

Р.А. Байкалова, Г.М. Креков, Л.Г. Шаманаева

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ВКЛАДА МНОГОКРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В АТМОСФЕРЕ

Методом статистических испытаний решена задача о распространении звукового излучения точечного источника через горизонтальную стратифицированную атмосферу. Получены оценки вклада многократного рассеяния в прошедшее излучение по зонам детектора. Найдено, что при внешнем масштабе турбулентности $L_0 = 20$ м вклад многократного рассеяния составляет 10–30%, при $L_0 = 100$ м он достигает 70% для частоты излучения 1 кГц. Оценки величины поглощения звука поверхностью земли показывают, что при расположении источника на высоте 0,3 м, оно достигает 4,3 дБ. Проведено сравнение расчетного ослабления звука с имеющимися экспериментальными данными, которое показало хорошее согласие результатов.

Трудности аналитического подхода к решению задачи о распространении акустического излучения в атмосфере с учетом влияния подстилающей поверхности Земли обусловили необходимость привлечения численных методов. Наиболее перспективным здесь представляется использование метода статистических испытаний (Монте-Карло), поскольку он позволяет корректно учесть эффекты многократного рассеяния излучения для модели атмосферы, максимально приближенной к реальной.

В акустике метод Монте-Карло впервые был применен для оценки средней длины свободного пробега и временной зависимости звукового давления в замкнутом прямоугольном помещении с однородной воздушной средой [1, 2]. Вывод уравнения переноса излучения в турбулентной атмосфере, учитывающий эффекты многократного рассеяния, и запись его решения в виде ряда Неймана через функцию источников представлена в [3], где получено также общее выражение для плотности потока энергии рассеянной звуковой волны в приближении однократного рассеяния. Если обозначить через $X = G \times \Omega$ область координат и направлений движения фононов и через $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \omega)$ — точку в заданной области X , то для плотности столкновений частиц $f(\mathbf{x})$ можно записать [4]

$$f(\mathbf{x}) = \int_{\dot{X}} K(\mathbf{x}' \rightarrow \mathbf{x}) f(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + \psi(\mathbf{x}), \quad (1)$$

где $\psi(\mathbf{x})$ — плотность начальных столкновений в источнике. Поскольку для случая распространения звуковых волн в атмосфере норма ядра

$$\|K(\mathbf{x}' \rightarrow \mathbf{x})\| \leq \kappa_{sc}(\mathbf{r}')/\kappa_{ex}(\mathbf{r}') < 1 \quad (2)$$

(так как атмосфера сильно поглощает звуковое излучение), решение уравнения переноса (1) допустимо искать в виде разложения в ряд Неймана:

$$f(\mathbf{x}) = \sum_{i=0}^{\infty} f_i(\mathbf{x}), \quad (3)$$

где

$$f_i(\mathbf{x}) = \int_{\dot{X}} K(\mathbf{x}' \rightarrow \mathbf{x}) f_{i-1}(\mathbf{x}') d\mathbf{x}',$$

$$f_0(\mathbf{x}) = \psi(\mathbf{x}).$$

Для статистической оценки распределения интенсивности звукового излучения монохроматического точечного источника со сферической диаграммой направленности, прошедшего через горизонтально стратифицированную атмосферу, использовался метод аналогового моделирования. Плотность однократных столкновений оценивалась из соотношения

$$f_1(\mathbf{x}) = \kappa_{ex}(\mathbf{x}) \langle S_1(\mathbf{x}) \rangle, \quad (4)$$

где $\langle S_1(\mathbf{x}) \rangle$ — плотность потока энергии рассеянной атмосферной турбулентностью звуковой волны, полученная в [3] в приближении однократного рассеяния. Для стандартной модели горизонтально стратифицированной атмосферы интегральный коэффициент экстинкции

$$k_{\text{ex}}(z) = k_k + k_m(z) + k_T(z) + k_v(z), \quad (5)$$

где k_k — коэффициент классического поглощения, обусловленный вязкостью и теплопроводностью воздуха; $k_m(z)$ — молекулярного релаксационного поглощения; $k_T(z)$, $k_v(z)$ — соответственно коэффициенты рассеяния на флуктуациях температуры и скорости ветра. Выражения для коэффициентов классического и молекулярного поглощения в зависимости от частоты F излучения звука брались из [5]. При расчетах их высотной зависимости профили температуры, давления и скорости звука использовались в соответствии со стандартной моделью атмосферы [6].

Аналитические выражения для объемных коэффициентов рассеяния получены нами ранее в [7, 8]; с использованием Кармановской модели трехмерных спектров пульсаций температуры и энергии турбулентности:

$$\begin{aligned} \kappa_T(z) = & 0,9 \lambda^{-1/3}(z) c_T^2(z) T^{-2}(z) L_0^{-7/3} \{0,07143 \cdot [B^{7/6}(z) - \lambda^{7/3}(z)] - \\ & - 0,1 A^2(z) [B^{-5/6}(z) - \lambda^{-5/3}(z)] - A(z) [B^{1/6}(z) - \lambda^{1/3}(z)]\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\lambda(z) = c(z)/F$ — длина волны излучения; c — скорость звука; L_0 — внешний масштаб турбулентности; $C_T^2(z)$ — структурная характеристика поля температуры $T(z)$.

$$\begin{aligned} A(z) = & 2L_0^2 + \lambda^2(z), \quad B(z) = 4L_0^2 + \lambda^2(z); \\ \kappa_v(z) = & 1,569 \varepsilon^{2/3}(z) \lambda^{-1/3}(z) c^{-2}(z) L_0^{-13/3} \{0,1429 \cdot [B(z) + 2A(z)] [B^{7/6}(z) - \\ & - \lambda^{7/3}(z)] - 0,0769 [B^{13/6}(z) - \lambda^{13/3}(z)] - A(z) [A(z) + 2B(z)] [B^{1/6}(z) - \\ & - \lambda^{1/3}(z)] - 0,2 A^2(z) B(z) [B^{-5/6}(z) - \lambda^{-5/3}(z)]\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\varepsilon(z)$ — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности. Характеристики атмосферной турбулентности в атмосферном пограничном слое моделировались для условий дневной конвекции с использованием известных соотношений

$$C_T^2(z) = 2,9 C_{T0} z^{-4/3}; \quad \varepsilon(z) = 0,1 \varepsilon_0 z^{-1}.$$

Параметры C_{T0} и ε_0 задавались так, чтобы в нижнем слое атмосферы $\varepsilon(20)$ изменялось в диапазоне от 0,003 до 0,1 м²/с², а $C_T^2(20)$ — от 0,02 до 0,9 К²м^{0,1502/3}.

В работе [8] предложены также компактные оценки индикатрисы рассеяния, обусловленной турбулентными пульсациями температуры и флуктуациями скорости ветра соответственно:

$$\begin{aligned} g_T(z, \theta) = & 0,1062 L_0^6 \cos^2 \theta [2L_0^2 (1 - \cos \theta) + \lambda^2(z)]^{-11/6} \cdot \{0,07143 [B^{7/6}(z) - \\ & - \lambda^{7/3}(z)] - 0,1 A^2(z) [B^{-5/6}(z) - \lambda^{-5/3}(z)] - A(z) [B^{1/6}(z) - \lambda^{1/3}(z)]\}^{-1}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} g_v(z, \theta) = & 0,1191 L_0^{13/3} \cos^2 \theta (1 + \cos \theta) (A(z)/[2L_0^2] - \cos \theta)^{-11/6} \times \\ & \times \{0,1429 [B(z) + 2A(z)] [B^{7/6}(z) - \lambda^{7/3}(z)] - 0,0763 \cdot [B^{13/6}(z) - \\ & - \lambda^{13/3}(z)] - A(z) [A(z) + 2B(z)] [B^{1/6}(z) - \lambda^{1/3}(z)] - \\ & - 0,2 A^2(z) B(z) [B^{-5/6}(z) - \lambda^{-5/3}(z)]\}^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

На рис. 1 приведен пример расчетов индикатрисы рассеяния звука с использованием (9) для $L_0 = 1$ м и частот: 1 — 33,2 кГц; 2 — 64,4 кГц, построенных в шкале $g_v(\theta) = 10 \lg \left[\frac{g_v(20, \theta)}{g_v(20, \theta_0)} \right]$. Результаты сравнения свидетельствуют о хорошем согласии с экспериментальными данными [9]. Следует отметить, что при модельных расчетах важное значение имеет учет высотной зависимости индикатрисы рассеяния звука атмосферной турбулентностью.

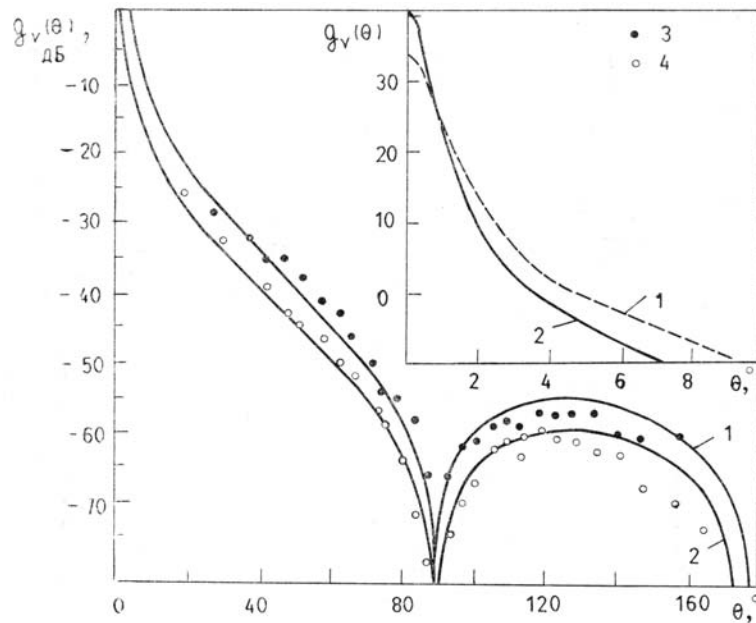


Рис. 1. Сравнение теоретических индикатрис рассеяния звука на флуктуациях скорости ветра с результатами модельного эксперимента [9]: 1, 2 – расчет, $L_0 = 1$ м; 3, 4 – эксперимент. Частота излучения: 1, 3 – 33,2 кГц; 2, 4 – 64,4 кГц. Отдельно показаны теоретические индикатрисы рассеяния в области малых углов $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$

В задаче распространения звукового сигнала математическая модель переноса определялась следующим образом. Точечный источник звука предполагался расположенным на высотах $h_u = 0,3$ и 35 м над поверхностью земли; звук от источника распространялся через плоскопараллельные слои атмосферы с меняющимися от слоя к слою коэффициентами ослабления и индикатрисой рассеяния.

Случайные траектории частиц (фононов) моделировались согласно известным алгоритмам [4, 10]. Поверхность земли считалась абсолютно поглощающей, поэтому когда траектория фонона пересекала плоскость $z = 0$, он считался поглощенным, и рассматривалась новая фононная история. Специфичные алгоритмы моделирования длины свободного пробега и угла рассеяния для произвольной формы индикатрисы рассеяния предложены авторами в [11, 12]. Вычислительный алгоритм был реализован на ЭВМ БЭСМ-6 для объема статистики порядка 10^5 фононных историй, что обеспечивало погрешность в пределах 3–30%. Среднее время счета одного варианта не превышало 30 мин.

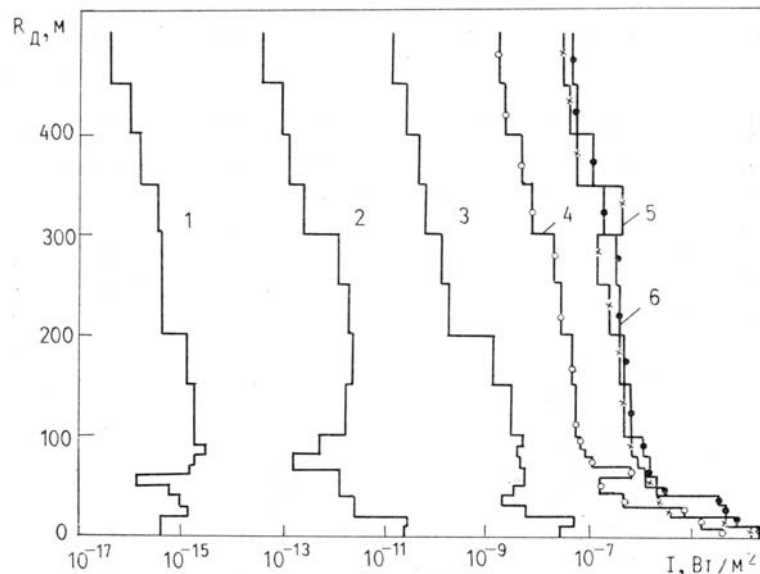


Рис. 2. Распределение интенсивности I прошедшего излучения в горизонтальной плоскости на высоте 500 м в зависимости от радиуса кольцевой зоны для звуковых частот: 1 – 2,5 кГц; 2 – 2 кГц; 3 – 1,5 кГц; 4 – 1 кГц; 5 – 500 Гц; 6 – 250 Гц. Акустическая мощность излучения – 1 Вт

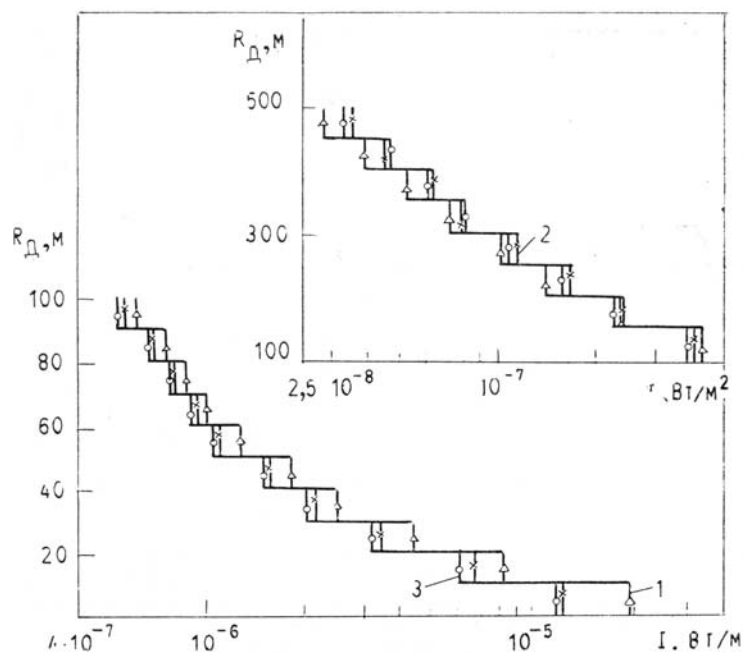


Рис. 3. Распределение интенсивности прошедшего излучения по зонам детектора в зависимости от внешнего масштаба турбулентности: 1 – 1 м, 2 – 5 м, 3 – 20 м

Укажем далее наиболее характерные результаты расчетов (предварительно они обсуждались в [13]). На рис. 2 приведены гистограммы распределения интенсивности I прошедшего излучения как функции расстояния R_d от вертикальной оси расположения источника при $h_{ц} = 35$ м, $h_d = 500$ м. Суммарный сигнал обусловлен многократно рассеянным излучением для частот 2,5 и 2 кГц. Для частоты 1,5 кГц вклад многократного рассеяния определял прошедшее излучение при $R_d \geq 30$ м. Для меньших частот вклад многократного рассеяния составил: при $F = 1$ кГц – от 20 до 70%, при $F = 500$ Гц – от 50 до 70%, при $F = 250$ Гц – от 60 до 80% от общей интенсивности, в зависимости от R_d .

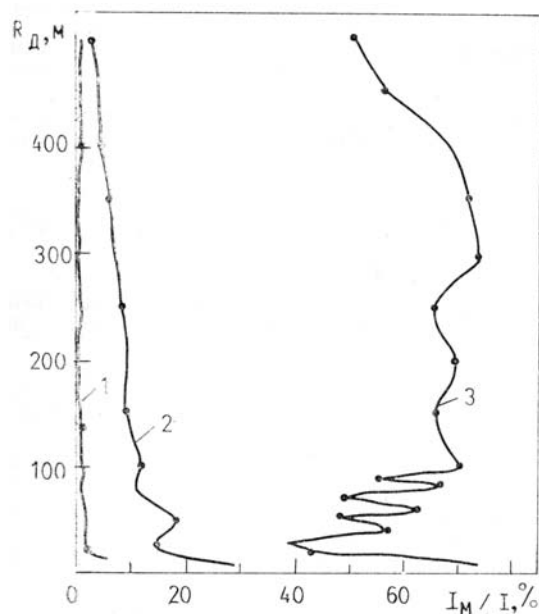


Рис. 4. Вклад многократного рассеяния в интенсивность прошедшего излучения по зонам детектора в зависимости от внешнего масштаба турбулентности: 1 – 5 м, 2 – 20 м, 3 – 100 м; $\epsilon(20) = 0,03 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^2$, $C_T^2(20) = 0,02 \text{ К}^2 \cdot \text{м}^{-2/3}$

Влияние внешнего масштаба атмосферной турбулентности при частоте 1 кГц иллюстрируется на рис. 3, 4. С ростом L_0 наблюдается увеличение интенсивности прямого проходящего излучения. Так для $R_d \leq 10$ м интенсивность увеличивается в 1,6 раза при $L_0 = 20$ м относительно $L_0 = 1$ м, что обусловлено трансформацией формы индикатрисы рассеяния в направлении вперед. Из рис. 4 следует,

что при $L_0 = 1$ м вклад многократного рассеяния составляет менее 1 % и его можно не учитывать. В то же время при $L_0 = 100$ м он достигает 79%. Эти результаты полезны для количественной интерпретации данных акустического зондирования, где до сих пор никаких оценок величины дополнительного ослабления сигнала за счет эффектов многократного рассеяния не производилось.

Оценки высотного распределения мощности поглощения излучения показывают экспоненциальный характер затухания для высот $h \geq 100$ м, причем показатель экспоненты растет, с увеличением частоты звука. Такая зависимость, очевидно, обусловлена экспоненциальным убыванием давления с высотой в используемой акустической модели среды.

Предварительные оценки поглощения звука поверхностью земли, представленные в [13], показали незначительное его уменьшение с ростом частоты излучения при среднем уровне 4,3 дБ, что близко к известным экспериментальным данным.

1. Allred J. C., Newhouse A. — J. Acoust. Soc. Amer., 1958, v. 30, p. 1.
2. Haviland J. K., Tanedar B. D. — J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 54, p. 1442.
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967, с. 213.
4. Креков Г. М., Михайлов Г. А., Каргин Б. А. — Изв. вузов Физика, ч. I, 1968, № 4, с. 110; ч. II, 1968, № 5, с. 54.
5. Neii W. D. — NOAA Technical Report ERL 322—WPL 38. Boulder Colo, 1975 p. 34.
6. Глаголев Ю. А. Справочник по физическим параметрам атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1970, с. 57.
7. Shamanaeva L. G. — J. Acoust. Soc. Amer., 1983, v. 73, p. 780.
8. Baikalova R. A., Krekov G. M., Shamanaeva L. G. — J. Acoust. Soc. Amer., 1988, v. 83 (in printing).
9. Baerg B., Senwarz W. H. — J. Acoust. Soc. Amer., 1966, v. 39, p. 1125.
10. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике./Г.И. Марчук, Г.А. Михайлов, М.А. Назаралиев и др. — Новосибирск: Наука, 1976, с. 15.
11. Креков Г. М., Шаманаева Л. Г. — В кн.: Атмосферная оптика. М.: Наука, 1974, с. 180.
12. Креков Г. М., Съедин В. Я., Шаманаева Л. Г. — В кн.: 8 Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. 2. — Томск, 1984, с. 176.
13. Байкалова Р. А., Креков Г. М., Съедин В. Я., Шаманаева Л. Г. — В кн.: 9 Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. 2. — Томск, 1986, с. 313.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
16 ноября 1987 г.

R.A. Baikalova, G.M. Krekov, L.G. Shamanaeva. Statistical Estimations of Multiple Scattering in the Problem of Sound Propagation Through the Atmosphere.

The propagation of acoustic radiation from a point source through the horizontally stratified atmosphere was studied by the Monte-Carlo method. The multiple scattering effect on the transmitted radiation was estimated for different detector zones. For the outer turbulence scales $L_0 = 20$ and $L_0 = 100$ m, the multiple scattering contribution was found to be 10–30% and 70% respectively, for a radiated acoustic frequency of 1 kHz. When the point source was 0.3 m high above the ground the sound radiation absorbed by the Earth's surface was calculated to be 4.3 dB. A comparative analysis showed the estimated data to agree well with the experimental evidence available.