







## Некоторые особенности взаимодействия радиосигнала с турбулентной атмосферой

Д.С. Клюев<sup>1</sup> , А.Н. Волобуев<sup>2</sup> ,  
С.В. Краснов<sup>2</sup> , К.А. Адыширин-Заде<sup>2</sup> ,  
Т.А. Антипова<sup>2</sup> , Н.Н. Александрова<sup>2</sup> 

<sup>1</sup> Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики  
443010, Россия, г. Самара,  
ул. Л. Толстого, 23

<sup>2</sup> Самарский государственный медицинский университет  
443099, Россия, г. Самара,  
ул. Чапаевская, 89

*Аннотация* – На основе решения системы уравнений Максвелла для электромагнитного излучения в турбулентной атмосфере найдено дифференциальное эффективное сечение рассеяния этого излучения на турбулентности. Исследована зависимость сечения рассеяния от длины волны и угла рассеяния. Показано, что взаимодействие электромагнитного излучения и турбулентности атмосферы является взаимодействием детерминированного электромагнитного волнового процесса со стохастическим турбулентным волновым процессом. Отмечено, что волновой вектор рассеянного электромагнитного излучения пропорционален волновому вектору турбулентности.

*Ключевые слова* – турбулентность атмосферы; рассеяние электромагнитных волн; сечение рассеяния; масштаб турбулентности; Фурье-спектр турбулентности.

### Введение

Сверхвысокочастотное электромагнитное излучение (СВЧ-излучение) с длиной волны  $\lambda = 1\text{--}10$  см и ультравысокочастотное электромагнитное излучение (УВЧ-излучение) с длиной волны  $\lambda = 10$  см – 1 м широко используется в телевидении и радиолокации.

Эти виды электромагнитного излучения при отсутствии атмосферы в области гравитационного поля планеты распространяются прямолинейно, что ограничивает радиосвязь на этих волнах расстоянием 40–50 км. Более длинные волны дифрагируют на сферической поверхности Земли, что является одной из причин приема радиосигналов за пределами прямой видимости. Однако наличие атмосферы также ведет к возможности восприятия СВЧ- и УВЧ-излучения за пределами горизонта планеты. Это, в частности, связано с отражением излучения от ионизированного слоя в верхних слоях атмосферы, в тропосфере на высоте 10–12 км в умеренных широтах. Кроме того, эффект восприятия этих излучений за пределами горизонта связан также с турбулентностью атмосферы, в частности стратосферы на высоте 12–50 км с относительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon \approx 1$ .

Процесс распространения электромагнитных волн в атмосфере ранее исследовался многими учеными, в частности [1–5].

Взаимодействие электромагнитного излучения и турбулентности атмосферы с физической точки зрения является взаимодействием детерминированного электромагнитного волнового процесса со стохастическим турбулентным волновым процессом.

Целью настоящей статьи является анализ влияния турбулентных пульсаций в атмосфере на электромагнитное излучение.

### 1. Дифференциальное эффективное сечение рассеяния ультракоротковолнового электромагнитного излучения в турбулентной атмосфере

При анализе распространения ультракоротковолнового электромагнитного излучения в атмосфере в диапазоне  $\lambda = 10$  см – 1 м ее приближенно будем считать неэлектропроводящей средой с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = n^2$  и магнитной проницаемостью  $\mu = 1$ , где  $n$  – показатель преломления вещества атмосферы.

Система уравнений Максвелла для электромагнитных волн, распространяющихся в атмосфере, имеет вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (4)$$

В уравнениях (1)–(4)  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – напряженности электрического и магнитного полей в электромагнитной волне,  $\mathbf{D}$  – электрическая индукция в ней,  $t$  – время,  $c$  – скорость света в вакууме, примерно равная скорости света в атмосфере.

Материальное уравнение запишем в виде

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}. \quad (5)$$

Будем считать, что показатель преломления атмосферы незначительно отличается от единицы вследствие флуктуации ее параметров: давления, температуры, влажности и т. д. Поэтому полагаем

$$n = 1 + n', \quad (6)$$

где  $n'$  – случайные пульсации показателя преломления. Величина  $n'$  имеет значение порядка  $10^{-8}$ – $10^{-6}$  [6].

Учитывая  $\varepsilon = n^2$ , а также  $n' \ll 1$ , находим

$$\varepsilon = 1 + 2n' + n'^2 \approx 1 + 2n' = 1 + \varepsilon'. \quad (7)$$

Пульсации диэлектрической проницаемости  $\varepsilon' = 2n'$ , несмотря на их малую величину, приводят к рассеянию электромагнитных волн в атмосфере.

Учитывая синусоидально-колебательный характер электромагнитных волн, уравнения (1) и (2) можно записать в виде, исключая временные производные напряженностей полей в волне:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = ik\mathbf{H}, \quad (8)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -ik\mathbf{D}. \quad (9)$$

Плотность потока энергии электромагнитных колебаний – вектор Пойнтинга [7] имеет вид

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}). \quad (10)$$

Из уравнения (8) найдем напряженность магнитного поля

$$\mathbf{H} = -\frac{i}{k} \operatorname{rot} \mathbf{E}. \quad (11)$$

Подставив (11) в (10), найдем зависимость вектора Пойнтинга только от напряженности электрического поля в волне:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = -\frac{ci}{4\pi k} (\mathbf{E} \times \operatorname{rot} \mathbf{E}). \quad (12)$$

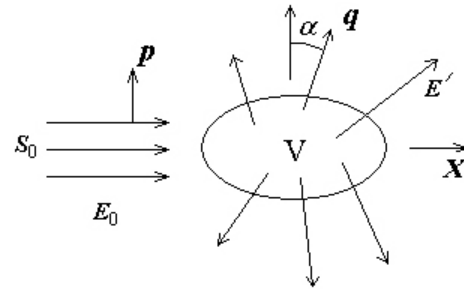


Рис. 1. Рассеяние плоской электромагнитной волны (вектора Пойнтинга) объемом  $V$  с турбулентными пульсациями  
 Fig. 1. Scattering of a plane electromagnetic wave (Poynting vector) by volume  $V$  with turbulent pulsations

Пусть на некоторый условно выделенный объем  $V$ , рис. 1, в котором имеются турбулентные пульсации атмосферы, падает плоская электромагнитная волна с напряженностью электрического поля в волне:

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{p} A_0 e^{ik\mathbf{X}}, \quad (13)$$

где  $\mathbf{X}$  – координата распространения падающей волны,  $\mathbf{p}$  – единичный вектор в плоскости колебаний вектора  $\mathbf{E}_0$ , перпендикулярный направлению распространения волны, т. е. волновому вектору  $\mathbf{k}$ ,  $A_0$  – амплитуда волны,  $k\mathbf{X}$  – фаза волны. Временную составляющую фазы не учитываем, т. к. используются уравнения Максвелла в виде (8) и (9).

Соответствующая этой волне плотность потока энергии, согласно формуле (12), равна

$$\mathbf{S}_0(\mathbf{X}) = -\frac{ci}{4\pi k} \left( \mathbf{E}_0 \times \left( \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial X} \right) \right) = \quad (14)$$

$$= -\frac{ci}{4\pi k} \left( \mathbf{p} A_0 e^{ik\mathbf{X}} \times \mathbf{p} A_0 e^{ik\mathbf{X}} ik \right) = \frac{cA_0^2}{4\pi} \frac{\mathbf{k}}{k} e^{i2k\mathbf{X}},$$

где учтено  $\mathbf{p}^2 = 1$ .

Учитывая, что вектор  $\mathbf{k}$  направлен вдоль координаты  $X$ , находим среднее по длине волны ( $\lambda = 2\pi/k$ ) значение вектора Пойнтинга:

$$\mathbf{S}_0 = \frac{cA_0^2}{4\pi} \frac{\mathbf{k}}{k} \frac{k}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{k}} \left( \operatorname{Re} \left( e^{i2kX} \right) \right) dX = \quad (15)$$

$$= \frac{cA_0^2}{4\pi} \frac{\mathbf{k}}{k} \frac{k}{2\pi} \left[ \int_0^{\frac{2\pi}{k}} \cos^2(kX) dX \right] = \frac{cA_0^2}{8\pi} \frac{\mathbf{k}}{k}.$$

Напряженность электрического поля в объеме  $V$  можно представить в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}', \quad (16)$$

где  $\mathbf{E}'$  – соответствует рассеянным электромагнитным волнам.

Исключим из системы (8), (9) напряженность магнитного поля, находя ротор уравнения (8):

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = ik \text{ rot } \mathbf{H} = k^2 \mathbf{D}. \quad (17)$$

Следовательно,

$$k^2(\mathbf{D}_0 + \mathbf{D}') = \text{rot rot}(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'),$$

где  $\mathbf{D}_0 = \varepsilon_0 \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0$ , т. к.  $\varepsilon_0 = 1$  – диэлектрическая проницаемость невозмущенной атмосферы,  $\mathbf{D}'$  – турбулентные пульсации электрической индукции. Учитывая, согласно (17),  $k^2 \mathbf{D}_0 = \text{rot rot } \mathbf{E}_0$ , находим уравнение для пульсационных электрических характеристик:

$$k^2 \mathbf{D}' = \text{rot rot } \mathbf{E}', \quad (18)$$

В соответствии с (5) и (7) имеем

$$\mathbf{D} = (1 + 2n') \mathbf{E}$$

$$\text{или } \mathbf{D}_0 + \mathbf{D}' = (1 + 2n')(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}').$$

Следовательно,

$$\mathbf{D}_0 + \mathbf{D}' = (\mathbf{E}_0 + 2n' \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}' + 2n' \mathbf{E}').$$

Учитывая  $\mathbf{D}_0 = \mathbf{E}_0$  и полагая  $2n' \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}' \gg 2n' \mathbf{E}'$ , имеем

$$\mathbf{D}' = \mathbf{E}' + 2n' \mathbf{E}_0. \quad (19)$$

Исключая из системы уравнений (18), (19) величину  $\mathbf{E}'$ , находим  $k^2 \mathbf{D}' = \text{rot rot}(\mathbf{D}' - 2n' \mathbf{E}_0)$ . Учитывая формулу векторного анализа  $\text{rot rot } \mathbf{D}' = \text{grad}(\text{div } \mathbf{D}') - \Delta \mathbf{D}'$  и формулу (3) в виде  $\text{div } \mathbf{D}' = 0$ , имеем

$$(\Delta + k^2) \mathbf{D}' = -\text{rot rot}(2n' \mathbf{E}_0). \quad (20)$$

Решение волнового уравнения (20) со случайной правой частью с использованием формулы (13) имеет вид

$$\mathbf{D}'(\mathbf{X}) = \quad (21)$$

$$= \frac{1}{4\pi} \text{rot} \left( \text{rot} \int_V 2n'(\mathbf{X}_1) \mathbf{E}_0(\mathbf{X}_1) \frac{e^{ik|\mathbf{X}-\mathbf{X}_1|}}{|\mathbf{X}-\mathbf{X}_1|} d\mathbf{X}_1 \right) =$$

$$= \frac{A_0}{2\pi} \text{rot} \left( \text{rot } \mathbf{p} \int_V n'(\mathbf{X}_1) \frac{e^{ik\mathbf{X}_1 + ik|\mathbf{X}-\mathbf{X}_1|}}{|\mathbf{X}-\mathbf{X}_1|} d\mathbf{X}_1 \right).$$

Пусть  $\mathbf{q} = \mathbf{X}/|\mathbf{X}|$  – единичный вектор направления исследования, рис. 1. Полагаем, что вне объема  $V$  пульсации отсутствуют, поэтому  $n' = 0$ ,  $\varepsilon = 1$  и  $\mathbf{D} = \mathbf{E}$ , а также (5), (6). Величина  $\mathbf{X}_1$  лежит внутри объема  $V$ , а  $\mathbf{X}$  достаточно далеко от этого объема, поэтому в знаменателе (21) можно величину  $|\mathbf{X}-\mathbf{X}_1|$  заменить  $|\mathbf{X}-\mathbf{X}_1| \approx |\mathbf{X}|$  – расстоянием до точки наблюдения. Кроме того, полагая  $|\mathbf{X}-\mathbf{X}_1| = |\mathbf{X}-\mathbf{q}\mathbf{X}_1| = |\mathbf{X}| - \mathbf{q}\mathbf{X}_1$  и

$$e^{ik\mathbf{X}_1 + ik|\mathbf{X}-\mathbf{X}_1|} = e^{ik\mathbf{X}_1 + ik(|\mathbf{X}| - \mathbf{q}\mathbf{X}_1)} = e^{ik|\mathbf{X}|} e^{i(\mathbf{k}-k\mathbf{q})\mathbf{X}_1},$$

запишем (21) в виде

$$\mathbf{E}'(\mathbf{X}) = \quad (22)$$

$$= \frac{A_0}{2\pi} \text{rot} \left( \text{rot} \frac{\mathbf{p} e^{ik|\mathbf{X}|}}{|\mathbf{X}|} \int_V n'(\mathbf{X}_1) e^{i(\mathbf{k}-k\mathbf{q})\mathbf{X}_1} d\mathbf{X}_1 \right).$$

Учитываем, что

$$\text{rot}(\text{rot}) = \nabla \times (\nabla \times) = \mathbf{q} \times (\mathbf{q} \times) \frac{\partial^2}{\partial |\mathbf{X}|^2},$$

а также

$$\text{rot} \left( \text{rot} \frac{\mathbf{p} e^{ik|\mathbf{X}|}}{|\mathbf{X}|} \right) = (\mathbf{q} \times (\mathbf{q} \times \mathbf{p})) \frac{\partial^2}{\partial |\mathbf{X}|^2} \frac{e^{ik|\mathbf{X}|}}{|\mathbf{X}|} \approx$$

$$\approx \frac{k^2 e^{ik|\mathbf{X}|}}{|\mathbf{X}|} ((\mathbf{q} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{q}).$$

В связи с тем что длина электромагнитной волны мала по сравнению с расстоянием до точки наблюдения  $|\mathbf{X}| \gg \lambda$ , при нахождении производной знаменатель считаем приблизительно постоянным, т. е. фактически используем плоскую геометрию. В результате получаем

$$\mathbf{E}'(\mathbf{X}) = \frac{k^2 A_0 e^{ik|\mathbf{X}|}}{2\pi |\mathbf{X}|} G ((\mathbf{q} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{q}), \quad (23)$$

где

$$G = \int_V n'(\mathbf{X}_1) e^{i(\mathbf{k}-k\mathbf{q})\mathbf{X}_1} d\mathbf{X}_1$$

– параметр, характеризующий турбулентные пульсации атмосферы.

Вектор  $(\mathbf{q} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{q} = |\sin \alpha|$ , где  $\alpha$  – угол между векторами  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{q}$ , рис. 1. Вектор  $(\mathbf{q} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{q}$  перпендикулярен вектору  $\mathbf{q}$ .

Найдем плотность потока рассеянной электромагнитной энергии по формуле (12):

$$\mathbf{S}' = -\frac{ci}{4\pi k} (\mathbf{E}' \times \text{rot } \mathbf{E}') = \quad (24)$$

$$= -\frac{ci}{4\pi k} \left( \mathbf{E}' \times \mathbf{q} \frac{\partial}{\partial |\mathbf{X}|} \mathbf{E}' \right) = -\frac{ci}{8\pi k} \left( \mathbf{q} \frac{\partial}{\partial |\mathbf{X}|} \mathbf{E}'^2 \right) =$$

$$= -\frac{ci}{8\pi k} \left( \mathbf{q} \frac{k^4 A_0^2}{4\pi^2} G^2 |\sin \alpha|^2 \frac{\partial}{\partial |\mathbf{X}|} \frac{e^{2ik|\mathbf{X}|}}{|\mathbf{X}|^2} \right) \approx$$

$$\approx -\frac{ci}{8\pi k} \left( \mathbf{q} \frac{k^4 A_0^2}{4\pi^2 |\mathbf{X}|^2} G^2 |\sin \alpha|^2 2ike^{2ik|\mathbf{X}|} \right) =$$

$$= \frac{c}{8\pi} \left( \mathbf{q} \frac{k^4 A_0^2}{4\pi^2 |\mathbf{X}|^2} G^2 |\sin \alpha|^2 2e^{2ik|\mathbf{X}|} \right) =$$

$$= \frac{ck^4 A_0^2 |\sin \alpha|^2}{32\pi^3 |\mathbf{X}|^2} G^2 \mathbf{q}.$$

При выводе учтено среднее по длине волны значение  $\text{Re}(e^{2ik|\mathbf{X}|}) = 1/2$ .

Дифференциальное эффективное сечение процесса рассеяния электромагнитных волн объемом  $V$  равно

$$d\sigma = \frac{dP}{|\mathbf{S}_0|}. \quad (25)$$

Поток энергии (мощность)  $dP$  электромагнитных волн, рассеянных в телесный угол  $d\Omega$  в направлении  $\mathbf{q}$ , учитывая (24), равен

$$dP = |\mathbf{S}'| |\mathbf{X}|^2 d\Omega = \frac{ck^4 A_0^2 |\sin \alpha|^2}{32\pi^3} G^2 d\Omega. \quad (26)$$

Подставляя в (26) формулу (15), находим

$$d\sigma = \frac{k^4 |\sin \alpha|^2}{4\pi^2} G^2 d\Omega = \frac{k^4 \sin^2 \alpha}{4\pi^2} G^2 d\Omega. \quad (27)$$

Таким образом, дифференциальное эффективное сечение процесса рассеяния электромагнитных волн турбулентными пульсациями атмосферы подчиняется закону четвертой степени Рэлея:

$$d\sigma \sim k^4 = \frac{16\pi^4}{\lambda^4}, \quad (28)$$

На рис. 2 показано распределение дифференциального эффективного сечения в зависимости от угла  $\alpha$ .

## 2. Влияние турбулентных характеристик атмосферы на рассеяние электромагнитного излучения

Исследуем более подробно параметр

$$G = \int_{\mathbf{V}} n'(\mathbf{X}_1) e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{kq})\mathbf{X}_1} d\mathbf{X}_1,$$

характеризующий турбулизацию атмосферы. Волновой вектор  $\mathbf{k} - \mathbf{kq}$  представляет собой разность между волновыми векторами падающей и рассеянной волн, рис. 2.

Для упрощения анализа турбулентность будем считать однородной и изотропной, т. е. она имеет количественно везде одну и ту же структуру и ее статистические характеристики не зависят от направления.

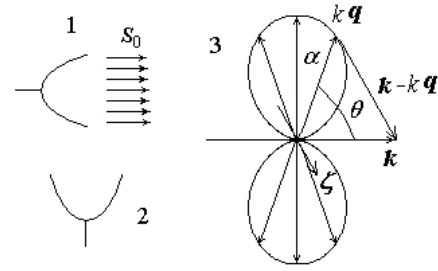


Рис. 2. Схема приема электромагнитных волн, рассеянных на турбулентных пульсациях атмосферы, 1 – излучающая антенна, 2 – приемная антенна, 3 – угловое рассеяние волн  
 Fig. 2. Scheme for receiving electromagnetic waves scattered by turbulent pulsations of the atmosphere, 1 – emitting antenna, 2 – receiving antenna, 3 – angular wave scattering

Двухточечную корреляционную функцию

$$B_{nn}(\mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2) = \langle n'(\mathbf{X}_1) n'(\mathbf{X}_2) \rangle$$

(угловые скобки, как обычно, означают пространственное осреднение) с помощью Фурье-преобразования запишем через Фурье-спектр турбулентности  $F_{nn}(\zeta)$ :

$$B_{nn}(\mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2) = \int \exp(-i\zeta(\mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2)) F_{nn}(\zeta) d\zeta. \quad (29)$$

В данном случае  $\zeta$  является волновым вектором турбулентного спектра. При взаимодействии электромагнитной волны и турбулентности происходит взаимодействие двух волновых процессов: детерминированного электромагнитного волнового процесса и стохастического турбулентного волнового процесса. Волновой вектор, представляющий разность между волновыми векторами падающей и рассеянной электромагнитных волн  $\mathbf{k} - \mathbf{kq}$ , полагаем пропорциональным волновому вектору турбулентного спектра  $\zeta$ , рис. 2. Это будет обосновано далее.

Таким образом, средний квадрат параметра турбулентности  $G$  равен

$$\langle G^2 \rangle = \int_{\mathbf{V}} \int_{\mathbf{V}} B_{nn}(\mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2) \times \exp(-i\zeta(\mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2)) d\mathbf{X}_1 d\mathbf{X}_2. \quad (30)$$

Постоянный коэффициент пропорциональности между волновыми векторами  $\mathbf{k} - \mathbf{kq}$  и  $\zeta$  для дальнейших преобразований несущественен, и его полагаем равным единице. В дальнейшем его численное значение уточним.

С другой стороны, используя Фурье-спектр, имеем

$$\langle G^2 \rangle = 8\pi^3 \mathbf{V} \int \left( \frac{1}{8\pi^3} \int_{\mathbf{V}} \exp(i\zeta\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right) F_{nn}(\zeta) d\zeta \approx \quad (31)$$

$$\approx 8\pi^3 V \int_0^{\zeta} F_{nn}(\zeta) d\zeta \left( \frac{1}{8\pi^3} \int_V \exp(i\zeta \mathbf{r}) d\mathbf{r} \right),$$

где  $\mathbf{r} = \mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2$ . Весовая функция

$$f(\zeta) = \frac{1}{8\pi^3} \int_V \exp(i\zeta \mathbf{r}) d\mathbf{r},$$

интеграл от которой по всему волновому пространству равен единице [6]. Поэтому функция  $f(\zeta)$  изменяется незначительно и ее можно вынести за знак интеграла. Величина

$$\int_0^{\zeta} F_{nn}(\zeta) d\zeta \sim \zeta^{\frac{5}{2}}$$

в достаточно большом диапазоне модулей волновых векторов [8]. Этому же закону подчиняется средний квадрат параметра турбулентности  $\langle G^2(\zeta) \rangle$ . Сам параметр турбулентности подчиняется закону, близкому к линейному  $G(\zeta) \sim \zeta^{5/4}$ , а спектральная функция турбулентности приблизительно подчиняется закону

$$F_{nn}(\zeta) \sim \frac{d}{d\zeta} \zeta^{\frac{5}{2}} \sim \zeta^{\frac{3}{2}}.$$

Пусть  $\theta$  – угол рассеяния между волновым вектором  $\mathbf{k}$  падающей электромагнитной волны и направлением  $\mathbf{q}$  рассеянной волны, рис. 2. Тогда из равнобедренного треугольника

$$|\mathbf{k} - \mathbf{kq}| = 2k \left| \sin \frac{\theta}{2} \right|.$$

Учитывая  $k = 2\pi/\lambda$ , находим величину

$$d = \frac{\lambda}{2 \left| \sin \frac{\theta}{2} \right|} = \frac{2\pi}{|\mathbf{k} - \mathbf{kq}|} = \frac{2\pi}{\delta \zeta}, \quad (32)$$

где  $\delta = |\mathbf{k} - \mathbf{kq}|/\zeta$  – параметр, показывающий во сколько раз электромагнитный волновой вектор  $\mathbf{k} - \mathbf{kq}$  больше турбулентного волнового вектора  $\zeta$ .

Формула (32) называется уравнением Вульфа – Брэгга для пространственной дифракционной решетки. Величина  $d$  – аналог периода решетки, т. е. расстояние между структурами, рассеивающими электромагнитные волны. Следовательно, турбу-

лентность атмосферы можно с некоторым приближением представить в виде пространственной дифракционной решетки.

Можно уподобить величину  $d$  масштабу турбулентности. В изотропной турбулентности  $d \approx 0,75/\zeta$  [8]. Сравнение (32) с этой формулой подтверждает пропорциональность волнового вектора  $\mathbf{k} - \mathbf{kq}$ , т. е. разности падающего и рассеянного турбулентностью электромагнитного излучения и волнового вектора турбулентного спектра  $\zeta$ . Кроме того, можно оценить коэффициент пропорциональности  $\delta$  между этими векторами  $2\pi/\delta = 0,75$  и  $\delta \approx 8,37$ , так, что  $\mathbf{k} - \mathbf{kq} \approx 8,37\zeta$ .

## Заключение

Рассеяние ультракоротковолнового электромагнитного излучения на турбулентности атмосферы приводит к различным эффектам, в том числе влияет на дальнюю радиосвязь на ультракоротких волнах. Дифференциальное эффективное сечение рассеяния радиоизлучения на турбулентных флуктуациях показателя преломления относительно длины волны подчиняется закону Рэлея, а геометрически – квадратичному синусоидальному закону с максимумом, перпендикулярным первоначальному направлению излучения.

Показано, что турбулентность атмосферы при взаимодействии с радиоволной можно представить в виде пространственной дифракционной решетки. Найдена зависимость эффективного периода этой решетки от параметров электромагнитной волны и турбулентности.

С физической точки зрения взаимодействие электромагнитного излучения и турбулентности атмосферы является взаимодействием детерминированного электромагнитного волнового процесса со стохастическим турбулентным волновым процессом. При этом волновой вектор, характеризующий разность падающего и рассеянного турбулентностью электромагнитного излучения, пропорционален волновому вектору турбулентного спектра. Длина волны рассеянного электромагнитного излучения примерно на порядок меньше масштаба турбулентности.

## Список литературы

1. Татарский В.И., Голицын Г.С. О рассеянии электромагнитных волн турбулентными неоднородностями тропосферы // Атмосферная турбулентность. Труды Ин-та физики атмосферы АН СССР. 1962. № 4. С. 147–202.
2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
3. Чернов Л.А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. М.: АН СССР, 1958. 159 с.

- Booker H.G., Gordon W.E. A theory of radio scattering in troposphere // Proceedings of the IRE. 1950. Vol. 38, no. 4. P. 401–412. DOI: <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1950.231435>
- Villars F., Weisskopf V.F. On the scattering of radio waves by turbulent fluctuations of the atmosphere // Proceedings of the IRE. 1955. Vol. 43, no. 10. P. 1232–1239. DOI: <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1955.277935>
- Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. С. 548, 565.
- Крауфорд Ф.С. Волны; пер. с англ. М.: Наука, 1976. С. 323.
- Хинце И.О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М.: Изд-во физмат. литературы, 1963. С. 226, 279.

## References

- Tatarskiy V.I., Golitsyn G.S. On the scattering of electromagnetic waves by turbulent inhomogeneities of the troposphere. Atmosfernaya turbulentsnost'. *Trudy In-ta fiziki atmosfery AN SSSR*, 1962, no. 4, pp. 147–202. (In Russ.)
- Tatarskiy V.I. *Wave Propagation in a Turbulent Atmosphere*. Moscow: Nauka, 1967, 548 p. (In Russ.)
- Chernov L.A. *Propagation of Waves in a Medium with Random Inhomogeneities*. Moscow: AN SSSR, 1958, 159 p. (In Russ.)
- Booker H.G., Gordon W.E. A theory of radio scattering in troposphere. *Proceedings of the IRE*, 1950, vol. 38, no. 4, pp. 401–412. DOI: <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1950.231435>
- Villars F., Weisskopf V.F. On the scattering of radio waves by turbulent fluctuations of the atmosphere. *Proceedings of the IRE*, 1955, vol. 43, no. 10, pp. 1232–1239. DOI: <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1955.277935>
- Monin A.S., Yaglom A.M. *Statistical Hydromechanics*. Part 2. Moscow: Nauka, 1967, pp. 548, 565. (In Russ.)
- Krauford F.S. *Waves*; Trans. from English. Moscow: Nauka, 1976, p. 323. (In Russ.)
- Khintse I.O. *Turbulence. Its Mechanism and Theory*. Moscow: Izd-vo fizmat. literatury, 1963, pp. 226, 279. (In Russ.)

---

## Physics of Wave Processes and Radio Systems 2022, vol. 25, no. 4, pp. 122–128

DOI 10.18469/1810-3189.2022.25.4.122-128

Received 18 October 2022  
Accepted 19 November 2022

### Some features of a radio signal interaction with a turbulent atmosphere

Dmitriy S. Klyuev<sup>1</sup> , Andrey N. Volobuev<sup>2</sup> ,  
Sergei V. Krasnov<sup>2</sup> , Kaira A. Adyshirin-Zade<sup>2</sup> ,  
Tatyana A. Antipova<sup>2</sup> , Natalia N. Aleksandrova<sup>2</sup> 

<sup>1</sup> Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics  
23, L. Tolstoy Street,  
Samara, 443010, Russia

<sup>2</sup> Samara State Medical University  
89, Chapayevskaya Street,  
Samara, 443099, Russia

**Abstract** – On the basis of the solution of Maxwell's equations system for electromagnetic radiation in a turbulent atmosphere the differential effective section of scattering of this radiation on turbulence is found. Dependence of scattering section on wave length and an angle of scattering is investigated. It is shown that interaction of electromagnetic radiation and turbulence of an atmosphere is interaction of the determined electromagnetic wave process with stochastic turbulent wave process. It is marked, that the wave vector of scattering electromagnetic radiation is proportional to a wave vector of turbulence.

**Keywords** – turbulence of an atmosphere; scattering of electromagnetic waves; section of scattering; scale of turbulence; Fourier-spectrum of turbulence.

---

### Информация об авторах

Клюев Дмитрий Сергеевич, доктор физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия. Автор более 250 научных работ.

Область научных интересов: электродинамика, устройства СВЧ, антенны, метаматериалы.

E-mail: [klyuevd@yandex.ru](mailto:klyuevd@yandex.ru)

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-9125-7076>

**Волобуев Андрей Николаевич**, доктор технических наук, профессор кафедры медицинской физики, математики и информатики Самарского государственного медицинского университета, г. Самара, Россия. Автор более 400 научных работ.

*Область научных интересов:* биофизика, радиофизика.

*E-mail:* volobuev47@yandex.ru

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0001-8624-6981>

**Краснов Сергей Викторович**, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой медицинской физики, математики и информатики Самарского государственного медицинского университета, г. Самара, Россия. Автор более 100 научных работ.

*Область научных интересов:* биофизика, информационные технологии в медицине, теория искусственного интеллекта.

*E-mail:* s.v.krasnov@samsmu.ru

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0001-5437-3062>

**Адыширин-Заде Каира Алимовна**, кандидат педагогических наук, доцент кафедры медицинской физики, математики и информатики Самарского государственного медицинского университета, г. Самара, Россия. Автор более 50 научных работ.

*Область научных интересов:* биофизика, радиофизика.

*E-mail:* adysirinzade67@gmail.com

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0003-3641-3678>

**Антипова Татьяна Александровна**, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры медицинской физики, математики и информатики Самарского государственного медицинского университета, г. Самара, Россия. Автор более 50 научных работ.

*Область научных интересов:* биофизика, радиофизика.

*E-mail:* antipovata81@gmail.com

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0001-5499-2170>

**Александрова Наталья Николаевна**, старший преподаватель кафедры медицинской физики, математики и информатики Самарского государственного медицинского университета, г. Самара, Россия. Автор более 15 научных работ.

*Область научных интересов:* биофизика, радиофизика.

*E-mail:* grecova71@mail.ru

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0001-5958-3851>

## Information about the Authors

**Dmitriy S. Klyuev**, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Department of Radioelectronic Systems, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia. Author of over 250 scientific papers.

*Research interests:* electrodynamics, microwave devices, antennas, metamaterials.

*E-mail:* klyuevd@yandex.ru

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0002-9125-7076>

**Andrey N. Volobuev**, Doctor of Technical Sciences, professor of the Department of Medical Physics, Mathematics and Informatics, Samara State Medical University, Samara, Russia. Author of over 400 scientific papers.

*Research interests:* biophysics, radiophysics.

*E-mail:* volobuev47@yandex.ru

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0001-8624-6981>

**Sergei V. Krasnov**, Doctor of Technical Sciences, professor, chief of the Department of Medical Physics, Mathematics and Informatics, Samara State Medical University, Samara, Russia. Author of over 100 scientific papers.

*Research interests:* biophysics, information technologies in medicine, theory of artificial intellect.

*E-mail:* s.v.krasnov@samsmu.ru

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0001-5437-3062>

**Kaira A. Adyshirin-Zade**, Candidate of Pedagogical Sciences, associate professor of the Department of Medical Physics, Mathematics and Informatics, Samara State Medical University, Samara, Russia. Author of over 50 scientific papers.

*Research interests:* biophysics, radiophysics.

*E-mail:* adysirinzade67@gmail.com

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0003-3641-3678>

**Tatyana A. Antipova**, Candidate of Physics and Mathematics Sciences, associate professor of the Department of Medical Physics, Mathematics and Informatics, Samara State Medical University, Samara, Russia. Author of over 50 scientific papers.

*Research interests:* physics, radiophysics.

*E-mail:* antipovata81@gmail.com

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0001-5499-2170>

**Natalia N. Aleksandrova**, senior lecturer of the Department of Medical Physics Mathematics and Informatics, Samara State Medical University, Samara, Russia. Author of over 15 scientific papers.

*Research interests:* biophysics, radiophysics.

*E-mail:* grecova71@mail.ru

*ORCID:* <https://orcid.org/0000-0001-5958-3851>