

Н.Н. Щелканов

МЕТОД КОРРЕКЦИИ СПЕКТРАЛЬНОГО ХОДА АЭРОЗОЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ АТМОСФЕРЫ

Предложен статистический метод, позволяющий вносить поправки в спектральный ход аэрозольной оптической толщи и устранять систематические погрешности в этой компоненте ослабления. Метод может быть использован при экспериментальных исследованиях аэрозольных оптических толщ на горизонтальных и наклонных атмосферных трассах, а также при изменениях аэрозольного ослабления в лабораторных кюветах.

При экспериментальных исследованиях аэрозольных оптических толщ атмосферы в широком диапазоне длин волн на горизонтальных и наклонных трассах возникает проблема коррекции их величин и спектрального хода. Это связано с использованием <остаточного принципа> при нахождении аэрозольной оптической толщи τ , когда τ определяется как разность между измеренной общей оптической толщиной ϵ и модельными расчетами оптических толщ молекулярных компонент ослабления β . Использование <остаточного принципа> приводит к тому, что погрешность вычисления τ зависит от точностных характеристик величин β и ϵ .

Применение разных методик учета β будет приводить к получению различных значений τ . Так, например, эмпирические формулы для расчета континуального поглощения парами воды в области 8–13 мкм [1, 2] дают величины ослабления, заметно различающиеся между собой при больших абсолютных влажностях воздуха.

Когда речь идет о точности измерения ϵ , то имеется в виду систематическая погрешность, обусловленная неточным определением величины <нулевого сигнала>. Здесь под термином <нулевой сигнал> понимается интенсивность излучения I_0 до прохождения измерительной трассы, которая входит в закон Бугера

$$I = I_0 e^{-\epsilon}.$$

Применение <долгого> метода Бугера на наклонных атмосферных трассах может вызвать завышение или занижение <нулевых сигналов> в зависимости от типа дневного хода ϵ . Так расчеты, выполненные в [3], показали, что значения оптических толщ в районах Владивостока и мыса Карадага оказались заниженными на 35 и 28% соответственно из-за наличия максимума в дневном ходе ϵ . Использование <остаточного принципа> приводит к переходу систематической погрешности из ϵ в τ . Таким образом, перечисленные выше факторы существенно искажают спектральный ход и значения τ . В связи с этим возникает острая необходимость в разработке метода, который позволил бы устранить недостатки <остаточного принципа> выделения аэрозольной оптической толщи. Такой метод излагается ниже.

Коррекция проводится на основе калибровочного подмассива, включающего в себя либо все экспериментальные данные, либо их часть и удовлетворяющего следующим требованиям:

1. Близость между собой соседних длин волн, в области которых имеются экспериментальные значения τ . Это требование определяет точность коррекции τ . О критерии близости длин волн будет сказано ниже.

2. Наличие линейной связи и значимой корреляции между аэрозольными оптическими толщинами на соседних длинах волн. Проверка связи на линейность осуществляется методом наименьших квадратов [4]. Если при больших значениях τ будет появляться нелинейность, то эти точки необходимо исключить из рассматриваемого подмассива.

3. Существование в калибровочном подмассиве, наряду с другими, значений τ , равных нулю или отличающихся от нуля не более чем на величину погрешности единичного измерения во всей исследуемой области спектра. Нужно заметить, что проверка выполнимости этого требования осуществляется после проведения коррекции τ . Его необходимо соблюдать для того, чтобы удостовериться в линейности связи между аэрозольными оптическими толщами при значениях последних, близких к нулю.

Для нахождения связи между аэрозольными оптическими толщами на соседних длинах волн следует пользоваться уравнением линейной ортогональной среднеквадратической регрессии [4]

$$\tau_i = K_{0i} + K_{i,i+1} \tau_{i+1}, \quad (1)$$

где $i = 1, 2, \dots, n-1$; n – число исследуемых участков спектра. В этом случае коэффициенты регрессии $K_{i,i+1}$ определяются по формуле

$$K_{i,i+1} = \frac{1}{2 \rho_{i,i+1}} \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_{i+1}} - \frac{\sigma_{i+1}}{\sigma_i} \right) \pm \sqrt{4 \rho_{i,i+1}^2 \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_{i+1}} - \frac{\sigma_{i+1}}{\sigma_i} \right)^2 + 1}, \quad (2)$$

где $\rho_{i,i+1}$ – нормированные коэффициенты корреляции между τ_i и τ_{i+1} , а σ_i и σ_{i+1} – их среднеквадратические отклонения. Знак выражения под квадратным корнем в (2) соответствует знаку коэффициента корреляции $\rho_{i,i+1}$.

Использование уравнения ортогональной среднеквадратической регрессии дает возможность получить физически верные коэффициенты $K_{i,i+1}$. Чтобы убедиться в этом, проведем следующие рассуждения. Предположим, что мы имеем два массива τ_i на одной длине волны. Тогда их среднеквадратические отклонения будут равны между собой, а коэффициент корреляции будет зависеть от величины случайной погрешности единичного измерения τ . При использовании обычного уравнения среднеквадратической регрессии коэффициент $K_{i,i}$ будет равен

$$K_{i,i} = (\sigma_i/\sigma_i) \rho_{i,i}, \quad (3)$$

где $\rho_{i,i}$ – коэффициент корреляции между аэрозольными оптическими толщами на одной длине волны. Как видно из (3), коэффициент регрессии $K_{i,i}$ равен единице только при $\rho_{i,i} = 1$, хотя из постановки задачи следует, что это равенство должно соблюдаться при любых значениях $\rho_{i,i}$ ($\rho_{i,i} > \rho_0$, где ρ_0 – уровень значимой корреляции). При использовании уравнения ортогональной среднеквадратической регрессии коэффициент $K_{i,i}$ равен единице при любых значениях $\rho_{i,i}$ и, следовательно, это уравнение дает физически правильный результат. А в силу требования близости соседних длин волн, которое подразумевает близость случайной погрешности восстановления τ_i по значениям τ_{i+1} ,

$$\delta_i = \sigma_i \sqrt{1 - \rho_{i,i+1}^2} \sqrt{\frac{n-1}{n-2}}, \quad (4)$$

к случайной погрешности восстановления τ_i по своим собственным значениям

$$\delta_{0i} = \sigma_i \sqrt{1 - \rho_{i,i}^2} \sqrt{\frac{n-1}{n-2}}, \quad (5)$$

мы будем получать правильные значения коэффициентов $K_{i,i+1}$. Как видно из выражений (4), (5), требование близости длин волн сводится к близости коэффициентов корреляции $\rho_{i,i+1}$ и $\rho_{i,i}$. Получение физически верных значений $K_{i,i+1}$ позволяет приравнять нулю коэффициенты K_{0i} . Физический смысл равенства нулю этих констант заключается в том, что при отсутствии аэрозольного ослабления на одной длине волны (т.е. при равенстве нулю концентрации оптически активного аэрозоля) на другой (близкой к первой) также должно отсутствовать аэрозольное ослабление. Таким образом, если постоянные K_{0i} в выражении (1) для калибровочного под-

массива не равны нулю, то необходимо проводить коррекцию спектрального хода τ . Очевидно, что средние скорректированные значения аэрозольных оптических толщ τ' будут связаны между собой соотношением

$$\bar{\tau}'_1 = K_{12} \bar{\tau}'_2 = K_{12} K_{23} \bar{\tau}'_3 = \dots = K_{12} K_{23} \dots K_{n-1,n} \bar{\tau}'_n, \quad (6)$$

а средние скорректированные и нескорректированные значения τ – соотношением

$$\bar{\tau}'_i = \bar{\tau}_i - \Delta_{0i}, \quad (7)$$

где Δ_{0i} – систематическая погрешность на i -й длине волны ($i = 1, \dots, n$), состоящая из Δ_0 и Δ_i . Величина Δ_0 является постоянной для всех участков спектра и обусловлена общим фактором. Таким фактором при измерении τ на горизонтальных трассах может быть неточное определение длин измерительной (длинной) и калибровочной (короткой) атмосферных трасс. Величина Δ_i имеет разные абсолютные значения, является знакопеременной и обусловлена наличием случайной погрешности при измерениях сигналов на калибровочной трассе.

При рассмотрении вопроса о коррекции аэрозольных оптических толщ можно выделить три подхода. Первый позволяет находить и устранять систематические погрешности Δ_0 и Δ_i ($i = 1, \dots, n$) в τ , второй и третий – только корректировать спектральный ход τ .

Первый подход предполагает получение <нулевых сигналов> или их относительного спектрального хода на нескольких длинах волн. Для этого целесообразно использовать участки спектра, где ослабление определяется только аэрозолями (за вычетом рэлеевского рассеяния) или где молекулярную компоненту можно учесть с приемлемой точностью. В остальных участках спектра <нулевые сигналы> берутся произвольными, а методика нахождения поправок на этих длинах волн будет изложена ниже.

Величины систематических погрешностей Δ_0 и Δ_1 находятся из условий минимума суммы

$$\Psi = \sum_{i=1}^n \left(K_i - \frac{\bar{\tau}_i - \Delta_0}{\bar{\tau}_1 - \Delta_0 - \Delta_1} \right)^2 \quad (8)$$

и равенства нулю

$$\sum_{i=1}^n \left(K_i - \frac{\bar{\tau}_i - \Delta_0}{\bar{\tau}_1 - \Delta_0 - \Delta_1} \right) = 0, \quad (9)$$

где коэффициенты $K_i = \bar{\tau}'_i / \bar{\tau}'_1 = 1 / \prod_{j=1}^{i-1} K_{j,j+1}$ представляют собой относительный спектральный ход средних значений аэрозольных оптических толщ для калибровочного подмассива. Из выражения (9) получаем

$$\Delta_1 = \bar{\tau}_1 - \Delta_0 - \frac{\sum_{i=1}^n \bar{\tau}_i - n \Delta_0}{\sum_{i=1}^n K_i}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (8) и приравнявая первую производную по Δ_0 от суммы Ψ нулю, получаем выражение для Δ_0

$$\Delta_0 = \frac{\sum_{i=1}^n \bar{\tau}_i \sum_{i=1}^n K_i \bar{\tau}_i - \sum_{i=1}^n K_i \sum_{i=1}^n \bar{\tau}_i^2}{n \sum_{i=1}^n K_i \bar{\tau}_i - \sum_{i=1}^n K_i \sum_{i=1}^n \bar{\tau}_i}. \quad (11)$$

Остальные погрешности Δ_i ($i = 2, \dots, n$) находятся из выражения

$$\Delta_i = \bar{\tau}_i - \Delta_0 - K_i (\bar{\tau}_1 - \Delta_0 - \Delta_1). \quad (12)$$

Систематические погрешности Δ_0 и Δ_i также могут быть найдены путем приравнивания нулю частных производных по Δ_0 и Δ_1 от суммы (8). Нетрудно показать, что эти два способа нахождения Δ_0 и Δ_i дают одинаковые результаты.

Второй подход основан на использовании в качестве исходной τ на одной (j -й) длине волны и позволяет находить <нулевой сигнал> только в этом участке спектра. В других участках спектра <нулевые сигналы> выбираются произвольными, а полученные значения τ корректируются.

Величины поправок в аэрозольные оптические толщцы находятся из выражения

$$\Delta\tau_i = \bar{\tau}_i - (K_i/K_j) \bar{\tau}_j. \quad (13)$$

Абсолютные значения систематических погрешностей, привносимых при таком подходе в аэрозольные оптические толщцы на i -й длине волны, будут равны

$$\Delta_{0i} = (K_i/K_j) (\Delta_0 + \Delta_j), \quad (14)$$

а относительные –

$$\Delta_{0i} / \bar{\tau}_i = (\Delta_0 + \Delta_j) / \bar{\tau}_j K_j. \quad (15)$$

Очевидно, что в качестве исходного следует выбирать участок спектра, где относительная ошибка минимальна. Если суммы $\Delta_0 + \Delta_j$ ($j = 1, \dots, n$) близки между собой, что обычно наблюдается в реальных атмосферных условиях, то минимальные значения выражения (15) получаются при максимальном коэффициенте K_j или максимальной аэрозольной оптической толщце τ'_j . Тогда при измерениях τ в видимой области спектра в качестве исходного следует брать коротковолновый участок спектра.

Третий подход основан на использовании метода <минимальных точек> в длинноволновой области спектра, где ослабление оказывается наименьшим. Метод <минимальных точек> предполагает приравнивание нулю минимального значения аэрозольной оптической толщцы.

Процедура нахождения абсолютных значений τ заключается в следующем. Задаются произвольные <нулевые сигналы> для всех участков спектра, берется в качестве исходной τ на любой длине волны и по методике, изложенной выше (второй подход), находятся скорректированные значения аэрозольных оптических толщ. В полученном таким образом подмассиве находятся несколько наименьших значений τ , они проверяются на достоверность, и из них выбирается минимальное. Пусть оно оказалось равным τ_{0j} . Тогда скорректированное среднее значение τ на j -й длине волны будет равно

$$\bar{\tau}'_j = \bar{\tau}_j - \tau_{0j}. \quad (16)$$

Поправки в τ на других длинах волн находятся из выражения

$$\Delta\tau_i = \bar{\tau}_i - (K_i/K_j) (\bar{\tau}_j - \tau_{0j}), \quad (17)$$

а текущие скорректированные значения аэрозольных оптических толщ

$$\tau'_i = \tau_i - \bar{\tau}_i + (K_i/K_j) (\bar{\tau}_j - \tau_{0j}). \quad (18)$$

Полученные таким образом значения представляют собой нижнюю оценку τ . Следует заметить, что для использования этого подхода необходимо иметь достаточно длинные ряды наблюдений τ , так как при этом возрастает вероятность появления значений τ , близких к нулю в исследуемой области спектра.

Таким образом, рассмотрено три подхода в вопросе о коррекции спектрального хода аэрозольной оптической толщи. При первом подходе коррекция осуществляется путем устранения систематических погрешностей в τ , при втором и третьем – путем внесения корректирующих поправок в аэрозольные оптические толщи.

1. Арефьев В.Н. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 10. С. 1034 – 1054.
2. Щелканов Н.Н., Пхалагов Ю.А., Ужegov В.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 7. С. 681 – 687.
3. Шифрин К.С., Гашко В.А., Новогрудский Б.В. // Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М.: Наука, 1975. С. 164 – 170.
4. Зайдель А.Н. Погрешности измерений физических величин. Л.: Наука. 1985. 112 с.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
9 декабря 1993 г.

N. N. Shchelkanov. A Technique to Correct Spectral Behavior of the Aerosol Optical Depth of the Atmosphere.

This paper presents a statistical approach to correcting the spectral behavior of the aerosol optical depth of the atmosphere and eliminating systematic errors in this component of the atmospheric extinction. This method can be useful in studies of aerosol optical depths of the atmosphere along horizontal and slant paths, and also in the laboratory studies.