Модуль выполнен в виде автономного конструктивно законченного устройства, в котором имеются разъемы и конструктивные места для подключения блоков, находящихся в стадии разработки и предназначенных для обеспечения расширения возможностей подсистемы цифровой обработки.

Основные эксплуатационные характеристики подсистемы:

— невысокая стоимость (около 50 тыс. руб.);

— довольно высокая эффективность обработки акустической информации (производительность комплекса в 4 раза выше, чем универсальной ЭВМ, использовавшейся ранее для этих целей);

— увеличенный объем перерабатываемой информации (при двухсменной работе эта величина может возрасти на порядок по сравнению с существующим объемом обработки);

— минимальное количество обслуживающего персонала;

— отпускная стоимость машино-часа работы УВКС — 6 руб.;

— максимальная потребляемая мощность — до 4 кВт;

— площадь, занимаемая комплексом — 20 м^2;

— годовая экономия только от замены универсальной ЭВМ на УВКС составила 44 тыс. руб.;

— срок окупаемости подсистемы с момента нормальной эксплуатации — не более полгода.

В настоящее время проводится доработка подсистемы с целью обеспечения обмена данными с магнитным регистратором типа «ЭРА», что позволит использовать подсистему для обработки результатов акустических испытаний ГТД, полученных на переменных режимах работы двигателя, для узкополосного анализа шума, для следящего анализа и решения других задач данного класса.

УДК 621.45.00.11 : 534.83

А. В. Генералов, И. С. Загузов

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ ГТД В УСЛОВИЯХ ОТКРЫТОГО АКУСТИЧЕСКОГО СТЕНДА

Как показали многочисленные акустические испытания, проведенные в разное время при различных атмосферных условиях в наземных (статических) условиях, когда двигатель и микрофон расположены в относительной близости от поверхности стенда, нестабильность в третьоктавных спектрах шума двигателя может составлять 1—8 дБ, что значительно затрудняет определение действительной эффективности средств шумоглушения и проведение идентификации источников шума ГТД на открытых акустических стендах. Для повышения точности акустических испытаний и получения достоверных данных об амплитудно-частотных характеристиках ГТД оказалось необходимым учитывать такие постоянные факторы, как акустические свойства поверхности стенда, турбулентность приземного слоя атмосферы, градиенты скорости ветра и температуры.

В связи с этим в данной работе рассмотрена следующая идеализированная модель: звуковое поле создается точечным источником, находящемся в турбулентной атмосфере над плоской импедансной границей, акустические свойства которой описываются с помощью локально реагирующего импеданса.

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ ВБЛИЗИ ПЛОСКОЙ ИМПЕДАНСНОЙ ГРАНИЦЫ

Пусть в турбулентной атмосфере вблизи плоской импедансной границы расположен источник случайного шума, производительность которого $q(t)$ (рис. 1). Если атмосферу рассматривать как случайно неоднородную среду, то уравнение для звукового давления имеет вид [1]:

$$\Delta P + k^2 (1 + \mu)^2 P = -q(\omega)\, \delta(\bar{r} - \bar{r}_0), \tag{1}$$

где r_0 — радиус-вектор точечного источника; $k = \omega/c$ — волновое число; μ — пульсационная составляющая показателя преломления.

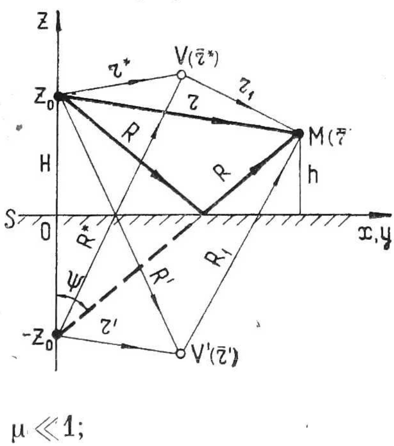

Рис. 1. Схема распространения звуковых волн от точечного источника в турбулентной атмосфере вблизи плоской импедансной границы

Для турбулентной атмосферы $\mu \ll 1$;

$$\mu(x, y, z) = \frac{1}{2}\frac{T^*}{T} + \frac{V^*}{c}\cos\Theta, \tag{2}$$

где V^*, T^* — пульсационные составляющие скорости ветра и температуры; c — среднее значение скорости звука в среде; T —

средняя составляющая температуры; Θ — угол между средней составляющей скорости ветра и направлением распространения звука.

Так как излучение звуковых волн источником происходит вблизи импедансной границы, необходимо выполнение граничного условия

$$P = \frac{1}{ik\beta}\frac{\partial P}{\partial z}; \; z = 0, \tag{3}$$

где β — удельный акустический адмитанс.
Кроме того, должно выполняться условие погашаемости:

$$\lim_{|\bar{r}|\to\infty} P(\bar{r}, \omega) = 0; \quad Im k > 0. \tag{4}$$

Нахождение точного решения (1) с краевыми условиями (3) и (4) в настоящее время не представляется возможным. Задача приближенно может быть решена методом малых возмущений. Согласно [2], первое приближение метода малых возмущений может быть записано с помощью интеграла:

$$P_1(\bar{r}, \omega) = 2k^2 q(\omega) \int\limits_{V(\bar{r}^*)} G(\bar{r}^*/\bar{r}_0, \omega)\, G(\bar{r}/\bar{r}^*, \omega)\, \mu(\bar{r}^*)\, dV, \tag{5}$$

где $\bar{r}$ — радиус-вектор точки наблюдения; $\bar{r}^*$ — радиус-вектор рассеивающей точки; G — функция Грина.

Функция Грина для пространства, ограниченного локально реагирующей поверхностью, имеет вид [3]:

$$G(\bar{r}/\bar{r}_0, \omega) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} + \frac{ik}{2\pi}\int\limits_C \left(\frac{\cos\Theta - \beta}{\cos\Theta + \beta}\right) H_0^{(1)}(\Theta) \times$$

$$\times \sin\Theta\, e^{ik(z+z_0)\cos\Theta}\, d\Theta, \tag{6}$$

где r — расстояние от источника до точки наблюдения; $H_0^{(1)}$ — функция Ханкеля; C — контур интегрирования, изображенный на рис. 2.

Точно через известные специальные функции интеграл в формуле (6) не выражается. Однако при $kr \gg 1$ возможна асимптотическая оценка этого интеграла методом перевала. Используя равномерное асимптотическое приближение, полученное в [4], выражение для функции Грина можем записать:

$$G(\bar{r}/\bar{r}_0, \omega) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} + Q(\bar{r}/\bar{r}_0, \omega)\frac{e^{ikR}}{4\pi R};$$

$$Q(\bar{r}/\bar{r}_0, \omega) = \Gamma + \frac{2i\beta\,(1 + \beta\cos\psi)}{kR\,(\cos\psi + \beta)^3} - \frac{\beta kRa\sqrt{\pi}}{\tau} \times$$

$$\times \left[F(\tau) - \frac{1}{2\tau^2}\right] + Q\left(\frac{1}{k^2R^2}\right), \tag{7}$$

где R — расстояние от мнимого источника до точки наблюдения; $\Gamma = \dfrac{\cos\psi - \beta}{\cos\psi + \beta}$ — коэффициент отражения плоской волны;

$$F(\tau) = 1 - \sqrt{\pi}\,\tau e^{\tau^2}\tau\,\mathrm{erfc}(\tau), \mathrm{erfc}(\tau) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau}^{\infty} e^{-t^2}\,\mathrm{d}t;$$

$$\tau = \sqrt{-ikR\,(1 + \beta\cos\psi - \sin\psi\sqrt{1-\beta^2})};$$

$$a = -H_0^{(1)}(\xi)\,e^{-i\xi};\ \xi = kR\sin\psi\sqrt{1-\beta^2};$$

Ψ — угол падения звуковой волны (см. рис. 1).

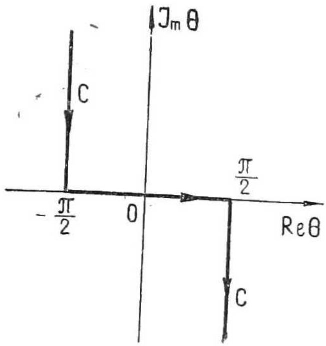

Рис. 2. Контур интегрирования в комплексной плоскости Θ

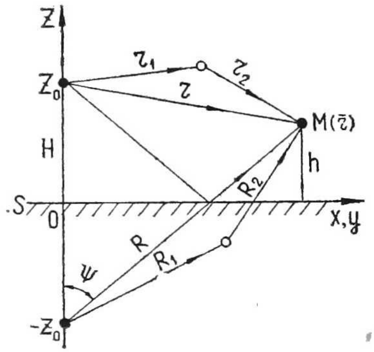

Рис. 3. Схема распространения звуковых волн от реального и мнимого источников, помещенных в случайно неоднородную среду

Подставляя $G(\bar{r}^*/\bar{r}_0, \omega)$ и $G(\bar{r}/\bar{r}^*, \omega)$ в (5) и преобразуя полученные интегралы, находим:

$$P_1(\bar{r}, \omega) = \frac{q(\omega)}{4\pi}\frac{k^2}{2\pi}\int\limits_{V(\bar{r}^*)} \mu(\bar{r}^*)\frac{e^{ikr_1}}{r_1}\left[\frac{e^{ikr^*}}{r^*} + Q(\bar{r}^*/\bar{r}_0, \omega) \times\right.$$

$$\left.\times \frac{e^{ikR^*}}{R^*}\right]\mathrm{d}V + \frac{q(\omega)}{4\pi}\frac{k^2}{2\pi}\int\limits_{V'(\bar{r}')} \mu(\bar{r}')\,Q(\bar{r}/\bar{r}', \omega) \times$$

$$\times \frac{e^{ikR_1}}{R_1}\left[\frac{e^{ikr'}}{r'} + Q(\bar{r}'/\bar{r}_0, \omega)\frac{e^{ikR'}}{R'}\right]\mathrm{d}V', \qquad (8)$$

где $\bar{r}'$ — радиус-вектор мнимого изображения рассеивающей точки. Остальные обозначения поясняются на рис. 1. Распределение неоднородностей в области $V(\bar{r}^*)$ и $V'(\bar{r}')$ связаны зеркальным отображением относительно плоскости S. Согласно (8), рассеянное звуковое поле вблизи импедансной границы зависит от акустических свойств поверхности и геометрического соотношения между источником и приемником звука. Определяя пульсационную составляющую показателя преломления в виде

$$\mu_1 = \begin{cases} \mu(\bar{r}^*) & \text{в } V(\bar{r}^*), \\ \mu(\bar{r}')\, Q(\bar{r}/\bar{r}',\ \omega)\, Q(\bar{r}'/\bar{r}_0,\ \omega) & \text{в } V'(\bar{r}'); \end{cases}$$

$$\mu_2 = \begin{cases} \mu(\bar{r}^*) \dfrac{Q(\bar{r}^*/\bar{r}_0,\ \omega)}{Q(\bar{r}/\bar{r}_0,\ \omega)} & \text{в } V(\bar{r}^*), \\ \mu(\bar{r}') \dfrac{Q(\bar{r}/\bar{r}',\ \omega)}{Q(\bar{r}/\bar{r}_0,\ \omega)} & \text{в } V'(\bar{r}'), \end{cases} \tag{9}$$

звуковое поле точечного источника с учетом однократного рассеивания запишется:

$$P(\bar{r},\ \omega) = \frac{q(\omega)}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \left\{ 1 + \frac{k^2}{2\pi} \int_D \frac{r}{r_1 r_2} \mu_1(\bar{\rho}) \exp \times \right.$$

$$\left. \times [ik(r_1 + r_2 - r)]\, dV \right\} + Q(\bar{r}/\bar{r}_0,\ \omega) \frac{q(\omega)}{4\pi} \frac{e^{ikR}}{R} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{k^2}{2\pi} \int_D \frac{R}{R_1 R_2} \mu_2(\bar{\rho}) \exp[ik(R_1 + R_2 - R)]\, dV \right\}, \tag{10}$$

где D — область, равная сумме областей V и V'.

Таким образом, звуковое поле точечного источника в турбулентной атмосфере вблизи плоской импедансной границы можно интерпретировать как суперпозицию звуковых полей от реального и мнимого источников, помещенных симметрично относительно плоскости (рис. 3) в случайно неоднородной среде, и имеющих различную интенсивность и фазу акустического излучения.

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ ГТД В УСЛОВИЯХ ОТКРЫТОГО СТЕНДА

Звуковые волны, распространяющиеся в атмосфере, рассеиваются на турбулентности. Рассеянные волны, накладываясь на первичные, вызывают флуктуацию амплитуды и фазы результирующего поля. Поэтому (10) можно записать [5]

$$P(\bar{r},\ \omega) = \frac{q(\omega)}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} (1 + a_1) e^{iS_1} + Q(\bar{r}/\bar{r}_0,\ \omega) \frac{q(\omega)}{4\pi} \times$$

$$\times \frac{e^{ikR}}{R} (1 + a_2) e^{iS_2}, \tag{11}$$

где a_1, S_1 — флуктуация амплитуды и фазы прямой звуковой волны; a_2, S_2 — флуктуация амплитуды и фазы отраженной звуковой волны.

Сравнивая (10) с (11) и учитывая, что a_1, a_2, S_1, $S_2 \ll 1$, находим:

$$a_1 = \frac{k^2}{2\pi} \int\limits_D \frac{r}{r_1 r_2} \mid \mu_1 \mid \cos [k (r_1 + r_2 - r) + \delta_1] \, dV;$$

$$S_1 = \frac{k^2}{2\pi} \int\limits_D \frac{r}{r_1 r_2} \mid \mu_1 \mid \sin [k (r_1 + r_2 - r) + \delta_1] dV;$$

$$a_2 = \frac{k^2}{2\pi} \int\limits_D \frac{R}{R_1 R_2} \mid \mu_2 \mid \cos [k (R_1 + R_2 - R) + \delta_2] dV;$$

$$S_2 = \frac{k^2}{2\pi} \int\limits_D \frac{R}{R_1 R_2} \mid \mu_2 \mid \sin [k (R_1 + R_2 - R) + \delta_2] \, dV, \tag{12}$$

где $\mu_1 = |\mu_1| e^{i\delta_1}$, $\mu_2 = |\mu_2| e^{i\delta_2}$ — пульсационные составляющие показателя преломления (9).

Умножая (11) на комплексно-сопряженное, статистически усредняя результаты, а также предполагая нормальным распределение флуктуаций амплитуды и фазы, для результирующего поля получаем [5]:

$$\Delta L (\bar{r}) \approx 10 \lg \Big\{ (1 + \overline{a_1^2}) + 2 \frac{r}{R} \mid Q \mid (1 + \overline{a_1 a_2}) \exp \times$$

$$\times \left[-\frac{1}{2} (\overline{S_1^2} + \overline{S_2^2}) \left(1 - \frac{2\overline{S_1 S_2}}{\overline{S_1^2} + \overline{S_2^2}} \right) \right] C_F (\tau) +$$

$$+ \mid Q \mid^2 \frac{r^2}{R^2} (1 + \overline{a_2^2}) \Big\}, \tag{13}$$

где $\tau = \frac{R - r}{c} + \frac{\delta}{\omega}$ — время запаздывания звуковых волн; $C_F(\tau)$ — нормированная корреляционная функция случайного шума на выходе идеального полосового фильтра; $\overline{a_1^2}$, $\overline{S_1^2}$ — средний квадрат флуктуаций амплитуды и фазы прямой волны; $\overline{a_2^2}$, $\overline{S_2^2}$ — средний квадрат флуктуаций амплитуды и фазы отраженной волны; $\overline{a_1 a_2}$, $\overline{S_1 S_2}$ — взаимно-корреляционные функции флуктуаций амплитуды и фазы прямой и отраженной звуковой волны; $Q(\bar{r}/\bar{r}_0, \omega) = |Q| e^{i\delta}$ — коэффициент отражения, учитывающий дифракционные эффекты (7).

Соотношение (13) описывает поправку на интенсивность звукового поля точечного источника в турбулентной атмосфере вблизи плоской импедансной границы.

Величины $|Q| e^{i\delta}$, $\overline{a_1^2}$, $\overline{a_2^2}$, $\overline{S_1^2}$, $\overline{S_2^2}$, $\overline{a_1 a_2}$, $\overline{S_1 S_2}$ рассчитываются для центральной частоты полосового фильтра. Используя (13), соотношение для расчета влияния турбулентности атмосферы на звуковое поле ГТД в условиях открытого стенда запишется:

$$\Delta L(\overline{r}) \approx 10 \lg \left\{(1+\overline{a}_1^2) + 2\frac{|Q|}{I_F}(1+\overline{a_1 a_2}) \exp\times\right.$$

$$\times\left[-\frac{1}{2}(\overline{S}_1^2+\overline{S}_2^2)\left(1-\frac{2\overline{S_1 S_2}}{\overline{S}_1^2+\overline{S}_2^2}\right)\right][R_{CF}(\tau)+R_{BF}(\tau)+R_{TF}(\tau)]+$$

$$\left.+(1+\overline{a}_2^2)\,|Q|^2\frac{I'_F}{I_F}\right\}, \tag{14}$$

где I_F — интенсивность шума ГТД в свободном поле; I'_F — интенсивность шума ГТД, отраженного от акустически жесткой поверхности; R_{CF} — корреляционная функция шума реактивной струи; R_{BF} — корреляционная функция шума вентилятора; R_{TF} — корреляционная функция шума турбины. Индекс F означает, что все величины в (14) берутся на выходе идеального полосового фильтра.

Более подробный расчет I_F, I'_F, $R_{CF}(\tau)$, $R_{BF}(\tau)$, $R_{TF}(\tau)$ можно найти в работах [6, 7]. Для практического применения соотношений (13), (14) необходимо знание статистических моментов $\overline{a}_1{}^2$, $\overline{a}_2{}^2$, $\overline{S}_1{}^2$, $\overline{S}_2{}^2$, $\overline{a_1 a_2}$, $\overline{S_1 S_2}$.

Используя (12) и предполагая, что $\mu = |\mu_1| \approx |\mu_2|$, $r = R$, а δ_1 и δ_2 постоянные величины, статистические моменты второго порядка можно приближенно записать:

$$\overline{a}_1^2 \approx \overline{a}^2 \cos^2\delta_1 - \sqrt{\overline{a}^2}\sqrt{\overline{S}^2} R_{aS} \sin 2\delta_1 + \overline{S}^2 \sin^2\delta_1;$$

$$\overline{S}_1^2 \approx \overline{a}^2 \sin\delta_1 + \sqrt{\overline{a}^2}\sqrt{\overline{S}^2} R_{aS} \sin 2\delta_1 + \overline{S}^2 \cos^2\delta_1;$$

$$\overline{a}_2^2 \approx \overline{a}^2 \cos^2\delta_2 - \sqrt{\overline{a}^2}\sqrt{\overline{S}^2} R_{aS} \sin 2\delta_2 + \overline{S}^2 \sin^2\delta_2;$$

$$\overline{S}_2^2 \approx \overline{a}^2 \sin^2\delta_2 + \sqrt{\overline{a}^2}\sqrt{\overline{S}^2} R_{aS} \sin 2\delta_2 + \overline{S}^2 \cos^2\delta_2;$$

$$\overline{a_1 a_2} \approx \overline{a}^2 R_a \cos\delta_1 \cos\delta^2 - \sqrt{\overline{a}^2}\sqrt{\overline{S}^2} R^*_{aS} \sin(\delta_1+\delta_2) +$$

$$+ \overline{S}^2 R_S \sin\delta_1 \sin\delta_2;$$

$$\overline{S_1 S_2} \approx \overline{a}^2 R_a \sin\delta_1 \sin\delta_2 + \sqrt{\overline{a}^2}\sqrt{\overline{S}^2} R^*_{aS} \sin(\delta_1+\delta_2) +$$

$$+ \overline{S}^2 R_S \cos\delta_1 \cos 6_2, \tag{15}$$

где $\overline{a}^2$, $\overline{S}^2$, R_a, R_S, R_{aS}, R^*_{as} — статистические моменты звукового поля точечного источника в случайно неоднородной среде.

Для крупномасштабных неоднородностей ($kl \gg 1$) с использованием упрощений, принятых в [8], находим:

$$\overline{a}^2 = (I_1 - I_2)/2; \quad \overline{S}^2 = (I_1 + I_2)/2; \quad I_1 = \sqrt{\pi}\,\overline{\mu}^2 k^2 lr;$$

$$I_2 = \frac{\sqrt{\pi}\,\overline{\mu}^2 k^2 lr}{D^2(1+\Delta)\sqrt{2\Delta}}\left[\frac{D\Delta}{2}\ln\frac{1+D(2\Delta)^{1/2}}{1-D(2\Delta)^{1/2}} + \operatorname{arctg}\frac{D\Delta}{1-D(2\Delta)^{1/2}} - \right.$$

$$\left. - \operatorname{arctg}\frac{D\Delta}{1+D(2\Delta)^{1/2}}\right];$$

$$R_a \approx \frac{15}{8} \frac{l^2}{B^2} \left\{ \left(\frac{9}{2} \frac{l^3}{B^3} - \frac{l}{B} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{B}{l}\right) - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{9}{2} \frac{l^2}{B^2} + 2 \right) e^{-\frac{B}{l}} \right\}; \quad R_S \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{l}{B} \operatorname{erf}\left(\frac{B}{l}\right), \ D \ll 1;$$

$$R_a \approx R_S \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{l}{B} \operatorname{erf}\left(\frac{B}{l}\right), D \gg 1; \ \operatorname{erf}\left(\frac{B}{l}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} = \int_0^{B/l} e^{-t^2}\, dt;$$

$$R_{aS} \approx 0{,}6, \quad D \ll 1; \quad R_{aS} \approx -\frac{\ln 4D}{2D}, \ D \gg 1; \tag{16}$$

где $\Delta = \left(1 + \frac{1}{D^2}\right)^{1/2} - 1$; $B = \frac{2hH}{(H+h)}$; $D = \frac{r}{kl^2}$ — волновой параметр; l — характерный масштаб неоднородностей; r — расстояние от источника до приемника; h — высота приемника; H — высота источника (см. рис. 1).

Согласно соотношению (15), статистические моменты звукового поля точечного источника вблизи импедансной границы могут значительно отличаться от аналогичных характеристик в в свободной случайно неоднородной среде. При достаточном удалении источника и приемника от импедансной границы можно считать $\delta_1 \approx \delta_2 \approx 0$ и поэтому (15) запишется:

$$\bar{a}^2 = \bar{a}_1^2 = \bar{a}_2; \ \bar{S}^2 = \bar{S}_1^2 = \bar{S}_2^2;$$

$$\overline{a_1 a_2} = \overline{a^2}\, R_a; \quad \overline{S_1 S_2} = \bar{S}^2 R_s.$$

В случае идеальных границ решение уравнения (1) можно найти методом плавных возмущений [1, 2]. Для моментов второго порядка получаем:

$$\bar{X}^2 = \bar{X}_1^2 \approx \bar{X}_2^2; \quad \bar{S}^2 = \bar{S}_1^2 \approx \bar{S}_2^2; \quad \overline{X_1 X_2} = \bar{X}^2 R_a; \ \overline{S_1 S_2} = \bar{S}^2 R_S;$$

$$\bar{X}^2 = \frac{1}{2}(I_1 - I_2); \ \bar{S}^2 = \frac{1}{2}(I_1 + I_2); \quad X_1 = \ln(1 + a_1);$$

$$X_2 = \ln(1 + a_2),$$

где I_1, I_2, R_a, R_S записываются в виде (16).

Так как в (13) и (14) входит величина $\bar{a}^2$, а не $\bar{X}^2$, раскрывая натуральный логарифм и предполагая нормальное распределение флуктуаций амплитуды, можно получить с учетом (9) следующее приближение:

$$\bar{a}^2 \approx \begin{cases} \dfrac{\bar{X}^2}{1 + \frac{11}{4}\bar{X}^2}, \ \bar{X}^2 \leqslant 1, \\ 0{,}27\,(\bar{X}^2)^{0{,}33}, \ \bar{X}^2 > 1. \end{cases} \tag{17}$$

Согласно исследованиям, проведенным в [1, 2], преимущество метода плавных возмущений заключается в том, что условие малости накладывается не на флуктуации поля (как это наблюдается в случае метода малых возмущений), а на флуктуации его логарифма, что является значительно более слабым ограничением. Поэтому при расчете среднеквадратичных значений флуктуаций амплитуды следует пользоваться соотношением (17). При выводе (16) предполагалось

$$\overline{\mu(\bar{r})\,\mu(\bar{r}')} = \bar{\mu}^2 \exp\left[-r^2/l^2\right]. \tag{18}$$

В турбулентной атмосфере с учетом (2) можно записать

$$\bar{\mu}^2 = \frac{\overline{V^{*2}}}{c^2}\cos^2\Theta + \frac{\overline{T^*V^*}}{cT}\cos\Theta + \frac{\overline{T^{*2}}}{4T^2} \tag{19}$$

Пренебрегая взаимной корреляцией флуктуаций температуры и скорости ветра, находим:

$$\overline{\mu(\bar{r})\,\mu(\bar{r}_1)} = \frac{\overline{V^{*2}}}{c^2}\cos^2\Theta\exp\left[-r^2/l_V^2\right] + \frac{\overline{T^{*2}}}{4T^2}\exp\left[-r^2/l_т^2\right]. \tag{20}$$

Соотношения (18), (19), (20) могут быть использованы для определения среднеквадратичных значений показателя преломления $\overline{\mu_2}$ и масштаба неоднородностей l по параметрам турбулентной атмосферы $\overline{V^{*2}}$, $\overline{T^{*2}}$, l_V, l_T. Экспериментальные исследования, проведенные в [9], показывают, что статистические моменты пульсаций температуры и скорости ветра мало меняются в течение дня и в случае умеренной турбулентной атмосферы среднеквадратичные значения показателя преломления и масштаба неоднородностей имеют порядок $\overline{\mu^2} \approx 10^{-6}$, $l \sim 1$ м. На

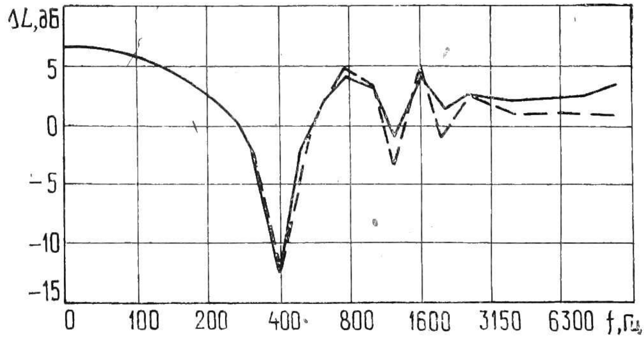

Рис. 4. Влияние турбулентности атмосферы на интерференционную картину точечного источника $\sigma = 5 \cdot 10^3$ рэл cqs/см; $\overline{\mu^2} = 0{,}5 \cdot 10^{-6}$; $l = 0{,}9$ м: ——— турбулентная атмосфера; — — — нетурбулентная атмосфера

рис. 4 изображены сравнительные графики для поправок на влияние земли в нетурбулентной и в умеренно турбулентной атмосфере. Расчет проводился по формуле (13). Нормированная корреляционная функция $C_F(\tau)$ рассматривалась для широкополосного шума с постоянной спектральной плотностью в полосе идеального фильтра. При этом предполагалось, что измерительный радиус $R=100$ м, высота установки микрофона $h=4{,}5$ м, высота расположения источника $H=4{,}5$ м. Импеданс локально реагирующей поверхности задавался параметром его аналитической модели [10], а именно сопротивлением продуванию σ. Из рис. 4 видно, что турбулентность атмосферы вызывает значительные изменения уровней шума на частотах свыше 500 Гц. Основное различие между интерференционной картиной точечного источника в нетурбулентной и умеренно турбулентной атмосфере наблюдается на частотах интерференционных минимумов. На высоких частотах различие может составлять 3—4 дБ. Для сравнения расчетных и экспериментальных данных были использованы результаты измерения шума ГТД на открытом стенде одновременно двумя микрофонами, расположенными на одной штанге на радиусе $R=100$ м и на высотах $h_1=0{,}5$ м, $h_2=4{,}5$ м. Расчетная оценка влияния турбулентности атмосферы проводилась по формуле (14). При расчете учитывалось, что диаметр сопла $d_c=0{,}98$ м, скорость истечения газов на срезе сопла $v=400$ м/с, диаметр воздухозаборника $d_в=1{,}5$ м, сопротивление продуванию $\sigma=5\cdot10^3$ рэл cqs/см. Достоверность расчетных данных оценивалась по разности третьоктавных спектров шума $\Delta L=L_{h_1}-L_{h_2}$ Как видно из рис. 5, на частотах свыше 500 Гц наблюдается удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных данных.

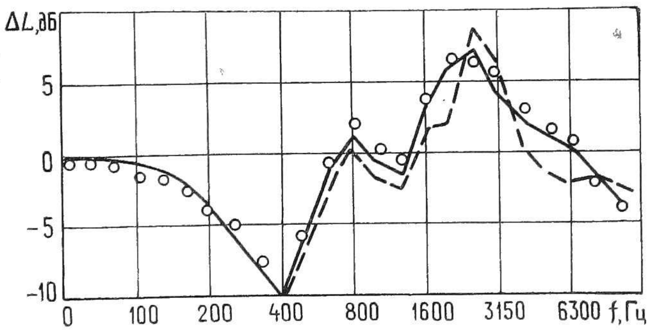

Рис. 5. Сравнение расчетных и экспериментальных данных, полученных на открытом акустическом стенде $\Theta=120°$; $\overline{\mu^2}=10^{-6}$; $l=1{,}2$ м):

○ — экспериментальная кривая; ——— расчетная кривая с учетом турбулентности атмосферы; — — — расчетная кривая без учета турбулентности атмосферы

В заключение следует отметить, что помимо эффектов, связанных с флуктуацией звукового поля, рассеивание на турбулентности может приводить к существенному ослаблению среднего звукового поля источника [1, 11]. Согласно сказанному, (11) можно переписать в виде:

$$P(\bar{r}, \omega) = \frac{q(\omega)}{4\pi r} \exp\left[ikr - \frac{1}{2}\alpha_1 r\right]\Big\{(1 + a_1) e^{iS_1} +$$

$$+ Q(\bar{r}/\bar{r}_0, \omega) \frac{r}{R}(1 + a_2) l^{iS_2} \times$$

$$\times \exp\left[ik(R - r) + \frac{1}{2}(\alpha_1 r - \alpha_2 R)\right]\Big\}, \qquad (21)$$

где α_1, α_2 — коэффициенты ослабления, обусловленные наличием турбулентности атмосферы.

Умножая (21) на комплексно-сопряженное и статистически усредняя результаты, находим:

$$\Delta L^*(\bar{r}) \approx -4{,}3\alpha r + \Delta L(\bar{r}), \qquad (22)$$

где $\alpha = \alpha_1 \approx \alpha_2$, $\Delta L(\bar{r})$ записывается в виде (13) или (14).

Коэффициент ослабления α можно представить: $\alpha = \beta + \gamma$, где β — коэффициент рассеивания [1, 11]; γ — коэффициент поглощения звука турбулентностью [12].

Соотношение (22) может быть использовано при расчете влияния турбулентности атмосферы на звуковое поле ГТД в условиях открытого стенда. В отличие от (14) соотношение (22) учитывает ослабление среднего звукового поля турбулентностью атмосферы.

Выводы

1. На основе метода малых возмущений получено решение задачи о звуковом поле точечного источника в турбулентной атмосфере вблизи плоской импедансной границы.
2. Показано влияние акустических свойств поверхности на статистические моменты звукового поля точечного источника.
3. Получены соотношения, позволяющие учитывать влияние турбулентности атмосферы на звуковое поле ГТД в условиях открытого стенда.
4. Получено удовлетворительное совпадение расчетных материалов с результатами экспериментальных исследований.

Литература

1. *Чернов Л. А.* Волны в случайно неоднородных средах. М.: Наука, 1975.
2. *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1978. Ч. П. Случайные поля,
3. *Chien C. F., Soroka W. W.* Sound Propagation alond an Impedance Plane.— Journal of Sound and Vibration, 1975, Vol. 43, N 1.
4. *Леонтьев Е. А.* О влиянии земли на распространение шума. Реферативный доклад на VII научно-технической конференции по аэроакустике. ЦАГИ, 1981.

5. *Daigle G. A.* Effects of Atmospheric Turbulence on the Interference of Sound Waves above a Finite Impedance Boundary.— Journal Acoustical Society of America, 1979, Vol. 65, N 1.
6. *Генералов А. В., Загузов И. С.* Расчетная модель оценки интерференции звуковых волн при акустических испытаниях ГТД на открытом стенде.— В кн.: Шум реактивных двигателей. Вып. 4 /Тр. ЦИАМ, 1982, № 1031.
7. *Генералов А. В., Загузов И. С.* Расчетная оценка особенностей звукового поля реактивной струи при акустических испытаниях ГТД на открытом стенде.— В сб.: Проектирование и доводка авиационных газотурбинных двигателей /КуАИ, 1983.
8. *Каравайников В. Н.* Флуктуации амплитуды и фазы в сферической волне. Акустический журнал, 1957, вып. 2.
9. *Daigle G. A., Piercy I. E., Embleton T. F. W.* Effects of Atmospheric Turbulence on the Interference of Sound Waves near a Hard boundary.— Journal of Acoustical Society of America, 1978, Vol. 64, N 2.
10. *Delany M., Bazeley E.* A note on the Effect of Ground Absorption in the Measurment of Aircraft Noise.— Journal of Sound and Vibration, 1971, Vol. 16, N 3.
11. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере М.: Наука, 1967.
12. *Кузнецов В. П.* О затухании низкочастотного звука в турбулентной среде. Акустический журнал, 1982. вып. 4.