

В.В. Веретенников, М.В. Кабанов, М.В. Панченко, В.Я. Фадеев

ПРИМЕНЕНИЕ ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЫМКИ В ЗАДАЧАХ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Рассмотрены методы решения уравнения лазерной локации атмосферы в приближении однократного рассеяния, использующие информацию о функциональных связях между коэффициентами аэрозольного ослабления и рассеяния назад, которую можно получить, располагая оптико-микрофизической моделью атмосферы. Описаны итерационные алгоритмы восстановления профилей оптических характеристик атмосферы по трассе зондирования и исследована их сходимости. Представлены количественные соотношения между аэрозольными оптическими характеристиками, которые могут быть рекомендованы при зондировании дымок.

Лазерное зондирование атмосферного аэрозоля можно отнести к числу тех областей атмосферной оптики, в которых применение оптико-микрофизических моделей является одним из элементов, обеспечивающих их успешное развитие.

Основная трудность, возникающая при интерпретации локационных сигналов, обусловлена недоопределенностью уравнения лазерной локации, которое связывает величину принимаемых сигналов со значениями оптических характеристик зондируемой среды. По этой причине задача восстановления пространственного распределения оптических характеристик среды из уравнения лазерной локации требует для своего решения привлечения дополнительной априорной информации о статистических или функциональных соотношениях между искомыми характеристиками либо использования упрощающих предположений относительно их пространственного распределения. Это означает, что решение локационного уравнения предполагает использование определенных оптических моделей зондируемой среды. Развитие и совершенствование оптических моделей атмосферы обуславливает необходимость разработки согласованных с ними методик и алгоритмов интерпретации данных лазерного зондирования.

Применительно к проблеме лазерного зондирования атмосферного аэрозоля речь прежде всего идет о моделях аэрозольных характеристик ослабления и обратного рассеяния. Будем исходить из широко используемой формы уравнения оптической локации по моностатической схеме, записываемой в приближении однократного рассеяния в виде

$$P(z) = P_0 A z^{-2} \beta(z) T^2(z), \quad (1)$$

где P_0 и $P(z)$ — мощности излучаемого и измеряемого при рассеянии назад сигналов соответственно; A — аппаратная функция,

$$\beta(z) = \beta^{(a)}(z) + \beta^{(R)}(z), \quad (2)$$

$$T(z) = \exp \left\{ - \int_{z_1}^z (\alpha^{(a)}(x) + \alpha^{(R)}(x)) dx \right\},$$

$\beta(z)$ и $\alpha(x)$ — объемные коэффициенты рассеяния назад и ослабления; индексы (a) и (R) относятся к аэрозольной и молекулярной компоненте в рассеянии и ослаблении.

Уравнение (1) неопределенно, поскольку содержит две неизвестные функции $\beta^{(a)}(z, \lambda)$ и $\alpha^{(a)}(z, \lambda)$, связанные для длины волны λ с микрофизическими параметрами аэрозоля интегральными соотношениями вида

$$\mu(z) = \int_{r_1}^{r_2} K(\lambda, r) s(r) dr, \quad (3)$$

где $K(\lambda, r)$ — соответствующий фактор эффективности для отдельной частицы радиуса r с комплексным показателем преломления $m - ik$, а $s(r)$ — функция распределения по размерам геометрического сечения частиц.

В зависимости от формы априорной информации в настоящее время разработаны различные методы решения уравнения (1), в той или иной мере удовлетворяющие практическим потребностям. Достаточно полная систематизация и сравнительный анализ работ в этом направлении содержатся в обзоре [1]. Среди подобных работ выделяются те, в которых предлагается использовать экспериментальную информацию о степенной функциональной связи между коэффициентами ослабления a и

рассеяния назад β [2–6]. В этом случае локационное уравнение сводится к уравнению Бернулли, позволяющему получить решение в аналитическом виде [4–6].

В настоящей работе предлагается подход к интерпретации локационных данных, в котором функциональные соотношения между коэффициентами ослабления и обратного рассеяния устанавливаются на основе связи оптических и микрофизических характеристик дымки в рамках однопараметрической модели [7–8], что в общем случае требует разработки новых численных алгоритмов решения локационного уравнения.

Оптико–микрофизическая модель дымки. Модель создана на основе статистической обработки длительных экспериментальных наблюдений поляризационных индикатрис рассеяния на длине волны $\lambda = 0,546$ мкм, проводимых в течение измерительных сезонов 1976–1977 гг. на побережье Черного моря, и описывает наиболее вероятную трансформацию оптических характеристик прибрежной атмосферной дымки, происходящую с изменением метеорологической дальности видимости S_m , которая является входным параметром модели. На основе решения обратной задачи для модели поляризационных индикатрис в работе [8] определено параметрическое семейство микрофизических характеристик дымки $\{s(r), m, \kappa\}$, которые также могут быть восстановлены по входному параметру оптической модели и, в свою очередь, использованы для нахождения спектральных зависимостей коэффициентов аэрозольного ослабления $\alpha^{(a)}(\lambda)$ и рассеяния назад $\beta^{(a)}(\lambda)$.

Таблица 1

S_m , км	$\alpha^{(a)}$, км ⁻¹	$\beta^{(a)}$, км ⁻¹	b	$\alpha^{(a)}$, км ⁻¹	$\beta^{(a)}$, км ⁻¹	b
	$\lambda=0,48$ мкм			$\lambda=0,53$ мкм		
5	9,12–01	1,34–01	1,47–01	8,33–01	1,21–01	1,45–01
10	4,6–01	7,23–02	1,57–01	4,09–01	6,52–02	1,59–01
20	2,35–01	4,22–02	1,79–01	2,06–01	3,77–02	1,83–01
30	1,63–01	2,77–02	1,69–01	1,39–01	2,55–02	1,83–01
50	1,02–01	1,85–02	1,81–01	8,56–02	1,60–02	1,87–01
	$\lambda=0,69$ мкм			$\lambda=0,83$ мкм		
5	5,71–01	8,17–02	1,42–01	4,16–01	6,20–02	1,48–01
10	2,79–01	4,65–02	1,66–01	1,92–01	3,24–02	1,68–01
20	1,33–01	2,56–02	1,92–01	9,63–02	1,91–02	1,98–01
30	8,37–02	1,68–02	2,00–01	5,52–02	1,37–02	2,49–01
50	4,78–02	1,07–02	2,24–01	3,08–02	8,76–03	2,84–01

Подобная микрофизическая экстраполяция однопараметрической модели ставит в соответствие каждому значению дальности видимости S_m две характеристики: $\alpha^{(a)}[S_m]$ и $\beta^{(a)}[S_m]$, параметрически определяя тем самым функциональную связь между ними. Анализ, выполненный в [8], показал допустимость микрофизической экстраполяции модели в спектральном интервале $\lambda = 0,44–0,84$ мкм, а ее конкретные результаты для ряда длин волн представлены в табл. 1.

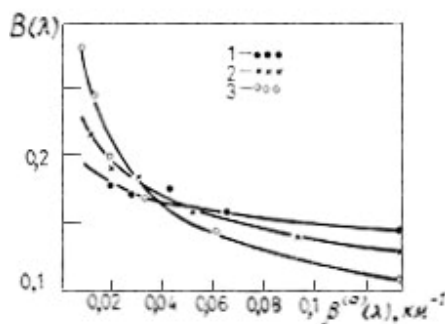


Рис 1. Зависимость лидарного отношения $b(\lambda)$ от коэффициента обратного рассеяния $\beta^{(a)}(\lambda)$, восстановленная по оптико-микрофизической модели дымки при различных значениях длины волны λ : 1 — $\lambda = 0,48$ мкм; 2 — $\lambda = 0,63$ мкм; 3 — $\lambda = 0,83$

Связь между $\alpha^{(a)}(\lambda)$ и $\beta^{(a)}(\lambda)$ удобно определять, вводя лидарное отношение $b(\lambda) = \beta^{(a)}/\alpha^{(a)}$ (см. табл. 1), которое для рассматриваемой модели является функцией от $\beta^{(a)}(\lambda)$. Соответствующие зависимости $b = f(\beta^{(a)})$ представлены на рис. 1. Оценки для модели дымки показывают, что для $\lambda < 0,53$ мкм величина лидарного отношения может считаться постоянной при изменении $\beta^{(a)}(\lambda)$. Допускаемая при этом погрешность задания $b(\lambda)$ не превышает 13%. Более точной является аппроксимация зависимостей $b = f(\beta^{(a)})$ степенными функциями вида

$$b(\lambda) = k[\beta^{(a)}(\lambda)]^c, \quad (4)$$

изображенными на рис. 1 сплошными кривыми. Соответствующие значения коэффициентов k и c представлены в табл. 2, в которой ϵ_b — максимальные относительные погрешности аппроксимации зависимости $b = f(\beta^{(a)})$ по формуле (4). Вопросы использования аппроксимирующих соотношений (4) при решении уравнения лазерной локации подробно обсуждаются в серии работ [4–6]. Ниже даны примеры новых алгоритмов решения локационного уравнения, которые не требуют привлечения априорной информации вида (4) и могут применяться для любых заданных зависимостей $b = f(\beta^{(a)})$, определяемых оптико-микрорфизической моделью среды.

Таблица 2

λ , МКМ	k	c	ϵ_b , %
0,48	0,12	−0,1	6,3
0,63	0,086	−0,22	4,6
0,69	0,084	−0,22	3,0
0,83	0,056	−0,34	9,5

Алгоритмы восстановления профилей оптических характеристик. С учетом функциональной зависимости $\alpha^{(a)} = \beta^{(a)} b^{-1} [\beta^{(a)}]$ уравнение (1) можно представить в виде

$$\beta^{(a)}(z) = S(z) \exp \left\{ 2 \int_{z_0}^z [\alpha^{(a)}[\beta^{(a)}(x)] + \alpha^{(R)}(x)] dx \right\} - \beta^{(R)}(z), \quad (5)$$

где $S(z) = P(z)z^2 / (P_0 A)$, которое при известном профиле релеевской компоненты легко решается методом последовательных приближений. Соответствующий итерационный алгоритм можно построить, используя, например, метод конечно-разностной аппроксимации. С этой целью трасса зондирования разбивается отсчетами $z_0 < z_1 < \dots < z_i < \dots$ с равномерным шагом $h = z_{i+1} - z_i$ ($i = 0, 1, \dots$) на слои, в пределах которых функция $\alpha(z)$ допускает линейную интерполяцию. Дискретный аналог уравнения (5) будет иметь следующий вид:

$$\beta^{(a)}(z_i) = \varphi[\beta^{(a)}(z_i)], \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi[\beta^{(a)}(z_i)] &= G(z_i) \exp \{ \alpha^{(a)}[\beta^{(a)}(z_i)] h \} - \beta^{(R)}(z_i); \\ G(z_i) &= S(z_i) T_a^{-2}(z_{i-1}) T_R^{-2}(z_i) \exp [\alpha^{(a)}(z_{i-1}) h], \end{aligned}$$

$i = 1, 2, \dots$. Уравнение (6) решается последовательно для каждого слоя $i = 1, 2, \dots$ методом простой итерации по схеме

$$\beta_k^{(a)}(z_i) = \varphi[\beta_{k-1}^{(a)}(z_i)], \quad (7)$$

где $k = 1, 2, \dots$ — номер итерации, при граничном условии $\alpha^{(a)}(z_0) = \alpha^{(a)}[S(z_0)]$. Сходимость итерации выполняется при условии

$$\Delta \tau_i \left| \frac{d \ln \alpha}{d \ln \beta} \right| \leq q < 1,$$

где $\Delta \tau_i = \alpha_i h$ — оптическая толщина i -го слоя, и достигается при соответствующем выборе шага дискретизации h .

Между оптическими и микроструктурными характеристиками в рамках рассматриваемой однопараметрической модели существует однозначное соответствие. Поэтому открывается возможность оценки пространственного распределения микроструктурных параметров по восстановленным профилям коэффициента ослабления $\alpha^{(a)}(z)$. Рассматриваемый алгоритм выгодно отличается от более сложных методов многочастотного и бистатистического зондирования по возможности реализации на микроЭВМ и оперативности получения таких оценок, а содержательность интерпретации может удовлетворить потребности многих прикладных задач.

Построим алгоритм восстановления профилей оптических характеристик атмосферы при известном вкладе молекулярного рассеяния методом разделения аэрозольной и молекулярной компонент рассеяния при зондировании на двух длинах волн λ_i ($i = 1, 2$). Исходная система двух уравне-

ний вида (1) для длин волн λ_1 и λ_2 полностью определена и разрешима благодаря тому, что между характеристиками молекулярного рассеяния существуют явные функциональные соотношения вида

$$\eta^{(R)} = \frac{\beta^{(R)}(\lambda_2)}{\beta^{(R)}(\lambda_1)} = \left[\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right]^4, \quad L^{(R)} = \frac{\beta^{(R)}(\lambda)}{\alpha^{(R)}(\lambda)} = \frac{3}{2}, \quad (8)$$

а оптико–микрофизическая модель дымки позволяет установить соответствующие функциональные соотношения для аэрозольных характеристик светорассеяния на двух длинах волн.

Рассмотрим схему построения соответствующего алгоритма. Используя функциональную зависимость $\beta^{(a)}(\lambda_2) = \beta_2^{(a)}[\beta_1^{(a)}(\lambda_1)]$, можно выразить аэрозольную и молекулярную компоненты обратного рассеяния на двух длинах волн через их суммарные значения β_1 и β_2 . В частности, величина $\beta^{(a)}(\lambda_1)$ определяется из уравнения $\beta_1^{(a)} = f[\beta_1^{(a)}]$, где

$$f[\beta_1^{(a)}] = \beta_1 - \frac{1}{\eta^{(R)}} \{\beta_2 - \beta_2^{(a)}[\beta_1^{(a)}]\}, \quad (9)$$

которое решается итерационным методом по схеме $\beta_k^{(a)}(\lambda_1) = f[\beta_{k-1}^{(a)}(\lambda_1)]$, где $k = 1, 2, \dots$ — номер итерации, сходящейся при условии

$$|f'[\beta_1^{(a)}]| = \left| \frac{\partial \beta_2}{\partial \lambda_1} \right|^4 \left| \frac{d\beta_2^{(a)}}{d\beta_1^{(a)}} \right| < 1. \quad (10)$$

Неравенство (10) всегда удовлетворяется при соответствующем порядке выбора длин волн.

С использованием соотношений (8) и функциональных зависимостей $\alpha_i^{(a)} = \alpha_i^{(a)}[\beta_i^{(a)}]$ осуществится переход от характеристик обратного рассеяния $\{\beta_1, \beta_2\}$ к характеристикам ослабления $\{\alpha_1, \alpha_2\}$. Разбивая трассу зондирования на слои с шагом h и применяя на каждом слое к решению системы метод простой итерации, получим следующую схему численного решения задачи:

$$\begin{aligned} \beta_i^{(k)}(z_j) &= G_i(z_j) \exp[\alpha_i^{(k-1)}(z_j) h], \\ G_i(z_j) &= S_i(z_j) \exp[\alpha_i(z_{j-1}) h] T^{-2}(z_{j-1}), \end{aligned} \quad (11)$$

$i = 1, 2; j = 1, 2; k = 1, 2, \dots$. Здесь j — номер слоя, на котором выполняются итерации; k — номер итерации.

Отметим достаточные признаки сходимости метода итераций по схеме (11). С этой целью, вводя двумерный вектор $\beta = \{\beta_1(z_j), \beta_2(z_j)\}$, запишем (11) в операторной форме $\beta^{(k)} = F[\beta^{(k-1)}]$ и определим величины $M_{ij} = \max_{\beta \in \Omega} |\partial F_i / \partial \beta_j|$, где Ω — некоторая выпуклая область, содержащая решение. Известно, что метод простой итерации сходится для любого начального приближения, принадлежащего области Ω , если норма $\|M\| < 1$. Нетрудно показать, что для уравнения (11) норма $\|M\| < hM_0$, $M_0 < \infty$ и может быть сделана достаточно малой при соответствующем выборе шага h .

Помимо рассмотренной для предыдущего алгоритма функциональной связи между коэффициентом ослабления и обратного рассеяния на одной длине волны, в последнем алгоритме необходимо знать связь характеристик обратного рассеяния на разных длинах волн, которую удобно установить посредством соотношения $\eta^{(a)} = \beta^{(a)}(\lambda_2) / \beta^{(a)}(\lambda_1)$. Для модели дымки выполнены расчеты коэффициента $\eta^{(a)}$ при фиксированной длине волны $\lambda_1 = 0,63$ мкм и различных значениях длин волн λ_2 , представленных в табл. 3.

Таблица 3

λ_2 , мкм	0,48	0,53	0,55	0,69	0,83
$\eta^{(a)}$	1,45	1,31	1,18	0,89	0,67
ε_η %	5	4	3	6	6

В пределах вариаций ε_η , указанных в табл. 3, значения коэффициента $\eta^{(a)}$ постоянны для каждой из рассмотренных длин волн во всем диапазоне возможных изменений коэффициента обратного рассеяния $\beta^{(a)}(\lambda_1)$, что значительно упрощает решение уравнения (9).

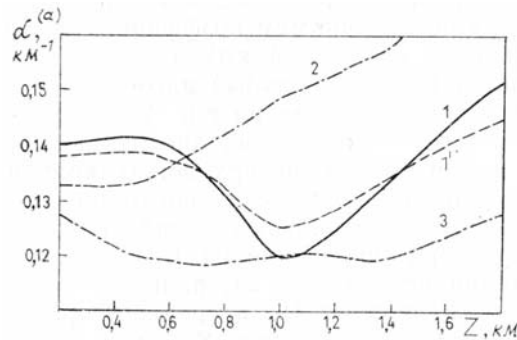


Рис. 2. Профили коэффициента аэрозольного ослабления на горизонтальных трассах для различных типов подстилающей поверхности, восстановленные с использованием оптико-микрофизической модели (1÷3) и по алгоритму из работы [10] (1'): 1, 1' — суша—море—суша; 2 — суша; 3 — море

Примеры интерпретации результатов зондирования. Для иллюстрации и получения общего представления о содержательности интерпретации данных лазерного зондирования атмосферы в рамках описанного подхода на рис. 2, 3 приведены примеры обработки данных реального эксперимента по зондированию протяженных трасс лидаром на длине волны $\lambda = 0,69$ мкм [9]. Зондирование осуществлялось по горизонтальным трассам на побережье Черного моря в том же пункте измерений (Карадаг) и в тот же период, для которых разработана оптико-микрофизическая модель дымки. Поэтому выбранные экспериментальные данные являются наиболее подходящими для обоснованной апробации разработанного алгоритма.

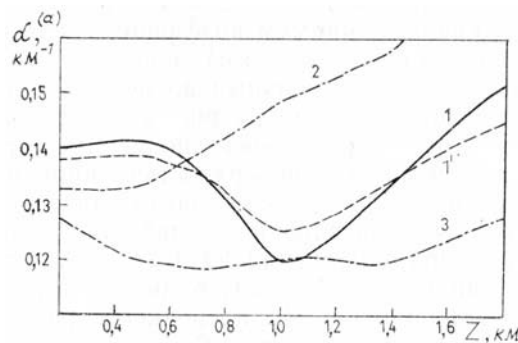


Рис. 3. Распределение по трассе счетной концентрации $N(z)$ (кривая 1), объемного фактора заполнения $V(z)$ (кривая 2) и среднего радиуса r_s (кривая 3), восстановленных по профилю коэффициента аэрозольного ослабления $\alpha^{(a)}(z)$ (рис. 2, кривая 1)

Кривые 1 и 1' на рис. 2 представляют профили коэффициента ослабления $\alpha^{(a)}(z)$, восстановленные по одному и тому же лидарному сигналу с использованием алгоритма (6)–(7) (кривая 1) и контрольного алгоритма из работы [10], использующего априорную информацию о значении лидарного отношения b по трассе зондирования (кривая 1'). В последнем случае значение b выбиралось таким образом, чтобы пропускание по трассе осталось неизменным ($T(z_{\max}) = 0,8$).

Для рассмотренных кривых трасса зондирования на участке от 0,7 до 1,4 км пересекала залив. Как видно из рис. 2, при качественном соответствии обеих кривых минимум коэффициента ослабления, наблюдаемый на середине залива ($z \approx 1$ км), более отчетливо выражен на кривой 1, в то время как контрольный алгоритм дает более сглаженный результат. Для сопоставления на рис. 2 представлены также профили коэффициента ослабления, восстановленные при зондировании над сушей (кривая 2) и морской поверхностью (кривая 3).

В рамках используемой модели восстановленному профилю 1 (рис. 2) коэффициента аэрозольного ослабления соответствуют профили объемного фактора заполнения $V(z)$ (рис. 3, кривая 2), а также счетной концентрации частиц $N(r, z)$, радиус которых больше r , при $r = 0,06$ мкм (рис. 3, кривая 1), и среднего радиуса частиц $r_s = (3/4)V/S$ (рис. 3, кривая 3), где S — суммарное сечение частиц в единичном объеме.

На рис. 3 обращает на себя внимание тот факт, что наблюдаемые изменения фактора заполнения $V(z)$ обусловлены, главным образом, изменением счетной концентрации оптически активных частиц $N(r > 0,06$ мкм) и в меньшей степени вариациями их среднего радиуса, сохраняющего значение в окрестности 0,16 мкм.

Таким образом, предложенные алгоритмы интерпретации данных лазерного зондирования основаны на использовании физически обоснованных связей между оптическими характеристиками рас-

сеивающей среды. Это в значительной степени снижает неопределенность априорных предложений, которые обычно вводятся для решения уравнений лазерной локации. Поэтому следует ожидать, что точность и надежность получаемых при этом результатов повысятся.

Представленные в работе количественные соотношения между коэффициентами аэрозольного ослабления и рассеяния назад могут быть рекомендованы при лидарном мониторинге фонового аэрозоля в нижней тропосфере.

1. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М. — В кн.: Дотационное зондирование атмосферы. — Новосибирск: Наука, 1978, с. 3.
2. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. — Новосибирск: Наука, 1982. — 200 с.
3. Панченко М.В., Тумаков А.Г., Фадеев В.Я. — В кн.: 5 Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Тез докл. Ч. 1. — Томск: ТФ СО АН СССР, 1978, с. 43.
4. Klett J. D. — Appl. Opt., 1981, v. 20, p. 211.
5. Ferguson J. A., Stephens D. H. — Appl. Opt., 1983, v. 22, p. 3673.
6. Klett J. D. — Appl. Opt., 1986, v. 25, p. 2462.
7. Веретенников В.В., Панченко М.В. — В кн.: 8 Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Тез. докл. ч. I. — Томск: ТФ СО АН СССР, 1984, с. 233.
8. Веретенников В.В., Кабанов М.В., Панченко М.В. — Изв. АН СССР, ФАО, 1986, т. 22, № 10, с. 1042.
9. Гришин А.И., Матвиенко Г.Г. — В кн.: Проблемы дистанционного зондирования атмосферы. — Томск, ИОА СО АН СССР, 1976, с. 33.
10. Веретенников В.В., Нац И.Э., Самохвалов И.В., Шаманаев В.С. — В кн.: Лазерное зондирование атмосферы. — М: Наука, 1976.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
25 сентября 1987 г.

V. V. Veretennikov, M. V. Kabanov, M. V. Panchenko, V. Ya. Fadeev. **The Use of a Single-Parametric Haze Model in the Problems of Laser Sounding.**

The methods of solution of laser sounding equation of the atmosphere in the single scattering approximation are considered. The above methods are based on the information on functional connections between coefficients of aerosol attenuation and backscattering which can be obtained having an optical-microphysical model of the atmosphere. Iteration algorithms of restitution of profiles of optical characteristics of the atmosphere along a sounding path are described and their convergence is investigated. Quantitative relationships between aerosol optical characteristics, which can be recommended at haze sounding, are presented.