

Таблица 2

№ образцов	Метод обработки и шероховатость поверхности	Коэффициент затухания до химического полирования $\delta\beta/\text{см}$	Режимы химического полирования (выдержка в растворе 5% H_2SO_4 + 1% щавелевой кислоты в мин)	Шероховатость поверхности после химического полирования	Коэффициент затухания после химического полирования $\delta\beta/\text{см}$	Примечание (рабочая частота мГц)
1	Накатка шариком $\nabla 8\text{в}$	0,18	1 мин 45 сек	$\nabla 8\text{а}$	0,46	10
2	Накатка шариком $\nabla 10\text{а}$	0,36	45 мин	$\nabla 9\text{в}$	0,53	10
3	Притирка и полирование (направленный штрих) $\nabla 9\text{в}$	0,10	2,5 мин	$\nabla 9\text{в}$	0,25	10
4	Притирка и полирование (путаный штрих) $\nabla 9\text{а}$	0,12	2 мин	$\nabla 9\text{а}$	0,19	10

нию (табл. 2). Эти эксперименты показали, что коэффициент затухания существенно зависит от наличия поверхностных пленок, образующихся на поверхности звукопровода, подвергнутой химическому полированию и от режимов химического полирования. Данный вывод совпадает с результатами, приведенными в работе [3].

ЛИТЕРАТУРА

- И. А. Викторов. О влиянии несовершенств поверхности на распространение рэлеевских волн. Докл. АН СССР, 1958, 199, 3, 463—466.
- Л. М. Бреховский. О распространении поверхностных рэлеевских волн вдоль неровной границы упругого тела. Акуст. ж., 1959, 5, 3, 282—289.
- К. Н. Виноградов, Г. К. Ульянов. Измерение скорости и затухания поверхностных волн в твердых материалах. Акуст. ж., 1959, 5, 3, 291—293.

Ленинградский институт
авиационного приборостроения

Поступило в редакцию
15 февраля 1960 г.

ОБ УЧЕТЕ ЗАВИХРЕННОСТИ ПОЛЯ ВЕТРА ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ РАСSEЯНИЯ ЗВУКА В АТМОСФЕРЕ

М. А. Каллистратова, В. И. Татарский

В работах [1, 2] для расчета рассеяния звука на турбулентных пульсациях скорости ветра и температуры в атмосфере использовалось уравнение акустики неоднородной движущейся среды:

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{2v'}{c^2} \nabla \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (1)$$

где φ — потенциал акустической скорости, c — скорость звука, v' — пульсационная скорость ветра. Вывод уравнения (1) дан в работе [3], где кроме обычных предположений о малости акустических скоростей, давления плотности и энтропии по сравнению со скоростью звука и соответствующими величинами для среды предполагалось, что $\Omega = \frac{\partial \ln v'}{\partial t} \ll \omega$, $v \ll c$, а также, что $\text{rot } v' = 0$.

В работе [2], исходя из уравнения (1), получено следующее выражение для эффективного поперечника рассеяния из единичного объема на угол θ в телесный угол $d\Omega$:

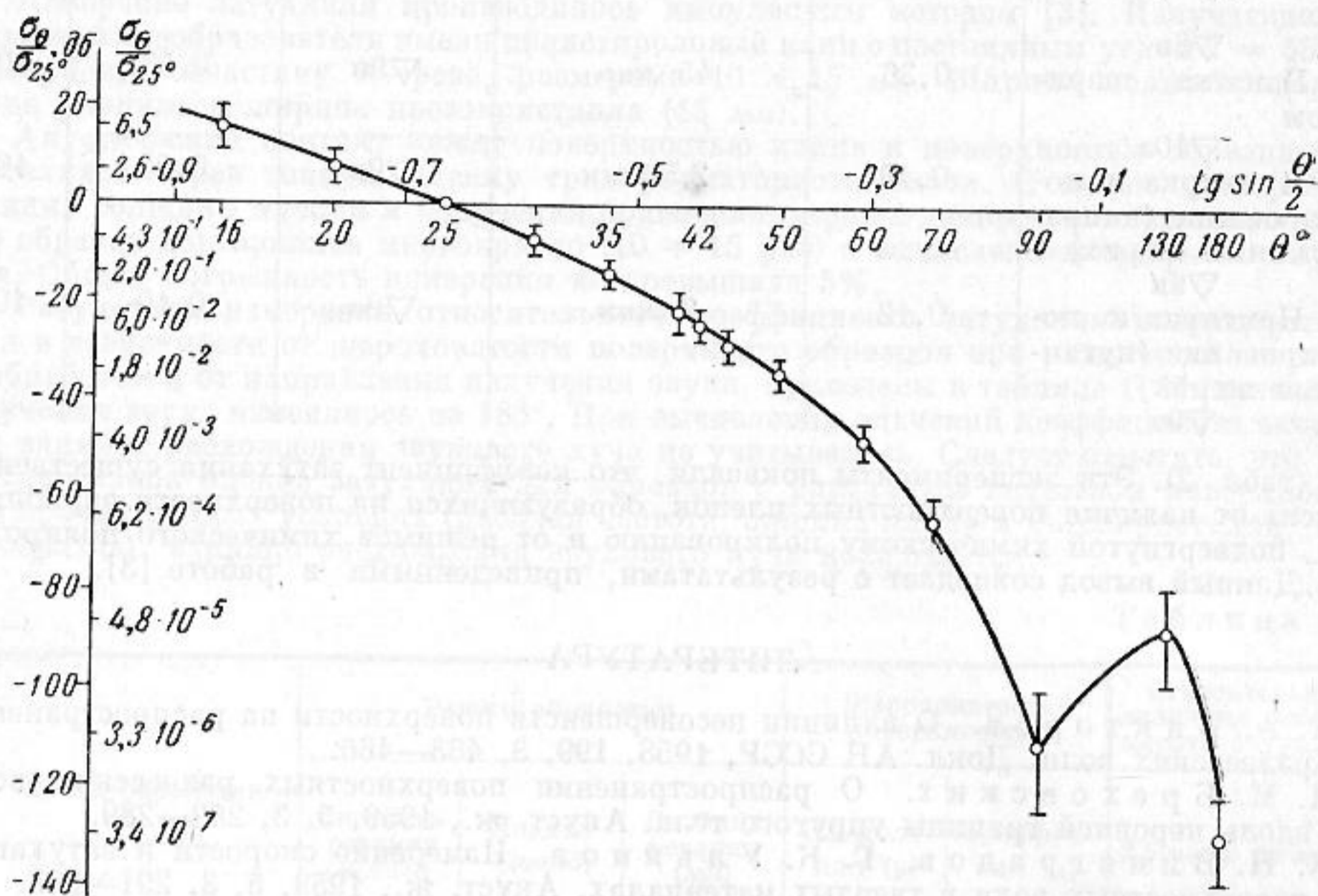
$$d\sigma(\theta) = 2\pi k^4 \left[\frac{1}{c^2} E \left(2k \sin \frac{\theta}{2} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{1}{4T^2} \Phi_T \left(2k \sin \frac{\theta}{2} \right) \right] d\Omega, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $E(k)$ и $\Phi_T(k)$ — трехмерные спектральные плотности флуктуаций скорости ветра и температуры, T — средняя температура. Крейчману [4] удалось решить задачу о рассеянии звука на пульсациях скорости ветра, не вводя звукового потенциала и существенного ограничения $\text{rot } v' = 0$, сделанного в работах [1, 2].

Если исходить из той же системы уравнений гидродинамики, что [и в работе [3], то, используя метод Крейчана, можно получить следующее уравнение для звукового давления Π поля, рассеянного на пульсациях скорости ветра и температуры:

$$\Delta \Pi + k^2 \Pi = -2\bar{\rho} \frac{\partial^2 v_i' \xi_k^0}{\partial x_i \partial x_k} + k^2 \frac{T'}{T} \Pi_0, \quad (3)$$

где $\bar{\rho}$ — средняя плотность среды, v_i' — флуктуации скорости среды, Π_0 и ξ^0 — звуковое давление и скорость в падающей волне, T' — флуктуации температуры.



Уравнение (3) отличается от уравнения Крейчана лишь добавочным членом, содержащим T' . Рассчитанный при помощи уравнения (3) эффективный поперечник рассеяния имеет вид:

$$d\sigma(\theta) = 2\pi k^4 \left[\frac{1}{c^2} E \left(2k \sin \frac{\theta}{2} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \theta + \frac{1}{4T^2} \Phi_T \left(2k \sin \frac{\theta}{2} \right) \right] d\Omega \quad (4)$$

и отличается от (2) наличием множителя $\cos^2 \theta$ в первом члене. Этот множитель, несущественный при малых θ , сильно сказывается при увеличении θ , образуя дополнительный минимум индикатрисы рассеяния при $\theta = \pi/2$.

Предполагая справедливость «закона 2/3» для флуктуаций скорости ветра и температуры и подставляя в (4) соответствующие спектральные плотности, получим

$$d\sigma(\theta) = 0,03k^{1/3} \left[\frac{C_v^2}{c^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \theta + 0,13 \frac{C_T^2}{T^2} \right] \sin \frac{\theta}{2}^{-11/3} d\Omega, \quad (5)$$

где C_v и C_T — структурные постоянные, входящие в «закон 2/3» для скорости и температуры [2].

Экспериментальная проверка этой зависимости была осуществлена в 1959 г. на Цимлянской научной станции Института физики атмосферы АН СССР при помощи методики, описанной в [5] и усовершенствованных электроакустических преобразователей.

На фигуре, где вертикальными линиями обозначен пятипроцентный доверительный интервал, приведена экспериментальная индикатриса рассеяния. При неизменном расстоянии между излучателем и приемником нельзя было охватить весь диапазон углов от 16 до 130°, поэтому производились измерения $d\sigma(\theta)/d\sigma(\theta_0)$ на четырех расстояниях $D = 140, 80$ и 20 м, а затем индикатриса рассеяния «сшивалась» по перекрывающимся углам и строилась величина $d\sigma(\theta)/d\sigma(25^\circ)$. Для того чтобы получить значения $d\sigma(180^\circ)/d\sigma(25^\circ)$ были использованы измерения отношения амплитуды рассеянного сигнала к амплитуде сигнала в свободном пространстве для углов рассеяния 25 и 180°. Последние измерения производились в различное время, но при одинаковых метеорологических условиях. Наличие провала при $\theta = 90^\circ$ на фигуре соответствует формуле (4).

Расчеты по формуле (5) с конкретными значениями C_v и C_T показали удовлетворительное согласие с экспериментом, в то время как расчеты по формуле (2), в которой отсутствует множитель $\cos^2 \theta$ при первом члене, дали значительное расхождение при больших углах θ .

Следовательно, рассматривая рассеяние звуковых волн на турбулентных пульсациях, нельзя пренебрегать вихревой компонентой поля ветра, особенно при больших углах рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. О б у х о в. О рассеянии звука в турбулентном потоке. Докл. АН СССР, 1941, 30, 611.
2. В. И. Т а т а р с к и й. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М., Изд-во АН СССР, 1959.
3. Д. И. Б л о х и н ц е в. Акустика неоднородной движущейся среды. М., Гостехиздат, 1946.
4. R. H. K r a i s h n a n. The scattering of sound in a turbulent medium. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 1096—1109.
5. М. А. К а л л и с т р а т о в а. Методика исследования рассеяния звука в атмосфере. Акуст. ж., 1959, 5, 4, 496—498.

Институт физики атмосферы АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
23 апреля 1960 г.

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА ОТ ДВИЖУЩЕЙСЯ ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ

Л. М. Ляшнев

Выберем систему координат x, y, z так, чтобы пластина оставалась неподвижной, а ее плоскость совпадала с координатной плоскостью xoz . Пусть звуковое поле описывается следующими выражениями (см. фигуру):

$$p_1(\mathbf{r}) = \exp[ik_x x + ik_y(y+a)] + A \exp[ik_x x - ik_y(y+a)]; \quad y < 0; \quad (1)$$

$$p_2(\mathbf{r}) = B \exp[ik_x x + ik_y(y-a)]; \quad y > 0. \quad (2)$$

Множитель $\exp[-i\omega t]$ всюду опускаем. Выражения (1) и (2) являются решениями уравнения распространения звука в движущейся среде

$$\left[\nabla^2 - M^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 2M \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] p(\mathbf{r}) = 0$$

при условии, что $k_x = k \frac{\sin \theta}{1 + M \sin \theta}$, $k_y = k \frac{\cos \theta}{1 + M \sin \theta}$, где $k = \omega/c$, $\operatorname{tg} \theta = k_x/k_y$, c — скорость звука в среде, $M = V/c$ — число Маха, V — скорость движения пластины, $2a$ — толщина пластины, θ — угол падения.

Для определения коэффициентов отражения A и прохождения B воспользуемся граничными условиями и уравнениями движения пластины. Из условий неразрывности смещений и равенства давлений на границах пластины с акустической средой получим

$$-\frac{\partial p_1(\mathbf{r})}{\partial y} \Big|_{y=-a} = \rho \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2V \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} + V^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) (w^{(1)}(x) + w^{(2)}(x)); \quad (3)$$

$$-\frac{\partial p_2(\mathbf{r})}{\partial y} \Big|_{y=+a} = \rho \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2V \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} + V^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) (w^{(1)}(x) - w^{(2)}(x)); \quad (4)$$

$$\left(m_s \frac{\partial^2}{\partial t^2} + g \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right) w^{(1)}(x) = p_1(\mathbf{r}) \Big|_{y=-a} - p_2(\mathbf{r}) \Big|_{y=+a}; \quad (5)$$

$$\left(\frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) w^{(2)}(x) = \frac{a}{E_1} \left[\frac{\sigma_1^2 - 1}{c_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \left[\frac{p_1(\mathbf{r})}{2} \Big|_{y=-a} + \frac{p_2(\mathbf{r})}{2} \Big|_{y=+a} \right] \quad (6)$$

В выражениях (3) — (6) $w^{(1)}(x)$ — антисимметричные относительно средней плоскости смещения пластины, обусловленные ее изгибными колебаниями, $w^{(2)}(x)$ — симметричные смещения, связанные с поперечными колебаниями сжатия (продольными колебаниями) пластины, m_s — масса пластины на единицу площади, g — цилиндрическая жесткость, E_1 — модуль Юнга, σ_1 — коэффициент Пуассона пластины и c_1 — скорость распространения продольных колебаний в пластине. Уравнения (5) и (6) являются уравнениями движения пластины, описывающими ее изгибные колебания и поперечные колебания сжатия [1].