«Оптика атмосферы», **2**, № 8 (1989)

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ

УДК 551.510.42

И.Э. Наац

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ИССЛЕДОВАНИИ ДИНАМИКИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

В статье излагаются основы теории оптического мониторинга пограничного слоя атмосферы, осуществляемого в целях оперативного дистанционного контроля его динамических характеристик и последующего решения экологических задач по прогнозу переноса загрязнений. В частности, обсуждаются методы решения атмосферно-оптической задачи восстановления поля коэффициентов турбулентной диффузии аэрозолей по данным лазерного зондирования, осуществляемого на основе аэрозольного светорассеяния. Дается структура решающего алгоритма для определения пространственно-временной изменчивости поля микроструктуры аэрозолей из оптических измерений и изучения физических процессов, в которые вовлекаются аэрозоли в условиях реальной атмосферы.

Пространственно-временная изменчивость аэрозольных оптических характеристик в атмосфере обусловливается диффузным переносом аэрозольного вещества и трансформацией спектра размеров частиц. В силу этого обстоятельства дистанционное зондирование аэрозолей на основе явления светорассеяния может служить источником информации о тех физических процессах, в которые они вовлекаются в условиях реальной атмосферы. Предлагаемая работа посвящена теории подобного оптического мониторинга атмосферы, осуществляемого в целях исследования динамики пограничного слоя. Знание его динамических параметров дает возможность решения прогностических задач, связанных с выбросом в атмосферу как дисперсных, так и газовых загрязнений.

1. Уравнение атмосферной диффузии и постановка обратных задач. Решение прогностических задач по переносу дисперсных загрязнений в пограничном слое связывают обычно с уравнением атмосферной диффузии, которое в общем виде записывается следующим образом:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \operatorname{div}(Q\mathrm{u}) = div\,(\mathbf{D}\mathrm{grad})\,Q + \alpha Q, \tag{1}$$

где $Q(z, t)$ — концентрация переносимых загрязнений (аэрозолей). В уравнение (1), помимо указанной функции, входят векторное поле скорости ветра $\mathbf{u}$ и поле коэффициента турбулентной диффузии $\mathbf{D}$.

Имеющиеся в настоящее время технические средства дистанционного оптического зондирования атмосферы [1], а также вычислительные методы интерпретации соответствующей оптической информации [2, 3], позволяют с вполне приемлемой для многих практических приложений точностью определять поле концентрации аэрозольных частиц $Q(\mathbf{z}, t)$ и векторное поле $\mathbf{u}(\mathbf{z}, t)$ [4]. Это обстоятельство, естественно, подводит нас к постановке такой математической задачи для уравнения (1), решением которой явилось бы векторное поле коэффициента диффузии $\mathbf{D}(\mathbf{z}, t)$. Ее практическая значимость состоит в следующем. Если для некоторого момента времени, скажем, t' известны векторные поля $\mathbf{u}$ и $\mathbf{D}$ в пределах некоторой локальной области пограничного слоя, то, решая так называемую прямую задачу для уравнения (1) относительно скалярного поля $Q(\mathbf{z}, t)$, можно дать прогноз по распространению загрязнений в моменты времени $t > t'$. Подобные прогностические задачи составляют главное содержание того, что в настоящее время принято понимать под экологическим мониторингом окружающей среды [5]. Ведущиеся в этой области исследования в основном ориентированы на построение неких полуэмпирических априорных моделей для векторных полей $\mathbf{u}$ и $\mathbf{D}$ [6].

Материал данной статьи опирается на средства и методы оптического мониторинга и исходит из той концепции, что надежный прогноз экологической ситуации может основываться только на данных оперативного дистанционного контроля динамических характеристик атмосферы. Ниже излагаются основные теоретические аспекты, связанные с реализацией этой концепции как некой вычислительной теории интерпретации эмпирических данных.

При решении диффузного уравнения (1) относительно скалярного поля $Q(\mathbf{z}, t)$ его обычно сводят к системе уравнений вида

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial u_i Q}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} D_i \frac{\partial Q}{\partial x_i} = c_i,\ i = 1,\ 2,\ 3. \tag{2}$$

Выбор постоянных c_i обычно согласовывается с выбором масштабных множителей, и без ограничения общности их можно полагать равными нулю (см. [7]). Система (2) строится на основе так называемого метода расщепления, применяемого в данном случае к уравнению (1) [5].

Его применение заметно упрощает решение прямой задачи, т. е. расчет поля $Q(\mathbf{z}, t)$. При определении поля $\mathbf{D}(\mathbf{z}, t)$ метод по существу эквивалентен разделению (1) на частные уравнения относительно неизвестных компонент $D_1 = D_x$, $D_2 = D_y$ и $D_3 = D_z$. Уравнения (2) интегрируются в квадратурах, и нет необходимости особо обсуждать вычислительные аспекты этой задачи. Тот алгоритмический аппарат, который создавался для решения уравнения (1) относительно $Q(\mathbf{z}, t)$, в полной мере может быть использован и для нахождения поля $\mathbf{D}(\mathbf{z}, t)$. Нетрудно показать, что оператор, преобразующий множество исходных данных $\{Q, Q_t, \nabla Q\}$ в вектор $\mathbf{D}$, вполне непрерывен и ограничен (частично эти вопросы затронуты в работе [8]). Таким образом, в алгоритмическом отношении задача по определению компонент поля $\mathbf{D}$ из уравнения (1) мало чем отличается от решения относительно функции $Q(\mathbf{z}, t)$. Деление здесь на прямую и обратную задачи более чем условно, поскольку решать их можно с помощью единого программного обеспечения и, в частности, того, которое подробно описано в обстоятельной работе [7].

Следует заметить, что для решения многих практических задач экологического мониторинга достаточно рассмотреть более простые варианты определения поля коэффициентов турбулентной диффузии. Так, в соответствии с работой [6] вместо уравнения (1) можно рассмотреть его упрощенный вариант, а именно:

$$u_x Q_x' - u_z Q_z' = \frac{\partial}{\partial z} D_z \frac{\partial Q}{\partial \mathbf{z}} + \frac{\partial}{\partial y} D_y \frac{\partial Q}{\partial y} - \sigma Q. \tag{3}$$

Более того, можно считать, что $D_x \approx D_y$ для высот $z > h$, где h — граница приземного слоя. Тогда уравнение (3) запишем в виде

$$(a_1 D_x)_y' + (a_2 D_x)_z' = f, \tag{4}$$

где $a_1 = Q_y'$ и $a_2 = Q_z'$, а через f обозначена сумма остальных членов, входящих в (3). Дальнейшее упрощение уравнения (4) может быть связано с тем обстоятельством, что зависимость функции $D_x(x, y, z)$ по z может быть аппроксимирована степенной функцией. Все, что касается физически обоснованного выбора граничных условий на компоненты поля $\mathbf{D}$, можно найти в [6]. Значительно сложнее в математическом отношении решается задача определения скалярного поля $Q(\mathbf{z}, t)$, его временной производной Q_t' и градиента ∇Q по данным оптического мониторинга рассеивающей компоненты атмосферы. Методы решения этой задачи излагаются ниже.

2. Теория оптического мониторинга пространственно-временной изменчивости поля микроструктуры аэрозольных образований в атмосфере. Рассмотрение удобно начать с оценки поля $Q(\mathbf{z}, t)$ по данным лазерной локации аэрозолей пограничного слоя. Почему речь идет прежде всего о методе лазерного зондирования, поясним несколько ниже, а сейчас лишь заметим, что под $Q(\mathbf{z}, t)$ понимается концентрация частиц, размеры r которых лежат в пределах интервала $[R_1, R_2]$. При лазерной локации принимаемый из атмосферы оптический сигнал $P(\mathbf{z}, t, \lambda)$ прямо пропорционален коэффициенту обратного рассеяния $\beta_\pi(\mathbf{z}, t, \lambda)$. Если характеризовать микроструктуру аэрозолей в локальном объеме функцией плотности распределения их объема по размерам $v(r)$, то для коэффициента обратного рассеяния можно записать следующее выражение:

$$\beta_\pi(\mathbf{z}, \lambda) = \int_{R_1(\mathbf{z})}^{R_2(\mathbf{z})} K_\pi [\bar{m}(\mathbf{z}), \lambda, r] \frac{3}{4r} v(r, \mathbf{z})\, dr, \tag{5}$$

где K_π — соответствующий фактор, а $\bar{m}$ — показатель преломления аэрозольного вещества.

В задачах переноса аэрозолей резонно полагать, что $\bar{m}(\mathbf{z}) = \text{const}$, если, конечно, за время проведения оптического мониторинга не успевает измениться их химический состав. Тогда измеренную оптическую характеристику в зондируемой области можно представить в виде произведения $V(z) \cdot \bar{K}_{\pi v}(\lambda)$, где $V(\mathbf{z})$ — интеграл от плотности $v(r, \mathbf{z})$ по переменной r в указанных пределах, а $\bar{K}_{\pi v}(\lambda)$ — некое среднее значение фактора в интеграле (5). Предположение о том, что фактор $\bar{K}_{\pi v}(\lambda)$ не зависит от пространственных координат, позволяет его считать в дальнейшем константой, значение которой требуется подобрать априори надлежащим образом, а затем уже найти поле объемной концентрации $V(\mathbf{z})$ по лидарным измерениям $\beta_\pi(\mathbf{z}, \lambda)$. Обращаясь к уравнениям (2), нетрудно заметить, что $Q(\mathbf{z})$ можно заменить не только на объемную концентрацию $V(\mathbf{z})$, но и непосредственно на поле оптической характеристики $\beta_\pi(\mathbf{z}, \lambda)$, поскольку в условиях принятого выше допущения

$\beta_\pi(\mathbf{z},t,\lambda) = V(\mathbf{z},t)\bar{K}_{\pi v}(\lambda)$. Как при этом надлежит решать весьма не тривиальную задачу по определению $\beta'_{\pi t}$ и $\nabla\beta_\pi$ будет сказано ниже. Таким образом, показано, что в простейшем варианте интерпретации оптические данные лазерного зондирования аэрозольной компоненты могут быть непосредственно использованы для обращения уравнения атмосферной диффузии, осуществляемого для нахождения поля $\mathbf{D}(\mathbf{z}, t)$.

В этом утверждении нет ничего неожиданного, поскольку пространственно-временная изменчивость поля концентрации аэрозольных частиц непосредственно проявляет себя в вариациях поля аэрозольных оптических характеристик. Конечно, эта связь в функциональном отношении может быть простой либо более сложной. В связи с чем уместно заметить, что в рассматриваемой задаче метод импульсной лазерной локации по сравнению с другими оптическими методами (геометрическими схемами) имеет одно существенное преимущество. Оно заключается в том, что принимаемый лидаром локационный сигнал $P(\mathbf{z}, t, \lambda)$, по существу, прямопропорционален характеристике $\beta_\pi(\mathbf{z}, t, \lambda)$, и в этом смысле лазерную локацию следует считать прямым методом определения поля $\beta_\pi(\mathbf{z}, t, \lambda)$.

При использовании иных геометрических схем (трассовые измерения спектральной прозрачности, касательное зондирование атмосферы с космического борта и т. п.) определение оптических характеристик атмосферы связано с обращением интегральных потоков радиации. Поэтому иные оптические методы дистанционного зондирования следует считать косвенными, если речь идет об определении полей оптических характеристик. Это то, что отличает метод лазерного зондирования и определяет его главное место в структуре оптического мониторинга системы «атмосфера – подстилающая поверхность», осуществляемого взаимоувязанным комплексом оптической аппаратуры [9].

При строгом анализе изложенного выше подхода к изучению динамики пограничного слоя по данным оптического мониторинга обращает на себя внимание его сугубо приближенный (качественный) характер. Возможно, он вполне удовлетворяет требованиям, связанным с решением прогностических задач экологического мониторинга дисперсных загрязнений, тем не менее можно построить более содержательную в информационном отношении теорию оптических исследований динамики пограничного слоя, имея в виду прежде всего, как и выше, определение векторного поля $\mathbf{D}(\mathbf{z}, t)$. Действительно, любое аэрозольное образование в атмосфере состоит из частиц (фракций) различного размера, что характеризуется таким понятием, как «микроструктура» аэрозолей. Выше оно увязывалось с распределением $v(r)$. При изучении процесса переноса частиц ничто не мешает рассматривать перенос отдельных фракций, в каждую из которых выделяются частицы с размерами r из подынтервалов (r_l, r_{l+1}) $(l = 1,\ldots, m)$. Объемную концентрацию частиц указанной фракции будем обозначать через $\Delta_l(V)$. Ясно, что если известна плотность $v(r)$, то имеет место следующее соотношение:

$$\Delta_l(V) = V(r_{l+1}) - V(r_l),\ \ V(r) = \int_{R_1}^{r} v(r')\,dr',\ \ l = 1,\ldots,\ m. \tag{6}$$

Если бы мы располагали совокупностью данных $\{\Delta_l(V),\ (\Delta_l(V))'_t,\ \nabla(\Delta_l(V))\}$, то можно было бы записать целую систему уравнений типа (2), каждое из которых описывало бы процесс диффузного переноса соответствующей фракции. Для того чтобы подобная процедура интерпретации микроструктурных данных имела практическое значение, необходимы веские физические основания. Подобным основанием является сильная зависимость коэффициентов турбулентной диффузии частиц от их размера. По имеющимся данным [10], при изменении размеров частиц r от 0,1 до 10 мкм, коэффициенты D_i меняются по величине на три порядка. Поэтому, строго говоря, мы должны рассматривать параметрическое поле $\mathbf{D}(\mathbf{z}, t, r)$ в исходном уравнении (1). Важным с физической и математической точек зрения является и то обстоятельство, что поле $\mathbf{u}$ никоим образом не связано с параметром r и выступает в (1) неким внешним фактором. Поэтому уравнение (1) можно рассматривать как функциональное уравнение между частными распределениями $\mathbf{D}(r\,|\mathbf{z}, t)$ и $v(r\,|\mathbf{z}, t)$. Взаимосвязь этих двух полей в рамках развиваемого здесь подхода выступает как физическая основа в изучении тех процессов, в которые вовлекаются аэрозольные системы частиц в реальной атмосфере.

Для того чтобы рассматриваемая обратная задача была обеспечена исходной информацией, необходимо увеличить объем оптических измерений. Если иметь в виду только средства оптического зондирования (мониторинга), то разумно использовать в этих целях прежде всего многочастотные лидары. При наличии в измерительном комплексе n рабочих частот лидарные измерения дают совокупность значений $\{\beta_\pi(\mathbf{z}, t, \lambda_i),\ i = 1,\ldots, n\}$. При выполнении определенных требований, которые здесь не будут обсуждаться (см. [2, 3]), эту совокупность оптических измерений можно обратить в совокупность микроструктурных данных $\{\Delta_l(\mathbf{z}, t),\ l = 1,\ldots, m\}$. Учитывая, однако, то обстоятельство, что по лидарным измерениям требуется осуществить не только микроструктурный анализ аэрозолей, но и построить градиенты поля концентрации отдельных фракций, приведем структуру алгоритма, трансформирующего совокупность локационных данных

$$\{P(\mathbf{z},\ t,\ \lambda_i),\ i = 1,\ldots,\ n\}\ \text{в}\ \{\Delta_l(\mathbf{z},\ t),\ (\Delta_l(\mathbf{z},\ t))'_t,\ \nabla(\Delta_l(\mathbf{z},\ t))\},$$

$l = 1,\ldots, m\}$. Заметим, что на его основе можно решать не только обратные задачи диффузии аэрозолей, но и обратные задачи аэрозольной кинетики в целом [8]. Таким образом, ниже идет речь о возможности разработки методов исследования физических процессов в атмосфере, опираясь на доступность информации, оперативный и дистанционный характер ее получения. Однако, для того чтобы ею воспользоваться, необходимы соответствующие методы интерпретации.

Для простоты изложения будем считать, что зондирование осуществляется вертикально и определение градиента поля $\Delta_l(\mathbf{z}, t)$ сводится к определению его производной по z. Полагая, как и ранее, что факторы в (5) не зависят от пространственных координат, запишем следующее выражение в виде

$$\frac{\partial\beta(z, \lambda)}{\partial z} = \int\limits_{R_1(z)}^{R_2(z)} K(r, \lambda)\frac{\partial s(r, z)}{\partial z}\,dr, \tag{7}$$

или в операторной форме $\beta'_z = Ks'_z$, где K — соответствующий (7) интегральный оператор. Напомним, что $s(r) = \pi r^2 n(r)$ и использовано условие $s(r = R_1(z)) = s(r = R_2(z)) = 0$. В результате для любой оптической характеристики локального объема зондируемой среды, зависящей от пространственной координаты z и времени t, имеют место следующие интегральные представления:

$$\beta = K_s,\ \beta'_z = Ks'_z,\ \beta'_t = Ks'_t. \tag{8}$$

Обращение этих интегралов осуществляется с помощью одного и того же регуляризирующего оператора K_α^{-1} [8]. Поскольку в рассеивающей атмосфере формирование локационного отклика определяется двумя оптическими характеристиками $\beta_\pi(z, t, \lambda)$ и $\beta_{ex}(z, t, \lambda)$, то ниже нам понадобится оператор W, преобразующий функцию $\beta_\pi(\lambda)$ в $\beta_{ex}(\lambda)$ для любого интервала оптического зондирования Λ. Формально этот оператор определяется как $K_{ex}K_{\pi\alpha}^{-1}$, где K_{ex} и K_π — интегральные операторы с ядрами $K_{ex}(r, \lambda)$ и $K_\pi(r, \lambda)$ соответственно [8]. При тех же допущениях, которые лежат в основе (8), можно записать

$$\beta_{ex} = W\beta_\pi,\ \beta'_{ex,z} = W\beta'_{\pi z},\ \beta'_{ex,t} = W\beta'_{\pi t}. \tag{9}$$

В соответствии с теорией многочастотного зондирования атмосферы на основе явления аэрозольного светорассеяния [2, 3] первое операторное уравнение (9), доопределяя уравнение переноса локационных сигналов в спектральном интервале Λ, делает его вполне определенным и однозначно решаемым. Но теперь перед нами стоит более сложная информационная задача, поскольку требуется по локационному сигналу $P(\mathbf{z}, t, \lambda)$ восстановить не только поле оптических характеристик $\beta_{ex}(\mathbf{z}, t, \lambda)$ и $\beta_\pi(\mathbf{z}, t, \lambda)$, но и их производные. Очевидно, что для ее однозначного решения необходимо ввести дополнительные функциональные уравнения. Прежде чем это сделать, напомним, что поскольку локационные измерения выполняются лишь для дискретного набора длин волн $\{\lambda_i, i = 1,\ldots, n\}$, то уравнениям (9) разумно придать матричную форму, т. е. переписать их для векторов, а именно: $\beta_{ex} = \hat{W}\beta_\pi$ и т.д. Компоненты этих векторов суть значения $\beta(\lambda_i)$ ($i = 1,\ldots, n$). При интерпретации локационных данных вместо локационного сигнала $P(\mathbf{z}, t, \lambda)$ удобно вводить нормированную функцию $S(z, t, \lambda) = (P(z, t, \lambda)z^2/B(\lambda)P_0(\lambda)$, где $B(\lambda)$ — аппаратурная постоянная и $P_0(\lambda)$ — мощность генерируемого светового импульса. С учетом этих замечаний и исходя из уравнения лазерной локации в приближении однократного рассеяния, запишем следующие соотношения:

$$\left.\begin{aligned} &\beta_{\pi i}T_i = S_i,\\ &(\beta'_{\pi iz} - 2_{\pi i}\beta_{lx,t})\,T_i = S'_{iz},\\ &(\beta'_{\pi it} - 2\beta_{\pi i}\cdot\tau'_{it})\,T_i = S'_{it},\ i = 1,\ldots, n,\end{aligned}\right\} \tag{10}$$

в которых использованы обозначения $\beta_{\pi i} = \beta_\pi(\mathbf{z}, t, \lambda_i)$, $T_i = T(\mathbf{z},t,\lambda_i) = \exp\{-2\tau(\mathbf{z},t,\lambda_i)\}$, $\tau(\mathbf{z},t,\lambda_i) = \int\limits_{z_1}^{z}\beta_{ex}(z',t,\lambda_i)dz'$. Доопределяя теперь систему (10) матричными уравнениями типа (9), получим вполне определенную систему функциональных уравнений относительно функций $\beta_{\pi i}(\mathbf{z},t)$, $\beta'_{\pi iz}(\mathbf{z},t)$ $\beta'_{\pi it}(\mathbf{z},t)$. Найденные функции через систему операторных уравнений (8) определяют искомое поле микроструктуры зондируемого аэрозольного образования и его пространственно-временную изменчивость. Выполненные выше аналитические построения лежат в основе теории оптического мониторинга аэрозольных образований в атмосфере, осуществляемого в целях контроля пространственно-временной изменчивости поля микроструктуры. Анализ разрешимости уравнений выходит за рамки настоящего исследования. Сошлемся лишь на работу [2], где рассмотрены подобные системы нелинейных уравнений в связи с обоснованием теории метода многочастотного лазерного зондирования дисперсных сред. Для практических приложений системе (9—10) следует придать дискретную форму. С этой целью осуществим дискретизацию по переменным z и t, введя величины $S_i^{(k\nu)} = S_i(z = z_k, t = t_\nu)$, $k, \nu = 1, \ldots,$ а также соответствующие им векторы $\beta^{(k\nu)} = \{\beta_i^{(k\nu)} = \beta(z_k, t_\nu, \lambda_i)\ i = 1, \ldots, n\}$. Тогда система функциональных уравнений (10), предварительно решенная относительно $\beta_\pi(z,\ t,\ \lambda)$ и ее производных с помощью соотношений (9), в дискретном варианте перепишется следующим образом:

$$
\begin{aligned}
&\beta_{\pi i}^{(k\nu)} \cdot T_i^{(k\nu)} = S_i^{(k\nu)},\\
&(\beta_{\pi iz}^{\prime(k\nu)} - 2\beta_{\pi i}^{(k\nu)} \cdot (\hat{W}\beta_\pi^{(k\nu)})_i)\ T_i^{(k\nu)} = S_{iz}^{\prime(k\nu)},\\
&(\beta_{\pi it}^{\prime(k\nu)} - 2\beta_{\pi i}^{(k\nu 1)}) \cdot \tau_{it}^{\prime(k\nu)})\ T_i^{(k\nu)} = S_{it}^{\prime(k\nu)},\\
&\tau_i^{(k\nu)} = \sum_{j=1}^{k} (\hat{W}\beta_\pi^{(j\nu)})_i\, \Delta_j(z),\\
&\tau_{it}^{\prime(k\nu)} = \sum_{j=1}^{k} (\hat{W}\beta_{\pi t}^{\prime(j\nu)})_i\, \Delta_j(z),\\
&i = 1, \ldots,\ n,\ k,\ \nu = 1, \ldots,
\end{aligned}
\tag{11}
$$

где через $(\hat{W}\beta_\pi^{(k\nu)})_i$ обозначена величина $\beta_{ex,i}^{k(\nu)}$, т. е. i-я компонента вектора β_{ex}, восстанавливаемого по вектору β_π с помощью $\hat{W}$ размерности $n \times n$. В соответствии с (8) вектор $\Delta^{(k\nu)} = \{\Delta_l^{(k\nu)}, l = 1, \ldots, m\}$, характеризующий поле микроструктуры, определяется с помощью матричного оператора $\hat{K}_{\pi\alpha}^{-1}$ в процессе решения (11). Подобные системы удобно решать итерационными методами [2]. Матричный оператор $\hat{W}$ рассчитывается с помощью формул теории Ми. Для полной определенности вычислительного алгоритма остается указать способ расчета производных S_z' и S_t' от эмпирической функции $\tilde{S}(z, t, \lambda)$. В математическом отношении эта задача хорошо изучена и, как известно, относится к классу некорректно поставленных. Поскольку функция $\tilde{S}(z, t, \lambda)$ сама по себе недифференцируема, то в более широком смысле речь идет о том, как для нее построить близкий аналог, удовлетворяющий требуемым условиям регулярности аналитического поведения (дифференцируемости). Применительно к интерпретации локационных данных решение этой задачи излагалось ранее в монографии [3], поэтому ниже выпишем окончательные расчетные формулы, делая систему (11) полной во всех отношениях.

В целях простоты введем обозначение $\varphi(z) = S_{iz}^{\prime(\nu)}(z)$. Ясно, что $S_i^{(\nu)}(z) = S_i^{(\nu)}(z_1) + \int_{z_1}^{z} \varphi(z')dz'$. Порядок вычисления функции $\varphi(z)$ следующий:

$$
\varphi_\alpha(z) = \sum_{k=1}^{q} c_{\alpha k}\chi(z,\ z_k),
\tag{12}
$$

где

$$
\chi(z,\ z_k) = \begin{cases} 1 & \text{при } z \leqslant z_k, \\ 0 & \text{при } z > z_k. \end{cases}
$$

Коэффициенты $c_{\alpha k}$ находятся из решения системы

$$
\sum_{j=1}^{q} a_{kj}c_j + \alpha c_k = \hat{f}_k,\ k = 1, \ldots,\ q,
\tag{13}
$$

в котором

$$
a_{kj} = \begin{cases} z_k - z_1 & \text{при } k \leqslant j, \\ z_j - z_1 & \text{при } k > j \end{cases}
$$

и правая часть $\hat{f}_k = \tilde{S}(z_k) - \tilde{S}(z_1)$. Как и ранее, через α обозначен параметр регуляризации. Ясно, что за указанной последовательностью вычислений стоит некий оператор, трансформирующий эмпирическую функцию $\tilde{S}(z)$ в регулярную ее компоненту $S_\alpha(z)$, обладающую требуемой производной по z $S'_\alpha(z)$. Напомним, что регуляризирующий алгоритм в процессе обращения эмпирических данных осуществляет одновременно и фильтрацию шумов (подавление нерегулярной компоненты эмпирической функции). Построенный выше алгоритм решает задачу по созданию соответствующего программного обеспечения обработки данных оптического мониторинга пространственно-временной изменчивости поля микроструктуры аэрозолей и в сочетании с уравнением атмосферной диффузии (1) дает метод изучения динамики пограничного слоя атмосферы на основе явления аэрозольного светорассеяния.

1. Иванов В.И., Малевич И.А., Чайковский А.П. Минск: Университетское, 1986. 286 с.
2. Наац И.Э. Теория многочастотного лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1980. 157 с.
3. Зуев В.Е., Наац И.Э. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с.
4. Матвиенко Г.Г., Задде Г.О., Фердинандов Р.С. и др. Корреляционные методы лазерно-локационных измерений скорости ветра. Новосибирск: Наука, 1985. 223 с.
5. Марчук Г.И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. М.: Наука, 1982. 319 с.
6. Берлянд М.Е. Прогноз и регулирование загрязнений атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 272 с.
7. Toon O.B., Turco R.P., Westhal D. et. al. //J. Atm. Sciences. 1988. V. 45. № 15. P. 2123—2143.
8. Наац И.Э. Метод обратной задачи в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1986. 198 с.
9. Зуев В.Е., Наац И.Э. Обратные задачи оптики атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1990 (в печати).
10. Химия нижней атмосферы/Под ред. С. Расула. М.: Мир, 1976. 406 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
3 апреля 1989 г.

I.E. Naats. **Optical Methods in Studies of the Ground Atmospheric Layer Dynamics**.

The paper presents basic ideas of the theory of optical monitoring of the atmosphere. Optical monitoring is aimed at operative remote control of dynamic characteristics of the ground atmospheric layer for further use of these data in ecological problems on forecasting the air pollution transportation. In particular, the paper discusses the methods for solving the atmospheric optics problem on restoration of the field of coefficients of aerosol turbulent diffusion from the data of lidar sensing based on the use of aerosol light scattering. The paper also presents the structure of the solution algorithm for determination of spatio-temporal variability of the field of aerosol microstructure from the data of optical measurements as well as for studying the physical processes the aerosols are involved in.