

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 621.391.883.2

Н.П. Солдаткин

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ГЕТЕРОДИННОГО ПРИЕМА

Приведены результаты анализа работы метода гетеродинного лазерного приема, показывающие возможность оперативного измерения структурной постоянной показателя преломления, а также отслеживания динамики быстропротекающих процессов в реальном масштабе времени.

Одним из способов обеспечения качественной и количественной информативности аппаратуры для измерения параметров атмосферы оптическими методами является повышение чувствительности фотоприемного тракта. Научно-технический уровень разработок используемых в настоящее время фотоприемников прямого детектирования настолько высок, что практически позволил приблизиться к предельно допустимым теоретическим значениям их пороговой чувствительности, не превышающим для лучших образцов 10^{-15} Вт/Гц^{1/2} [1].

В [2] показано, что значительно лучшие характеристики по чувствительности могут быть достигнуты при использовании в оптическом диапазоне гетеродинного метода приема. При этом одним из факторов, ограничивающих применение данного метода на практике, является влияние турбулентных свойств атмосферы на параметры оптического излучения. Теоретический анализ работы гетеродинных приемников с учетом влияния турбулентных свойств реальной атмосферы проведен в [3–5]. Полученные при этом результаты показывают, что разработка и проектирование таких приемников должны проводиться с учетом влияния реальной атмосферы на их параметры, одним из которых является диаметр приемной апертуры.

Согласно Д.Л. Фриду [5], всегда существует оптимальное значение диаметра $D_0 = \lambda^{6/5} / C_n^2 L^{3/5}$, которое обеспечивает максимальное отношение сигнал-шум на выходе приемника. Показано [5] также, что, измеряя отношение сигнал-шум на выходе гетеродинного приемника и приемника прямого детектирования, можно вычислить радиус когерентности с последующим его пересчетом на величины других параметров, например структурных характеристик флуктуаций показателя преломления C_n^2 и температуры C_T^2 . В части практической реализации оптического тракта принципиальных ограничений нет, так как даже при длине волны 10,6 мкм максимальное значение радиуса когерентности в турбулентной среде не превышает 50 см, а при приеме рассеянного излучения – 10 см [6].

На основании проведенных рассуждений рассмотрим некоторые примеры по возможным способам измерения параметров атмосферы с использованием гетеродинного метода приема лазерного излучения. Функциональная схема одного из вариантов реализации приведена на рис. 1 [7].

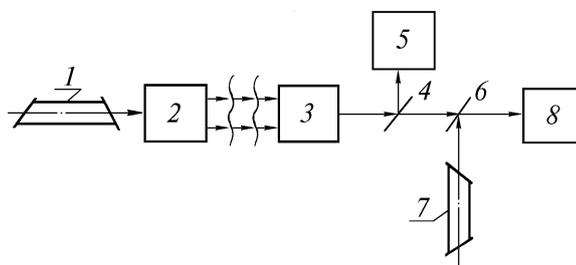


Рис. 1

Излучение от источника 1 формируется оптической системой 2 и через атмосферу направляется на приемный объектив 3. Часть принимаемого излучения с помощью светоделительной пластины 4 отводится на калиброванный приемник прямого детектирования 5, измеряющий мощность принимаемого сигнала. Оставшееся излучение поступает на светоделительную пластину 6,

где смешивается с лучом гетеродина 7 и направляется на приемное устройство 8, на выходе которого измеряется отношение сигнал-шум

$$W(a_r) = \frac{\eta \left(\frac{A_s}{a_k}\right)^2 \left(\frac{a}{a_3}\right)^2 \pi \frac{4\rho_a^2 a_k^2}{8 a_k^2 + \rho_a^2}}, \quad (1)$$

где $\rho_a^2 = \frac{L}{k} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{1}{\rho_a^2} \frac{L}{ka_3^2}\right)^{-1}$; q – волновой параметр; A_s – амплитуда сигнального поля; a_k – дифракционный радиус пучка; a – радиус передающей апертуры; a_3 – эффективный радиус пучка в турбулентной атмосфере; ρ_a – радиус когерентности поля плоской волны в турбулентной среде. Мощность сигнала на выходе приемника прямого детектирования равна

$$S = \eta A_s^2 \left(\frac{a}{a_3}\right)^2 2\pi a_k^2. \quad (2)$$

Учитывая, что для радиуса когерентности плоской волны справедливо выражение $\rho = 0,09 C_n^2 kL$, из формул (1) и (2) получим

$$C_n^2 = 7,8 L [k^2 a_3^2 (4 q \Omega W - 1)]^{-1}, \quad (3)$$

где k – волновое число; Ω – число Френеля передающей апертуры.

Рассмотренный способ измерения структурной постоянной показателя преломления по сравнению со способом, предложенным в [8], отличается более высокой точностью, так как за время измерений практически не происходит изменения параметров атмосферы, влияющих на конечный результат.

Поскольку в данной схеме возникает необходимость калибровки двух приемных каналов, то, естественно, в случае совмещения приемников в одном элементе появится возможность не только упрощения схемы, но и повышения точности измерений.

Если предположить, что после модулятора сигнал изменяется по закону $A_s = A'_s (1 - m \sin \omega_0 t) \sin \omega_s$, где m – коэффициент модуляции; ω_s и ω_0 – частоты сигнального и гетеродинных лучей, то величина тока на выходе фотоприемника будет пропорциональна $\eta (A_0 + A_s)^2$, $A_0 = A'_0 \sin \omega_0 t$. Считая постоянную времени фотоприемника много выше $1/\omega_0$, после усреднения получим, что выходной ток

$$J_{\text{вых}} \sim \eta A_s A_0 \cos(\omega_s - \omega_0) + \eta 2 A_s^2 m \sin \omega_m t. \quad (4)$$

Второе слагаемое определяет величину, соответствующую сигналу на выходе приемника прямого детектирования. Отсюда следует, что применение селективных усилий, настроенных на частоты ω_s , ω_0 и ω_m , позволит реализовать устройство измерения с использованием одного фотоприемника.

Пусть частота излучения перестраивается по закону $\omega = \omega_0' + \upsilon_\omega t$, где $\upsilon_\omega d\omega/dt$ – скорость перестройки частоты источника; ω_0' – значение частоты в начальный момент времени.

За время прохождения луча по трассе <излучатель – отражающий объект – гетеродинный приемник> частота излучения изменится и станет равной $\omega_t = \omega_0' \upsilon_\omega t_1$, где t_1 – время прохождения луча.

Тракт усилителя пропускает только частоты сигнала, отраженного от объема, удаленного на расстояние

$$L = 0,5 t_1 c = (\omega - c)/2\upsilon_\omega. \quad (5)$$

За время распространения луча по трассе зондирования до отражающего объема и обратно частота излучения изменяется, но разность частот $\omega - \omega_0$ остается всегда такой, что попадает в полосу пропускания усилителя промежуточной частоты. При этом за счет изменения промежуточной частоты гетеродинного приемника и перестройки излучения источника по линейному закону с переменной скоростью можно вычислить профиль измеряемого параметра по трассе луча.

Так как частота излучения источника за время прохождения сигнального луча по трассе зондирования изменяется, то создается сдвиг по частоте между сигнальным и гетеродинным излучениями. Приемником будет регистрироваться только то рассеянное излучение, разность частот которого и текущей частоты гетеродина попадает в полосу пропускания усилителя промежуточной частоты. Принимаемое излучение содержит информацию о рассеивающем объеме, находящемся на расстоянии, которому соответствует величина задержки сигнала с частотой рассеянного излучения относительно сигнала гетеродина. Пусть сечение диаграммы направленности приемной антенны на расстоянии L равно d и оно превышает сечение зондирующего луча (рис. 2). Тогда время, за которое диаграмма направленности пересечет некоторый объем V , равно

$$\Delta t = d/v, \quad (6)$$

где $v = \omega t$ – линейная скорость сканирования на расстоянии L ; ω – угловая скорость.

За время сканирования через сечение d излучение пройдет расстояние $\Delta L = 0,5 c \Delta t / 2$, которое с учетом (6) равно

$$\Delta L = cd/2\omega L. \quad (7)$$

Из полученного выражения видно, что величина ΔL , характеризующая пространственное разрешение по направлению зондирования, определяется угловой скоростью сканирования ω и отношением сечения диаграммы направленности антенны (зондирующего луча) d к расстоянию L до зондируемого объема. При использовании двухкоординатных сканаторов можно получить растровое изображение и производить измерения уже с учетом объемного распределения оптических характеристик атмосферы в реальном масштабе времени. Такие измерения позволяют проследить динамику быстропротекающих процессов, например, оценить скорость ветра, связанную с перемещением неоднородностей.

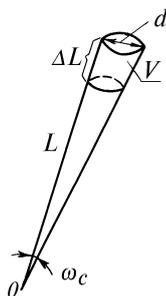


Рис. 2. Способ зондирования атмосферы с пространственным разрешением

Приведенные результаты анализа работы метода гетеродинного приема лазерного излучения показывают перспективность его применения для решения целого комплекса задач атмосферной оптики.

1. Тришенков М. А. // ОМП. 1978. №6. С. 51–53.
2. Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Лазерное гетеродинирование. М.: Наука, 1969. 288 с.
3. Мионов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 248 с.
4. Гафуров Ф. З., Солдаткин Н. П. // Прогноз и контроль оптико-метеорологического состояния атмосферы. Томск: ИОА, 1982. С. 138–143.
5. Фрид Д. Л. // ТИИЭР. 1967. Т. 55. №1. С. 62–66.
6. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос излучения в турбулентной атмосфере (в условиях помех). М.: Наука, 1980. 369 с.
7. А. с. 1073639 СССР, МКИ 01 21/41. Способ измерения структурной постоянной показателя преломления атмосферы / Ф. З. Гафуров, Н. П. Солдаткин N 3390684. Заявл. 29.12.81. Оpubл. Бюл. №6. 15.02.84.
8. Гольдстейн Д., Майлс Р., Шабо А. // ТИИЭР. 1965. Т. 53. №9. С. 1333–1340.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
2 августа 1993 г.

N. P. Soldatkin. **Measurements of Atmospheric Parameters Using a Laser Heterodyne Detection Technique.**

Results of analysis of the heterodyne detection method presented in this paper clearly show that it is possible using this method to measure operatively the structure constant of the refractive index of air and to follow the dynamics of rapid atmospheric processes in a real time scale.