

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 2 4 7

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ,
ДВИЖУЩИМСЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

А.В.Резин

В.В.Тамойкин

Горький 1987

Р а з и н А.В., Т а м о й к и н В.В.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ, ДВИЖУЩИМСЯ
В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ // Препринт № 247. - Горький, НИРФИ. - 1987.
- 19 с.

УДК 534.222.1

Методом среднего поля рассмотрено излучение акустических волн, возникающее при равномерном движении в турбулентной атмосфере теплового и силового источников, имеющих конечные размеры. Приведены интегральные выражения для спектральной плотности силы реакции излучения. Для модели турбулентности, описываемой кармановской функцией корреляции флуктуаций, проведено подробное численное исследование характеристик переходного излучения в зависимости от продольного и поперечного размеров источников, а также скорости их движения.

І. В В Е Д Е Н И Е

Впервые переходное излучение акустических волн рассматривалось в [1], где была решена задача о генерации звука точечным силовым источником, пересекающим резкую границу раздела двух газобразных сред.

Ясно, что по аналогии с электродинамическим случаем причиной возникновения излучения является перестройка ближнего поля источника при его переходе из одной среды в другую. По той же причине излучение звука возникает при равномерном дозвуковом движении источника в хаотически неоднородной среде. В [2] задача о генерации звука точечным силовым источником решена методом реакции излучения для случая мелкомасштабных (малых по сравнению с длиной волны) неоднородностей среды. Получена формула для спектральной мощности излучения как функции частоты, скорости движения источника, масштаба неоднородностей и т.д. В [3] рассмотрено переходное излучение звука при равномерном движении точечного источника массы в турбулентной атмосфере. Поле излучения в [3] (см. также обзор [4]) вычислялось в борновском приближении метода возмущений, а полная излучаемая мощность — путем подсчета потока звуковой энергии.

Наиболее подробно указанная задача рассмотрена в [5] для точечных силового и теплового источников. Полученные в [5] общие выражения для спектральных мощностей переходного излучения справедливы при любых соотношениях между масштабом неоднородностей и длиной волны, скоростью источника и скоростью звука в среде.

Отметим, однако, что в [5] использовалась экспоненциальная функция корреляции флуктуаций параметров среды. Между тем, турбулентная атмосфера содержит широкий спектр неоднородностей от внутреннего до внешнего масштабов [6,7]. Кроме того, реальные источники имеют конечные размеры, что существенно должно влиять на спектральную и полную мощность переходного излучения.

В настоящей работе с использованием полученных в [5] формул выполнены численные расчеты спектральной и полной мощности излучения источников конечных размеров, движущихся в турбулентной атмосфере. Рассмотрены как дозвуковой, так и сверхзвуковой режимы движения источника.

II. Основные соотношения

При решении задачи будем считать атмосферу идеальным газом, находящимся при постоянном давлении. Малые флуктуации скорости звука могут быть выражены через флуктуации плотности [8], которую представим в виде $\rho = \rho_0 + \rho'(\vec{r})$. Здесь $\rho_0 = \langle \rho \rangle$ - средняя плотность атмосферы (угловые скобки означают статистическое усреднение), а $\rho'(\vec{r})$ - малая по сравнению со средним значением случайная величина, $|\rho'| \ll \rho_0$, причем $\langle \rho' \rangle = 0$. Будем считать, что флуктуации плотности являются однородными и изотропными.

Пользуясь основными соотношениями газодинамики - уравнением непрерывности, уравнением Эйлера и уравнением состояния, выражающим неизменность энтропии в среде при распространении звуковых волн, можно получить следующее уравнение для возмущений скорости частиц среды \vec{v} [5]:

$$\left[1 + \epsilon(\vec{r})\right] \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 v_n}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 v_m}{\partial x_n \partial x_m} = \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial \varphi_n}{\partial t} - \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial h}{\partial x_n} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial q}{\partial x_n} \quad (I)$$

В (I) c_0 - средняя скорость звука, $\epsilon(\vec{r}) = \rho'(\vec{r})/\rho_0$, $\gamma = c_p/c_v = 1,4$ - отношение теплоемкостей воздуха при постоянных давлении и объеме. Стоящие в правой части (I) источники φ , h и q представляют собой соответственно силу, приложенную к единице объема среды, количество тепла, передаваемое единице объема среды в единицу времени, и количество вещества, выбрасываемое источником в

единицу объема в единицу времени. Из (I) следует, что источник массы мощности q эквивалентен источнику тепла, имеющему эффективную мощность $h_{эф} = qc_0^2/(\gamma-1)$. Поэтому ниже будем говорить только о силовом и тепловом источниках.

Удобной для расчетов моделью источников, равномерно движущихся со скоростью v_0 в положительном направлении оси Oz декартовой системы координат, является выбор величин $f(\vec{r}, t)$ и $h(\vec{r}, t)$ в виде гауссовых функций:

$$f(\vec{r}, t) = \frac{f_0 \vec{e}_z}{\pi^{3/2} a^2 b} \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{a^2} - \frac{(z - v_0 t)^2}{b^2} \right\},$$

$$h(\vec{r}, t) = \frac{h_0}{\pi^{3/2} a^2 b} \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{a^2} - \frac{(z - v_0 t)^2}{b^2} \right\}, \quad (2)$$

где \vec{e}_z - единичный орт оси Oz .

Для вычисления потерь на излучение источников, движущихся в случайно-неоднородных средах, необходимо воспользоваться введенным в [5] по аналогии с электродинамикой [9] тензором "эффективной проницаемости" ε_{ij}^{eff} , связывающим спектральную компоненту усредненного по ансамблю произведения плотности среды на i -тую компоненту вектора скорости возмущений со спектром j -той компоненты средней скорости:

$$\langle (\rho_0 + \rho(\vec{r})) v_i(\omega, \vec{r}) \rangle_{\vec{k}} = \rho_0 \varepsilon_{ij}^{eff}(\omega, \vec{k}) \langle v_j(\omega, \vec{k}) \rangle.$$

Он выражается через спектр мощности флуктуаций Φ_ε согласно соотношению:

$$\langle \varepsilon(\vec{k}_1) \varepsilon(\vec{k}_2) \rangle = \Phi_\varepsilon(|\vec{k}_1|) \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2)$$

и имеет вид:

$$\varepsilon_{ij}^{eff} = \delta_{ij} (1 - \langle \varepsilon^2 \rangle) - \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\Phi_\varepsilon(|\vec{k} - \vec{\alpha}|)}{k^2 - \alpha^2} \alpha_i \alpha_j d\vec{\alpha},$$

где $k_0 = \omega/c_0$ и $\langle \varepsilon^2 \rangle$ - дисперсия флуктуаций.

Поскольку поле флуктуаций $\varepsilon(\vec{r})$ является изотропным, тензор ε_{ij}^{eff} может быть представлен в виде суммы;

$$\varepsilon_{ij}^{eff}(\omega, \vec{k}) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \varepsilon_{tr}(\omega, k) + \frac{k_i k_j}{k^2} \varepsilon_l(\omega, k),$$

где продольная ε_l и поперечная ε_{tr} эффективные проницаемости даются выражениями [5]:

$$\varepsilon_l(\omega, k) = 1 - \langle \varepsilon^2 \rangle - \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi_\varepsilon(|\vec{k} - \vec{\alpha}|) \frac{(\vec{\alpha} \cdot \vec{k})^2}{k^2 (k_0^2 - \alpha^2)} d\vec{\alpha}, \quad (3)$$

$$\varepsilon_{tr}(\omega, \kappa) = 1 - \langle \varepsilon^2 \rangle - \frac{1}{2} \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\varepsilon}(|\vec{\kappa} - \vec{\alpha}|) \frac{\alpha^2 \kappa^2 - (\vec{\alpha} \vec{\kappa})^2}{\kappa^2 (\kappa^2 - \alpha^2)} d\vec{\alpha}. \quad (4)$$

Методика расчета реакций излучения изложена в работах [2,5]. В связи с этим ниже приведем лишь окончательные формулы. Так для спектральной плотности силы реакции излучения источника тепла вида (2) имеем:

$$F_h(\omega) = \frac{(\gamma-1)^2 \omega h_0^2 e^{-\frac{\omega^2 b^2}{2v_0^2}}}{4\pi^2 \rho_0 v_0^2 c_0^4} \int_0^{\infty} \frac{\left(\kappa_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2}\right) \varepsilon_l''(\omega, \kappa_{\perp}) e^{-\frac{\kappa_{\perp}^2 a^2}{2}} d\kappa_{\perp}}{\left\{ \kappa_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2} \left[1 - M^2 \varepsilon_l'(\omega, \kappa_{\perp}) \right] \right\}^2 + \kappa_0^4 \varepsilon_l''^2(\omega, \kappa_{\perp})} \quad (5)$$

где $M = v_0/c_0$ - число Маха, $\kappa_{\perp} = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ - поперечное волновое число, $\varepsilon_l' = \text{Re } \varepsilon_l$ и $\varepsilon_l'' = \text{Im } \varepsilon_l$. Поскольку источник движется по оси Oz , необходимо положить в ε_l $\kappa_z = \omega/v_0$. Величина $F_h(\omega)$ имеет размерность силы, умноженной на время.

Для силового источника спектральная плотность силы реакции излучения выражается через продольную и поперечную проницаемости [5]:

$$F_l(\omega) = \frac{f_0^2 \omega^5 e^{-\omega^2 b^2/2v_0^2}}{4\pi^2 \rho_0 v_0^4 c_0^4} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_l''(\omega, \kappa_{\perp}) \exp\left(-\frac{\kappa_{\perp}^2 a^2}{2}\right) d\kappa_{\perp}}{\left(\kappa_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2}\right) \left[\left(\kappa_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2} (1 - M^2 \varepsilon_l')\right)^2 + \kappa_0^4 \varepsilon_l''^2 \right]}, \quad (6)$$

$$F_{tr}(\omega) = \frac{f_0^2 e^{-\omega^2 b^2/2v_0^2}}{4\pi^2 \rho_0 v_0^2 \omega} \int_0^{\infty} \frac{\kappa_{\perp}^2 \varepsilon_{tr}''(\omega, \kappa_{\perp}) e^{-\kappa_{\perp}^2 a^2/2} d\kappa_{\perp}}{\left(\kappa_{\perp}^2 + \omega^2/v_0^2\right) (\varepsilon_{tr}'^2 + \varepsilon_{tr}''^2)}. \quad (7)$$

При $a = b = 0$ формулы (5)-(7) описывают реакцию излучения точечного источника [5].

Полная сила реакции излучения дается интегралом от соответствующей спектральной плотности по частоте:

$$I_{h,l,tr} = \int_0^{\infty} F_{h,l,tr}(\omega) d\omega. \quad (8)$$

При известной силе реакции мощность переходного излучения определяется по формуле $W_{h,l,tr} = I_{h,l,tr} v_0$.

Действительные части проницаемостей ε_l и ε_{tr} , как следует из (3), (4) отличаются от единицы на малую величину, пропорциональную $\langle \varepsilon^2 \rangle$. В связи с этим при расчетах будем полагать $\varepsilon_l' \approx \varepsilon_{tr}' \approx 1$. Мнимые части ε_l и ε_{tr} согласно [5] можно представить в виде:

$$\varepsilon_l''(\omega, \kappa) = \frac{\pi^2 \kappa^3}{2} \int_{-1}^1 (1-t^2) \Phi_{\varepsilon}(\sqrt{\kappa^2 + \kappa_0^2 - 2\kappa \kappa_0 t}) dt, \quad (9)$$

$$\varepsilon''_{tr}(\omega, \kappa) = \pi^2 \kappa_0^3 \int_{-1}^1 t^2 \Phi_{\varepsilon}(\sqrt{\kappa^2 + \kappa_0^2 - 2\kappa \kappa_0 t}) dt. \quad (10)$$

III. Спектральная плотность силы реакции переходного излучения дозвукового источника

Будем считать, что флуктуации плотности в турбулентной атмосфере описываются кармановской функцией корреляции [6,7]. Это соответствует зависимости $\Phi_{\varepsilon}(\kappa)$ вида:

$$\Phi_{\varepsilon}(\kappa) = 0,033 c_{\varepsilon}^2 \frac{1}{(\varkappa_0^2 + \kappa^2)^{11/6}}, \quad (11)$$

где \varkappa_0 - волновое число, соответствующее внешнему масштабу турбулентности L_0 : $\varkappa_0 = 2\pi/L_0$, а величина c_{ε}^2 может быть выражена через дисперсию флуктуаций и внешний масштаб турбулентности $c_{\varepsilon}^2 = 2\langle \varepsilon^2 \rangle / L_0^{2/3}$ [7].

Выражения для ε''_l и ε''_{tr} , полученные в результате вычисления интегралов (9), (10) со спектральной функцией (11), имеют вид:

$$\varepsilon''_l(\omega, \kappa) = 0,033 c_{\varepsilon}^2 \pi^2 \kappa_0^3 \left[\frac{3(\kappa^2 + \kappa_0^2 + \varkappa_0^2)^2}{20 \kappa^3 \kappa_0^3} (A^{-5/6} - B^{-5/6}) + \frac{3(\kappa^2 + \kappa_0^2 + \varkappa_0^2)}{2 \kappa^3 \kappa_0^3} (A^{1/6} - B^{1/6}) - \frac{3}{28 \kappa^3 \kappa_0^3} (A^{7/6} - B^{7/6}) \right]; \quad (12)$$

$$\varepsilon''_{tr}(\omega, \kappa) = 0,033 c_{\varepsilon}^2 \frac{\pi^2 \kappa_0^3}{2} \left[\frac{3}{5 \kappa \kappa_0} (A^{-5/6} - B^{-5/6}) - \frac{3(\kappa^2 + \kappa_0^2 + \varkappa_0^2)^2}{20 \kappa^3 \kappa_0^3} (A^{-5/6} - B^{-5/6}) - \frac{3(\kappa^2 + \kappa_0^2 + \varkappa_0^2)}{2 \kappa^3 \kappa_0^3} (A^{1/6} - B^{1/6}) + \frac{3}{28 \kappa^3 \kappa_0^3} (A^{7/6} - B^{7/6}) \right], \quad (13)$$

$$A = (\kappa - \kappa_0)^2 + \varkappa_0^2, \quad B = (\kappa + \kappa_0)^2 + \varkappa_0^2.$$

Для численных расчетов выражения (5)-(7) удобно записать следующим образом:

$$F_h(\omega) = \frac{h_0^2}{\rho_0 c_0^5 L_0} \tilde{F}_h, \quad F_{l,tr}(\omega) = \frac{f_0^2}{\rho_0 c_0^3 L_0} \tilde{F}_{l,tr},$$

где

$$\tilde{F}_h(q) = \frac{(\gamma-1)^2}{\pi M^2} q e^{\frac{2\pi^2}{M^2} q^2 \left[\left(\frac{a}{L_0}\right)^2 - \left(\frac{b}{L_0}\right)^2 \right]} \int_{q/M}^{\infty} \frac{\varepsilon_l''(t) t^3 \exp[-2\pi^2 \left(\frac{a}{L_0}\right)^2 t]}{(t^2 - q^2)^2 + q^4 \varepsilon_l''^2(t)} dt; \quad (14)$$

$$\tilde{F}_l(q) = \frac{q^5}{\pi M^4} e^{\frac{2\pi^2}{M^2} q^2 \left[\left(\frac{a}{L_0}\right)^2 - \left(\frac{b}{L_0}\right)^2 \right]} \int_{q/M}^{\infty} \frac{\varepsilon_l''(t) \exp[-2\pi^2 \left(\frac{a}{L_0}\right)^2 t]}{t [(t^2 - q^2)^2 + q^4 \varepsilon_l''^2(t)]} dt; \quad (15)$$

$$\tilde{F}_{tr}(q) = \frac{1}{\pi M^2 q} \exp \left\{ \frac{2\pi^2}{M^2} q^2 \left[\left(\frac{a}{L_0}\right)^2 - \left(\frac{b}{L_0}\right)^2 \right] \right\} \times \quad (16)$$

$$\times \int_{q/M}^{\infty} t^{-1} \left(t^2 - \frac{q^2}{M^2} \right) \varepsilon_{tr}''(t) \exp \left[-2\pi^2 \left(\frac{a}{L_0} \right)^2 t \right] dt$$

- безразмерные коэффициенты.

В (14)-(16) $q = L_0 / \lambda$, где λ - длина волны излучаемого звука, а продольная ε_l и поперечная ε_{tr} проницаемости представлены в виде

$$\varepsilon_l''(t) = 0,033 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \langle \varepsilon^2 \rangle \tilde{\varepsilon}_l'' \approx 0,1913 \langle \varepsilon^2 \rangle \tilde{\varepsilon}_l''(t),$$

$$\varepsilon_{tr}''(t) = 0,333 \sqrt{\frac{\pi}{8}} \langle \varepsilon^2 \rangle \tilde{\varepsilon}_{tr}'' \approx 0,09565 \langle \varepsilon^2 \rangle \tilde{\varepsilon}_{tr}''(t),$$

$$\tilde{\varepsilon}_l''(t) = \frac{3}{2t^3} \left[\frac{(t^2 + q^2 + 1)^2}{10} (\alpha^{-5/6} - \beta^{-5/6}) \right] + \\ + \left[(t^2 + q^2 + 1) (\alpha^{1/6} - \beta^{1/6}) - \frac{1}{14} (\alpha^{7/6} - \beta^{7/6}) \right],$$

$$\tilde{\varepsilon}_{tr}''(t) = \frac{3}{5t} (\alpha^{-5/6} - \beta^{-5/6}) - \frac{\tilde{\varepsilon}_l''(t)}{q^2},$$

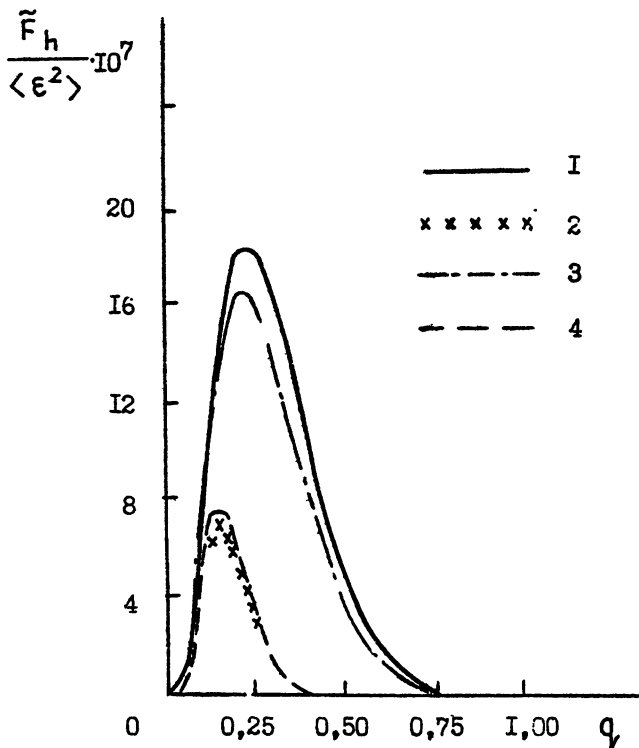
$$\alpha = (t - q)^2 + 1, \quad \beta = (t + q)^2 + 1.$$

Отметим, что при дозвуковом движении источника, $M < 1$, в знаменателе соотношений (14), (15) можно пренебречь квадратом малой величины $\varepsilon_l''(t)$, поскольку возникающая при этом особая точка $t = q$ лежит вне интервала интегрирования ($q/M, \infty$). В случае сверхзвуковой скорости источника, $M > 1$, наличие члена $q^4 \varepsilon_l''^2(t)$ оказывается существенным.

Анализ выражений (5)-(7) показывает, что на малых частотах, $\omega \rightarrow 0$, спектральные плотности силы реакции излучения F_h, F_l и F_{tr} также стремятся к нулю. С другой стороны, на высоких частотах существенным оказывается экспоненциальный множитель $\exp(-\frac{\omega^2 b^2}{2v_0^2})$ стоящий перед интегралами. Следовательно, можно предположить, что функции $F_h(\omega), F_l(\omega)$ и $F_{tr}(\omega)$ достигают максимумов на некоторой частоте ω_{max} . Действительно, расчеты величин $\tilde{F}_h(q)$ и $\tilde{F}_l(q)$, результаты которых для дозвуковых скоростей движения при различных размерах источника представлены на рис. I-4, показали, что зависимости спектральных плотностей силы реакции излучения от параметра q имеют максимум, положение и величина которого определяются скоростью и размерами источника. При этом оказалось, что наиболее существенным параметром источника является его продольный размер, изменение которого в два раза приводит к изменению частоты ω приблизительно в полтора раза и максимальных значений $\tilde{F}_h, \tilde{F}_l^{max}$ в $2,5 + 3$ раза. Изменение вдвое поперечного размера источника приводит к незначительным (не более 10%) вариациям положений и величин максимумов функций $\tilde{F}_h(q)$ и $\tilde{F}_l(q)$. С ростом скорости движения источника эти вариации становятся все менее существенными.

Из рассмотрения рис. I-4 следует также, что увеличение скорости источника приводит к смещению максимума в спектре излучения в область более высоких частот. Увеличение же размеров источника приводит к сужению полосы излучаемых частот и их сдвигу в низкочастотную область, а также уменьшению максимальных значений \tilde{F}_h и \tilde{F}_l , т.е. к уменьшению полной силы реакции и мощности излучения.

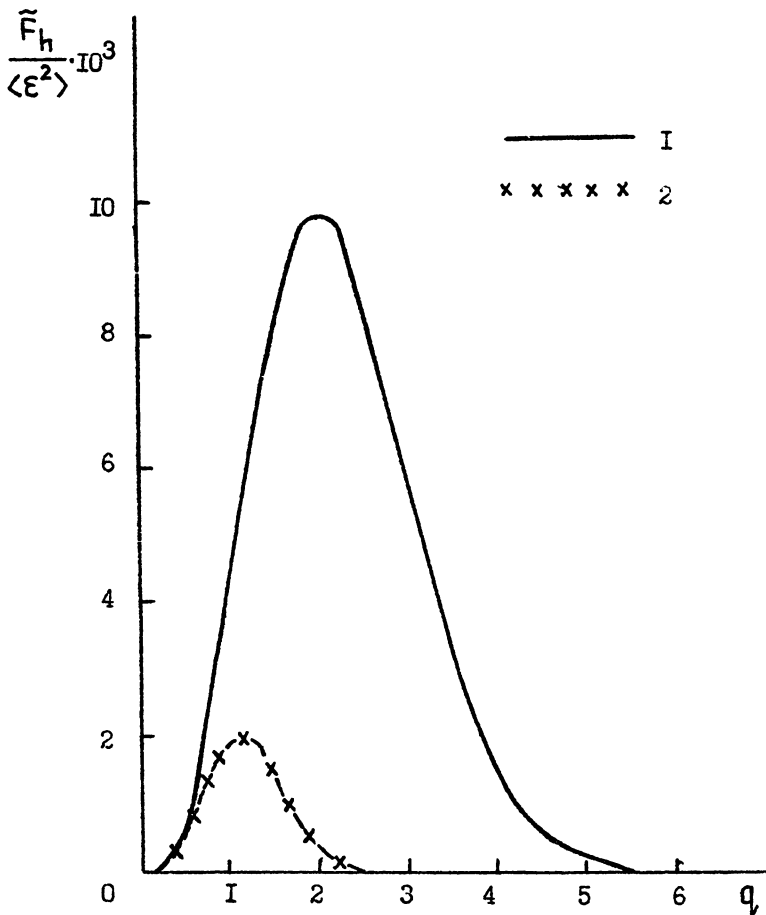
Из физических соображений, однако, ясно, что при фиксированной скорости источника мощность излучения должна возрастать по мере увеличения размеров движущегося тела. Разрешение кажущегося парадокса заключается в том, что для получения конкретного результата численные коэффициенты \tilde{F}_h и \tilde{F}_l необходимо умножать на размерные величины, содержащие силу сопротивления f_0 и мощность источника тепла h_0 , которые обычно тем больше, чем больше источник.



Р и с. I. Зависимости безразмерной характеристики спектральной плотности силы реакции излучения \tilde{F}_h дозвукового теплового источника от параметра q :

- | | |
|---------------------|----------------|
| 1 - $a/L_0 = 0,02,$ | $b/L_0 = 0,1,$ |
| 2 - $a/L_0 = 0,05,$ | $b/L_0 = 0,2,$ |
| 3 - $a/L_0 = 0,05,$ | $b/L_0 = 0,1,$ |
| 4 - $a/L_0 = 0,02,$ | $b/L_0 = 0,2.$ |

Скорость движения источника $v_0 = 50$ м/с

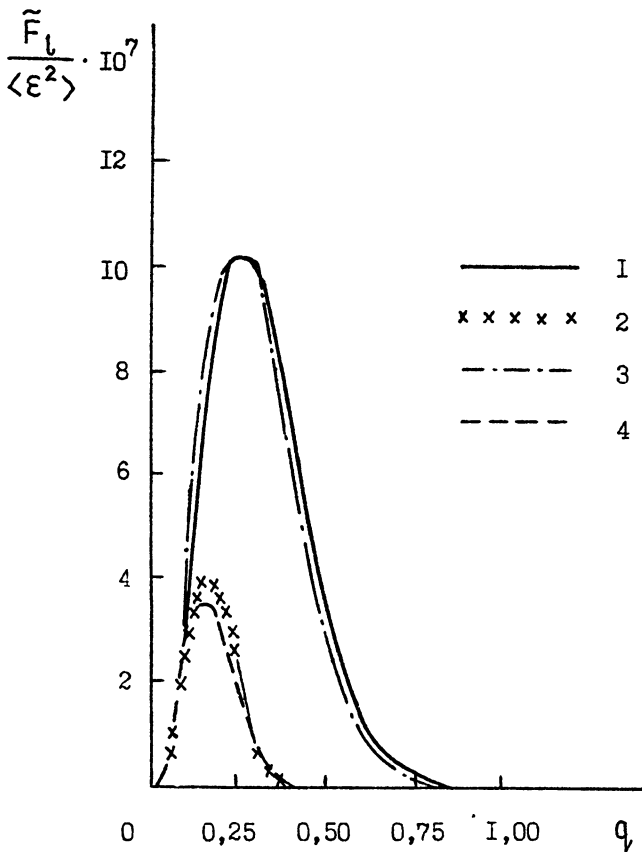


Р и с. 2. Зависимости безразмерной характеристики спектральной плотности силы реакции излучения \bar{F}_h дозвукового теплового источника от параметра q :

$$1 - a/L_0 = 0,02, \quad b/L_0 = 0,1,$$

$$2 - a/L_0 = 0,05, \quad b/L_0 = 0,2.$$

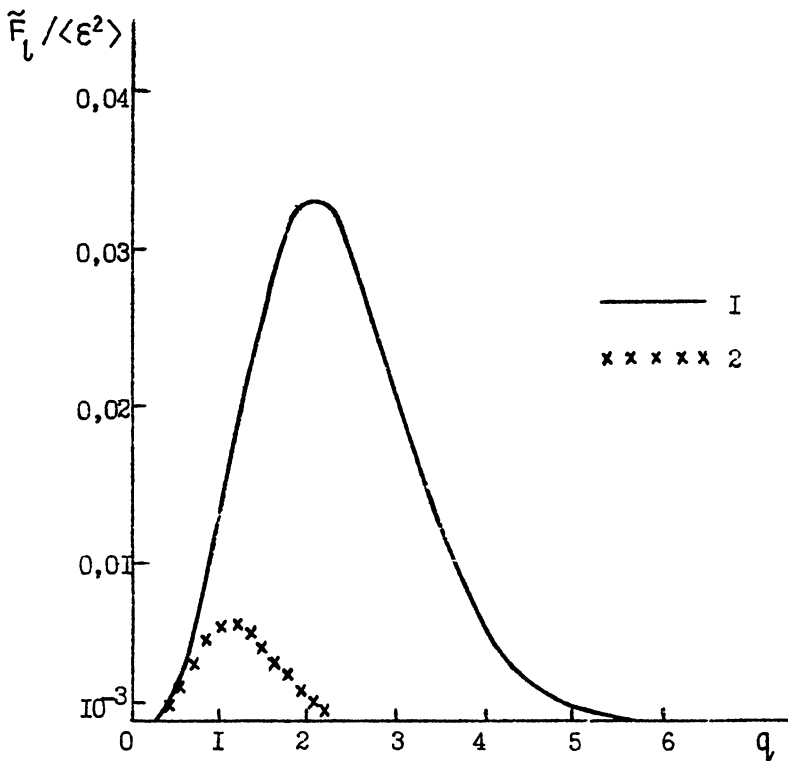
Скорость движения источника $v_0 = 300$ м/с.
 Кривые для случаев $a/L_0 = 0,05, b/L_0 = 0,1$ и $a/L_0 = 0,02, b/L_0 = 0,2$ практически совпадают соответственно с кривыми 1 и 2



Р и с. 3. Зависимости безразмерной характеристики спектральной плотности продольной компоненты силы реакции излучения \tilde{F}_l дозвукового силового источника от параметра q :

- | | |
|----------------------|-----------------|
| 1 - $a/L_0 = 0,02$, | $b/L_0 = 0,1$, |
| 2 - $a/L_0 = 0,05$, | $b/L_0 = 0,2$, |
| 3 - $a/L_0 = 0,05$, | $b/L_0 = 0,1$, |
| 4 - $a/L_0 = 0,02$, | $b/L_0 = 0,2$. |

Скорость движения источника $u_0 = 50$ м/с



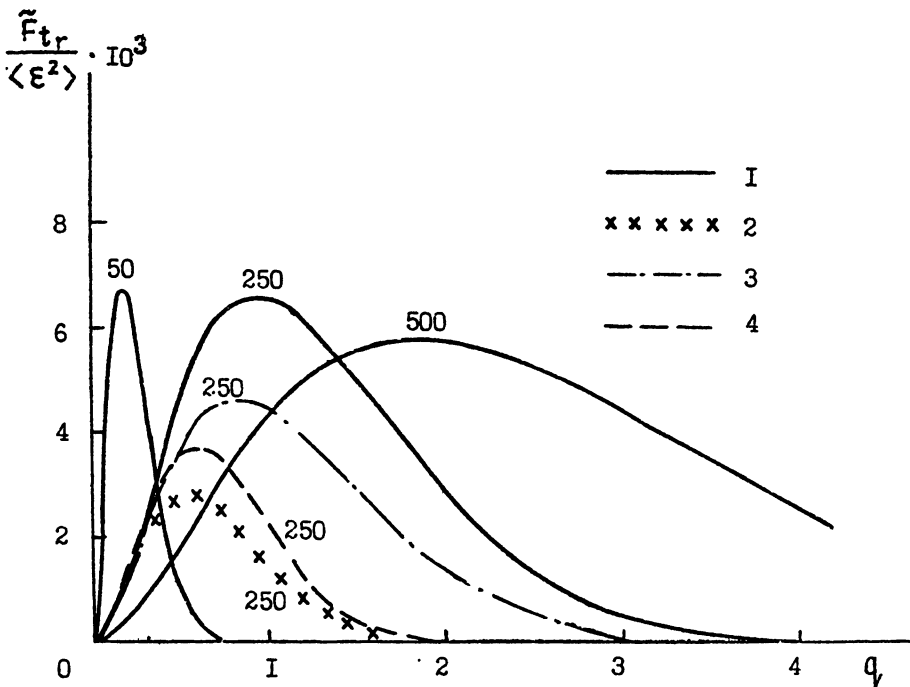
Р и с. 4. Зависимости безразмерной характеристики спектральной плотности продольной компоненты силы реакции излучения \tilde{F}_l дозвукового силового источника от параметра q :

$$1 - a/L_0 = 0,02, \quad b/L_0 = 0,1,$$

$$2 - a/L_0 = 0,05, \quad b/L_0 = 0,2.$$

Скорость движения источника $v_0 = 300$ м/с .

Кривые для случаев $a/L_0 = 0,05, \quad b/L_0 = 0,1$ и $a/L_0 = 0,02, \quad b/L_0 = 0,2$ практически совпадают соответственно с кривыми 1 и 2



Р и с. 5. Зависимости безразмерной характеристики спектральной плотности поперечной компоненты силы реакции излучения \tilde{F}_{tr} от параметра q :

- | | |
|----------------------|-----------------|
| 1 - $a/L_0 = 0,02$, | $b/L_0 = 0,1$, |
| 2 - $a/L_0 = 0,05$, | $b/L_0 = 0,2$, |
| 3 - $a/L_0 = 0,05$, | $b/L_0 = 0,1$, |
| 4 - $a/L_0 = 0,02$, | $b/L_0 = 0,2$. |

Цифры у кривых соответствуют скоростям движения источника, выраженным в м/с

На рис.5 приведены результаты расчетов численного коэффициента $\tilde{F}_{tr}(q)$, характеризующего спектральную плотность поперечной компоненты силы реакции излучения. В отличие от зависимостей $\tilde{F}_h(q)$, $\tilde{F}_l(q)$ максимальное значение \tilde{F}_{tr} при фиксированных размерах источника убывает с ростом скорости движения. Влияние на спектр излучения поперечного размера источника при заданном числе Маха оказывается более существенным, хотя положение максимума в спектре, его величина и ширина по-прежнему определяются, главным образом, продольным размером. Увеличение скорости источника до сверхзвуковой не приводит к резким количественным изменениям зависимости $\tilde{F}_{tr}(q)$.

IV. Спектральная плотность силы реакции излучения сверхзвукового источника

При движении источника со скоростью, превышающей скорость распространения акустических волн в атмосфере, формулы (5) и (6) описывают как переходное излучение, так и излучение Вавилова-Черенкова. Для дальнейшего рассмотрения следует разделить черенковский и переходной механизмы излучения. В связи с этим выделим силу реакции излучения Вавилова-Черенкова для тел конечных размеров, движущихся равномерно в однородной среде. Выражения для неё нетрудно получить из соотношений (5), (6) при $v_0 > c_0$ путем предельного перехода $\varepsilon'_l \rightarrow 1$, $\varepsilon''_l \rightarrow 0$. Эти выражения имеют вид:

$$F_l^0(\omega) = \frac{f_0^2 \omega}{4\pi \rho_0 v_0^4} \exp\left\{-\frac{\omega^2}{2v_0^2} [a^2(M^2-1) + b^2]\right\}; \quad (I7)$$

$$F_h^0(\omega) = \frac{(\gamma-1)^2 h_0^2 \omega}{4\pi \rho_0 v_0^2 c_0^4} \exp\left\{-\frac{\omega^2}{2v_0^2} [a^2(M^2-1) + b^2]\right\}. \quad (I8)$$

Таким образом, при $v_0 > c_0$ сила реакции переходного излучения может быть представлена (за исключением поперечной части для силового источника) в форме:

$$\Delta F_l(\omega) = F_l(\omega) - F_l^0(\omega),$$

$$\Delta F_h(\omega) = F_h(\omega) - F_h^0(\omega).$$

Проведенные расчеты, однако, показали, что с относительной точностью

порядка $10^{-3} + 10^{-4}$ выполняются равенства $F_l(\omega) \approx F_l^0(\omega)$, $F_h(\omega) \approx F_h^0(\omega)$. Следовательно, при сверхзвуковом движении тел переходной механизм вносит ничтожный вклад по сравнению с черенковским во всем диапазоне частот излучаемых волн.

У. Расчет полной силы реакции излучения движущегося источника

Для получения полной силы реакции излучения проводился численный расчет интегралов (8). Его результаты представлены на рис. 6, 7. Из них следует, что при скоростях движения источника импульса $v_0 \approx 250$ м/с поперечная составляющая силы реакции излучения значительно превышает продольную, причем разница их величин тем существенней, чем меньше скорость источника. При скорости $v_0 \sim 300$ м/с I_l и I_{tr} имеют одинаковый порядок величины. На околосвуковых скоростях, $v_0 \gtrsim c_0$, продольная компонента силы реакции излучения источника импульса скачкообразно возрастает на несколько порядков, что связано с излучением волн Маха при $M > 1$. Аналогично ведет себя сила реакции излучения теплового источника. Поскольку при $v_0 > c_0$ преобладающий вклад в излучение вносит черенковский механизм, для оценки полной силы реакции излучения можно пользоваться формулами

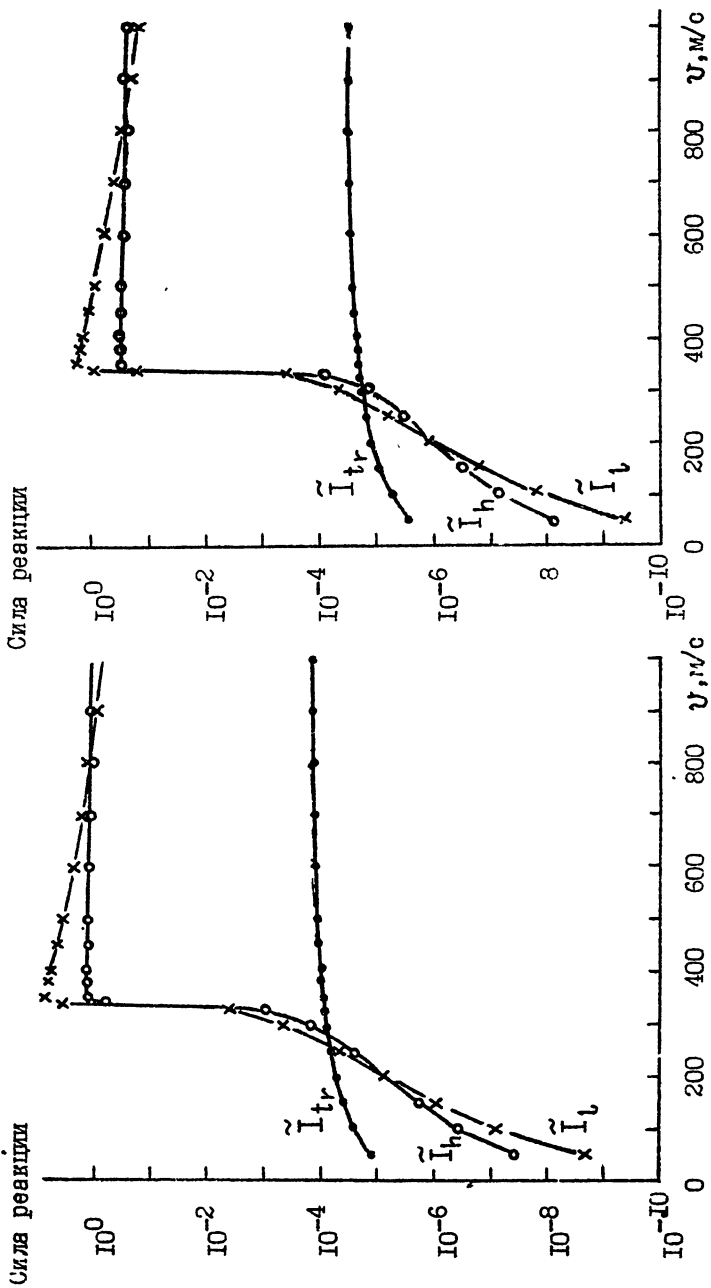
$$I_l = \frac{f_0^2}{4\pi\rho_0 v_0^2 [a^2(M^2-1) + b^2]},$$

$$I_h = \frac{h_0^2(\gamma-1)^2}{4\pi\rho_0 c_0^4 [a^2(M^2-1) + b^2]},$$

получаемыми в результате интегрирования выражений (17), (18) для спектральных плотностей по частоте.

Поперечная компонента силы реакции излучения источника импульса во всем интервале скоростей движения меняется плавно и возрастает приблизительно на порядок при увеличении v_0 от 50 м/с до 1000 м/с.

Увеличение размеров источника при фиксированных значениях его характеристик f_0 и h_0 приводит к уменьшению силы реакции излучения.



Р и с. 6. Зависимости силы реакции излучения от скорости движения источников при $\alpha/L_0 = 0,02$, $b/L_0 = 0,1$.

$$\tilde{I}_{l,tr} = \frac{\rho_0 C_0^2 L_0^2}{\varphi_0^2} I_{l,tr}, \quad \tilde{I}_h = \frac{\rho_0 C_0^4 L_0^2}{h_0^2} I_h$$

Р и с. 7. Зависимости силы реакции излучения от скорости движения источников при $\alpha/L_0 = 0,05$, $b/L_0 = 0,2$.

$$\tilde{I}_{l,tr} = \frac{\rho_0 C_0^2 L_0^2}{\varphi_0^2} I_{l,tr}, \quad \tilde{I}_h = \frac{\rho_0 C_0^4 L_0^2}{h_0^2} I_h$$

УІ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье проведено подробное численное исследование характеристик переходного акустического излучения, возникающего при движении в турбулентной атмосфере теплового и силового источников, имеющих конечные размеры. Флуктуации параметров атмосферы описывались кармановской функцией корреляции. Рассмотрены зависимости спектральной плотности, а также полной силы реакции излучения от продольного и поперечного размеров источника и скорости его движения. Показано, что при сверхзвуковой скорости тела преобладающий вклад в излучение дает черенковский механизм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Докучаев В.П. К теории излучения звуковых волн при движении малых тел в газообразных средах // ЖЭТФ. - 1962. - Т.43, №2. - С. 595-604.
2. Тамойкин В.В., Бирагов С.Б. О реакции излучения звука при движении малых тел в неоднородных газообразных средах // ЖЭТФ. - 1963. - Т.44, №5. - С. 1544-1551.
3. Павлов В.И. О переходном излучении звука в турбулентной среде // Акуст. ж. - 1982. - Т.28, №1. - С. 96-101.
4. Павлов В.И., Сухоруков А.И. Переходное излучение акустических волн // УФН. - 1985. - Т.147, №1. - С. 83-115.
5. Липовский В.Д., Тамойкин В.В. Об излучении звука движущимися источниками в неоднородной газообразной среде // Изв. вузов - Радиофизика. - 1983. - Т.26, №2. - С. 183-191.
6. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. - М.: Наука, 1967. - 548 с.

7. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. - М.: Наука, 1978. - 464 с.
8. Чернов Л.А. Волны в случайно-неоднородных средах. - М. : Наука, 1975. - 172 с.
9. Tamoykin V.V. Cherenkov and transient radiation of uniformly moving charge in random inhomogeneous medium. - Astro - phys.Space Sci., 1972, v.16, N 1, p. 120-129.

Дата поступления статьи
10 сентября 1987 г.

Андрей Владимирович Разин
Владимир Вениаминович Тамойкин

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ,
ДВИЖУЩИМСЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

Подписано в печать 12.11.87г. МЦ 00634 . Формат 60 x 84 / 16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,28 усл. печ. л.
Заказ 4647. Тираж 120. Бесплатно

Отпечатано на ротапринте НИРФИ