ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVIII, № 2 РАДИОФИЗИКА 1985

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.396.96 + 551 511

РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН И ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В АТМОСФЕРЕ

А. С. Гурвич

Турбулентные неоднородности в атмосфере имеют не только широкий спектр, но и неравномерно распределены в пространстве: объемы, в которых пульсации велики, перемежаются с относительно спокойными областями. Эта особенность развитой турбулентности, коротко называемая перемежаемостью, учтена в [1, 2] при вычислении структурных функций флуктуаций скорости. Позднее в [3] было исследовано влияние перемежаемости на флуктуации температуры. В настоящей работе применительно к задаче рассеяния радиоволн предложена модель турбулентных флуктуаций показателя преломления в атмосфере, учитывающая перемежаемость, и рассмотрены флуктуации в рассеянной волне.

Теория рассеяния на турбулентных неоднородностях показателя преломления [4] дает приближенное выражение для плотности потока энергии

$$S(R) = (2\pi R)^{-2} k^4 S_0 \int_V d^3 r' d^3 r'' \, n_1(r') \, n_1(r'') \cos(K(r' - r'')) \qquad (1)$$

в волне, рассеянной назад из объема V, на который падает волна с плотностью потока энергии S_0. В (1) k — волновое число падающей волны, K — вектор рассеяния. Расстояние R от центра рассеивающего объема до точки наблюдения достаточно велико по сравнению с его характерным размером L_V. Турбулентность входит в (1) через флуктуации показателя преломления $n_1(r)$. При достаточно большом рассеивающем объеме $KL_V \gg 1$ возникают как быстрые флуктуации S в результате интерференции волн, рассеянных отдельными участками объема V, так и медленные вследствие перемежаемости — случайных вариаций интенсивности турбулентности в рассеивающем объеме.

Пространственный спектр турбулентных флуктуаций показателя преломления, от которого зависит рассеяние в атмосфере, в инерционном интервале определяется скоростью диссипации кинетической энергии турбулентности ε_K и скоростью выравнивания неоднородностей показателя преломления ε_n [5]. Поэтому естественно в качестве основы для построения меры интенсивности турбулентности в объеме V в каждый данный момент времени взять величины

$$\bar{\varepsilon}_K = V^{-1} \int_V d^3 r \varepsilon_K(r), \quad \bar{\varepsilon}_n = V^{-1} \int_V d^3 r \varepsilon_n(r),$$

где $\varepsilon_K(r)$ и $\varepsilon_n(r)$ — соответствующие локальные значения. Средние по объему $\bar{\varepsilon}_K$, $\bar{\varepsilon}_n$ являются случайными величинами и их совместная плотность вероятности $W_{K,n} = W_{K,n}(\bar{\varepsilon}_K, \bar{\varepsilon}_n)$. Будем полагать, что статистические средние значения $\langle\bar{\varepsilon}_K\rangle, \langle\bar{\varepsilon}_n\rangle$ не зависят от выбора объема $\langle\bar{\varepsilon}_K\rangle = \langle\varepsilon_K\rangle$, $\langle\bar{\varepsilon}_n\rangle = \langle\varepsilon_n\rangle$ и являются заданными параметрами.

Совокупность всех возможных реализаций n_1 внутри рассеивающего объема можно рассматривать, следуя [1], как «смешанный» статистический ансамбль. Для того, чтобы сначала исключить из рассмотрения влияние перемежаемости турбулентности на рассеяние, выделим из этой совокупности «чистый» ансамбль, включающий только те реализации n_1, для которых $\bar{\varepsilon}_K$, $\bar{\varepsilon}_n$ принимают фиксированные значения. Последние можно рассматривать как внешние заданные параметры, определяющие свойства локально изотропной турбулентности в объеме V для выделенной совокупности. В соответствии с [5] пространственный трехмерный спектр турбулентных пульсаций показателя преломления для «чистого» ансамбля в инерционном интервале будет степенным $\Phi_n(\varkappa) = 0{,}033\, C_n^2 \varkappa^{-11/3}$ и будет определяться структурной характеристикой $C_n^2 = c_1 \bar{\varepsilon}_K^{-1/3} \bar{\varepsilon}_n$, где c_1 — некоторая универсальная постоянная. В «смешанном» ансамбле C_n^2 является случайной величиной, плотность вероятности которой W_C равна

$$W_C(C_n^2) = c_1^{-1} \int_0^\infty W_{K,n}\left(\bar{\varepsilon}_K, c_1^{-1} C_n^2 \bar{\varepsilon}_K^{1/3}\right) \bar{\varepsilon}_K^{1/3} \, d\bar{\varepsilon}_K. \tag{2}$$

Учет перемежаемости, как показано в [3], может привести к некоторому изменению показателя степени в спектре показателя преломления. Однако если $W_{K,n}$ удовлетворяет условию

$$\int_0^\infty \bar{\varepsilon}_K^{-1/3} \bar{\varepsilon}_n W_{K,n}(\bar{\varepsilon}_K, \bar{\varepsilon}_n) \, d\bar{\varepsilon}_K \, d\bar{\varepsilon}_n = \langle \varepsilon_K \rangle^{-1/3} \langle \varepsilon_n \rangle \tag{3}$$

для любого объема V, то $\langle C_n^2 \rangle = c_1 \langle \varepsilon_K \rangle^{-1/3} \langle \varepsilon_n \rangle$ и спектр флуктуаций $n_1(\boldsymbol{r})$ в «смешанном» ансамбле равен $\langle \Phi_n(\varkappa) \rangle = 0{,}033 \langle C_n^2 \rangle \varkappa^{-11/3}$. На возможность выполнения условия (3) указывают эксперименты [6, 7].

К «чистому» ансамблю применимы результаты теории рассеяния [4]. Если вектор рассеяния принадлежит к инерционному интервалу спектра турбулентности $K \ll \bar{\varepsilon}_K^{1/4} \nu^{3/4}$, ν — кинематическая вязкость воздуха, то, осредняя (1), получаем для рассеяния назад $K = 2k$

$$\langle S \rangle_p = 0{,}016\, C_n^2\, k^{1/3} S_0\, V R^{-2}, \tag{4}$$

где $\langle \ldots \rangle_p$ означает статистическое осреднение в «чистом» ансамбле. Флуктуации при рассеянии на неоднородностях, принадлежащих к «чистому» ансамблю, будут в основном вызваны интерференцией волн, рассеянных участками объема V. Поэтому условную плотность вероятности $w_S(S|C_n^2)$ случайной величины S можно считать экспоненциальной:

$$w_S\left(S|C_n^2\right) = \langle S \rangle_p^{-1} \exp\left(-S/\langle S \rangle_p\right). \tag{5}$$

Значение $\langle S \rangle_p$ может быть измерено осреднением S по быстрым флуктуациям. Эффективный поперечник рассеяния $\sigma_p = 4\pi R^2 \langle S \rangle_p / S_0 V = 0{,}2 C_n^2 k^{1/3}$, определенный таким образом, является случайной величиной, плотность вероятности которой совпадает с (2). Из (4) и (5) следует, что мерой интенсивности турбулентности в рассеивающем объеме V может служить величина $C_n^2 = c_1 \bar{\varepsilon}_K^{-1/3} \bar{\varepsilon}_n$.

Безусловная плотность вероятности $W_S(S)$ для наблюдаемой в «смешанном» ансамбле плотности потока энергии в рассеянной волне равна

$$W_S(S) = \int_0^\infty W_C\left(C_n^2\right) w_S\left(S|C_n^2\right) dC_n^2. \tag{6}$$

Формулы (4)—(6) позволяют установить связь между статистическими моментами $\langle S^m \rangle$ и $\langle C_n^{2m} \rangle$:

$$\langle S^m \rangle = m! \langle S \rangle^m \langle C_n^{2m} \rangle / \langle C_n^2 \rangle^m, \quad \langle S \rangle = 0{,}016 \langle C_n^2 \rangle k^{1/3} S_0 V R^{-2},$$

где $\langle \ldots \rangle$ — безусловное среднее значение.

Вероятность $P(S/\langle S \rangle \geqslant y)$ того, что S превышает некоторое значение $y \langle S \rangle$ $y > 0$, как это следует из (5) и (6), равна

$$P(S/\langle S \rangle \geqslant y) = \int_0^\infty \exp\left(-y \langle C_n^2 \rangle / C_n^2\right) W_C\left(C_n^2\right) dC_n^2. \tag{7}$$

В таблице в качестве примера приведены расчетные значения P при различных y, когда распределение вероятностей $\ln C_n^2$ нормально с дисперсией $D^2 = \langle (\ln C_n^2 - \langle \ln C_n^2 \rangle)^2 \rangle$ [8] Перемежаемость отсутствует при $D = 0$. Остальные значения D^2 в таблице можно считать характерными оценками для $L_V = 100$ *м* и высоте рассеивающего объема 1 *км* при конвективных условиях в погранслое атмосферы. Как видно, перемежаемость сильно увеличивает вероятность наблюдения выбросов $S \geqslant y \langle S \rangle$ при $y \geqslant 3$. Если наблюдение рассеяния проводится с помощью радиолокатора, порог чувствительности которого равен $S_{\min}$, то среднее число отражений, приходящихся на элемент пространственного разрешения на расстоянии R, равно $N(R) = P(S/\langle S \rangle \geqslant y)$, $y = S_{\min} / \langle S(R) \rangle$. Когда отношение $S_{\min} / \langle S(R) \rangle$ станет достаточно большим, например при увеличении R, то $N(R)$ уменьшится и будут наблюдаться отдельные локализованные в пространстве рассеиватели, которые могут быть интерпретированы как эхо-сигналы точечного типа [9]

Таблица

y	$P(S/\langle S\rangle \geqslant y)$			
	$D^2=0$	0,5	1,3	2,2
1	$3{,}7\cdot10^{-1}$	$3{,}0\cdot10^{-1}$	$2{,}4\cdot10^{-1}$	$1{,}9\cdot10^{-1}$
3	$5{,}0\cdot10^{-2}$	$6{,}9\cdot10^{-2}$	$7{,}3\cdot10^{-2}$	$6{,}9\cdot10^{-1}$
5	$6{,}7\ 10^{-3}$	$2{,}4\cdot10^{-2}$	$3{,}5\ 10^{-2}$	$3{,}8\ 10^{-2}$
10	$4{,}5\cdot10^{-5}$	$3{,}8\cdot10^{-3}$	$1{,}1\cdot10^{-2}$	$1{,}5\cdot10^{-2}$
15	$3{,}1\cdot10^{-7}$	$1{,}0\cdot10^{-3}$	$4{,}6\cdot10^{-3}$	$7{,}8\cdot10^{-3}$
20	$2{,}1\ 10^{-9}$	$3{,}4\cdot10^{-4}$	$2{,}5\ 10^{-3}$	$4{,}9\cdot10^{-3}$

Наблюдения флуктуаций радиолокационного сигнала могут быть использованы для изучения перемежаемости турбулентности в атмосфере.

Автор благодарен В. И. Татарскому за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Obuchov A. M. — J. Fluid Mech, 1962, **13**, № 1, p. 77.
2. Kholmogorov A. N. — J. Fluid Mech., 1962, **13**, № 1, p. 82.
3. Корчашкин Н. Н — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1970, **6**, № 9, с. 947.
4. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967 — 548 с.
5. Обухов А М. — Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. и геогр, 1949, **13**, № 1, с. 58
6. Ван Атта Ч. У. — Изв АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1974, **10**, № 7, с 712.
7. Van Atta C. W. — J. Fluid Mech., 1970, **44**, № 1, p. 145.
8. Gurvich A. S., Yaglom A. M. — Phys. Fluid Suppl., 1967, p. 59.
9. Черников А. А. Радиолокационные отражения от ясного неба — Л: Гидрометиздат, 1979. — 46 с.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
21 мая 1984 г.

УДК 550.388

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН В ВЫСОКОШИРОТНОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

В. К. Галайдыч, С. И. Мартыненко, В. А. Мисюра, Л. А. Пивень, И. А. Сергиенко, В. Г. Сомов, Л. Ф. Черногор

Известно, что в поле мощной стоячей волны образуются искусственные квазипериодические неоднородности [1–3]. Такие неоднородности резонансно рассеивают пробные радиоволны, если выполняется условие резонанса $\lambda_1=\lambda_2$, где $\lambda_{1,2}$ — длины возмущающей и пробной радиоволн в среде.

Впервые резонансное рассеяние радиоволн в среднеширотной ионосфере обнаружили авторы работы [4]. Несколько позже было предложено использовать метод резонансного рассеяния (РР) для получения профилей электронной концентрации $N(z)$ [5, 6]

В данной работе сообщается об обнаружении РР сигналов в обладающей рядом особенностей высокоширотной нижней ионосфере в ночное время, а также приводятся профили $N(z)$, полученные одновременно методами РР, частичных отражений (ЧО) и вертикального зондирования (ВЗ).

Эксперимент проводился в феврале—марте 1978 г. в районе г. Мончегорска. Для возмущения ионосферы применялась установка Полярного геофизического института, непрерывно излучающая линейно поляризованную радиоволну с частотой $f_1\approx3{,}3$ *МГц* и эффективной мощностью $(PG)_1\leqslant10$ *МВт* [7]. Вследствие магнитоионного расщепления в ионосфере образовались две стоячие волны.