

В.П. Якубов

ДВУКРАТНОЕ МОНОСТАТИЧЕСКОЕ ПРОСВЕЧИВАНИЕ ПОТОКА ТУРБУЛЕНТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВИЖУЩЕГОСЯ ОТРАЖАТЕЛЯ

Рассматриваются автокорреляционная функция и энергетический спектр флуктуаций фазы и частоты волны при моностатическом двукратном радио или оптическом просвечивании потока турбулентных неоднородностей с использованием движущегося отражателя. Показана возможность восстановления скорости переноса и пространственного распределения интенсивности турбулентностей атмосферы. Дается обобщение на случай движущегося источника излучения и приводится пример, подтверждающий практическую применимость предлагаемого подхода.

Введение

В настоящее время создано множество достаточно надежных методов дистанционного зондирования атмосферных турбулентностей, которые позволяют по вариациям параметров электромагнитных и звуковых волн, прошедших атмосферу, определять скорость переноса, интенсивность и пространственный спектр неоднородностей и т. д. [1, 2]. Существующие методы зондирования неоднородностей сред могут быть условно разделены на две группы. К первой группе относятся методы, основанные на приеме излучения, диффузно или обратно рассеянного неоднородностями среды [2]. Эти методы реализованы в лидарных системах зондирования объемов атмосферных аэрозолей и в станциях некогерентного рассеяния. Ко второй группе относятся методы, связанные с регистрацией излучения после прямого просвечивания неоднородностей. В системах двукратного просвечивания излучение дважды пропускается через среду, например, путем использования зеркальных отражателей на концах трассы [3]. Методы второй группы энергетически более выгодны и могут использоваться на больших дальностях, но требуют специальной организации трасс и размещения на разных концах передатчиков, приемников и отражателей [2]. Использование пространственно разнесенных трасс просвечивания в методах этой группы обеспечивает измерение поперечной скорости потока и пространственной структуры турбулентных неоднородностей среды. Для этого применимы бистатистические лидарные и радиолокационные измерения с использованием отражателей. Ветровой снос турбулентностей проявляется в поперечном смещении области наблюдения эффекта усиления обратного рассеяния [2, 3] и области фокусировки обращенного волнового поля [4–6]. Подходящим выбором пространственного разнеса точек излучения и приема можно отследить это смещение и тем самым измерить скорость переноса неоднородностей. В моностатической схеме просвечивания это можно достигнуть либо за счет движения локационной системы [6], либо за счет движения отражателя. При этом разнесенные во времени наблюдения оказываются эквивалентными использованию бистатистических измерений. Целью данной статьи является анализ временных флуктуаций фазы и частоты в оставшейся пока без должного внимания моностатической схеме с движущимся отражателем и построение на этой основе метода восстановления параметров просвечиваемого потока турбулентностей.

Пространственно-временные соотношения при двукратном просвечивании

Рассмотрим схему двукратного просвечивания, изображенную на рис. 1. Сигнал излучается в точке A , отражается в точке B от движущегося со скоростью V_1 объекта-отражателя и принимается в исходной точке A . Угол между направлением движения отражателя и трассой AB обозначен через α . Будем считать, что турбулентные неоднородности среды, вызывающие флуктуации фазы, переносятся со скоростью V параллельно движению отражателя в противоположном направлении и сосредоточены в условном слое, границы которого отмечены на рис. 1 штриховыми линиями.

Волна при своем распространении от источника до отражателя и обратно взаимодействует с неоднородностями среды дважды: при распространении от источника к отражателю и при обратном распространении. Это означает, что любая выделенная неоднородность дважды оказывает воздействие на фазу волны. Вследствие движения отражателя лучевая линия просвечивания непрерывно перемещается навстречу турбулентному потоку и поэтому для дальнейшего удобно перейти к системе

координат, поворачивающейся со скоростью лучевой линии в области турбулентного слоя, величина которой равна

$$u = V_1 H_2 / H, \quad H = H_1 + H_2. \quad (1)$$

Здесь H_1 и H_2 определяют положение отражателя и источника излучения относительно середины турбулентного слоя, отмеченной линией DE на рис. 1. С переходом к такой системе координат необходимо заменить скорость отражателя V_1 на $\tilde{V}_1 = V_1 - u$ и скорость потока неоднородностей V на $\tilde{V} = V + u$. В выбранной системе координат выделенная неоднородность вызывает первое возмущение фазы в окрестности точки D при распространении волны к отражателю. Это возмущение после отражения волны в точке B будет принято в точке A через время $t_1 = t_0 + \Delta t_2$, где $t_0 = 2\Delta t_1$, $\Delta t_{1,2} = H_{1,2}/c \sin \alpha$, c — скорость света. Второе возмущение фазы этой же неоднородностью произойдет на луче AC в окрестности точки E при распространении волны от отражателя, находящегося в точке C в некоторый предшествующий момент времени. Полученное вторичное возмущение фазы будет принято в точке A в момент $t_2 = \Delta t + \Delta t_2$, где $\Delta t = d/\tilde{V}$ — время, необходимое для перемещения неоднородности из точки D в точку E . Очевидно, второе возмущение фазы будет принято раньше, чем первое на время

$$\tau_0 = t_1 - t_2 = t_0 - d/\tilde{V}. \quad (2)$$

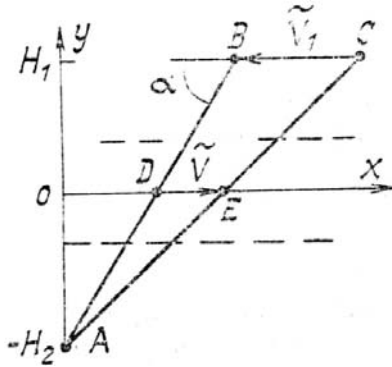


Рис. 1. Схема просвечивания

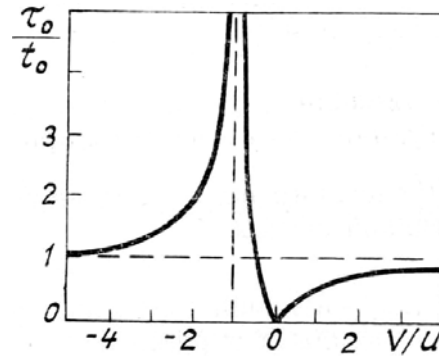


Рис. 2. Зависимость корреляционной задержки от скорости переноса неоднородностей

Величина отрезка $DE = d$ может быть найдена, если учесть, что время поворота луча из положения AC в положение AB равно $2H/c \sin \alpha$. Отражатель за это время проходит расстояние $BC = \tilde{V}_1 H / c \sin \alpha$. Из соотношения подобия можно записать $d = BC \times H_2 / H = ut_0$. Подставляя это значение в (2) с учетом (1), имеем

$$\tau_0 = t_0 \left(1 - \frac{u}{\tilde{V}} \right) = t_0 V / (V + V_1 H_2 / H). \quad (3)$$

Величина τ_0 существенным образом влияет на корреляционные свойства флуктуаций фазы и частоты в выбранной схеме просвечивания.

Корреляционная функция и энергетический спектр флуктуаций фазы и частоты при двукратном просвечивании

Представим флуктуационную часть $s(t)$ полной фазы волны в виде аддитивной суммы

$$s(t) = s_1(t) + s_2(t), \quad (4)$$

где s_1 и s_2 — величины фазовых флуктуаций, накопленных при распространении волны к отражателю и от него. В приближении геометрической оптики слагаемые s_1 и s_2 могут быть записаны как (см. рис. 1)

$$s_1(t) = k \int_{-H_2}^{H_1} \frac{dy'}{\sin \alpha} N \left(x' = \frac{H_2 + y'}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad y', \quad z' = 0, \quad t' = t - \frac{H + H_2 - y'}{c \sin \alpha} \right),$$

$$s_2(t) = k \int_{-H_2}^{H_1} \frac{dy''}{\sin \alpha} N \left(x'' = \frac{H_2 + y''}{\operatorname{tg} \alpha} + d, y'', z'' = 0, t'' = t - \frac{H_2 + y''}{c \sin \alpha} \right), \quad (5)$$

где $N(x, y, z, t)$ – флуктуационная часть показателя преломления атмосферы; k – волновое число. Здесь учтено, что лучи AB и AC в слое неоднородностей могут считаться практически параллельными. В рамках гипотезы «замороженности», полагая турбулентности локально статистически однородными, можно записать

$$\begin{aligned} \langle N(x', y', z, t') N(x'', y'', z, t'') \rangle &= \sigma^2 \left(\frac{y' + y''}{2} \right) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx_x dx_y \Phi(x_x, x_y) \exp(i x_x (x' - x'' - \tilde{V}(t' - t'')) + i x_y (y' - y'')). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\sigma^2(y)$ – изменяющаяся от координаты y дисперсия и $\Phi(\kappa_x, \kappa_y) = \Phi(\sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2})$ – нормированный пространственный спектр флуктуаций показателя преломления N .

В результате усреднения по ансамблю реализаций для автокорреляционной функции флуктуаций фазы (4) можно записать:

$$B_s(\tau) = \langle s(t) s(t+\tau) \rangle = 2B_0(\tau) + B_1(\tau - \tau_0) + B_1(\tau + \tau_0). \quad (7)$$

Здесь слагаемые

$$B_0(\tau) = \langle s_1(t) s_1(t+\tau) \rangle = \langle s_2(t) s_2(t+\tau) \rangle$$

и

$$B_1(\tau) = \langle s_1(t) s_2(t+\tau) \rangle$$

представляют собой соответственно автокорреляционную функцию флуктуаций при однократном просвечивании и кросскорреляционную функцию флуктуаций фазы при распространении волны к отражателю и от него. Эти функции соотношением Винера–Хинчина связаны с соответствующими энергетическими спектрами $W_0(\omega)$ и $W_1(\omega)$, которые с учетом (5) и (6) записываются как

$$\begin{aligned} W_0(\omega) &= \frac{2\pi k^2}{\sin^2 \alpha \tilde{V}} \Phi \left(\frac{\omega}{\tilde{V} \sin \alpha} \right) q(0); \\ W_1(\omega) &= W_0(\omega) Q \left(x = \frac{2\omega}{c \sin \alpha} \right) e^{i\omega\tau_0}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$q(x) = \int_{-H_2}^{H_1} e^{-ixy} \sigma^2(y) dy, \quad Q(x) = q(x)/q(0), \quad (9)$$

и величина задержки τ_0 определена в (3). В соответствии с (7) и (8) энергетическим спектром флуктуаций полной фазы является выражение

$$W_s(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\tau} B_s(\tau) d\tau = 2W_0(\omega) \left[1 + Q \left(\frac{2\omega}{c \sin \alpha} \right) \operatorname{ccs} \omega\tau_0 \right]. \quad (10)$$

Сразу заметим, что хотя это выражение получено здесь в геометрооптическом приближении, оно сохраняет силу в более общем случае. Достаточно лишь заменить в (10) функцию $W_0(\omega)$ на соответствующее выражение для спектра флуктуаций фазы при однократном просвечивании турбулентной среды в приближении метода плавных возмущений [1–3].

Из (7) следует, что автокорреляционная функция фазы $B_s(\tau)$ имеет один центральный максимум при $\tau = 0$ и два симметричных побочных максимума при $\tau = \pm\tau_0$. Знак τ_0 может меняться, но из-за симметрии (7) принципиального значения не имеет. Поэтому под τ_0 везде далее будем понимать ее

модуль. Согласно (3) величина τ_0 существенно зависит от скорости переноса неоднородностей V и от скорости движения лучевой линии u в области турбулентного слоя. Как видно из рис. 2, где зависимость τ_0 от V изображена в нормированном виде, можно указать диапазон скоростей V от $-4u$ до $2u$, в пределах которого значения скорости турбулентного потока могут быть восстановлены с достаточной точностью по измеренной задержке τ_0 . Заметим, что при приблизительном совпадении векторов скорости переноса неоднородностей и скорости движения лучевой линии ($V \rightarrow u$) существует особенность ($\tau_0 \rightarrow \infty$) и для определения скорости V в этом случае требуются достаточно длинные записи флуктуаций фазы.

Величина τ_0 и скорость V переноса неоднородностей могут быть найдены и по энергетическому спектру флуктуаций фазы (10), где τ_0 определяет характерный период интерференционных осцилляций $F_0 = 1/\tau_0$. Амплитуда максимумов и минимумов в энергетическом спектре $W_s(\omega)$, положение которых определяется из условий $\omega\tau_0 = \pi(2n-1)$ и $\omega\tau_0 = 2\pi/n$, $n = 1, 2, 3, \dots$, постепенно уменьшается с убыванием множителя $Q(2\omega/cs\sin\alpha)$. Чем толще слой турбулентностей, тем быстрее убывает этот множитель с увеличением частоты ω . В этом смысле множитель Q описывает усредняющее действие конечной толщины турбулентного слоя на спектр флуктуаций фазы при двукратном просвечивании. Согласно (9) функция $Q(\kappa)$ представляет собой нормированный пространственный спектр зависимости $\sigma^2(y)$. Измерения $Q(\kappa)$ после обращения интегрального преобразования (9) дадут информацию о пространственном изменении дисперсии флуктуаций показателя преломления $\sigma^2(y)$.

Все сказанное выше относилось к флуктуациям s , но легко обобщается для описания флуктуаций частоты $F = (2\pi)^{-1}ds/dt$. Для получения автокорреляционной функции $B_F(\tau)$ и энергетического спектра $W_F(\omega)$ флуктуаций частоты достаточно учесть, что

$$B_F(\tau) = \frac{-1}{(2\pi)^2} \frac{d^2}{d\tau^2} B_s(\tau), \quad W_F(\omega) = \left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^2 W_s(\omega).$$

Проведенный анализ получаемых при этом результатов позволяет перенести все сформулированные ранее выводы для флуктуаций частоты при двукратном просвечивании.

Двукратное просвечивание в случае движущегося источника излучения

Полученное решение задачи может быть обобщено на случай движущегося со скоростью V_A источника излучения. Для этого достаточно перейти в систему координат, движущуюся с источником излучения, и воспользоваться полученными ранее формулами, в которых необходимо заменить V_1 на $V'_1 = V_1 + V_A$ и V на $V' = V - V_A$. При этом имеем

$$\tilde{V} = V + V_1 \frac{H_2}{H} - V_A \frac{H_1}{H}; \quad (11)$$

$$\tau_0 = t_0 (V - V_A) \left/ \left(V + V_1 \frac{H_2}{H} - V_A \frac{H_1}{H} \right) \right. . \quad (12)$$

Из формул (11), (12), являющихся достаточно общими, следует еще один важный частный случай, когда отражатель неподвижен ($V_1 = 0$). При $V_1 = 0$ можно записать

$$\tilde{V} = V - V_A \frac{H_1}{H}, \quad \tau_0 = t_0 (V - V_A) \left/ \left(V - V_A \frac{H_1}{H} \right) \right. .$$

Выражения для корреляции и энергетического спектра фазы и частоты сохраняют свою форму. Этот случай просвечивания может быть реализован при установке радио или оптического локационного устройства на движущуюся платформу наземного или воздушного базирования, например, на самолете.

В заключение этого раздела рассмотрим пример, подтверждающий практическую применимость предлагаемой методики, когда было проведено двукратное радиопросвечивание турбулентных неоднородностей солнечного ветра [7]. Монохроматический сигнал дециметрового диапазона радиоволн излучался с Земли, принимался на борту аппарата «Венера-15» и ретранслировался с сохранением когерентности фазы назад на Землю. Далее сигнал принимался в исходном наземном пункте. На рис. 3 представлен результат измерения K_F — коэффициента автокорреляции флуктуаций частоты при использовании скользящего 30-секундного усреднения, когда трасса просвечивания проходила вблизи от Солнца на прицельном расстоянии в 4,9 его радиуса. Наряду с центральным максимумом при $\tau = 0$ наблюдается отчетливый побочный максимум при $\tau = \tau_0 = 220$ с. Вертикальным отрезком отмечен 90%-й доверительный интервал для $K_F(\tau)$ вблизи $\tau = \tau_0$. Найденное значение τ_0 согласно (12) соответствует скорости солнечного ветра $V = 46$ км/с. Это хорошо согласуется с известными значе-

ниями V для этой области околосолнечного пространства [7]. На рис. 4 представлен фрагмент нормированного энергетического спектра флуктуаций частоты, рассчитанного с помощью преобразования Фурье и соответствующего корреляционной функции, изображенной на рис. 3. Здесь по оси абсцисс отложена циклическая спектральная частота $f = \omega/2\pi$. Видно, что на частотах $f_1 = 7,0 \cdot 10^{-3}$ Гц и $f_2 = 11,5 \cdot 10^{-3}$ Гц наблюдаются отчетливые минимумы, положение которых $f_1 = 3/2\tau_0$, $f_2 = 5/2\tau_0$ и период следования $F_0 = f_2 - f_1 = 1/\tau_0$ подтверждают правильность оценок $\tau_0 = 220$ с и $V = 46$ км/с. Возможная погрешность оценки τ_0 в ± 30 с дает ошибку определения V всего лишь в ± 3 км/с. Огибающая спектра может быть использована для нахождения $Q(\kappa)$ и тем самым для восстановления пространственной зависимости интенсивности флуктуаций показателя преломления.

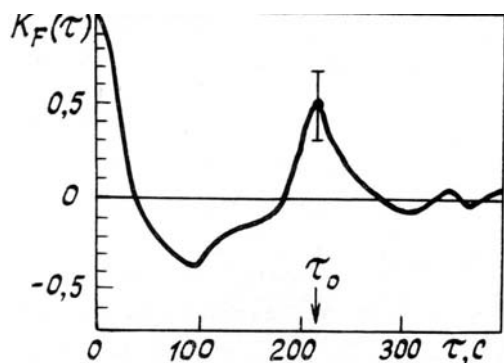


Рис. 3. Экспериментальный коэффициент автокорреляции флуктуаций частоты

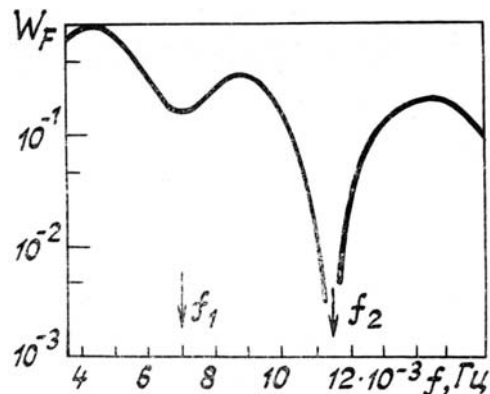


Рис. 4. Нормированный энергетический спектр флуктуаций частоты

Заклучение

В результате проведенного анализа показано, что моностатическое двукратное просвечивание потока турбулентностей с движущимся отражателем эквивалентно использованию просвечивания с пространственным разносом и может быть использовано для измерения скорости и пространственного распределения интенсивности неоднородностей атмосферы. Применимость предлагаемого подхода к зондированию неоднородных сред большой протяженности подтверждена экспериментом. Рассмотренный метод может быть использован для зондирования нижней и верхней атмосферы Земли, межпланетного и околосолнечного пространства в радио и оптическом диапазонах.

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Зуев В. Е., Банах В. А., Покасов В. В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
3. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. //УФН. 1982. Т. 137. Вып. 3. С. 501–527.
4. Малахов А. Н., Саичев А. И. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 11. С. 1356–1361.
5. Ахунов Х. Г., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. //Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 6. С. 1287–1289.
6. Ахунов Х. Г., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. //Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. Вып. 1. С. 1–4.
7. Яковлев О. И., Ефимов А. И., Якубов В. П. и др. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 5. С. 531–537.

Сибирский физико-технический институт
при Томском государственном университете

Поступила в редакцию
11 марта 1990 г.

V. P. Yakubov. Two-Way Monostatic Sensing of the Stream of Turbulent Disturbances with the Help of Moving Reflector.

Autocorrelation functions and power spectrum of phase and frequency fluctuations of the wave in a monostatic radio or optical sensing of the stream of turbulent disturbances with the help of moving reflector are described. A possibility of reconstructing the transportation velocity and spatial distribution of atmospheric turbulence intensity is shown. A generalization with a moving wave transmitter, and an example of practical implication of suggested method are represented.