АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 4

УДК 534.213

© 1992 г. С.Д. Воробьев, В.И. Сизов

ВЕКТОРНО-ФАЗОВАЯ СТРУКТУРА И ВЕКТОРНО-ФАЗОВЫЙ МЕТОД ОПИСАНИЯ И АНАЛИЗА СЛУЧАЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Рассматриваются вопросы совместного статистического описания скалярных (давление, потенциальная и кинетическая энергия) и векторных (колебательная скорость частиц среды, поток мощности) акустических величин в случайных гауссовских полях. Представлены пространственные и пространственно-временные соотношения для случаев возбуждения звукового поля источниками соответственно гармонического и узкополосного сигналов.

В последнее время в ряде отечественных научных публикаций, затрагивающих вопросы измерений скалярных и векторных акустических величин, получили распространение не вполне четко определенные термины типа: "векторно-фазовая структура", "векторно-фазовый метод" и т.д. (см. [1] и библиографию там). В других же работах, включая зарубежные, такая терминология не используется. Настоящая статья обзорно-обобщающего характера посвящена преодолению этих крайностей: корректному формальному определению упомянутых понятий и наполнению их конкретным смыслом; последнее в значительной мере основывается на содержании работы [2].

Известно, что акустическое давление $P(r, t)$ и колебательная скорость $V(r, t)$ частиц среды плотности ρ, связанные линеаризованным уравнением Эйлера $\operatorname{grad} P = -\rho \dfrac{\partial V}{\partial t}$, при безвихревых движениях могут быть выражены через потенциал скорости $\Phi(r, t)$:

$$P = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \qquad V = \operatorname{grad} \Phi. \tag{1}$$

Будем рассматривать пару (P, V) как единое двумерное скалярно-векторное поле (четырехмерное при координатном представлении вектора V). Для сравнения компонент поля между собой требуется процедура калибровки, приводящая их к единой размерности. Выбор калибровочного поля достаточно произволен, но удобнее всего поле плоской бегущей волны, в котором $P = \rho c V$ (c – скорость звука). Тогда учетом размерного коэффициента ρc в нормализованном виде $\rho c = 1$ выходные эффекты приемников давления и компоненты колебательной скорости, параллельной направлению распространения волны, могут быть сделаны полностью совпадающими в любой точке поля. В частности, в гармоническом поле они будут равны по амплитуде и фазе. Если откалиброванный комбинированный приемник (КП) поместить в любое другое гармоническое поле, то может обнаружиться несовпадение амплитуд и фаз между компонентами и изменение амплитудно-фазовых соотношений от точки к точке. Их совокупность и представляет собой векторно-фазовую структуру поля, характеризующую его отличие от поля плоской бегущей волны.

Для детерминированных источников и условий распространения звука векторно-фазовая структура (ВФС) также является детерминированной. Однако уже случайные граничные условия требуют ее вероятностного описания даже для гармонического поля; амплитудно-фазовые соотношения при этом заменяются соответствующими многомерными плотностями вероятности, детерминированными же остаются лишь зависимости между числовыми характеристиками случайных компонент поля.

Рассмотрим область пространства, на границе которой распределены элементарные независимые рассеиватели. Пусть внутри нее имеется излучатель гармонического сигнала круговой частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$, тогда $\Phi(r, t) = \Phi(r) \exp(j\omega_0 t)$. Выберем подобласть, где сформировавшееся в результате многократного рассеяния поле представимо такой суперпозицией волн, что комплексная амплитуда потенциала $\Phi(r)$ будет гауссовой случайной функцией, причем размеры подобласти обеспечивают достаточно большой ансамбль независимых пространственных отсчетов поля. Тогда в силу (1) и давление P, и координатные проекции $V_\alpha (\alpha = x, y, z)$ вектора V также будут гармоническими функциями времени, а их комплексные амплитуды $P = P_r + jP_i$, $V_\alpha = V_{\alpha r} + jV_{\alpha i}$ – случайными центрированными функциями r, для которых с учетом калибровки справедливо:

$$V_\alpha = -\frac{1}{jk_0} \frac{\partial P}{\partial \alpha}, \text{ т.е. } V_{\alpha r} = -\frac{1}{k_0} \frac{\partial P_i}{\partial \alpha}, \quad V_{\alpha i} = \frac{1}{k_0} \frac{\partial P_r}{\partial \alpha}, \tag{2}$$

где $k_0 = \dfrac{\omega_0}{c} = \dfrac{2\pi}{\lambda_0}$ – волновое число, λ_0 – длина волны. Статистические моменты второго порядка этих функций связаны тождествами:

$$\langle P_r^2 \rangle = \langle P_i^2 \rangle, \quad \langle V_{\alpha r}^2 \rangle = \langle V_{\alpha i}^2 \rangle,$$

$$\langle P_r V_{\alpha r} \rangle = \langle P_i V_{\alpha i} \rangle, \quad \langle V_{\alpha r} V_{\beta r} \rangle = \langle V_{\alpha i} V_{\beta i} \rangle,$$

$$\langle P_r P_i \rangle = \langle V_{\alpha r} V_{\alpha i} \rangle = \langle P_r V_{\alpha i} \rangle = \langle P_i V_{\alpha r} \rangle = 0;$$

здесь и далее $\langle \cdot \rangle$ – символ усреднения по ансамблю.

Пусть $\langle PP^* \rangle = \langle P_r^2 \rangle + \langle P_i^2 \rangle = 2\sigma_p^2$, тогда потенциальная энергия поля, равная $W_\text{п} = PP^* \geqslant 0$, описывается экспоненциальной плотностью вероятности $w_1(W_\text{п}) = \dfrac{1}{2\sigma_p^2} \exp\left(-\dfrac{W_\text{п}}{2\sigma_p^2}\right)$ и

$$\langle W_\text{п} \rangle = 2\sigma_p^2, \quad \langle W_\text{п}^2 \rangle - \langle W_\text{п} \rangle^2 = 4\sigma_p^4$$

Аналогичны и соотношения для каждой координатной составляющей кинетической энергии $W_{\text{к}\alpha} = V_\alpha V_\alpha^* \geqslant 0$: если

$$\langle V_\alpha V_\alpha^* \rangle = \langle V_{\alpha r}^2 \rangle + \langle V_{\alpha i}^2 \rangle = 2\sigma_\alpha^2, \quad \text{то}$$

$$w_1(W_{\text{к}\alpha}) = \frac{1}{2\sigma_\alpha^2} \exp\left(-\frac{W_{\text{к}\alpha}}{2\sigma_\alpha^2}\right), \quad \langle W_{\text{к}\alpha} \rangle = 2\sigma_\alpha^2,$$

$$\langle W_{\text{к}\alpha}^2 \rangle - \langle W_{\text{к}\alpha} \rangle^2 = 4\sigma_\alpha^4$$

(сжимаемость и плотность среды считаются нормализованными).

Третья энергетическая характеристика поля – вектор плотности потока акустической мощности $I = \dfrac{1}{2}(PV^* + P^*V)$. Чтобы найти статистические характеристики его координатной составляющей $I_\alpha = \dfrac{1}{2}(PV_\alpha^* + P^*V_\alpha) = P_r V_{\alpha r} + P_i V_{\alpha i}$, необходимо использовать совместную четырехмерную гауссовскую плотность вероятности случайных величин P_r, $V_{\alpha r}$, P_i, $V_{\alpha i}$:

$$w_4(P_r, V_{\alpha r}, P_i, V_{\alpha i}) = \frac{1}{4\pi^2 \sigma} \exp\left\{ -\frac{1}{2\sigma} [\sigma_p^2 (P_r^2 + P_i^2) + \right.$$

$$\left. + \sigma_\alpha^2 (V_{\alpha r}^2 + V_{\alpha i}^2) + 2\sigma_{p\alpha}^2 (P_r V_{\alpha r} + P_i V_{\alpha i})] \right\}, \tag{3}$$

где $\sigma_{p\alpha}^2 = \langle P_r V_{\alpha r} \rangle = \langle P_i V_{\alpha i} \rangle$, $\sigma = | \sigma_p^2 \sigma_\alpha^2 - \sigma_{p\alpha}^4 |$.

Видно, что она полностью определяется выборочными значениями энергетических случайных величин $W_{\text{п}}$, $W_{\text{к}\,\alpha}$, I_α. Из (3) можно найти и одномерную плотность вероятности I_α:

$$w_1(I_\alpha) = \frac{1}{2\sigma_p\sigma_\alpha}\exp\left(-\frac{\sigma_p\sigma_\alpha\,|I_\alpha| + \sigma_{p\alpha}^2\cdot I_\alpha}{\sigma}\right),$$

представляющую собой асимметричное распределение Лапласа, откуда

$$\langle I_\alpha\rangle = 2\sigma_{p\alpha}^2,\quad \langle I_\alpha^2\rangle - \langle I_\alpha\rangle^2 = 2(\sigma_p^2\sigma_\alpha^2 + \sigma_{p\alpha}^4).$$

Соотношение между параметрами σ_p^2, σ_α^2, $\sigma_{p\alpha}^2$, как и вообще статистически полное описание рассматриваемого скалярно-векторного поля комплексных амплитуд $(P,\ V)$, задается пространственной корреляционной функцией (ПКФ) поля давления

$$R_p(r_1, r_2) = \langle P(r_1)P^*(r_2)\rangle = \langle P(r_1, t)P^*(r_2, t)\rangle,$$

которая определяет и другие корреляционные связи компонент поля с учетом соотношений (2):

$$R_{p\alpha}(r_1, r_2) = \langle P(r_1)\,V_\alpha^*(r_2)\rangle = -\frac{j}{k_0}\frac{\partial R_p}{\partial\alpha_2},$$

$$R_{\alpha p}(r_1, r_2) = \langle V_\alpha(r_1)P^*(r_2)\rangle = \frac{j}{k_0}\frac{\partial R_p}{\partial\alpha_1},$$

$$R_{\alpha\beta}(r_1, r_2) = \langle V_\alpha(r_1)\,V_\beta^*(r_2)\rangle = \frac{1}{k_0^2}\frac{\partial^2 R_p}{\partial\alpha_1\,\partial\beta_2}.$$

Характерно, что если R_p является действительной функцией, то $R_{\alpha\beta}$ также будут чисто действительными, а $R_{p\alpha}$, $R_{\alpha p}$ – чисто мнимыми функциями.

Рассмотрим важный частный случай изотропного поля давления, ПКФ которого зависит только от величины пространственного сдвига $\Delta r = |r_2 - r_1| = (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2)^{1/2}$, где $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$:

$$R_{p\alpha}(\Delta r, \Delta\alpha) = R_{\alpha p}(\Delta r, \Delta\alpha) = -\frac{j}{k_0}\frac{\partial R_p(\Delta r)}{\partial\Delta r}\cdot\frac{\Delta\alpha}{\Delta r},$$

$$R_{\alpha\beta}(\Delta r, \Delta\alpha, \Delta\beta) = \frac{1}{k_0^2}\left(\frac{1}{\Delta r}\frac{\partial R_p}{\partial\Delta r} - \frac{\partial^2 R_p}{\partial\Delta r^2}\right)\cdot\frac{\Delta\alpha\Delta\beta}{\Delta r^2},$$

$$R_{\alpha\alpha}(\Delta r, \Delta\alpha) = \frac{1}{k_0^2}\left[\left(\frac{\Delta\alpha^2}{\Delta r^3} - \frac{1}{\Delta r}\right)\frac{\partial R_p}{\partial\Delta r} - \frac{\Delta\alpha^2}{\Delta r^2}\frac{\partial^2 R_p}{\partial\Delta r^2}\right].$$

Видно, что эти корреляционные связи уже не являются изотропными.

Можно показать [3], что для монохроматического изотропного поля давления ПКФ принимает единственно возможный чисто действительный вид:

$$R_p(\Delta r) = 2\sigma_p^2\cdot\frac{\sin k_0\Delta r}{k_0\Delta r}, \tag{4}$$

откуда следует:

$$R_{p\alpha} = R_{\alpha p} = j\cdot 2\sigma_p^2\cdot\frac{\Delta\alpha}{k_0^2\Delta r}\frac{\sin k_0\Delta r - k_0\Delta r\cdot\cos k_0\Delta r}{\Delta r^2},$$

$$R_{\alpha\beta} = 2\sigma_p^2\cdot\frac{\Delta\alpha\Delta\beta}{k_0^3\Delta r^5}\cdot[3k_0\Delta r\cos k_0\Delta r + (k_0^2\Delta r^2 - 3)\sin k_0\Delta r],$$

$$R_{\alpha\alpha} = 2\sigma_p^2\,\frac{(\Delta r^2 - 3\Delta\alpha^2 + k_0^2\Delta\alpha^2\Delta r^2)\sin k_0\Delta r + (3k_0\Delta\alpha^2\Delta r - k_0\Delta r^3)\cos k_0\Delta r}{k_0^3\Delta r^5}.$$

Таким образом, при изотропности поля давления корреляция между P и V_α заведомо отсутствует при расположении обеих точек наблюдения в любой плоскости вида $\alpha = \text{const}^*$ (перпендикулярной координатной оси α), а V_α и V_β – в любой плоскости вида $\alpha = \text{const}$ или $\beta = \text{const}$, т.е. необходимым условием ненулевой корреляции является разнесение точек наблюдения по соответствующим осям координат.

Особый интерес представляет автокорреляция компоненты вектора колебательной скорости V_α при разнесении точек наблюдения вдоль $(\Delta r = |\Delta\alpha|)$ и поперек $(\Delta\alpha = 0)$ соответствующей оси α:

$$R_{\alpha\alpha}(\Delta\alpha) = 2\sigma_p^2 \frac{(k_0^2\,\Delta\alpha^2 - 2)\sin k_0\,\Delta\alpha - 2k_0\,\Delta\alpha\cos k_0\,\Delta\alpha}{k_0^3\,\Delta\alpha^3},$$

$$R_{\alpha\alpha}(\Delta r)\,|_{\Delta\alpha = 0} = 2\sigma_p^2 \frac{\sin k_0\,\Delta r - k_0\,\Delta r\cos k_0\,\Delta r}{k_0^3\,\Delta r^3}.$$

Аналогичные соотношения совершенно другим образом получены в [4].

В обоих этих случаях $R_{\alpha\alpha}(0) = 2\sigma_\alpha^2 = \dfrac{1}{3}\,2\sigma_p^2$, т.е. $\sigma_\alpha^2 = \sigma_p^2/3$. Кроме того, при изотропном поле давления $R_{p\alpha}(0) = 0$ и $\sigma_{p\alpha} = 0$, следовательно, составляющие плотности потока мощности подчиняются симметричному распределению Лапласа:

$$w_1(I_\alpha) = \frac{1}{2\sigma_p\sigma_\alpha}\exp\left(-\frac{|I_\alpha|}{2\sigma_p\sigma_\alpha}\right), \quad \langle I_\alpha\rangle = 0, \ \langle I_\alpha^2\rangle - \langle I_\alpha\rangle^2 = \frac{2\sigma_p^4}{3},$$

абсолютные же их величины распределены по экспоненциальным законам: $w_1(|I_\alpha|) = \dfrac{1}{\sigma_p\sigma_\alpha}\exp\left(-\dfrac{|I_\alpha|}{\sigma_p\sigma_\alpha}\right)$. Напомним, что полученные соотношения относятся к аналитическим сигналам, энергетические характеристики которых вдвое больше, чем у реально измеряемых.

Составляющая потока мощности I_α рассматриваемого поля является суммой двух независимых слагаемых (сомножители каждого из них независимы от сомножителей другого). Функция ее пространственной корреляции представима в виде $R_{I_\alpha} = \dfrac{1}{2}R_p R_\alpha$, причем наименьший интервал корреляции I_α наблюдается в плоскости, перпендикулярной соответствующей координатной оси α, и равен примерно $0{,}2\,\lambda_0$. Ясно, что размер КП, предназначенного для измерения потока мощности, должен быть существенно меньше этой величины.

Как указывалось выше, ВФС рассматриваемого поля определяется ПКФ поля давления. В связи с этим встает вопрос о выборе наиболее удобного способа как экспериментального, так и модельного ее определения. Во-первых, можно задавать непосредственно ПКФ; она легко измерима в эксперименте, однако не всегда очевидным образом связана с физическими условиями формирования поля. Во-вторых, исходной информацией может служить связанный с ПКФ преобразованием Фурье пространственный спектр [5] поля. В случае же применимости лучевых представлений пространственные свойства поля целесообразно задавать с помощью углового спектра (УС) мощности $S(\vartheta, \varphi)$, допускающего и прямое экспериментальное определение, и наглядную связь с порождающими поле физическими причинами; ПКФ выражается через УС следующим образом:

$$R_p(\Delta r) = \int_{-\pi}^{\pi}\int_{0}^{\pi} S(\vartheta, \varphi)\exp(jk_0\,\Delta r)\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi,$$

где $k_0 = (k_{0x}, k_{0y}, k_{0z}) = (k_0\sin\vartheta\cos\varphi,\ k_0\sin\vartheta\sin\varphi,\ k_0\cos\vartheta)$ – волновой вектор, соответствующий направлению, задаваемому углами ϑ и φ сферической системы координат.

При нормировке УС $\int\limits_{-\pi}^{\pi}\int\limits_{0}^{\pi} S(\vartheta,\varphi)\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi = 1$ имеем $R_p(\Delta r) = \rho_p(\Delta r)$ – коэффициент пространственной корреляции (нормированная КПФ) поля.

Возможности такого подхода иллюстрируются двумя простыми частными примерами:

1. Изотропное поле: $S(\vartheta,\varphi) = 1/4\pi$ для всех ϑ, φ.

Это приводит к аналогичным (4) и т.д. выражениям, однако здесь полезно следующее замечание. Одномерный пространственный спектр [3] изотропного поля также постоянен в интервале волновых чисел от 0 до k_0, поэтому иногда допускается неправомерное смешение этих понятий. Однако в общем случае неизотропного или даже изотропного, но не монохроматического поля, формы пространственного и углового спектров могут существенно отличаться.

2. Поле, формирующееся равномерным излучением из симметричного конуса с осью Z и углом раскрыва 2θ. Тогда корреляция давления вдоль оси Z определяется выражением

$$\rho_p(\Delta z) = \frac{1}{1-\cos\theta}\left[\frac{\sin k_0\Delta z - \sin(k_0\Delta z\cos\theta)}{k_0\Delta z} + j\frac{\cos(k_0\Delta z\cos\theta) - \cos k_0\Delta z}{k_0\Delta z}\right],$$

откуда $\sigma_z^2/\sigma_p^2 = \frac{1}{3}(\cos^2\theta + \cos\theta + 1)$; при $\theta = \pi/2$ (равномерное излучение из полупространства $z > 0$) $\sigma_z^2/\sigma_p^2 = \frac{1}{3}$; при $\theta \to 0$ $\sigma_z^2/\sigma_p^2 \to 1$, что соответствует калибровке по плоской бегущей волне. Кроме того, $\rho_{pz}(0) = \frac{1}{2}(1+\cos\theta)$, т.е. при $\theta \to 0$ $\rho_{pz}(0) \to \to 1$, чего и следовало ожидать. Нормированное значение взаимной дисперсии $\sigma_{pz}^2 = -1$, откуда $\langle I_z \rangle = -2$.

До сих пор речь шла о гармоническом поле и его пространственной корреляции. Любая составляющая этого поля в любой его точке как временной процесс есть комплексная синусоида с постоянными амплитудой и фазой. Последние можно рассматривать как случайные величины, распределенные по ансамблю точек. Но если источник, порождающий поле, возбуждается случайным процессом, ВФС станет более сложной, поскольку будет определяться уже пространственно-временной корреляционной функцией (ПВКФ). Вместе с тем для ее описания желательно сохранить тот же подход, что и для гармонического поля.

Для этого целесообразно ввести в рассмотрение квазиплоские и квазимонохроматические элементарные волны, суперпозиция которых по-прежнему образует результирующее поле. Пусть источник возбуждается случайным гауссовским узкополосным процессом с коэффициентом корреляции $\rho(\tau) = \rho_0(\Delta\omega_0\tau)\exp(-j\omega_0\tau)$, $\Delta\omega_0 \ll \omega_0$. Тогда каждая элементарная волна характеризуется продольным коэффициентом корреляции

$$\rho(s,\tau) = \rho_0(\Delta k_0 s - \Delta\omega_0\tau)\exp[\,j(k_0 s - \omega_0\tau)], \tag{5}$$

где $s = |r_2 - r_1|$, $\tau = |t_2 - t_1|$, т.е. переносит пространственное возмущение в направлении своего распространения со скоростью $c = \omega_0/k_0 = \Delta\omega_0/\Delta k_0$, и любое изменение ее коррелированности за счет сдвига в пространстве может быть компенсировано сдвигом во времени и наоборот. Между мгновенными значениями давления и колебательной скорости в такой волне сохраняется соотношение $P = \rho c V$, и процесс калибровки относится к соответствующим среднеквадратическим величинам. Поле такого типа с конечными значениями иногда называют "замороженным" [3].

Однако суперпозиция замороженных полей уже не является замороженным полем; более того, она может представлять собой так называемое "спектрально чистое" поле [3], ПВКФ которого факторизуется по всем пространственным и временным аргументам. Рассмотрим, например, случай, когда все элементарные волны полностью некоррелированы, распространяются по направлениям, лежащим в одной плоскости и равномерно распределенным в ней, и характеризуются одинаковыми продольными коэффициентами корреляции (5). Тогда для каждого направления r_0 в этой плоскости коэффициент пространственно-временной корреляции элементарной волны, распространяющейся под углом γ к нему, определится выражением

$$\rho_0(\Delta k_0 \cos \gamma s - \Delta\omega_0 \tau) \exp[j(k_0 \cos\gamma s - \omega_0 \tau)].$$

Разложив функцию $\rho_0(\cdot)$ в ряд Мак-Лорена по степеням $\Delta k_0 \cdot \cos\gamma s$ относительно точки $-\Delta\omega_0 \tau$ и проинтегрировав по $\gamma \in [-\pi, \pi]$ корреляционные вклады всех элементарных волн, получим ПВКФ результирующего поля пропорциональную произведению множителя $\exp(-j\omega_0 \tau)$ на сходящийся ряд вида

$$\rho_0(\Delta\omega_0 \tau) I_0(k_0 s) + j\Delta k_0 s \rho_0'(\Delta\omega_0 \tau) I_1(k_0 s) + o(\Delta k_0 s).$$

Видно, что для любого сколь угодно большого наперед заданного максимального значения пространственного сдвига s_m поле может быть сделано столь узкополосным (но еще не монохроматическим!), что для всех $s < s_m$ линейным и высшими членами ряда можно пренебречь по сравнению с нулевым, т.е.

$$R(s, \tau) \sim \rho_0(\Delta\omega_0 \tau) I_0(k_0 s) \exp(-j\omega_0 \tau)$$

(для изотропного в пространстве случая $I_0(k_0 s)$ здесь заменится на $\sin k_0 s / k_0 s$). Таким образом, при анализе приемных систем с размерами апертур $s < s_m$ ПВКФ результирующего поля представима в виде $R(s, \tau) = R_s(s) \cdot R_\tau(\tau)$, т.е. поле может рассматриваться как спектрально чистое. Характерно, что среднеквадратические значения такого поля будут одинаковы во всех точках пространства, в то время как в гармоническом поле – распределены по некоторому закону; оценка пространственных смешанных моментов второго порядка в спектрально чистом поле может формироваться усреднением не только по ансамблю пар точек, но и по времени для любой соответствующей пары.

Понятие ВФС случайного акустического поля является конструктивным, если его использование позволяет более эффективно решать конкретные статистические задачи (обнаружение, оценка параметров сигнала на фоне помех и т.д.). Поскольку множество данных о скалярных и векторных величинах поля не содержит избыточной информации, отбрасывание любой его части может привести лишь к ухудшению качества решения. В этом плане совокупность подходов, общность которых состоит в последовательном учете всех элементов ВФС поля, может быть названа векторно-фазовым методом. Примеры его конкретных применений будут приведены в последующих работах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гордиенко В.А., Ильичев В.И., Захаров Л.Н.* Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Наука, 1989. 223 с.
2. *Ebeling K.J.* Statistical Properties of Random Wave Fields // Physical Acoustics. Principles and Methods. V. XVII. Acad. Press, 1984. P. 233–310.
3. *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
4. *Захаров Л.Н., Киршов В.А., Рожин Ф.В.* Пространственные корреляционные функции компонент колебательной скорости для двух моделей звукового поля // Акуст. журн. 1972. Т. 18. № 1. С. 49–52.
5. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М.: Наука, 1978. 464 с.

Акустический институт
им. Н.Н. Андреева
Российской Академии наук

Поступила в редакцию
11.07.91

S.D. Vorob'ev, V.I. Sizov

VECTOR-PHASE STRUCTURE AND VECTOR-PHASE DESCRIPTION AND ANALYSIS METHOD OF RANDOM ACOUSTIC FIELDS

The problems of the combined statistic description of scalar (pressure, potential and kinetic energy) and vector (oscillation velocity of a medium particles, power flux) acoustic parameters in random gaussian fields are considered. Spatial and spatial-temporal relationships for the cases of sound field excitation by the sources of harmonical and narrow-band signals are given correspondingly.