

УДК 629.735.33

© 1992 г. Б.М. Ефимцов, А.Я. Зверев

АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ОБОЛОЧКЕ
ОТ ДВУХ СИНХРОФАЗИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Рассматривается упругоакустическая система в виде ортотропной цилиндрической оболочки, ограничивающей акустический объем, в поле пульсаций давления от двух синхрофазированных источников. При этом учитывается случайная природа флуктуаций фаз. Изучаются основные физические явления, определяющие эффект синхрофазирования. Оцениваются его зависимости от соотношения между вкладами симметричных и антисимметричных упругих мод в звуковое давление в оболочке, от дисперсии флуктуаций фаз внешнего поля пульсаций давления от двух источников, диссипации энергии в конструкции и в акустическом объеме. Устанавливается, что ослабление звукового давления в оболочке при синхрофазировании определяется в основном соотношением вкладов симметричных и антисимметричных упругих мод, а также диссипацией энергии в акустическом объеме.

Синхрофазирование — перспективный метод снижения низкочастотного шума в салоне самолета с винтовыми силовыми установками. В этой связи влияние синхрофазирования источников на акустическое поле в оболочке является предметом серьезных исследований. Об уровне теоретических исследований в этой области можно судить, в частности, по публикациям [1, 2], в которых в качестве расчетной модели упругоакустической системы принята неограниченная однородная цилиндрическая оболочка. В данной работе в отличие от опубликованных рассматривается близкая к реальной для салона самолета упругоакустическая система и учитывается стохастичность флуктуаций фаз при синхрофазировании источников, а эффект синхрофазирования определяется на основе интегральной оценки потока звуковой энергии в замкнутый объем.

Упругоакустическая система (рис. 1) представляет собой ортотропную цилиндрическую оболочку длиной l_1 , ограничивающую сверху акустический объем с поперечным сечением в виде сегмента круга радиусом R . Снизу и по торцам акустический объем ограничен акустически жесткими поверхностями. Поле пульсаций давления на внешней поверхности оболочки от двух источников описывается соотношением

$$q(x, t) = \sum_j q_j(x) \cos[\omega_0 t + \varphi_j(x) + z_j(t)]; \quad j = 1, 2. \quad (1)$$

Здесь $q_j(x)$ и $\varphi_j(x)$ — детерминированные функции координат, описывающие пространственное распределение интенсивности и фазы пульсаций давления от каждого источника; $z_j(t)$ — центрированная функция, описывающая стационарный эргодичный процесс временных флуктуаций фазы; $\omega_0 = 2\pi f_0$, f_0 — частота в Гц. Разность $\varphi_1(x) - \varphi_2(x)$ в точках максимумов интенсивности пульсаций давления от каждого источника можно интерпретировать как угол синхрофазирования ψ . Величину $\varphi_j(x)$ с более общих позиций можно трактовать как математическое ожидание случайного во времени процесса $Z_j(x, t)$, описывающего изменения фазы:

$$\varphi_j(x) = \langle Z_j(x, t) \rangle; \quad Z_j(x, t) = \varphi_j(x) + Z_j(t).$$

Пространственно-временная корреляционная функция поля пульсаций давления (1)

имеет вид

$$\begin{aligned}
 K_q(x, x', \tau) = & \frac{q_1 q_1'}{2} [A(z_1^+, z_1) \cos(\omega_0 \tau + \varphi_1' - \varphi_1) - B(z_1^+, z_1) \sin(\omega_0 \tau + \varphi_1' - \varphi_1)] + \\
 & + \frac{q_1 q_2'}{2} [A(z_2^+, z_1) \cos(\omega_0 \tau + \varphi_2' - \varphi_1) - B(z_2^+, z_1) \sin(\omega_0 \tau + \varphi_2' - \varphi_1)] + \\
 & + \frac{q_2 q_1'}{2} [A(z_1^+, z_2) \cos(\omega_0 \tau + \varphi_1' - \varphi_2) - B(z_1^+, z_2) \sin(\omega_0 \tau + \varphi_1' - \varphi_2)] + \\
 & + \frac{q_2 q_2'}{2} [A(z_2^+, z_2) \cos(\omega_0 \tau + \varphi_2' - \varphi_2) - B(z_2^+, z_2) \sin(\omega_0 \tau + \varphi_2' - \varphi_2)]. \quad (2)
 \end{aligned}$$

Здесь введены упрощающие обозначения: $z_j = z_j(t)$; $\varphi_j = \varphi_j(x)$; $z_j^+ = z_j(t + \tau)$; $\varphi_j' = \varphi_j(x')$; $q_j' = q_j(x')$; $j = 1, 2$; $A(z_j^+, z_i) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(z_j^+ - z_i) f(z_j^+, z_i) dz_j^+ dz_i$; $B(z_j^+, z_i) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sin(z_j^+ - z_i) f(z_j^+, z_i) dz_j^+ dz_i$, где $f(z_j^+, z_i)$ — двумерная плотность вероятности.

Вычисление последних интегралов в общем случае затруднено. Однако, если случайные процессы $z_1(t)$ и $z_2(t)$ — гауссовы, причем с одинаковой дисперсией σ , то

$$A(z_j^+, z_i) = \exp\{-\sigma^2 [1 - R_{ji}(\tau)]\}; \quad B(z_j^+, z_i) = 0, \quad (3)$$

где $R_{ji}(\tau)$ — нормированная взаимная корреляционная функция процессов z_j и z_i .

При условии независимости случайных флуктуаций фаз двух источников, т.е. $R_{12}(\tau) = R_{21}(\tau) = 0$, выражение (2) с учетом (3) существенно упрощается:

$$\begin{aligned}
 K_q(x, x', \tau) = & \frac{e^{-\sigma^2}}{2} \left\{ e^{\sigma^2 R(\tau)} [q_1 q_1' \cos(\omega_0 \tau + \varphi_1' - \varphi_1) + q_2 q_2' \cos(\omega_0 \tau + \varphi_2' - \varphi_2)] + \right. \\
 & \left. + [q_1 q_2' \cos(\omega_0 \tau + \varphi_2 - \varphi_1) - q_2 q_1' \cos(\omega_0 \tau + \varphi_1' - \varphi_2)] \right\}. \quad (4)
 \end{aligned}$$

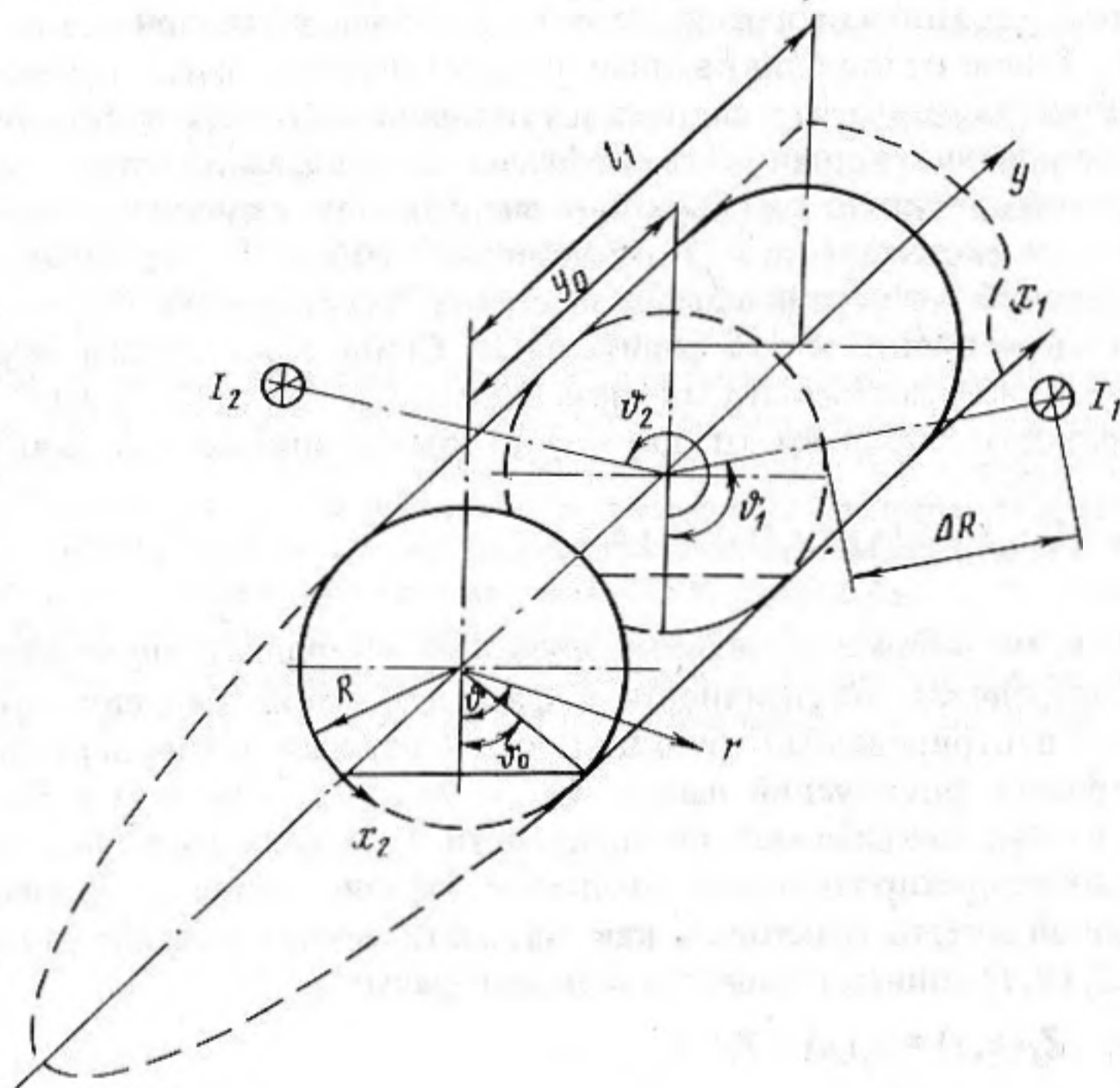


Рис. 1. Схема упругоакустической системы

Относительно простым получается и соответствующее (4) выражение для спектра пространственных корреляций при условии $\sigma < 1$:

$$\begin{aligned} \Phi_q(x, x', \omega) \approx & \frac{e^{-\sigma^2}}{4} [\delta(\omega - \omega_0) + \delta(\omega + \omega_0)] [q_1 q'_1 \cos(\varphi'_1 - \varphi_1) + \\ & + q_2 q'_2 \cos(\varphi'_2 - \varphi_2) + q_1 q'_2 \cos(\varphi'_2 - \varphi_1) + q_2 q'_1 \cos(\varphi'_1 - \varphi_2)] + \\ & + \frac{\sigma^2}{8\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) \cos[(\omega - \omega_0)\tau] d\tau + \right. \\ & \left. + \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) \cos[(\omega + \omega_0)\tau] d\tau \right\} [q_1 q'_1 \cos(\varphi'_1 - \varphi_1) + q_2 q'_2 \cos(\varphi'_2 - \varphi_2)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что условие $\sigma < 1$ (дисперсия выражена в радианах) практически всегда выполняется при реализации синхροфазирования. Из (5) хорошо видно, что в спектре поля пульсаций давления кроме дискретных составляющих при $\omega = \pm\omega_0$ имеется и сплошная часть, обусловленная случайными флуктуациями фазы. При $\sigma \gg 1$, что практически соответствует случаю двух независимых источников, взаимный спектр можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_q(x, x', \omega) \approx & \frac{1}{4\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{1}{\sqrt{-R''_0}} \left[e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2(-R''_0)}} + e^{-\frac{(\omega + \omega_0)^2}{2\sigma^2(-R''_0)}} \right] \times \\ & \times [q_1 q'_1 \cos(\varphi'_1 - \varphi_1) + q_2 q'_2 \cos(\varphi'_2 - \varphi_2)]; \\ R''_0 = & [d^2 R(\tau)/d\tau^2]_{\tau=0}. \end{aligned}$$

Мы видим, что спектр процесса в этом случае оказывается широкополосным. Дискретная составляющая спектра вырождается, а непрерывная часть вблизи частоты ω_0 описывается гауссовой функцией.

Пусть w_j и ω_j — собственные функции и частоты, а η_j — соответствующие им коэффициенты потерь для оболочки ($j = \alpha$) и акустического объема ($j = \beta$). Тогда, используя известные соотношения для потока энергии в замкнутый объем [3], можно получить аналогичное приведенному в работе [4] выражение для осредненной по пространству спектральной плотности звукового давления:

$$\Phi_0 = \left(\frac{S}{2k_0 V} \right)^2 \sum_{\beta} \frac{\tilde{\omega}_{\beta}^4}{\tilde{\nu}_{\beta} [(1 - \tilde{\omega}_{\beta}^2)^2 + \eta_{\beta}^2]} \sum_{\alpha} \frac{\tilde{\omega}_{\alpha}^4 \tau_{\alpha} \nu_{\alpha}^2 F_{\alpha\beta}^2 \chi^{(\alpha)}}{[1 - (1 + \gamma_{\omega}^{(\alpha)}) \tilde{\omega}_{\alpha}^2]^2 + [(1 + \gamma_{\eta}^{(\alpha)}) \eta_{\alpha}]^2}. \quad (6)$$

Здесь $k_0 = \omega/c_0$, c_0 — скорость звука; V — объем акустической среды, S — площадь поверхности оболочки; $\alpha = \{m, n\}$; $\beta = \{m', n'\}$; $m, n = 1, 2, \dots$; $m', n' = 0, 1, 2, \dots$; ν_{β} — безразмерный квадрат нормы собственной функции акустической моды

$$\tilde{\nu}_{\beta} = \frac{1}{V} \iiint_{(V)} w_{\beta}^2(y, r, \vartheta) dV; \quad (7)$$

ν_{α} — квадрат нормы собственной функции упругой моды

$$\nu_{\alpha} = \iint_{(S)} w_{\alpha}^2(x_1, x_2) dS; \quad (8)$$

$\tau_{\alpha} = (2\rho_0 c_0 / \omega M_{\alpha})^2$, ρ_0 — плотность акустической среды; $\tilde{\omega}_j = \omega / \omega_j$; M_{α} — модальная масса

$$M_{\alpha} = \iint_{(S)} m(x_1, x_2) w_{\alpha}^2(x_1, x_2) dS, \quad (9)$$

$m(x)$ — поверхностная масса конструкции. Функция $F_{\alpha\beta}$ описывает степень взаимо-

действия между упругой и акустической модами

$$F_{\alpha\beta} = \frac{1}{S} \iint_{(S)} w_{\alpha}(x_1, x_2) w_{\beta}(y, R, \vartheta) dS, \quad (10)$$

где $w_{\beta}(y, R, \vartheta) = w_{\beta}(y, r, \vartheta)|_{r=R}$ — поверхностная функция акустической моды. Функции $\gamma_{\omega}^{(\alpha)}$, $\gamma_{\eta}^{(\alpha)}$ описывают обратное влияние акустической среды в объеме на колебания оболочки, соответствующие упругой моде α :

$$\gamma_{\omega}^{(\alpha)} = \frac{\tau_{\alpha}^{1/2}}{k_0} \frac{S^2}{2V} \sum_{\beta'} \frac{\tilde{\omega}_{\beta'}^2 F_{\alpha\beta'} (1 - \tilde{\omega}_{\beta'}^2)}{\tilde{\nu}_{\beta'} [(1 - \tilde{\omega}_{\beta'}^2)^2 + \eta_{\beta'}^2]}; \quad (11)$$

$$\gamma_{\eta}^{(\alpha)} = \frac{\tau_{\alpha}^{1/2}}{k_0} \frac{S^2}{2V} \tilde{\omega}_{\alpha}^2 \sum_{\beta'} \frac{\tilde{\omega}_{\beta'}^2 F_{\alpha\beta'} \eta_{\beta'}}{\tilde{\nu}_{\beta'} [(1 - \tilde{\omega}_{\beta'}^2)^2 + \eta_{\beta'}^2]} \frac{\eta_{\beta'}}{\eta_{\alpha}}. \quad (12)$$

Функция $\chi^{(\alpha)}$, определяемая соотношением

$$\chi^{(\alpha)} = \frac{1}{\nu_{\alpha}^2} \iint_{(S)} \iint_{(S')} \Phi_q(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega) w_{\alpha}(\mathbf{x}) w_{\alpha}(\mathbf{x}') dS dS', \quad (13)$$

представляет собой спектральную плотность обобщенных сил. Именно через функцию $\chi^{(\alpha)}$ проявляется влияние структуры поля внешних сил на звуковое поле в акустическом объеме. Поэтому представляется целесообразным проанализировать ее поведение при изменении σ и ψ . Полагая, что автокорреляционная функция флуктуаций фазы имеет вид $R(\tau) = \exp(-\tau^2/2\sigma^2)$, можно получить относительно простые выражения для спектральной плотности обобщенных сил:

$$\chi^{(\alpha)}(\omega) = \frac{e^{-\sigma^2}}{2\nu_{\alpha}^2} \delta(\omega - \omega_0) [(c_1 + c_2)^2 + (s_1 + s_2)^2] + \frac{\sigma^3}{2\nu_{\alpha}^2 \sqrt{2\pi}} e^{-\sigma^2(\omega - \omega_0)^2/2} [c_1^2 + c_2^2 + s_1^2 + s_2^2] \text{ при } \sigma < 1; \quad (14)$$

$$\chi_0^{(\alpha)}(\omega) = \frac{1}{2\nu_{\alpha}^2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2}} [c_1^2 + c_2^2 + s_1^2 + s_2^2] \text{ при } \sigma \gg 1; \quad (15)$$

$$c_j = \int_{(S)} q_j(\mathbf{x}) \cos \varphi_j(\mathbf{x}) w_{\alpha}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}; \quad j = 1, 2;$$

$$s_j = \int_{(S)} q_j(\mathbf{x}) \sin \varphi_j(\mathbf{x}) w_{\alpha}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}.$$

Интегрирование (14) и (15) по частоте дает соответственно

$$\chi^{(\alpha)}(\omega_0) = \frac{1}{2\nu_{\alpha}^2} [(c_1 + c_2)^2 + (s_1 + s_2)^2] - \frac{\sigma^2}{\nu_{\alpha}^2} (c_1 c_2 + s_1 s_2), \quad (16)$$

$$\chi_0^{(\alpha)}(\omega_0) = \frac{1}{2\nu_{\alpha}^2} [c_1^2 + c_2^2 + s_1^2 + s_2^2]. \quad (17)$$

Выражение (17), соответствующее случаю двух независимых источников, в дальнейшем будем использовать в качестве базового для оценки эффекта синхрофазирования.

Рассмотрим частный случай, когда одинаковые источники пульсаций давления расположены симметрично относительно оболочки, а соответствующие ей формы собственных колебаний в окружном направлении могут быть только симметричными и антисимметричными. Случайные флуктуации фаз источников будем считать независимыми. При этом выражение (17) будет иметь вид

$$\chi_0^{(\alpha)}(\omega_0) = \frac{1}{\nu_{\alpha}^2} (c^2 + s^2), \quad (18)$$

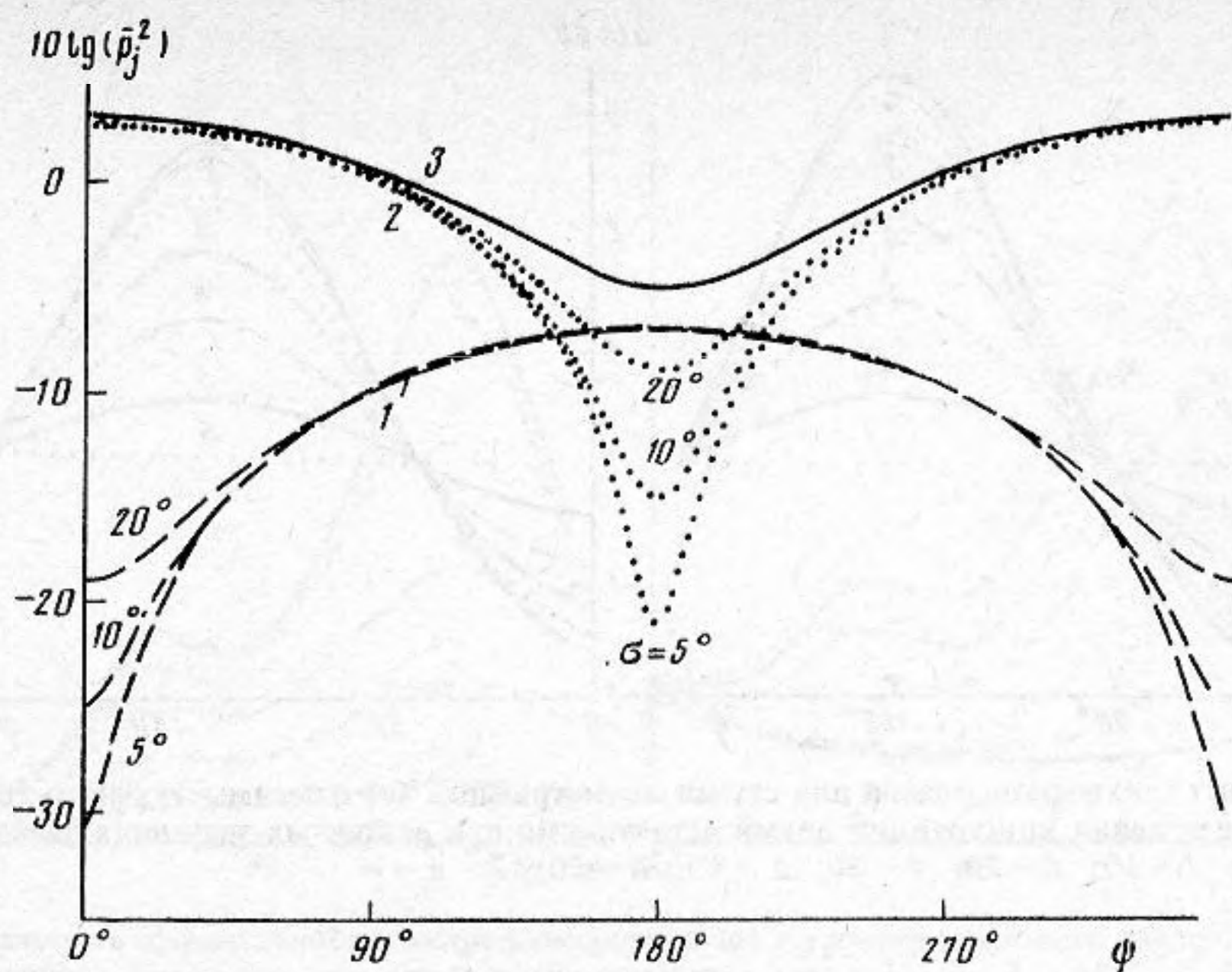


Рис. 2. Зависимость вклада антисимметричных (1), симметричных (2) форм колебаний и суммарного их вклада в изменение уровней звукового давления в оболочке (3) от угла синхροфазирования при различных значениях дисперсии фазы σ

где $c^2 = c_1^2 = c_2^2$, $s^2 = s_1^2 = s_2^2$, а соотношение для $\chi^{(\alpha)}(\omega_0)$ при угле синхροфазирования ψ запишется таким образом:

$$\chi^{(\alpha)}(\omega_0) = [1 \pm (1 - \sigma^2) \cos \psi] \chi_0^{(\alpha)}(\omega_0). \quad (19)$$

Здесь знак "плюс" соответствует симметричным формам колебаний, а знак "минус" — антисимметричным. Интегрирование выражения (6) по частоте дает средний квадрат звукового давления \bar{p}^2 в оболочке, который с учетом (19) можно представить в виде суммы двух составляющих. Первая определяется вкладом симметричных, а вторая — антисимметричных форм колебаний оболочки в окружном направлении:

$$\bar{p}^2 = [1 + (1 - \sigma^2) \cos \psi] \beta_0 + [1 - (1 - \sigma^2) \cos \psi] \gamma_0. \quad (20)$$

Здесь β_0 и γ_0 — величины, определяющие вклад соответствующих форм колебаний в случае отсутствия синхροфазирования. Из выражения (20) непосредственно следует, что при равном вкладе в средний квадрат звукового давления антисимметричных и симметричных форм колебаний оболочки синхροфазирование просто бесполезно. Эффективным оно будет только при условии существенного различия β_0 и γ_0 . При этом максимально достижимая эффективность синхροфазирования будет определяться из выражения:

$$\bar{p}^2 / \bar{p}_0^2 = 2 \frac{\min(\beta_0, \gamma_0)}{\beta_0 + \gamma_0} (1 - \sigma^2) + \sigma^2, \quad (21)$$

где \bar{p}_0^2 — средний квадрат звукового давления в оболочке от двух источников без синхροфазирования, а $\min(\beta_0, \gamma_0)$ равняется меньшей из двух величин.

На рис. 2 в качестве примера показана зависимость вклада антисимметричных (1) и симметричных (2) форм колебаний от угла синхροфазирования при различных значениях дисперсии процесса σ (в градусах) для случая $\beta_0 / \gamma_0 = 10$. Здесь же сплошной линией показана безразмерная зависимость среднеквадратичного значения давления в оболочке \bar{p}^2 / \bar{p}_0^2 от угла синхροфазирования при $\sigma = 20^\circ$. Анализ соотношений

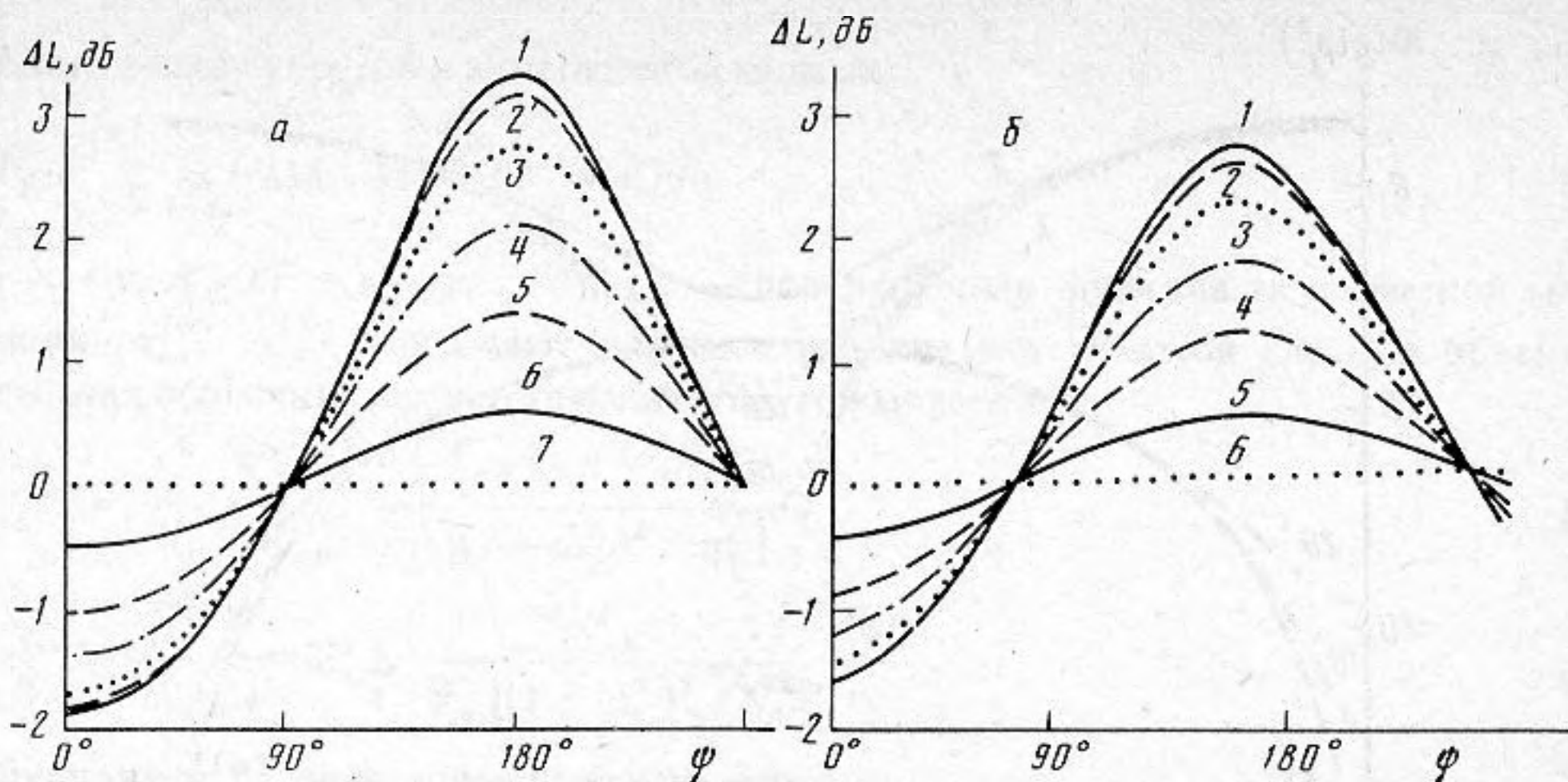


Рис. 3. Эффект синхрофазирования для случая симметричного (а) и несимметричного (б) аэроакустического нагружения конструкции двумя источниками при различных значениях дисперсии фазы, град.: 1 - 0; 2 - 10; 3 - 20; 4 - 30; 5 - 40; 6 - 50; 7 - $\sigma \rightarrow \infty$

(19), (20) и поведения кривых на рис. 2 позволяет установить, что эффект синхрофазирования определяется прежде всего соотношением между вкладом в средний квадрат звукового давления в оболочке антисимметричных и симметричных форм колебаний.

Полученные выше соотношения можно непосредственно использовать для оценки влияния синхрофазирования источников на уровни звукового давления в оболочке салона самолета. Проиллюстрируем это на примере модели, представленной на рис. 1. Конкретизируем параметры этой модели. Будем считать, что оболочка из алюминиевого сплава толщиной $h = 0,7$ мм, подкреплённая типовым каркасом фюзеляжа пассажирского самолета, свободно оперта по контуру и имеет следующие геометрические размеры: $l_1 = 7,63$ м; $R_1 = 1,35$ м; $\vartheta_0 = 56,25^\circ$. Ее собственные частоты определялись с помощью соотношений работы [5]. Собственные функции и частоты акустического объема определялись численным методом, как и в работе [6].

Пусть поле пульсаций давления на поверхности оболочки создается двумя источниками (I_1 и I_2), положение которых относительно оболочки характеризуется следующими геометрическими параметрами: $y_0 = 1,7$ м; $\Delta R = 0,59$ м; $\vartheta_1 = 108^\circ$; $\vartheta_2 = 360^\circ - \vartheta_1$. Оценку влияния синхрофазирования на \bar{p}^2 в оболочке будем проводить для частоты $f_0 = 88$ Гц. Функцию $q_i(\mathbf{x})$, описывающую распределение интенсивности пульсаций давления по поверхности оболочки от источника, без потери общности можно представить в виде:

$$q_j(\mathbf{x}) = (\bar{q}_{0j}^2)^{1/2} \exp[-|x_1 - \hat{x}_{1j}|/L_1 - |x_2 - \hat{x}_{2j}|/L_2]. \quad (22)$$

Здесь \bar{q}_{0j}^2 - максимумы интенсивности аэроакустического нагружения оболочки от каждого источника; \hat{x}_{1j} , \hat{x}_{2j} - соответствующие этим максимумам координаты; L_1, L_2 - продольный (в направлении x_1) и поперечный (в направлении x_2) масштабы неоднородности. Ниже при проведении расчетных оценок полагалось $L_1 = L_2 = 1$ м.

Распределение фаз на поверхности оболочки $\varphi_j(\mathbf{x})$ рассчитывалось методом геометрической акустики с учетом скорости набегающего потока U в предположении, что источник звука с частотой f_0 расположен в точке, имеющей в цилиндрической системе $\{y, r, \vartheta\}$ координаты $y = y_0$; $r = R + \Delta R$; $\vartheta = \vartheta_j$. Расчеты показали, что если от положения источников и скорости набегающего потока зависит только распределение фаз по поверхности оболочки, а амплитуды при этом остаются неизменными и задаются соотношением (22), уровни шума в оболочке на частоте возбуждения $f_0 = 88$ Гц

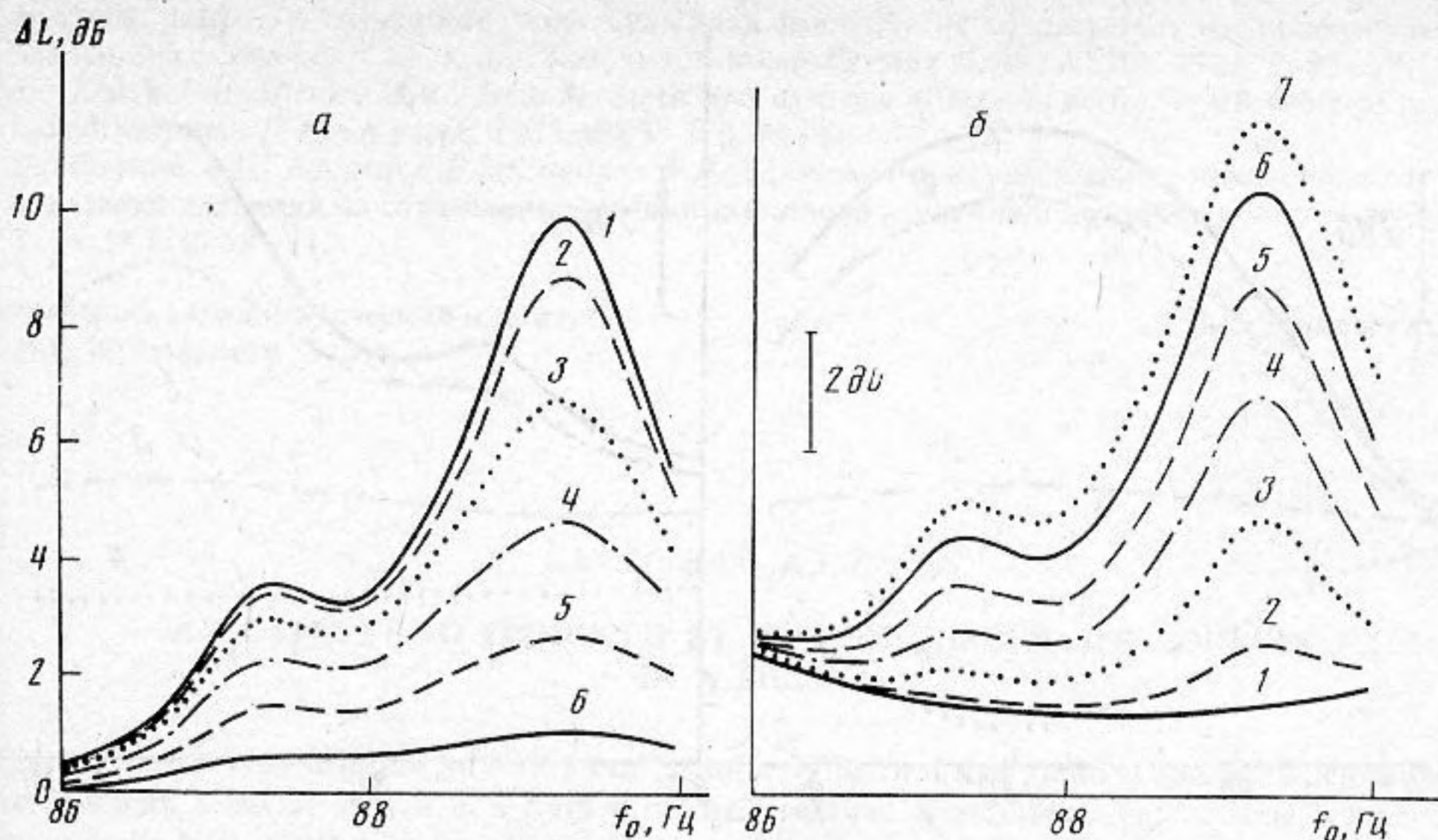


Рис. 4. Зависимость эффективности синхрофазирования (а) и уровней звукового давления в оболочке (б) от частоты при разных значениях дисперсии фазы, град.: 1 — 0; 2 — 10; 3 — 20; 4 — 30; 5 — 40; 6 — 50; 7 — $\sigma \rightarrow \infty$

меняются незначительно при вариации ΔR , U . Дальнейшие расчеты проводились при $\Delta R = 0,59$ м, $U = 130$ м/с, что не приводит к потере общности полученных результатов.

На рис. 3, а приведена зависимость эффективности синхрофазирования $\Delta L = 10 \lg(\bar{p}^2/\bar{p}_0^2)$ от угла ψ при различных значениях дисперсии фазы σ . В данном случае при симметричном расположении источников звука ($\vartheta_1 = 108^\circ$, $\vartheta_2 = 252^\circ$) оптимальный угол синхрофазирования равен 180° , и максимальная эффективность синхрофазирования составляет 3,4 дБ при $\sigma = 0$ (кривая 1). По мере увеличения дисперсии эффективность синхрофазирования падает, составляя 2,2 дБ при $\sigma = 30^\circ$ (кривая 4) и 0,5 дБ при $\sigma = 50^\circ$ (кривая 6). Если нагрузка на поверхности оболочки несимметричная, как это часто наблюдается в действительности, эффективность синхрофазирования уменьшается, причем оптимальный угол синхрофазирования смещается в ту или иную сторону от 0° или 180° . На рис. 3, б проиллюстрирован случай несимметричного нагружения конструкции, когда $\vartheta_1 = 80^\circ$, $\vartheta_2 = 240^\circ$. При этом максимальная эффективность синхрофазирования составляет 2,6 дБ, а оптимальный угол синхрофазирования — 167° . Однако основные зависимости эффективности синхрофазирования от ψ , σ слабо меняются, определяясь взаимным расположением частоты возбуждения, собственных частот колебаний конструкции и акустического объема.

На рис. 4, а для угла синхрофазирования $\psi = 180^\circ$ и различных σ приведена зависимость эффективности синхрофазирования от частоты возбуждения f_0 . Хорошо видно, что при варьировании частоты возбуждения на 2–3 Гц эффективность синхрофазирования изменяется на порядок. При этом с увеличением эффективности синхрофазирования усиливается ее зависимость от дисперсии фазы. Так, если при $\sigma = 0$ на частоте $f_0 = 89,25$ Гц $\Delta L = 10$ дБ (кривая 1), то при $\sigma = 30^\circ$ она снижается до 4,2 дБ (кривая 4) и достигает ~ 1 дБ при $\sigma = 50^\circ$.

На рис. 4, б приведены зависимости уровней звукового давления в оболочке L от частоты возбуждения f_0 при оптимальном угле синхрофазирования ($\psi = 180^\circ$) при разных значениях σ (кривые 1–6), а также без синхрофазирования (кривая 7). Из сравнения рисунков 4, а и 4, б видно, что эффективность синхрофазирования при изменении f_0 повышается не за счет снижения L при оптимальном угле синхрофазирования, а за счет увеличения L в оболочке без синхрофазирования, так как в этом случае определяющим будет вклад в звуковое давление симметричных мод, сильно завися-

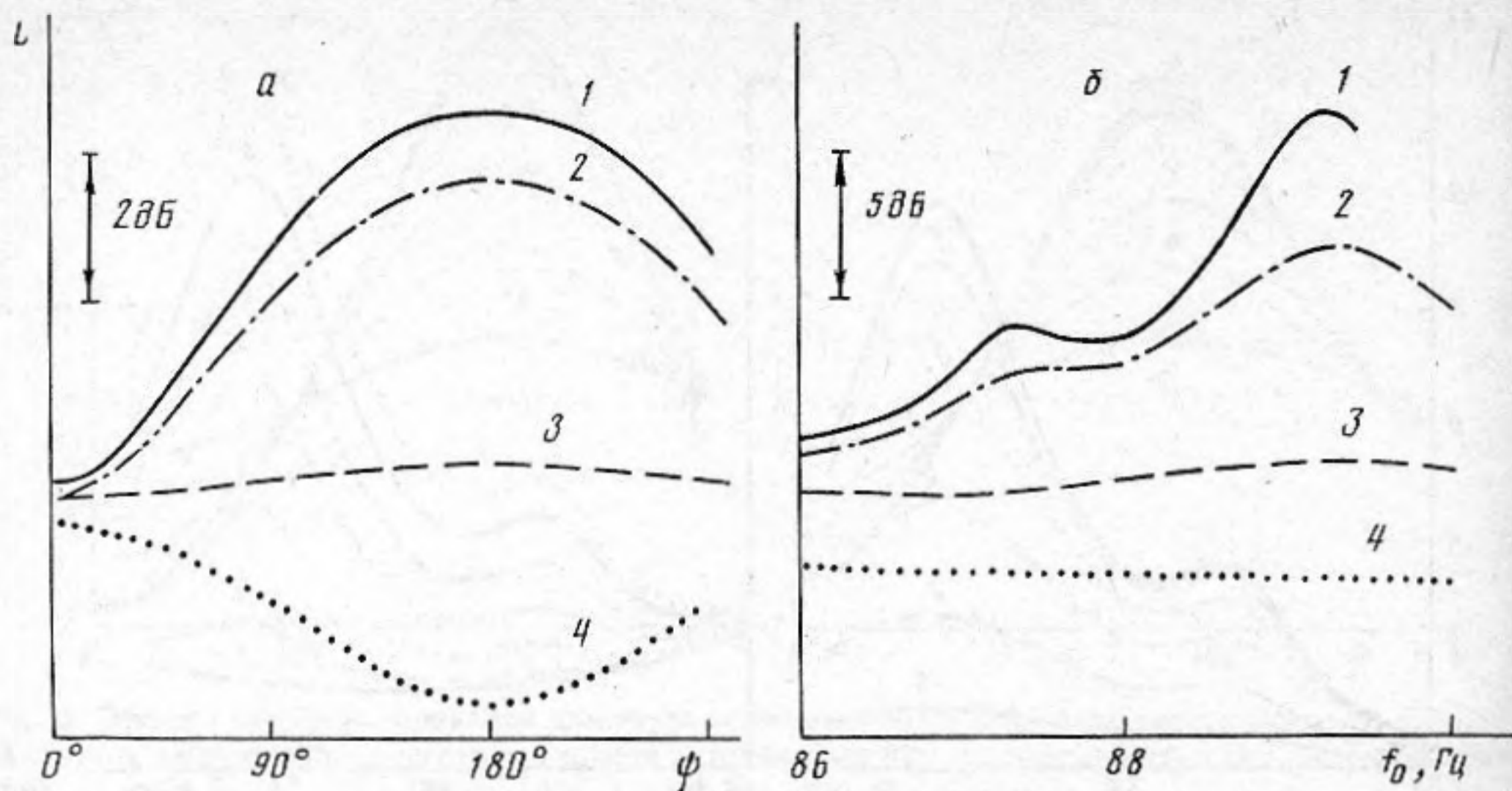


Рис. 5. Зависимость уровней звукового давления в оболочке от угла синхροфазирования (а) и частоты возбуждения (б) при разной диссипации энергии в конструкции (η_α) и в акустическом объеме (η_β): 1 — $\eta_\alpha = \eta_\beta = 0,01$; 2 — $\eta_\alpha = 0,1$; $\eta_\beta = 0,01$; 3 — $\eta_\alpha = 0,01$; $\eta_\beta = 0,05$; 4 — $\eta_\alpha = 0,05$; $\eta_\beta = 0,1$

щий от частоты возбуждения. Другими словами, эффективность синхροфазирования увеличивается за счет ухудшения начальных условий. На рис. 4, б кроме того видно, что вклад антисимметричных мод (кривая 1) слабо зависит от частоты возбуждения, и в то же время на определенных частотах (в данном случае при $f_0 \approx 86$ Гц и 92 Гц) он практически равен вкладу всех мод в L при отсутствии синхροфазирования (кривая 7). Отсюда можно сделать практический вывод о том, что в определенных случаях можно без применения дорогостоящей и сложной системы синхροфазирования добиться значительного снижения звукового давления путем некоторого изменения частоты возбуждения, либо частоты наиболее энергонесущей моды колебаний конструкции.

Из соотношения (6) видно, что звуковое давление в оболочке должно зависеть от величины коэффициентов диссипации акустических (η_β) и упругих (η_α) мод. Зависимости уровней звукового давления в оболочке от угла синхροфазирования при разной диссипации иллюстрируются на рис. 5, а и от частоты возбуждения при $\psi = 180^\circ$ — на рис. 5, б. Здесь кривая 1 соответствует случаю $\eta_\alpha = \eta_\beta = 0,01$; кривая 2 — случаю $\eta_\alpha = 0,1$; $\eta_\beta = 0,01$; кривая 3 и кривая 4 соответственно $\eta_\alpha = 0,01$; $\eta_\beta = 0,05$ и $\eta_\alpha = 0,05$; $\eta_\beta = 0,1$. Из этих рисунков видно, что увеличение коэффициентов диссипации упругих мод (кривая 2) менее заметно влияет как на уровни шума в оболочке, так и на его качественную зависимость от f_0 и ψ . Увеличение же коэффициента диссипации акустических мод кроме суммарного снижения шума в оболочке приводит к сглаживанию его зависимости от частоты (кривые 3, 4 на рис. 5, б) и к уменьшению эффективности синхροфазирования (кривая 3 на рис. 5, а). Более того, значительное увеличение η_β может привести к реверсу оптимального угла синхροфазирования (кривая 4 на рис. 5, а)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fuller C.R. An analytical investigation of synchrophasing as means of reduction of aircraft interior noise // J. Acoust. Soc. Amer. 1984. V. 75. № 1. P. 125–134.
2. Fuller C.R. Noise control characteristics of synchrophasing. Pt. I: analytical investigation // AIAA Journ. 1986. V. 24. № 7. P. 1036–1068.
3. Pope L.D., Wilby J.F. Band-limited flow into enclosures // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. Pt 1. № 4. P. 906–911; 1980. V. 67. Pt 2. № 3. P. 823–826.
4. Ефимцов Б.М., Зверев А.Я., Ткачев А.А. Влияние пространственных масштабов корреляции и

фазовой скорости случайного поля пульсаций давления на создаваемые им уровни звукового давления в оболочке // Тр. X Всесоюз. акуст. конф. Секция М. М.: АКИН, 1983. С. 95-98.

5. *Mc Elman J.A., Miculas M.M., Stein M.* Static and dynamic effects on eccentric stiffening of plates and cylindrical shells // AIAA paper, 1965. № 65-370. P. 30.
6. *Дашевский А.Г., Ефимцов Б.М., Зверев А.Я.* Влияние структуры неоднородного поля случайных пульсаций давления на создаваемые уровни звукового давления в оболочке // Акуст. журн. 1988. Т. 24. № 1. С. 68-74.

Центральный аэродинамический институт
им. Н.Е. Жуковского

Поступила в редакцию
27.06.91

B.M. Efimtsov, A.J. Zverev

ACOUSTIC FIELD PRODUCED BY TWO SYNCHROPHASED SOURCES IN A SHELL

Elasto-acoustic system in the form of an orthotropic cylindrical shell limiting and acoustic volume from above and with a lateral section in a form of a circle segment is examined. This volume is limited from below and the butt-ends by acoustically rigid plane surfaces. The shell external surface is subjected to a pressure pulsation field influence produced by two synchrophased sources. Random phase fluctuation nature of all mentioned factors is taken into account. One can determine the synchrophasing source influence on SPL inside this volume on the basis of the evaluation of a sound energy flow entering a closed volume.

The fundamental physical phenomena determining the synchrophasing effect are investigated. Its dependence on the relationship of symmetric and antisymmetric elastic modes contributions to the sound pressure in the shell, on phase fluctuation dispersion in the external field of pressure pulsations produced by two sources and on energy dissipation in structures and acoustic volumes are evaluated. It is found out that the sound pressure decrease in the shell under the synchrophasing effect is determined generally by both symmetric and antisymmetric elastic modes contributions relationship and energy dissipation in the acoustic volume.