied using the material of a database of 39 speakers containing single-digit and multi-digit numerals with parallel recording of signals on a telephone handset and a directional microphone. Speech burst detection is performed by a short-term and long-term detector of spectral-temporal inhomogeneities, as well as a detector of the similarity measure of the eigenfunctions of the consonant burst spectrum and the current spectrum of the speech burst. The probability of the presence of a voiced or voiceless closure is estimated in the spaces of the amplitude spectrum and the spectrum of the group delay by the ratio of energy in the high and low frequency ranges. The place of articulation of a back-lingual consonant affects the probability distributions of the duration of the interval between the onset of a speech burst and the onset of a vowel, the frequency of the peak with maximum amplitude in the high-frequency region, the ratio of the energy in the high- and low-frequency region of the speech burst spectrum, and the similarity measures of the eigenfunctions of the consonant burst spectrum and the current spectrum of the speech burst.

Keywords: speech recognition, speech signal segmentation, stop-stop detector, plosive consonant recognition

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 534.83, 519.6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИНИМАЛЬНОГО ЧИСЛА КОМПЕНСИРУЮЩИХ МОНОПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ, ТРЕБУЕМЫХ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРОВНЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2024 г. И. Ш. Фикс^{а,*}, Г. Е. Фикс^а

^аИнститут прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
Ульянова ул. 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: fiks@ipfran.ru

Поступила в редакцию 27.03.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

С использованием алгоритмов многомерной оптимизации, численно решена задача определения минимального числа компенсирующих монополярных источников, расположенных в свободном пространстве на двух сферических поверхностях, окружающих первичный источник, и обеспечивающих заданную величину подавления его интегрального уровня излучения.

Ключевые слова: применение алгоритмов оптимизации, активное гашение звука, компенсация уровня звукового излучения, численные расчеты

DOI: 10.31857/S0320791924050131, **EDN:** XAUDZE

ВВЕДЕНИЕ

Достаточно часто при решении задач активного гашения звуковых полей используются так называемые непрерывные звукопрозрачные распределения простых компенсирующих источников (монополей, диполей). Чрезвычайно важные для практического построения систем активного гашения (САГ) вопросы о дискретном представлении непрерывного распределения простых компенсирующих источников (или дискретной аппроксимации поверхности Гюйгенса), по-видимому, впервые были исследованы в работах [1–3]. В этих работах исследовалась величина ошибки при расчетах полей вне поверхности расположения компенсирующих источников, возникающей из-за дискретизации. При вычислениях значений полей для интегралов использовались квадратурные формулы (квадратуры Гаусса); при численных расчетах полагалось, что излучатели находились в узлах квадратурной формулы (в каждой точке пара монополь–диполь).

В работе [3], в частности, решалась задача компенсации поля монополярного источника, находящегося в центре сферической поверхности с помощью N пар компенсирующих источников (монополь, диполь), дискретно расположенных на этой поверхности. Для больших значений N была

найдена эмпирическая оценка порогового значения величины волновой плотности источников $\sqrt{\pi N} / (kR) \sim 2$ (k — волновое число, R — радиус поверхности), при которой ошибка воспроизведения поля не превосходила –15 дБ (фактически 15 дБ это величина компенсации поля снаружи поверхности). Показано, что если использовать квадратурные формулы с заранее заданными узлами, отличными от квадратур Гаусса, для которых число узлов N жестко определено и достаточно разрежено, то величина порогового значения увеличивается в $\sim \sqrt{3}$ раз. Таким образом, при $kR \gg 1$ число пар источников, обеспечивающих компенсацию поля монополярного источника не хуже 15 дБ, примерно, $N_0 \approx 4(kR)^2$.

С другой стороны, определенный интерес могут представлять задачи активного гашения, в которых требуется снизить интегральный уровень звукового излучения системы источников только в дальней зоне (зоне Фраунгофера). В этом случае можно ожидать, что необходимое число компенсирующих источников будет значительно меньше N_0 . Заметим, что поверхность, на которой расположены монополярные и дипольные компенсирующие источники, может быть заменена двумя близко расположенными поверхностями, на каждой из которых находятся только излучатели монополярного типа [4–7].

В предлагаемой работе рассматривается задача определения минимального числа компенсирующих монополюльных источников, расположенных в свободном пространстве на одной или двух сферических поверхностях, окружающих первичный источник, обеспечивающих заданную величину компенсации интегрального уровня излучения (суммарного от всех источников). Учитывая сложность аналитических вычислений, задача решалась численно с использованием алгоритмов многомерной оптимизации.

Цель работы состояла в оценке в простых ситуациях необходимого числа компенсирующих монополюльных источников при проектировании САГ, исходя из ее волновых размеров и расположения источника первичного излучения.

В работе не затрагиваются вопросы расположения приемников и алгоритмов управления САГ. Отметим, что базовые принципы построения и практической реализации систем активного гашения звуковых полей, не потерявшие актуальность и сегодня, были изложены более 30 лет назад в обзоре [8] и в монографии [9], в которой также рассмотрены основы активного гашения, различные алгоритмы, методы и системы управления, приведены теоретические ограничения и практические приложения¹. Современные достижения в области активного гашения звука, проблемы и пути их решения изложены в обзоре [12], список литературы которого насчитывает 258 публикаций.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в свободном пространстве имеются две близко находящиеся поверхности, на которых дискретно расположены точечные компенсирующие источники. Источник первичного монохроматического излучения (первичный источник) расположен внутри этих поверхностей. Относительно него будем полагать, что амплитуда его колебаний (или его объемная скорость) неизменна и не зависит от внешних условий. Задача состоит в нахождении минимального числа компенсирующих источников, обеспечивающих заданную величину интегрального уровня излучения или, что полностью эквивалентно — активной излучаемой мощностью W , всех источников. В общем виде активная излучаемая мощность:

$$W = \int_S \frac{1}{2} \operatorname{Re}[PQ^*] ds, \quad (1)$$

где S — замкнутая поверхность, охватывающая все источники излучения, P — суммарное давление в каждой точке S , Q — проекция компоненты суммарной колебательной скорости на внешнюю нормаль к поверхности S соответственно,

¹ Отметим, что наряду с классическими САГ в настоящее время используются и адаптивные [10, 11].

* обозначает комплексное сопряжение. Отметим, что если внутри поверхности S нет источников излучения, то $W = 0$. Очевидно, что даже численное решение сформулированной задачи минимизации W , в которой неизвестными являются амплитуды компенсирующих источников и их расположение, без существенного упрощения вряд ли возможно.

Упростить выражение для W можно несколькими способами. Первый способ — универсальный и пригодный для любого типа источников — заключается в прямом суммировании полей давления источников в точках сферической поверхности S , расположенной в зоне Фраунгофера системы источников. Однако в этом случае, даже для простых источников, снять интегрирование в (1) не удастся, что делает решение задачи чрезвычайно сложным. Второй способ предполагает, что компенсирующие источники являются монополями и их поля могут быть разложены в ряды по сферическим гармоникам, расходящимся из одного центра. В этом случае интегрирование в (1) легко производится, но получающиеся четверные суммы, включающие сферические гармоники, значительно затрудняют решение задачи. И, наконец, если положить, что все источники излучения (первичный и компенсирующие) являются точечными монополями, то можно существенно упростить выражение (1). Этот способ заключается в том, что поверхность S представляется в виде совокупности сферических поверхностей S_a радиуса $a \rightarrow 0$, окружающих каждый источник по отдельности. В этом случае удастся получить выражение для мощности W , равной сумме мощностей всех источников $\sum w$, пригодное для численных расчетов.

Представим, что волновой потенциал каждого точечного монополюльного источника на расстоянии r и излучающего на частоте ω (множитель $\exp(-i\omega t)$ будем опускать) пропорционален $r^{-1} \exp(ikr)$, и положим, что на поверхности S_a значение его нормальной компоненты колебательной скорости равно q . Тогда, при условии $a \rightarrow 0$, опуская здесь и далее размерные константы, получим для собственного давления на поверхности S_a : $p(a) = ka(ka - i)q$, и на произвольном расстоянии $p(r) = ar^{-1} \exp(ikr)p(a)$.

Заметим, что для вычисления мощности w любого источника на его поверхности необходимо знать только соответствующие значения p, q и внешнее давление P — сумму давлений от других источников излучения, которое, учитывая условие $a \rightarrow 0$, достаточно вычислить только в точке расположения данного источника. Таким образом, мощность каждого источника:

$$w = 2\pi a^2 \operatorname{Re}[(p + P)q^*]. \quad (2)$$

Член $\operatorname{Re}[Pq^*]$ описывает влияние остальных источников на мощность излучения данного источника.

Соответственно мощность W будет равна сумме мощностей всех источников $\sum w$.

Далее положим, что число компенсирующих источников равно M и обозначим расстояние от первичного источника до m -го компенсирующего источника d_{0m} , а расстояние между n -ым и m -ым источниками d_{nm} ; $n, m = 1, 2, \dots, M$. В дальнейшем нас будет интересовать величина $K = W / w_{00}$, равная отношению активной мощности, излучаемой всеми источниками, к активной мощности, излучаемой первичным источником в отсутствие компенсирующих источников w_{00}^2 . Отметим, что величина компенсации интегрального уровня излучения первичного источника (в дБ) равна $-10 \lg K$. После некоторых вычислений получим

$$K = 1 + \sum_m \frac{\sin(kd_{0m})}{kd_{0m}} (q_m^* + q_m) + \sum_m q_m q_m^* + \sum_{\substack{n, m \\ n \neq m}} \frac{\sin(kd_{nm})}{kd_{nm}} q_m q_n^*, \quad (3)$$

где q_m — колебательная скорость m -го источника, нормированная на колебательную скорость первичного источника. Выражение (3) можно переписать в матричном виде:

$$K = 1 + (\mathbf{s}^H \mathbf{q} + \mathbf{q}^H \mathbf{s}) + \mathbf{q}^H \mathbf{S} \mathbf{q}, \quad (4)$$

где $\mathbf{S}$ — симметричная $M \times M$ матрица с элементами $s_{nm} = \frac{\sin(kd_{nm})}{kd_{nm}}$, $\mathbf{s}$ — вектор-столбец с элементами $s_{0m} = \frac{\sin(kd_{0m})}{kd_{0m}}$, $\mathbf{q}$ — вектор-столбец с элементами q_m , $\mathbf{s}^H$ и $\mathbf{q}^H$ — эрмитово сопряжение векторов $\mathbf{s}$ и $\mathbf{q}$ соответственно.

Целью исследований является определение минимального числа компенсирующих монополярных источников M , расположенных в свободном пространстве на одной или двух сферических поверхностях, окружающих первичный источник, и обеспечивающих требуемое значение величины компенсации K . Для достижения этой цели достаточно решить следующую задачу оптимизации. При заданных значениях M, k и координатах первичного источника найти минимальную величину $K_{\min}$:

$$K_{\min} = \min_{q_n, x_n} (1 + (\mathbf{s}^H \mathbf{q} + \mathbf{q}^H \mathbf{s}) + \mathbf{q}^H \mathbf{S} \mathbf{q}), \quad (5)$$

где x_n обозначают трехмерные координаты компенсирующих источников, которые расположены на заданных поверхностях.

² Таким образом, величина K представляет собой нормированный интегральный уровень скомпенсированного поля первичного источника (или остаточное значение уровня излучения).

С другой стороны, задачу можно сформулировать таким образом, чтобы поиск минимума производился бы только по координатам источников. Для этого продифференцируем (4) по $\mathbf{q}^H$ и получим, что минимум K достигается при амплитудах источников $\mathbf{q} = -\mathbf{S}^{-1} \mathbf{s}$ и равен $K = 1 - \mathbf{s}^H \mathbf{S}^{-1} \mathbf{s}$.

Таким образом, для определения минимальной величины $K_{\min}$ вместо (5) получим

$$K_{\min} = \min_{x_n} (1 - \mathbf{s}^H \mathbf{S}^{-1} \mathbf{s}). \quad (6)$$

Зная решение задачи (5) или (6), легко определить минимальное число источников M , при которых величина $K_{\min}$ не превосходит заданного значения.

Прежде, чем перейти к решению задачи отметим, что применение двух близко расположенных поверхностей вызвано необходимостью избавления от эффектов, обусловленных наличием частот внутренних резонансов поверхности [4, 13], на которых компенсация поля невозможна. Для расчетов из соображений простоты и наглядности были выбраны две сферические поверхности с общим центром в точке O (радиус внутренней поверхности R , а внешней $R_1 = R + h$). При этом расстояние между поверхностями h выбиралось с учетом следующих условий. Во-первых, частоты внутренних резонансов поверхностей не должны совпадать: для этого достаточно чтобы $kh < \pi$. Во-вторых, $h \ll R$ (условие не принципиально, но обеспечивает некоторое «равноправие» поверхностей). Однако выбор значений h ограничен снизу из-за того, что при расчетах возможно появление больших амплитуд у близко расположенных компенсирующих источников, что потребует гораздо большего числа вычислений функций. При расчетах полагалось $h = 10^{-2} R$.

Далее будем полагать, что $M = 2N$ и на каждой поверхности расположено по N источников.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ КОМПЕНСАЦИИ

Решение сформулированной задачи оптимизации — нахождение глобального минимума $K_{\min}$ при заданных значениях kR и N , производилось численно с использованием эволюционных алгоритмов³ для задачи (5) и классических алгоритмов для задачи (6).

В первом случае, учитывая, что все подобного рода алгоритмы являются эвристическими, было использовано 12 алгоритмов (вариантов) численной оптимизации black-box, описанных в [17]: VK-DCMA, VDCMA, RIES, RMES, CCMAES2016, FMAES, HCC, LMCMA, LMCMAES, OPOA2015, SAMAES, XNES. Каждый из алгоритмов был

³ Подобного рода алгоритмы и их отдельные разновидности хорошо зарекомендовали себя при решении некоторых задач, например, в гидро- и аэродинамике, в акустике [14–16].

запущен 40 раз с разными начальными состояниями генератора случайных чисел (для амплитуд и координат источников). Критерий остановки каждого алгоритма 10^6 вычислений функций K . Полученные решения после этого использовались как начальные точки в классическом алгоритме Бroyдена-Флетчера-Гольдфарба-Шанно (BFGS) [18]. Лучшее из 480 полученных значений рассматривалось как решение задачи (5).

Во втором случае сразу использовался классический алгоритм многомерной оптимизации BFGS, который запускался 10^4 раз с разными состояниями генератора случайных чисел (начальными координатами источников). При этом, во-первых, начальные координаты точек на каждой сфере задавались независимо, и, во-вторых, области, где они первоначально располагались (использовались две конфигурации), были примерно одинаковы и целиком покрывали каждую сферу. Лучшее из полученных 2×10^4 значений рассматривалось как решение задачи (6).

Отметим, что результаты вычислений и в первом, и во втором случае практически совпадают. Однако применение эволюционных алгоритмов при значениях $N \sim 10$ и более требовало (при одинаковой точности вычислений) значительно больших вычислительных затрат, по сравнению с использованным алгоритмом BFGS.

В заключение подчеркнем, что полученные таким образом величины формально являются верхней границей значения $K_{\min}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Вначале рассмотрим ситуацию, когда первичный источник расположен в точке O , совпадающей с общим центром сферических поверхностей.

В случае, когда имеется одна поверхность, существуют частоты, определяемые из условия $kR = m\pi$, $m = 1, 2, \dots$, на которых принципиально невозможна компенсация первичного поля (частоты внутренних резонансов для сферической поверхности, отвечающие излучаемой сферической волне). Отметим, что при небольшом числе источников около частот внутренних резонансов образуются области частот (их ширина уменьшается с ростом числа источников), на которых компенсация не эффективна. Использование двух близко расположенных поверхностей устраняет эффекты, связанные с наличием частот внутренних резонансов (подробно эти вопросы обсуждаются в [4, 13]). Кроме этого, с ростом kR эффективность компенсации «в среднем» (тренд) уменьшается $K \rightarrow 1$.

В качестве иллюстрации этого на рис. 1 приведены зависимости величины скомпенсированного интегрального уровня излучения K от kR для случаев расположения $M = 4$ и $M = 10$ компенсирующих источников на одной —

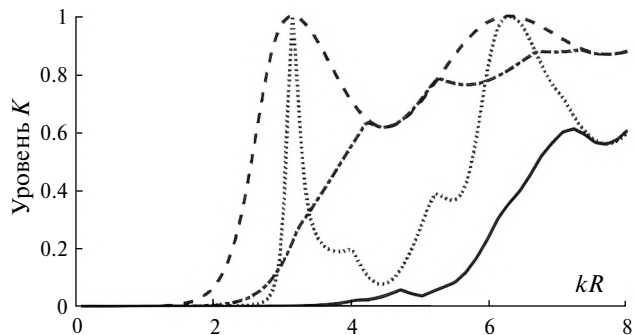


Рис. 1. Зависимости скомпенсированного уровня K от kR .

штриховая и пунктирная линии, и на двух поверхностях — штрихпунктирная и сплошная линии, соответственно.

Проведенные численные расчеты для различных значений $M = 2N$ показали, что компенсирующие источники выгоднее распределить по двум поверхностям (на каждой по N источников) — подавление в этом случае лучше (в крайнем случае, не хуже), чем при использовании одной поверхности. Поэтому в дальнейшем ограничимся случаем расположения компенсирующих источников на двух сферических поверхностях.

На рис. 2 приведена зависимость от kR минимального числа N компенсирующих источников, расположенных на каждой поверхности, требуемых для обеспечения подавления интегрального уровня излучения не хуже 20 дБ (величина K не более 0.01) и не хуже 10 дБ (величина K не более 0.1). Там же сплошными кривыми приведены аппроксимирующие зависимости $N = 1 + 0.2(kR)^2$ и $N = 1 + 0.15(kR)^2$ соответственно.

Из приведенных данных следует, что, во-первых, простая аппроксимация достаточно неплохо описывает результаты численных расчетов. Во-вторых, увеличение компенсации уровня с 10 дБ до

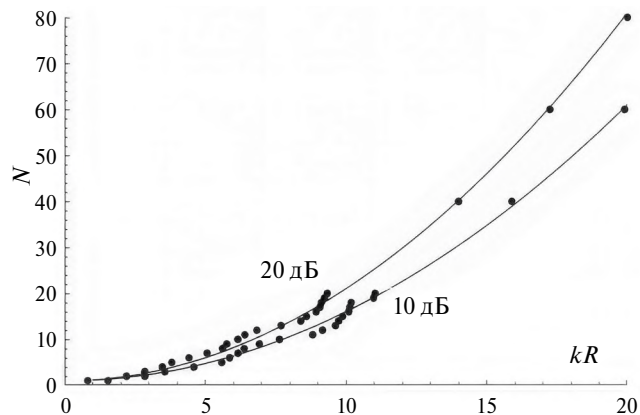


Рис. 2. Зависимости минимального числа N компенсирующих источников от kR .

20 дБ требует увеличения числа компенсирующих источников, примерно, в 1.4 раза. И, наконец, для обеспечения подавления интегрального уровня излучения требуется примерно в 20 раз меньше компенсирующих источников, чем для компенсации поля снаружи сферической поверхности (оценка числа источников $N_0 \approx 4(kR)^2$ из [3] приведена во Введении).

Дальнейшие расчеты показали, что при смещении источника первичного излучения к поверхности сферы, число компенсирующих источников уменьшается. Так, например, для обеспечения компенсации 20 дБ при $kR \approx 9.15$, смещение источника от центра на величину $0.8R$ приводит к уменьшению минимального числа компенсирующих источников с 18 до 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача определения минимального числа компенсирующих монополюсных источников, расположенных в свободном пространстве на двух сферических поверхностях, окружающих первичный источник, и обеспечивающих заданную величину компенсации интегрального уровня излучения, а также приведены результаты численных расчетов.

Строго говоря, более общая постановка задачи компенсации предполагает расположение компенсирующих источников в пространстве вне заданной сферической поверхности. Однако ее решение требует несоизмеримо больших вычислительных ресурсов.

Авторы выражают благодарность И.И. Фиксу за существенную помощь при проведении расчетов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме FFUF-2024-0040.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коняев С.И., Лебедев В.И., Федорюк М.В. Дискретная аппроксимация сферической поверхности Гюйгенса // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 4. С. 650–651.
2. Федорюк М.В. Излучение плоской замкнутой решетки из точечных монополей и диполей // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 6. С. 1138–1145.
3. Коняев С.И., Лебедев В.И., Федорюк М.В. Дискретная аппроксимация сферических и эллипсоидальных поверхностей Гюйгенса // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 1. С. 887–892.
4. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989. 304 с.
5. Федорюк М.В. Активное гашение звука непрерывными решетками из монополей // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 6. С. 113–118.
6. Мазаников А.А., Тютюкин В.В., Федорюк М.В. Активное гашение звука методом пространственных гармоник // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 759–763.
7. Бойко А.И., Тютюкин В.В. Система активного гашения звуковых полей, основанная на методе выделения пространственных гармоник // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 454–460.
8. Гиллестри А., Левентхолл Х.Г., Робертс Дж., Юл-ермоз М. Развитие работ по активному гашению шума // Проблемы машиностроения и надежности машин. 1990. № 4. С. 12–26.
9. Nelson P.A., Elliott S.J. Active control of sound. London: Academic Press, 1993. 436 p.
10. Львов А.В., Карасева В.А., Потапов О.А., Соков А.М. Адаптивная система активного гашения акустического широкополосного излучения с динамической калибровкой // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 3. С. 357–366.
11. Karaseva V.A., Lvov A.V., Rodionov A.A. Frequency-Domain Wideband Acoustic Noise Cancellation System // J. Applied Mathematics and Physics. 2023. Vol. 11. No 8. P. 2523–2532.
12. Kajikawa Y., Gan W.-S., Kuo S.M. Recent advances on active noise control: open issues and innovative applications // APSIPA Trans. Signal and Information Processing. 2012. Vol. 1, e3. P. 1–21.
13. Бобровницкий Ю.И., Томилина Т.М. Общие свойства и принципиальные погрешности метода эквивалентных источников // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 5. С. 737–750.
14. Казаков А.А., Ломовицкий П.В., Хлюпин А.Н. Гибридный алгоритм для задач автоматизированной адаптации гидродинамических моделей с использованием трассерных исследований // Математическое моделирование. 2021. Т. 33. № 6. С. 73–87.
15. Продан Н.В., Курнухин А.А. Применение методов математической оптимизации для проектирования аэродинамического профиля с учетом вязкости // Известия ВУЗов. Авиационная техника. 2021. № 4. С. 74–80.
16. Кошур В.Д., Фадеева М.С. Минимизация звукового давления по параметрам активных источников на основе гибридного генетического алгоритма // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 6. С. 839–842.
17. PyPop7 Documentation for Black-Box Optimization. <https://pypop.readthedocs.io/en/latest/>
18. Liu D.C., Nocedal J. On the limited memory BFGS method for large scale optimization // Mathematical programming. 1989. V. 45. № 1. P. 503–528.

Determination of the Minimum Number of Compensating Monopole Sources Required to Suppress the Integral Radiation Level

I. Sh. Fiks^{a,*}, G. E. Fiks^a

^a *I.A.V. Gaponov—Grekhov Institute of Applied Physics Russian Academy of Sciences,
st. Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: fiks@ipfran.ru*

Using multidimensional optimization algorithms, the problem of determining the minimum number of compensating monopole sources located in free space on two spherical surfaces surrounding the primary source, providing a given value of suppression of its integral radiation level, was numerically solved.

Keywords: application of optimization algorithms, active sound reduction, suppression of the level of sound radiation, numerical calculations

ИНФОРМАЦИЯ

УДК 001.92;002.6;004.91

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ САЙТА АРХИВА “АКУСТИЧЕСКОГО ЖУРНАЛА”

© 2024 г. А. Б. Горшков^а, В. Г. Шамаев^{б,*}

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический ин-т им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

^бМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический ф-т, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

*e-mail: shamaev08@gmail.com

Поступила в редакцию 28.08.2024 г.

После доработки 28.08.2024 г.

Принята к публикации 05.09.2024 г.

Приводится актуальное состояние Архива «Акустического журнала» с описанием его англоязычной части. Обсуждаются перспективы развития Архива в связи с расхождением наполнения журнала с его англоязычным вариантом «Acoustical Physics». Комментируется получившее распространение направление в доступе к научной литературе «Open Access».

Ключевые слова: русскоязычная научная литература, электронные документы, базы данных, интернет-ресурсы, полнотекстовые архивы журналов в Интернете, “Акустический журнал”

DOI: 10.31857/S0320791924050149, **EDN:** XATZNN

«Акустический журнал» начал выходить в 1955 г. в издательстве «Наука» и с самого начала получил большую известность. Он сразу же стал переводиться на западе на английский язык и издаваться без получения авторских прав, т.к. СССР присоединился к Всемирной конвенции об авторском праве только в 1973 г. С 1974 г. журнал стал издаваться уже официально Американским институтом физики (American Institute of Physics) под названием «Soviet Physics: Acoustics». В 1994 г. появились «Международная академическая издательская компания “Наука”», Pleiades Publishing, и зарубежное издание стало называться «Acoustical Physics». Для русскоязычного издания «Акустического журнала» с 1995 г. появилось «Издательство Международная академическая издательская компания “Наука/Интерпериодика”». С 1999 г. появилось «Издательство “Наука” Международная академическая издательская компания “Наука/Интерпериодика”». С 2005 г. на титульной странице стали писать, что журнал издается под руководством Отделения физических наук РАН в Издательстве «Наука», а с 2006 г. Издатель — Научно-производственное объединение «Издательство “Наука”». С 2014 г. Издатель: Российская академия наук. Издательство «Наука». Затем, кажется, с 2016 г. появилось — Издатель: Российская академия наук. Такова сложная на первый взгляд история издания не только «Акустического

журнала», но и других журналов нашей Академии наук.

Сайт русскоязычного архива «Акустического журнала» <http://akzh.ru> был создан в 2012 г. [1] и в настоящее время хорошо знаком многим специалистам, активно работающим в области акустики. Ежедневно его посещают десятки пользователей, а количество открываемых страниц исчисляется несколькими сотнями [2]. Архив позволяет не только знакомиться с новыми выпусками журнала, но и обращаться к любой статье из его 70-летней истории. Именно это качество послужило увеличению импакт-фактора журнала более чем в 2 раза [3] (рис. 1).

В течение первого года работы сайта архива «Акустического журнала» по предложению главного редактора О.В. Руденко сайт информировал пользователей и о содержании варианта журнала на английском языке (рис. 2, 3).

В течение долгого времени, а именно до 2009 г. статьи «Акустического журнала» просто переводились, и журнал в англоязычной версии выходил под названием сначала «Soviet Physics: Acoustics», а затем «Acoustical Physics». Но с № 1 2009 г. в английском варианте журнала начали появляться оригинальные статьи, отсутствовавшие в русскоязычном журнале, и наоборот — не все русскоязычные статьи стали переводиться. Чтобы как-то



Рис. 1. Динамика импакт-фактора «Акустического журнала» по Web of Sciences.

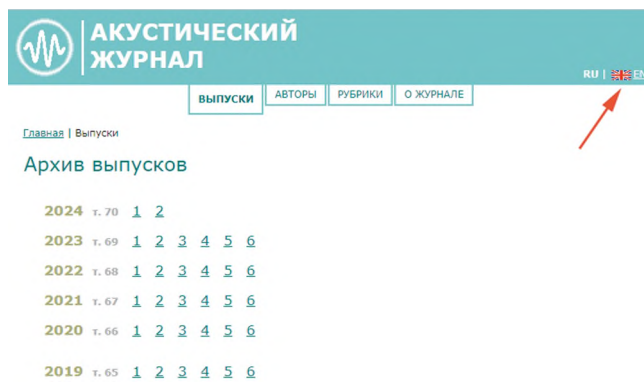


Рис. 2. Сайт архива «Акустического журнала».

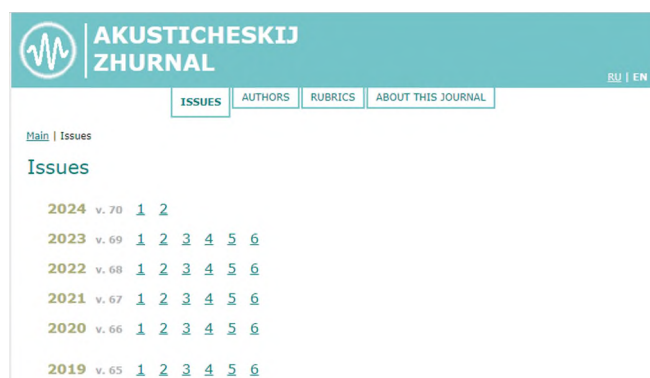


Рис. 3. Начальная страница англоязычной части архива «Акустического журнала».

поддерживать полноту информации об изданиях журнала, мы стали помещать данные об англоязычных статьях на странице содержания соответствующего номера «Акустического журнала», после русскоязычных статей. Их было немного, да и не во всех номерах. Они нами не переводились, а приводились авторы, оригинальное название статьи, номера страниц англоязычного издания, англоязычное резюме и гиперссылка на статью (см. рис. 4). Статьям присваивались рубрики, так же как и статьям русскоязычного издания, с использованием рубрикатора «Акустического журнала».

Объяснение появившемуся расхождению обеих версий связано с тем, что Pleiades Publishing, заключившее права на распространение журнала с издательством Springer (Шпрингер), заявила журнал «Acoustical Physics» как международный, и в редакции стали поступать статьи иностранных авторов.

Не вошедшие в русское издание статьи, если они были, мы приводили в конце каждого номера вместе с текстами на английском, взятыми с сайта «Acoustical Physics» издательства Шпрингер. В 2017 г. мы решили законсервировать англоязычную страницу сайта. При этом мы руководствовались тем, что полные тексты англоязычных статей в открытом доступе приводились на сайте «Acoustical

Physics» издательства Шпрингер, а статьи, не вошедшие в оригинальное русскоязычное издание, мы приводили в конце соответствующего номера сайта «Акустического журнала». Однако, с 2021 г. было предложено статьи на сайте покупать за 39.95 евро, что, естественно, для нас было исключено. Вот поэтому с 2021 г. на сайте архива «Акустического журнала» приводятся только библиографические части этих статей с резюме, которые все еще находятся в открытом доступе.

С № 4 2023 г. расхождение в наполнении между журналом Acoustical Physics и «Акустическим журналом» стало существенным, — более половины статей, т.е. он перестал быть переводным вариантом русскоязычного издания, и мы попросили прокомментировать это Главного редактора обеих версий доктора физ.-мат. наук Игоря Борисовича Есипова. Приводим для читателей его ответ.

И.Б. Есипов: По поводу Вашего вопроса:

— Дело в том, что у нас заметно увеличилось число иностранных авторов, кроме того, некоторые российские авторы предпочитают публиковаться в англоязычной версии. Именно поэтому я и просил Вас реанимировать английскую версию сайта журнала. Нам это нужно, чтобы приучать иностранных авторов пользоваться нашим сайтом и чаще ссылаться на наш журнал. [Конец цитаты]

Здесь, как нам кажется, уместно привести фрагмент из интервью главы Pleiades Publishing Александра Шусторовича [4] с его версией происшедшего:

— Лозунг советского периода «английский журнал — это копия русскоязычного журнала» можно было бы принять, если бы та же академия и другие учредители обеспечили качественное развитие последнего. [Конец цитаты]

Видимо, по этой причине — разной оценке со стороны Pleiades Publishing качества наших академических изданий и их аналогов, переводных версий — и произошло появление отмеченного нами расхождения в наполнении русскоязычной и англоязычной версий «Акустического журнала».

Шамаев В.Г., Горшков А.Б. «Процесс старения статей по акустике. Взгляд со стороны “Акустического журнала”» с. 342-348

Анализируя пристатейные списки литературы, можно получить интересную информацию о том, какие исследования выполняются, какие существуют подходы, сведения об ученых, работающих в интересующей нас области, учреждениях, где выполняются такие исследования, журналах, отражающих данную информацию. Обсуждаются вопросы цитирования в статьях “Акустического журнала”. Анализ пристатейной литературы показал, что с появлением Интернета глубина цитирования возросла, так же как и приведенный полупериод жизни статей. Привлекается внимание к ссылкам на сам “Акустический журнал”. Проводится аналогия с высказыванием академика В.Л. Гинзбурга о том, что наши ученые не получают нобелевские премии “в первую очередь по вине своих коллег – советских физиков”, которые, как выясняется, не очень-то выдвигают своих соотечественников. Это же можно отнести и к неадекватному импакт-фактору “Акустического журнала”, который занижается самими авторами журнала. Обсуждаются вопросы информационного обеспечения в области русскоязычной акустики. DOI: 10.31857/S0320791920020082

Акустический журнал, 66, 3, с. 342-348 (2020) | Рубрика **02.15.03 15.05**

Yadav Saurabh, Gupta Arpan «Parametric Study of Driver and Reflector of Single Axis Acoustic Levitator using Finite Element Method» pp. 242-249

Total radiation force on a spherical levitating object, which is placed between a single axis acoustic levitator, is obtained using finite element simulation. Variation in the total radiation force on the spherical levitating object with respect to the position of the object between the driver and the reflector is studied in resonance as well as non-resonance condition. Simulation results are verified with experimental results available in the literature. Further, a parametric study has been performed on the radius of curvature of driver and reflector. Three different cases have been considered. (1) Curved driver surface with flat reflector surface. (2) Curved reflector surface with flat driver surface. (3) Both driver and reflector having curved surfaces. It is observed that the case with both driver and reflector surfaces being curved results in maximum radiation force on the spherical levitating object. The values of radius of curvature for maximum radiation force for all three cases are also obtained. Total radiation forces for all three cases (with optimum value of radius of curvature) as well as the flat surfaced driver-reflector arrangement are compared. <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063771020030094>

Acoustical Physics, 66, 3, pp. 242-249 (2020) | Рубрика **05.05**

Zheng Guangying, Yang Dong, Shao You, Zhou Hongsong, Junyu Fu «Cross-Spectral Density Sensitivity Kernels in Surface Noise Field» pp. 290-302

The main factors affecting the spatial characteristics of surface noise fields are changes in sound speed and sea surface boundary perturbations due to mesoscale ocean phenomena and wind-induced noise, respectively. This study derived the surface noise cross-spectral density sensitivity kernel for sound speed changes and local boundary perturbations and analyzed their effects on cross-spectral density. Numerical results show that the sound speed perturbations of any position in the entire observation plane changes the surface noise cross-spectral density function in surface noise with finite frequency. The cross-spectral density between two receivers in the vertical direction is the most sensitive to the sound speed changes of the region between two receivers. Additionally, the influence depends on the relationship between the wavelength of sound wave and the distance of two receivers. Scattering on the surface boundary perturbation would lead to fluctuations in the cross-spectral density function. When the boundary perturbation along the horizontal direction is distant from two receivers, the cross-spectral density sensitivity kernel for surface scattering oscillates, and the influence of boundary perturbation on the cross-spectral density function gradually weakens. Finally, the period of the cross-spectral density sensitivity kernel oscillations is a half wavelength of the sound wave.

<https://link.springer.com/article/10.1134/S1063771020030100>

Acoustical Physics, 66, 3, pp. 290-302 (2020) | Рубрика **07.04**

Рис. 4. Страница Архива “Акустического журнала”, 2020, № 3.

Это официальная версия со стороны главы Pleiades Publishing. На самом деле есть, наверное, и другие причины, частично изложенные вице-президентом РАН и председателем на то время Научно-издательского совета РАН академиком Алексеем Хохловым [5].

А.Р. Хохлов:

— Pleiades Publishing — это не совсем посредник, они готовят переводы, хотя и не столь высокого качества, как хотелось бы, и распространяют подписание через одного из лидеров рынка — Springer Nature. Но встает вопрос приоритетов. Мы считаем, что качество публикуемых статей не должно падать, но у Pleiades несколько иная политика. [Конец цитаты]

Таким образом, существование англоязычной версии «Акустического журнала» началось с публикации переводного варианта под названием «Soviet Physics: Acoustics», который затем был преобразован в журнал «Acoustical Physics». В англоязычном журнале кроме переводных публиковались статьи, которые отсутствовали в русскоязычном «Акустическом журнале». С 2009 г. эти публикации вошли в архив «Акустического журнала» <http://www.akzh.ru>, дополнив его русскоязычную часть.

Ну а мы вряд ли согласимся с главой Pleiades Publishing Александром Шусторовичем о качественном превосходстве оригинальных англоязычных статей перед русскоязычными.

И последнее. В Акустическом журнале всегда старались обеспечить открытый доступ к научной литературе. В условиях рыночных отношений современный термин «Open Access» приобретает новые черты. Приведем выдержку из высказывания на эту тему главного редактора нашего лучшего физического журнала «Успехи физических наук» академика О.В. Руденко:

— ... Появление научной периодики в корне изменило ситуацию. Автор и читатель ранее действовали как альтруисты. Первый хотел бескорыстно ознакомить со своими результатами как можно большее число людей. Второй хотел получить как можно больше информации от первого.

Но между автором и читателем появился третий игрок, условно — издатель. Это коммерческая структура, цели которой принципиально противоречат альтруистическим интересам двух других игроков. Издателю нужны деньги для производства, и он брал их с подписчиков [продавал товар — Г. и Ш.]. Реже деньги давали бюджет или спонсоры. Формально издатель — физическое или юридическое лицо, несущее финансовые риски производства и распространения продукции и имеющий право на получение всех доходов.

До недавних времен такая ситуация всех устраивала. Но бизнес стремится к росту прибыли. Он видит, что в последнее время автор начал получать дополнительный доход (гонорар, надбавки, премии) за публикации, выигрыш грантов, карьерное продвижение и пр. Научное знание, результаты интеллектуальной деятельности превратились в товар [товар, получивший еще одно измерение], который продает издатель. От него зависит дополнительный доход, и поэтому автор должен с ним делиться.

Издатель придумал хитрую, но бессовестную схему: брать деньги и с автора, и с читателя. Поскольку оба заинтересованы в издании научных статей, пусть оба и платят.

Так появился «Open Access». Автору и читателю полезно, чтобы доступ был бесплатный, но приходится платить от 2000 до 3500 долларов (евро) за каждую статью (в Nature до 10000). У многих

российских ученых сегодня нет таких денег. Можно стараться выбить их из бюджета. Но это в принципе несправедливо. Можно найти деньгам лучшее применение в науке. Маловероятно, что система «Open Access» будет долго существовать и в других странах. [Конец цитаты]

На эту же тему и в том же ключе высказался директор БЕН РАН О.Н. Шорин, давший обзор текущего положения в опубликовании учеными своих достижений в открытом доступе [6]. Мы полностью с этим согласны и, как видите, доступ к нашему Архиву «Акустического журнала» продолжает оставаться бесплатным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Жаров А.В.* Архив «Акустического журнала» в Интернете (<http://akzh.ru/>) // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 2. С. 283–288.
2. *Горшков А.Б., Шамаев В.Г.* Система цикло-продолженного информационного обеспечения в области акустики // Акуст. журн. 2024. 70. № 2. С. 289–296.
3. *Шамаев В.Г., Горшков А.Б.* Процесс старения статей по акустике. Взгляд со стороны «Акустического журнала» // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 3. С. 342–348.
4. *Шусторович А.* «Экосистема журналов — продукт многолетней направленной эволюции», — глава Pleiades Publishing, 30 июня 2022 г.: https://new.ras.ru/activities/news/ekosistema-zhurnalov-produkt-mногоletney-napravlennoy-evolyutsii-glava-pleiades-publishing-aleksandr/?clear_cache=Y (дата обращения 09.08.2024).
5. *Алексей Хохлов:* «Проблема не решается громкими лозунгами и красноречивыми выступлениями», 22 июня 2022 г.: <https://new.ras.ru/activities/news/aleksey-khokhlov-problema-ne-reshaetsya-gromkimi-lozungami-i-krasnorechivymi-vystupleniyami/> (дата обращения 09.08.2024).
6. *Шорин О.Н.* Коммуникационные процессы в научной среде // НТИ Сер. 1. Орг. и методика информ. работы. 2024. № 1. С. 21–29.

New Features of the Acoustic Journal Archive Site

A. B. Gorshkov^a, V. G. Shamaev^{b,*}

^a *Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute, Moscow, Russia*

^b *Lomonosov Moscow State University, Physics Department, Leninskie Gory, GSP-1, Moscow, 119991 Russia*

* e-mail: shamaev08@gmail.com

The current state of the Acoustic Journal Archive is presented with a description of its English-language part. The prospects for the development of the Archive are discussed in connection with the discrepancy between the contents of the journal and its English-language version, “Acoustical Physics”. The “Open Access” trend in access to scientific literature, which has become widespread, is commented on.

Keywords: Russian-language scientific literature, electronic documents, databases, Internet resources, full-text archives of journals on the Internet, “Acoustic Journal”