



УДК 534.23

Е.Я. Бубнов, доцент, к.т.н., кафедра физики ФГБОУ ВО «ВГУВТ»,
603951, Нижний Новгород, Нестерова, 5

АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ВОЗДУШНОГО ВИНТА

Ключевые слова: анизотропная среда, движущийся винт, произвольная ориентация винта, диаграмма направленности

В докладе на примере движущегося воздушного винта исследуется проблема акустического излучения распределенного источника в анизотропной среде. Получено выражение для расчета амплитуды акустического давления в случае движения лопастей по образующей конусной поверхности и произвольной ориентации конуса относительно вектора скорости. Выполнено математическое моделирование угловых характеристик акустического излучения для первой гармоники давления и проведено обсуждение влияния физических параметров анизотропии среды на характер излучения.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

В работе [1] проведено исследование звука вращения неподвижного воздушного винта, лопасти которого вращаются по образующей конусной поверхности. Настоящий доклад представляет развитие предыдущей работы, где учитывается поступательное движение такого источника со скоростью v в горизонтальном направлении.

Движение акустических источников приводит к особенностям в их излучении. Как показано в работе [2] среда распространения становится анизотропной, в которой фазовая скорость волны зависит от направления излучения.

$$v_{\phi} = c + v \cos \varphi$$

или, проецируя это уравнение на направление движения

$$v_{\phi} = c \cos \varphi + v,$$

где c – скорость звука, v – скорость движения акустического источника, φ – угол между этими векторами.

Для движущихся точечных акустических источников действие анизотропной среды сводится к появлению в решении амплитудного множителя вида $\frac{1}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}}$, влиянием

которого при малых числах Маха можно пренебречь [3]. Автором были проведены исследования по излучению звука движущимися линейными антеннами, состоящими из дискретных диполей и квадрупольей [4-9]. Получено, что движение распределенных источников приводит к принципиальным изменениям в излучении. В частности, за счет появлений дополнительных фазовых набегов между акустическими волнами и аналогичных амплитудных распределений, вызванных анизотропным характером среды, существенно трансформируются акустические характеристики поля.

В настоящем докладе исследуется излучение круговой (кольцевой) антенны, состоящей из дискретных противофазных излучателей, для которой важно было выяснить,

сохранятся отмеченные особенности в излучении, и в каком виде они проявятся. Результаты этих исследований можно применить для интерпретации шума винтов.

Пусть начало декартовой системы координат x, y, z связано с центром винта, а направление положительной оси x совпадает с направлением поступательного движения винта. Кроме угла γ конусности винта введем еще один параметр: угол δ между осью вращения винта и вертикальной осью z , который назовем углом установки оси вращения (рис. 1). При $\delta = \pi/2$ и $\gamma = 0$ получается конфигурация близкая к самолетному винту, а при $\delta = 0$ и $\gamma = 0$ получается конфигурация неподвижного вертолетного винта рассмотренного в работе [1].

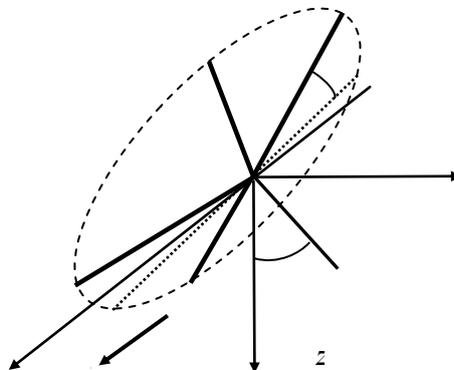


Рис. 1. Расположение движущегося винта в декартовой системе координат.

Для описания точек конической поверхности, по которой движутся лопасти винта, введем координаты R, γ, θ , где угол θ отсчитывается от линии пересечения плоскости (y, z) с конусной поверхностью до продольной оси лопасти. В качестве источника акустического излучения рассматривается стационарная и распределенная по лопасти подъемная сила, которую можно разложить на силу тяги $d\mathbf{T}(R)$ и силу сопротивления $d\mathbf{Q}(R)/R$, где $d\mathbf{Q}(R)$ – вращающий момент R – плечо силы сопротивления. Решение задачи проводится по методам, описанным в работах [10-11]. Давление в произвольной точке x, y, z , создаваемое движущейся со скоростью v точечной гармонической силой (F_{xm}, F_{ym}, F_{zm}) в связанной с наблюдателем системе координат определяется по формуле [9]

$$p = -\frac{1}{4\pi} \left(F_{xm} \frac{d}{dx} + \tau_{ym} \frac{d}{dy} + \tau_{zm} \frac{d}{dz} \right) \frac{e^{-i k_m \sigma}}{S}, \quad (1)$$

где

$$k_m = \frac{n\omega}{c}, \quad S = \sqrt{(x - x_1)^2 + [(y - y_1)^2 + (z - z_1)^2]}, \quad \sigma = \frac{M(x - x_1) + \delta}{\beta}, \quad \beta = \sqrt{1 - M^2}, \quad M = \frac{v}{c}, \quad \omega$$

– угловая скорость вращения лопастей, v – скорость движения акустического источника.

Из-за периодического вращения лопастей элементарную силовую нагрузку, действующую на площадку $RdRd\theta\cos\gamma$ конусной поверхности можно разложить в ряд Фурье. Проекции элементарных гармонических сил тяги и сопротивления, формируемых на элементарной площадке лопасти можно представить согласно [11] в виде:

$$\begin{aligned}
 dF_{x_m} &= \frac{1}{\pi} \frac{dT}{lR} \sin \gamma \sin \theta \cos \delta \cdot \frac{1}{\pi} \frac{dT}{lR} \cos \gamma \sin \delta \cdot \frac{1}{\pi} \frac{dQ}{dR} \cos \theta \cos \delta \cdot lR d\theta \cos \gamma e^{-i(\omega - m\theta)} \\
 dF_{y_m} &= \frac{1}{\pi} \frac{dT}{lR} \sin \gamma \cos \theta \cdot \frac{1}{\pi} \frac{dQ}{dR} \sin \theta \cdot lR d\theta \cos \gamma e^{-i(\omega - m\theta)} \\
 dF_{z_m} &= \frac{1}{\pi} \frac{dT}{lR} \sin \gamma \sin \theta \sin \delta \cdot \frac{1}{\pi} \frac{dT}{lR} \cos \gamma \cos \delta \cdot \frac{1}{\pi} \frac{dQ}{dR} \cos \theta \sin \delta \cdot lR d\theta \cos \gamma e^{-i(\omega - m\theta)}
 \end{aligned} \quad (2)$$

где n – число лопастей винта, m – номер гармоники.

Амплитуды гармоник сил тяги и сопротивления не зависят от их номера, что связано с предположением о значительной величине скважности импульсов подъемной силы.

Связь декартовых координат точки приложения сил с переменными R, θ, γ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 x_1 &= R \cos \gamma \sin \theta \cos \delta \cdot R \sin \gamma \sin \delta \\
 y_1 &= R \cos \gamma \cos \theta \\
 z_1 &= R \cos \gamma \sin \theta \sin \delta \cdot R \sin \gamma \cos \delta
 \end{aligned} \quad (3)$$

Вычисление акустического поля выполним в дальней зоне ($r \gg R_{\text{вдв}}^2 / \lambda$) в плоскости x, z , которая является плоскостью симметрии такого винта.

С учетом соотношений (2), (3) поле давления можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 dP_m &= - \frac{e^{i\omega_m t} \cos \gamma}{4\pi} \left[\left(\frac{dT}{dR} \sin \gamma \sin \theta \cos \delta \cdot \frac{dT}{dR} \cos \gamma \sin \delta \cdot \frac{1}{R} \frac{dQ}{dR} \cos \theta \cos \delta \frac{d}{dx} + \right. \right. \\
 &+ \left. \frac{dT}{dR} \sin \gamma \cos \theta \cdot \frac{1}{R} \frac{dQ}{dR} \sin \theta \frac{d}{dy} + \frac{dT}{dR} \sin \gamma \sin \theta \sin \delta \cdot \frac{dT}{dR} \cos \gamma \cos \delta \cdot \frac{1}{R} \frac{dQ}{dR} \cos \theta \sin \delta \right) \times, \\
 &\times \frac{e^{-i k_m \sigma - m\theta}}{S} dR d\theta
 \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned}
 S &= i - \frac{R \cos \gamma \sin \theta}{r_1} (x \cos \delta \cdot i + z \sin \delta) - \frac{R \sin \gamma}{r_1} (x \sin \delta \cdot i + z \cos \delta) \\
 \sigma &= \frac{1}{\beta} M (x - R \cos \gamma \sin \theta \cos \delta - R \sin \gamma \sin \delta) + \frac{r_1}{\beta} - \frac{R \cos \gamma \sin \theta}{\beta r_1} (x \cos \delta \cdot i + z \sin \delta) - \\
 &- \frac{R \sin \gamma}{\beta r_1} (x \sin \delta \cdot i + z \cos \delta) \\
 r_1 &= \sqrt{x^2 + i z^2}
 \end{aligned} \quad (5)$$

Проводя дифференцирование соотношения (4) по переменным x, y, z , и предполагая, что аэродинамические нагрузки сосредоточены на кольце радиуса R_c , после проведения интегрирования по образующей конуса получаем следующее аналитическое выражение для амплитуды m -гармоники давления:

$$\begin{aligned}
P_m = & \frac{m\omega}{2\pi c r_0 \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \left| T^2 \sin^2 \gamma \frac{1}{\beta} \left(M + \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \cos \delta + \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \sin \delta \right|^2 \times \\
& \times I_{mn}^{1/2} \left[\frac{m\omega R_c \cos \gamma}{c\beta} \left(M \cos \delta + \frac{\cos \varphi \cos \delta + \sin \varphi \sin \delta}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right] + \frac{1}{\beta} \left(M + \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \times \\
& \times \frac{Q\beta n c c \cos \delta}{\omega R_c^2 \cos \gamma M \cos \delta + \frac{\cos \varphi \cos \delta + \sin \varphi \sin \delta}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}}} - T \cos \gamma \sin \delta + \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \times \quad (6) \\
& \times \frac{Q\beta n c \sin \delta}{\omega R_c^2 \cos \gamma M \cos \delta + \frac{\cos \varphi \cos \delta + \sin \varphi \sin \delta}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}}} + T \cos \gamma \cos \delta \times \\
& \times I_{mn}^2 \left[\frac{m\omega R_c \cos \gamma}{c\beta} \left(M \cos \delta + \frac{\cos \varphi \cos \delta + \sin \varphi \sin \delta}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right]^2
\end{aligned}$$

где I_{mn} и I'_{mn} - соответственно, функция Бесселя первого рода m n порядка и его первая производная. В выражении (6) проведена замена декартовых координат x, z точки наблюдения на полярные координаты $x = r_0 \cos \varphi$, $z = r_0 \sin \varphi$, где $r_0 = \sqrt{x^2 + z^2}$ - расстояние от оси винта до точки наблюдения, φ - полярный угол, отсчитываемый от положительного направления оси x в вертикальной плоскости.

Уравнение (6) позволяет провести математическое моделирование характеристик акустического излучения.

Рассмотрим влияние ориентации движущегося источника на характеристики акустического излучения. Для прозрачности результатов расчетов запишем выражение (6) для двух частных случаев:

1. $\delta = 0, \gamma = 0$, что соответствует ориентации движущегося вертолетного винта;
2. $\delta = \pi/2, \gamma = 0$, что отвечает расположению движущегося самолетного винта.

$$P_m^{\text{верт}} = \frac{m\omega}{2\pi c r_0 \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \left| \frac{T \sin \varphi}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} + \frac{Qnc}{\omega R_c^2} \left| I_{mn} \left[\frac{m\omega R_c}{c\beta} \left(M + \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right] \right| \right| \quad (7)$$

$$P_m^{\text{сам}} = \frac{m\omega}{2\pi c r_0 \sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \left| \left[-\frac{T}{\beta} \left(M + \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \right) + \frac{Qnc}{\omega R_c^2} \right] I_{mn} \left(\frac{m\omega R_c \sin \varphi}{c\sqrt{1-M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right| \quad (8)$$

Заметим, что формула (8) совпадает с выражением (34) работы [11].

На рис. 3 *a, b, c* приведены нормированные диаграммы направленности амплитуды давления, рассчитанных по формуле (7), когда плоскость кольцевого источника ориентирована в направлении движения (вертолетный винт), при трех значениях числа Маха. Кривая *c* рассчитана по общей формуле (6).

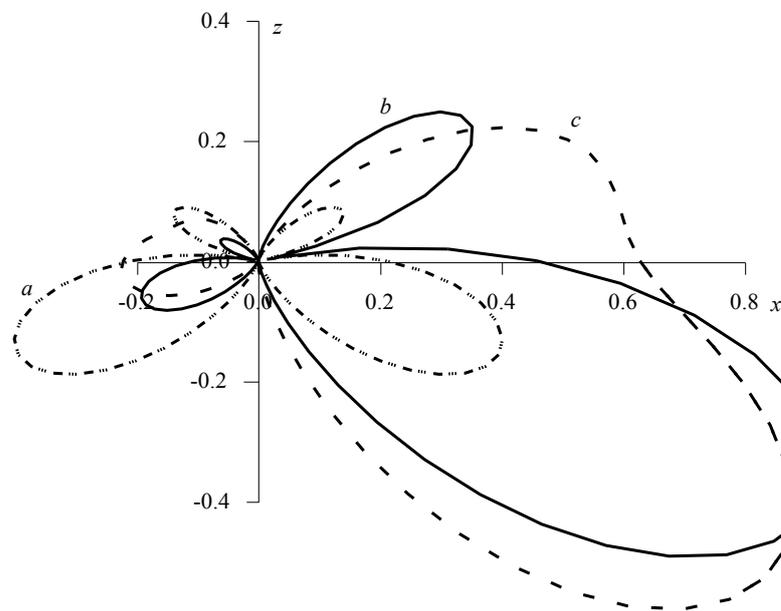


Рис. 3. Диаграммы направленности амплитуды давления движущегося вертолетного винта. Кривая $a - \gamma = 0, \delta = 0, M = 0$; кривая $b - \gamma = 0, \delta = 0, M = 0.16$; кривая $c - \gamma = 10^0, \delta = 10^0, M = 0.16$.

Анализ кривых показывает, что наблюдается существенная деформация диаграммы направленности амплитуды давления в зависимости от скорости движения.

Физическая интерпретация этого явления заключается в следующем. Как следует из уравнения (7), когда плоскость кольца ориентирована по направлению движения, в аргументе функции Бесселя кроме фазы, обусловленной размером источника

$$\frac{m \omega_1 R_c}{c \beta^2} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}},$$

появляются дополнительная фаза $\frac{m \omega_1 R_c M}{c \beta^2}$, вызванная

анизотропным характером среды. Эти фазы суммируются друг с другом, если наблюдатель находится в передней полусфере и вычитаются при наблюдении для задней полусферы. Учитывая нелинейный и монотонно нарастающий характер изменения функции Бесселя для имеющегося диапазона изменения фаз, алгебраическое суммирование фаз и обуславливает наблюдающее в расчетных кривых b, c рис. 3 несимметричный относительно плоскости yz вид диаграммы направленности. В направлении движения формируется максимум диаграммы излучения и соответственно минимум излучения имеет место в противоположном направлении. Такое положение будет иметь место только для случая противофазных источников, из которых состоит в нашем случае кольцевая антенна.

Для второго случая, когда плоскость кольцевого источника ориентирована перпендикулярно направлению движения (формула (8), самолетный винт), на рис. 4 a, b представлены нормированные диаграммы направленности амплитуды давления при двух значениях скорости движения.

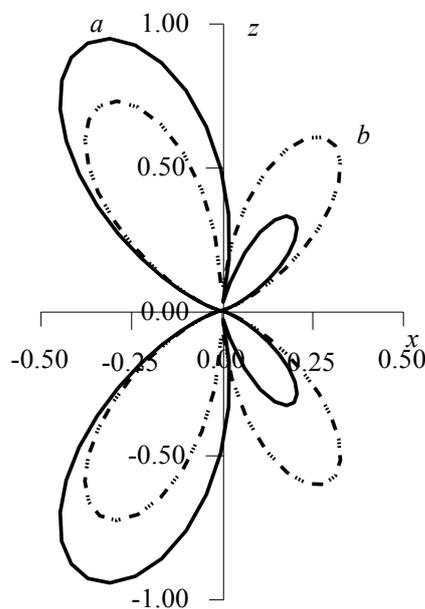


Рис. 4. Диаграммы направленности амплитуды давления движущегося самолетного винта. Кривая $a - \gamma = 0, \delta = \pi/2, M = 0$; кривая $b - \gamma = 0, \delta = \pi/2, M = 0.16$.

На графике наблюдается существенное перераспределение амплитуд в основных и дополнительных лепестках диаграммы направленности. Согласно соотношению (8), дополнительные фазовые набеги в функции Бесселя не возникают, но при силе тяги T , направление которой параллельно вектору скорости, появляется амплитудный

анизотропный множитель вида $(M + \frac{\cos\varphi}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}})$, вызывающий наблюдаемое

перераспределение амплитуд давления. В работе [8] показано, что в результате предельного перехода от движущегося распределенного диполя к движущемуся точечному диполю дополнительно возникающие фазовые набеги трансформируются в приведенный выше анизотропный множитель. В направлении, перпендикулярном вектору скорости движения, куда действует сила сопротивления Q/R_c , фазовая скорость акустических волн равна скорости звука, следовательно, анизотропное действие среды отсутствует.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поступательное движение винта, эквивалентное появлению анизотропной среды, приводит к существенной зависимости акустических параметров от его ориентации, которая физически объясняется возникновением дополнительных фазовых и амплитудных соотношений между элементарными источниками. Такой характер зависимости будет иметь место для любых видов движущихся протяженных антенн.

Список литературы:

- [1]. Бубнов Е.Я. Звук вращения воздушного винта при движении лопастей по конусной поверхности // Труды 18 Международного научно-промышленного форума «Великие реки-2016». Н.Новгород: изд-во ФГБОУ ВО «ВГУВТ» вып. 5, 2016.
- [2]. Андреев Н.Н., Русаков И.Г. Акустика движущейся среды. Гостехтеориздат. Л.–М., 1934.
- [3]. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. Наука. М., 1981.

- [4]. Бубнов Е.Я. Акустическое излучение дискретных источников в анизотропной среде // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Сер. Радиофизика. 2010. Вып. 9 (45). С. 23–26
- [5]. Бубнов Е.Я. Акустическое излучение движущихся синфазных и противофазных диполей // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, сер. Радиофизика. 2011. Вып. 6 (1). С. 99–103
- [6]. Бубнов Е.Я. Акустическое излучение движущейся линейной антенной продольных распределенных квадруполь // Вестн. Нижегород. ун-та им. Н.И. Лобачевского. сер. Радиофизика. 2012. Вып. 2 (1). С. 51 - 54.
- [7]. Бубнов Е.Я. Акустическое излучение движущихся диполей и продольных квадруполь, образованных из дискретных противофазных монополей // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. №3 2013. С. 34 - 39
- [8]. Бубнов Е.Я. Акустическое поле движущейся линейной антенны распределенных поперечных квадруполь со случайным расположением излучателей // Вестник Московского университета. серия 3. Физика. Астрономия. 2014 № 5 с. 17-21
- [9]. Bubnov E.Ja. Acoustic irradiation of a moving uniform linear array with a transverse distribution of quadrupoles from an arbitrary disposition of radiators // Moscow University Physics Bulletin, 2014, vol. 69, no. 5, pp. 379–383.
- [10]. Гутин, Л.Я. О звуковом поле вращающегося воздушного винта / Л.Я. Гутин // ЖТФ. – 1936. - Т. 6, вып. 5. - С. 899–909.
- [11]. Garrik, S.E., Watkins C.E. A theoretical study of the effect of forward speed on the free space sound pressure field around propellers . NASA report. – 1954. – 1198. -16 p.

UDC 534.23

ACOUSTIC RADIATION OF A MOVING PROPELLER
Bubnov Eugeny Yakovlevich

KEY WORDS: Anisotropic medium, the arbitrary orientation of a moving propeller, direction diagram

The problem of acoustic radiation of a distributed source in an anisotropic medium on the example a moving propeller is investigated. The expression for calculation of the amplitude of acoustic pressure in case of movement of the blades forming the conical surface and the arbitrary orientation of the cone relative to the velocity is obtained. Mathematical simulation of angular characteristics of the acoustic radiation of the first harmonic pressure is conducted, and the influence of physical parameters of the anisotropic medium on the nature of radiation are discussed