

ПАРАМЕТРЫ СТОКСА ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Ч. Р. ПАПАЗ

В ряде практических задач возникает вопрос, как изменяется состояние поляризации радиоволн при их прохождении через турбулентную среду. Обычные методы анализа распространения электромагнитных волн в турбулентной среде основаны на упрощающем предположении о том, что турбулентность не влияет на поляризацию. Поэтому существующие теории являются скалярными и не могут дать какой-либо информации о поляризации. В настоящей работе развита векторная теория распространения электромагнитных волн в турбулентной среде, которая затем применяется в конкретной задаче о нахождении параметров Стокса поля излучения, вызванного осциллирующей дипольной антенной, окруженной сферическим облаком турбулентной атмосферы. Вычислены параметры Стокса, которые показывают, что излучение не поляризовано для лучей, параллельных оси диполя, линейно поляризовано в перпендикулярном к оси диполя направлении и частично поляризовано во всех остальных направлениях. Полученные результаты мало чувствительны к слабым изменениям стохастических свойств турбулентности.

В в е д е н и е

Явление рассеяния электромагнитных волн в турбулентной атмосфере привлекает значительное внимание благодаря его роли в распространении волн с учетом рассеяния [1], в явлениях атмосферной турбулентности [2], в звездных сцинтилляциях [3] и в ряде других практических приложений [4]. В большинстве этих приложений явление поляризации несущественно и поэтому эти процессы могут быть описаны с помощью чисто скалярной теории. В последнее время, однако, вопросы, связанные с поляризацией, становятся все более актуальными, и возникает необходимость в векторной теории для их описания.

В настоящей работе мы предлагаем метод вычисления поляризации (т. е. параметров Стокса) излучения, генерируемого антенной, окруженной облаком турбулентной атмосферы. Далее мы применяем этот метод в относительно простом случае, когда облаком является турбулентная диэлектрическая среда, а в качестве антенны рассматривается осциллирующий диполь, расположенный в центре сферы.

Используемый метод состоит из двух частей. В первой, детерминистической, части находятся поля излучения в дальней зоне, генерируемые антенной в слабо-неоднородной диэлектрической среде. Вторая часть метода является статистической и дает возможность найти усредненные по ансамблю поля и параметры Стокса дальней зоны излучения.

Антенна в слабо неоднородном диэлектрике

Найдем сначала электрическое поле $\vec{E}(\vec{r})\exp(-i\omega t)$ антенны в слабо-неоднородном детерминистическом диэлектрике конечных размеров. Плотность тока антенны есть $\vec{J}(\vec{r})\exp(-i\omega t)$.

Из уравнений Максвелла следует, что поле $\vec{E}(\vec{r})$ определяется векторным волновым уравнением

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) - \omega^2 \mu \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = i\omega \mu \vec{J}(\vec{r}), \quad (1)$$

где μ — магнитная восприимчивость вакуума, а $\epsilon(\vec{r})$ — диэлектрическая проницаемость, которая зависит от координат. Чтобы представить неоднородность диэлектрика в явном виде, запишем $\epsilon(\vec{r})$ как

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon [1 + \nu f(\vec{r})], \quad (2)$$

где ϵ — постоянная, ν — параметр разложения, малый по сравнению с единицей, $|\nu| \ll 1$, а $f(\vec{r})$ — функция, описывающая неоднородность диэлектрика, которую предполагаем слабой, т. е. $|f(\vec{r})| \ll 1$.

Разложим $\vec{E}(\vec{r})$ в степенной ряд

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \nu \vec{E}_1(\vec{r}) + \nu^2 \vec{E}_2(\vec{r}) + \dots \quad (3)$$

и подставим в уравнение (1), учитывая формулу (2). Приравнявая в полученном выражении коэффициенты при одинаковых степенях ν , мы получим следующую систему векторных волновых уравнений:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}_0(\vec{r}) - k^2 \vec{E}_0(\vec{r}) &= i\omega \mu \vec{J}(\vec{r}), \\ \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}_1(\vec{r}) - k^2 \vec{E}_1(\vec{r}) &= k^2 f(\vec{r}) \vec{E}_0(\vec{r}), \\ \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}_2(\vec{r}) - k^2 \vec{E}_2(\vec{r}) &= k^2 f(\vec{r}) \vec{E}_1(\vec{r}) \text{ и т. д.}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$. Первое из уравнений (4) позволяет найти $\vec{E}_0(\vec{r})$, зная $\vec{J}(\vec{r})$. Затем из второго уравнения находим $\vec{E}_1(\vec{r})$ и т. д.

Поле в дальней зоне

Предположим, что для описания поля в дальней зоне достаточно ограничиться первыми двумя членами разложения (3). Иначе говоря, предположим, что

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \nu \vec{E}_1(\vec{r}), \quad (5)$$

где рассеянная часть поля в дальней зоне полностью описывается $\vec{E}_1(\vec{r})$.

Из второго уравнения (4) видно [5], что поле $\vec{E}_1(\vec{r})$ является поперечным. Компоненты этого поля в сферических координатах имеют вид

$$E_{1m}(\vec{r}) = \frac{k^2 e^{ikr}}{4\pi r} \int_V \hat{e}_m \cdot \vec{E}_0(\vec{r}') f(\vec{r}') e^{-ik\hat{e}_r \cdot \vec{r}'} dV', \quad (6)$$

где $m = \theta, \Phi$. Когда $m = \theta$, имеем $\hat{e}_m = \hat{e}_\theta$, а когда $m = \Phi$, имеем $\hat{e}_m = \hat{e}_\Phi$, где $\hat{e}_\theta$ и $\hat{e}_\Phi$ — единичные векторы направлений θ и Φ в точке наблюдения.

Произведение этих компонент дается формулой

$$E_{1m}(\vec{r}) E_{1n}^*(\vec{r}) = \frac{k^4}{16\pi^2 r^2} \times \\ \times \int \int \hat{e}_m \cdot \vec{E}_0(\vec{r}') \hat{e}_n \cdot \vec{E}_0^*(\vec{r}'') f(\vec{r}') f^*(\vec{r}'') e^{-ik\hat{e}_r \cdot (\vec{r}' - \vec{r}'')} dV' dV'', \quad (7)$$

где $m, n = \theta, \Phi$. Функции $\hat{e}_m \cdot \vec{E}_0(\vec{r})$ в уравнениях (6) и (7) определяются соотношением

$$\hat{e}_m \cdot \vec{E}_0(\vec{r}) = i\omega\mu \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \int_V \hat{e}_m \cdot \vec{J}(\vec{r}') e^{-ik\hat{e}_r \cdot \vec{r}'} dV', \quad (8)$$

которое следует из первого уравнения (4).

Средние значения

Учет турбулентности облака, окружающего антенну, можно произвести, если в качестве $f(\vec{r})$ выбрать случайную функцию [6]. В этом случае функции $E_{1\theta}, E_{1\Phi}, E_{1\theta}E_{1\Phi}^*, E_{1\Phi}E_{1\theta}^*$ также будут случайными.

Предположим, что среднее значение случайной функции $f(\vec{r})$ равно нулю,

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = 0. \quad (9)$$

Предположим также, что турбулентность однородна, изотропна и может быть описана корреляционной функцией. Следовательно, среднее значение произведения $f(\vec{r}_1) f(\vec{r}_2)$, где $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ — произвольные точки, задается формулой

$$\langle f(\vec{r}_1) f(\vec{r}_2) \rangle = R(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \quad (10)$$

в которой R — функция корреляции. Представим последнюю в виде интеграла Фурье в k -пространстве

$$\langle f(\vec{r}_1) f(\vec{r}_2) \rangle = \int S(k) e^{ik \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} dk, \quad (11)$$

где $S(k)$ — спектральная плотность турбулентности.

Из (6) и (7), используя (9) и (11), получим

$$\langle E_{1m}(\vec{r}) \rangle = 0 \quad (12)$$

и

$$\langle E_{1m}(\vec{r}) E_{1n}^*(\vec{r}) \rangle = \frac{k^2}{16\pi^2 r^2} \int d\vec{r}' S(k) \left\{ \int_V \vec{e}_m \cdot \vec{E}_0(\vec{r}') e^{-i\vec{r}' \cdot (k\vec{e}_r - \vec{k})} dV' \times \right. \\ \left. \times \int_V \vec{e}_n \cdot \vec{E}_0(\vec{r}'') e^{-i\vec{r}'' \cdot (k\vec{e}_r - \vec{k})} dV'' \right\}. \quad (13)$$

Диполь в турбулентной среде

Рассмотрим теперь излучение электрического диполя, момент которого параллелен полярной оси сферической системы координат r, θ, Φ . Турбулентный диэлектрик занимает область, ограниченную сферической поверхностью $r=a$. Выберем функцию корреляции диэлектрика в виде

$$R(r) = v^2 e^{-r^2/l^2}, \quad (14)$$

где l — длина корреляции. Соответственно, спектральная плотность равна

$$S(k) = \frac{1}{8\pi^3} \int R(r) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r} = \frac{v^2 l^3}{8\pi^{3/2}} e^{-k^2 l^2/4}. \quad (15)$$

Подставляя эту спектральную плотность в (13), найдем [7]

$$\langle E_{1\theta} E_{1\theta}^* \rangle = \frac{C^2 v^2 a \sqrt{\pi}}{2 r^2 l} \left| 1 + \frac{1}{2} (kl)^2 \sin^2 \theta \right|, \\ \langle E_{1\Phi} E_{1\Phi}^* \rangle = \frac{C^2 v^2 a \sqrt{\pi}}{2 r^2 l} \left| \cos^2 \theta + \frac{2}{(kl)^2} \right|, \\ \langle E_{1\theta} E_{1\Phi}^* \rangle = 0, \quad (16)$$

где $C = -k^2 p/4\pi\epsilon$, p — момент диполя. Приведенные результаты являются приближенными и справедливы при $kl \gg 1$.

Параметры Стокса поля диполя имеют вид

$$S_0 = \langle E_{1\theta} E_{1\theta}^* \rangle + \langle E_{1\Phi} E_{1\Phi}^* \rangle = \frac{C^2 v^2 a \sqrt{\pi}}{2 r^2 l} \left| 1 + \frac{1}{2} (kl)^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \right|, \\ S_1 = \langle E_{1\theta} E_{1\theta}^* \rangle - \langle E_{1\Phi} E_{1\Phi}^* \rangle = \frac{C^2 v^2 a \sqrt{\pi}}{2 r^2 l} \left| 1 + \frac{1}{2} (kl)^2 \sin^2 \theta - \cos^2 \theta \right|, \\ S_2 = \langle E_{1\theta} E_{1\Phi}^* \rangle - \langle E_{1\Phi} E_{1\theta}^* \rangle = 0, \\ S_3 = i \langle E_{1\theta} E_{1\Phi}^* \rangle - i \langle E_{1\Phi} E_{1\theta}^* \rangle = 0. \quad (17)$$

Соответственно, степень поляризации равна

$$\xi = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} = \frac{S_1}{S_0} = \frac{1 + \frac{1}{2} (kl)^2 \sin^2 \theta - \cos^2 \theta}{1 + \frac{1}{2} (kl)^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta}, \quad (18)$$

откуда следует, что при $\theta = 0$ имеем $\xi = 0$, а при $\theta = \frac{\pi}{2}$ степень поляризации есть $\xi = 1$. Это означает, что излучение не поляризовано в направлении оси диполя и линейно поляризовано в экваториальной плоскости диполя.

Из приведенных расчетов видно, что состояние поляризации поля излучения антенны в дальней зоне изменяется, если антенну окружает облако турбулентного диэлектрика. Изменения резко выражены в осевом направлении. Турбулентность приводит к заполнению неполяризованным излучением областей, свободных от излучения в отсутствии турбулентности.

Автор выражает благодарность сотруднику Института радиофизики и электроники АН Арм. ССР Ф. А. Костяню за ценную помощь при выполнении настоящей работы, оказанную им в качестве участника программы научного обмена между Академией наук Союза ССР и Национальной академией США.

Калифорнийский технологический
институт, США

Поступила 16.VII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. G. Booker, W. E. Gordon. A Theory of Radio Scattering in the Troposphere-Proc. IRE, 38, 401 (1950).
2. D. Atlas, K. Hardy, K. Natto. Optimizing the Radar Detection of Clear Air Turbulence, J. Appl. Meteor., 5, 450 (1966).
3. S. Chandrasekhar. A Statistical Basis for the Theory of Stellar Scintillation, Monthly Notices of the Royal Astro. Soc., 112, 475 (1957).
4. В. И. Татарский. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере, М., 1958.
5. C. H. Papas. Theory of Electromagnetic Wave Propagation, McGraw-Hill Book Co., New York, 1965 (готовится к печати русское издание).
6. В. А. Лебедев. Случайные процессы в электрических и механических системах, М., 1958.
7. H. S. Bilow. Ph. D. Thesis, Caltech, 1970.

ՏՈՒՐԲՈՒԼԵՆՏ ՄԹՆՈՂՈՐՏՈՒՄ ԱՆՏԵՆԱՅԻ ՀԱՌԱԳԱՅԺՄԱՆ ՍՏՈՔՍԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԸ

2. ՀՐԱՁ ՓԱՓԱՁ

Աշխատանքում զարգացվում է տուրբուլենտ միջավայրում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման վեկտորական տեսությունը: Վերջինիս օգնությամբ լուծված է տուրբուլենտ մթնոլորտի զննածև ամպով շրջապատված դիպոլային անտենայի ճառագայթման դաշտի Ստոքսի պարամետրերի հաշվման խնդիրը: Ցույց է տրված, որ դիպոլի առանցքին զուգահեռ ճառագայթները՝ բևեռացված չեն, այդ ուղղությամբ ուղղահայաց ճառագայթները՝ գծային բևեռացված են, իսկ մյուս բոլոր ուղղություններով տարածվող ճառագայթները՝ մասնակի բևեռացված են: Ստացված արդյունքները քիչ են փոփոխվում տուրբուլենտության ստոխաստիկ հատկությունները փոփոխելիս:

STOKES PARAMETERS OF ANTENNA RADIATION
IN TURBULENT AIR

C. H. PA PAS

In a number of practical problems there arises the question of how the state of polarization of a radio wave is changed when the medium through which the wave is travelling becomes turbulent. The usual methods for the analysis of electromagnetic wave propagation in turbulent media are based on the simplifying assumption that turbulence does not affect polarization. Accordingly, the existing theories are only scalar theories, and cannot provide any information on polarization. In this paper we develop a vector theory for electromagnetic waves in turbulent media and apply it to the specific problem of calculating the Stokes parameters of the radiation field emitted by an oscillating dipole antenna surrounded by a spherical cloud of turbulent air. We calculate the Stokes parameters and from them we see that the radiation is unpolarized for rays parallel to the dipole's axis, linearly polarized for rays perpendicular to the dipole's axis, and partially polarized for all other rays. Our results appear to be insensitive to mild changes in the assumed stochastic properties of the turbulence.