

ЛИДАР – ТОМОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНЕТАРНЫХ АТМОСФЕР С ПОМОЩЬЮ АВТОМАТИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

О.В. Филонин, П.Н. Николаев

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия

Описаны методы и результаты математического моделирования томографических способов исследования планетарных атмосфер с помощью разработанных методов лидарного зондирования, осуществляемого группировкой малых спутников распределенных на заданных орбитах. Приведены результаты математического моделирования процедур зондирования, способов восстановления данных для решения трехмерных задач по реконструкции искомым функций распределения.

Ключевые слова: информационные технологии, лидар, малоракурсная томография, дистанционное зондирование, атмосфера планеты, преобразование Радона, алгоритмы свёртки, Фурье преобразование.

Введение

Наиболее эффективными способами анализа планетарных атмосфер является совместное использование лидарного зондирования и многочастотный радиотомографический анализ. Сочетание этих двух способов анализа даёт возможность получить информацию о газовом составе атмосферы, распределении аэрозолей, пылевых частиц, концентраций ионной и электронных компонент и т.д. Действительно, при распространении лазерного луча в атмосфере происходит его рассеяние на границах сред разной плотности и взвешенных в воздухе мелких частицах - аэрозолях. Применение лазерного излучения различной длины волны (355 нм, 532 нм и 1064 нм) позволяет получать информацию о характеристиках частиц малых (дым) и крупных (пыль) фракций, молекулярном составе и пр. В настоящее время разработаны эффективные методы и лидарные системы дифференциального поглощения. Они основаны на эффекте резонансного поглощения лазерного излучения в пределах селективной линии поглощения исследуемой газовой компоненты [1].

Истолкование результатов лазерного зондирования состоит из двух этапов и относится к классу обратных задач. В атмосферной оптике к классу обратных задач относят методы, связанные с определением оптических и микрофизических характеристик по измеренному результату взаимодействия аэрозольных частиц с электромагнитным излучением. Первым и во многом определяющим этапом в извлечении количественной информации о состоянии атмосферы из результатов лазерного зондирования является решение лидарного уравнения относительно оптических параметров среды [2]. Не менее важным этапом является адекватная обработка регистрируемых данных. В частности это, прежде всего, связано с быстродействием и разрядностью АЦП, процедурами сжатия динамического диапазона на этапах формирования исходных данных и пр.

1. Лидар – томографический метод зондирования атмосферы с помощью автоматических аппаратов

Пространственное изменение оптических параметров на трассе зондирования связано с величиной обратного рассеяния [2] (отраженного сигнала) уравнением:

$$P(\nu, r) = \chi \eta P_0(\nu) \frac{c\tau}{2} A r^{-2} [\beta_m(\nu, r) + \beta_a(\nu, r)] \exp\left\{-2 \int_0^r \alpha(\nu, r) dr\right\} \quad (1)$$

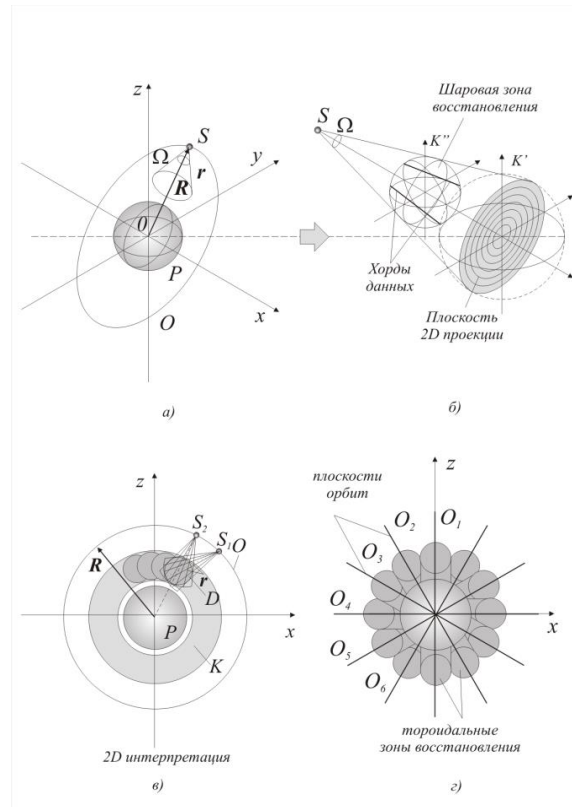


Рис. 1. Геометрия метода лидар – томографического исследования планетарных атмосфер

где χ – пропускание приемной оптики лидара; η – эффективность фотоприемника; P_0 – мощность лазерного излучения, посылаемая из места расположения лидара; c – скорость света; τ – длительность импульса лазерного излучения; A – эффективная площадь приемной оптической системы; β_m и β_a – объемные коэффициенты молекулярного и аэрозольного рассеяния лазерного излучения в направлении назад; $\alpha(\nu, r)$ – профиль коэффициента ослабления лазерного излучения. Совершенно очевидно, что при корректном способе регистрации отраженного сигнала $P(\nu, r)$ обратную задачу по восстановлению функции коэффициента ослабления $\alpha(\nu, r)$ можно свести к радоновской обратной задаче.

Авторами разработан метод лидарного зондирования планетарных атмосфер, позволяющие реконструировать пространственные распределения, например, локальных значений концентраций газов, пылевых частиц и пр. на основе подходов малоракурсной томогра-

фии. Сущность данного метода сводится к следующим положениям. Средство доставки (СД) производит запуск от одного до шести автоматических космических аппаратов на низкие или средние круговые орбиты. Каждый такой аппарат должен содержать средства коммуникации с СД, гироскопы, движители ориентации, лидар, многопроцессорные блоки обработки данных. В простейшем случае, для обобщенной оценки, например, газового состава атмосферы планеты достаточно одного спутника (рис.1 а))

При движении спутника S по круговой орбите, лидар осуществляет зондирование атмосферы в телесном угле Ω . Глубина зондирования составляет величину r и определяется плотностью атмосферы, мощностью лазерного импульса и т.д. Целесообразно так организовать сканирование, что бы лидарный луч двигался по спиралеобразной конусной поверхности. Это дает возможность получать от каждого лазерного импульса, при реги-

страции отраженного прямо назад потока фотонов значение $\int_0^r \alpha(v, r) dr$, что соответствует значению интеграла вдоль хорды шара вписанного в телесный угол Ω . Диаметр этого шара определяется задачами зондирования, возможностями самого лидара, вычислительными возможностями блока обработки данных. Для данного местоположения спутника в течение интервала времени, например, $\Delta t \approx 60$ с можно получить множество хордовых данных. Это соответствует одной 2D – проекции сформированной в соответствие с геометрией веерного пучка (рис. 1 б)). Данный подход позволяет непосредственно решать 3D – задачу, т.е. по набору предварительно сформированных двумерных данных – проекций, после операций двумерной свертки осуществлять процедуры обратного проецирования. Однако эти процедуры связаны с огромными объемами данных – речь идет о трехмерных массивах данных формата $(80\,000 \times 80\,000 \times 80\,000)$ элементов при 1024 уровнях квантования по амплитуде. Это соответствует, относительно небольшому разрешению $(100 \times 100 \times 100)$ м3 для условий Земли.

Для упрощения процедур вычислений авторами разработан следующий подход. Рассмотрим, для большей наглядности решение 2D обратной задачи в приближении Радона см. рис. 1 в). Предположим, что в момент времени t_0 спутник S находится в некоторой точке круговой орбиты O . В течение заданного интервала времени δt его лидар осуществляет веерное зондирование области атмосферы глубиной r . Для упрощения вычислительных процедур и уменьшения объемов данных целесообразно кольцевой слой атмосферы K разбить на круговые пересекающиеся области D . Следовательно, данная кольцевая зона в местоположении S_0 оказывается, прозондирована веерным пучком, что позволяет сформировать 1D проекцию. При перемещении спутника в позицию S_1 формируется другая 1D проекция и т.д. Понятно, что можно получить достаточно много одномерных проекционных данных, но в ограниченном угле конвергенции. Аналогичные процедуры выполняются для всех круговых областей D . Восстановление искомых функциональных распределений $\alpha(v, r)$ осуществляется для каждого круга D - формат массива, для условий Земли, при высоте атмосферы (с учётом ионосферы) составляет всего $(16\,000 \times 16\,000)$ элементов. Далее производится пересчет проекционных данных в ортогональную геометрию проецирования. Таким образом, формируются исходные мас-

сивы соответствующие полярной системе координат. Затем, для доопределения проекционных данных осуществляется вычисления одномерных Фурье – преобразований (FT+1) от каждой функции проекции. Таким образом, в пространстве Фурье мы имеем дело с набором образов FT+1, определенных на полярной сетке отсчётов и сосредоточенных в том же угле конвергенции, что и полученные проекции.

Используя методы интерполяции (сплайны) осуществляется процедура доопределения «недостающих» проекций по кольцевым гармоникам. Действительно, на основании теоремы о центральном сечении Фурье спектра и свойств его симметрии задачу доопределения недостающих проекций можно свести к одномерной задаче интерполяции по кольцевым гармоникам. Введем обозначение:

$$p_{m(\pi/M)}(n\Delta\omega_l) = F(\mu_n m(\pi/M)), \quad (2)$$

здесь $F(\mu_n m(\pi/M))$ – n -я кольцевая гармоника, содержащая M отсчётов, $\Delta\omega_l$ – интервал дискретизации по радиусу, для ДСК $\omega_l = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$. Важно отметить, что процедуры интерполяции и экстраполяции можно проводить по тем гармоникам, номер которых удовлетворяет условию: $n\Delta\omega_l \leq 2\pi/a$. Это условие вытекает из ограниченного размера носителя, например, для 2D варианта $R = D/2$, $R\sqrt{x^2 + y^2}$, максимальной ширины спектра, которая с учётом дискретизации с интервалом (π/M) в области высших гармоник достигает величины: $\Delta\omega_m = 2\omega_m \sin(\pi/2M)$. Т.е. для точной реконструкции необходимо, что бы: $R \leq (\pi/\Delta\omega_m)$, или:

$$(D/2) \leq \pi / (2\omega_m \sin(\pi/2M)). \quad (3)$$

Для малых углов $\sin \alpha \approx \alpha$, следовательно, несложно показать, что количество исходных проекций M оказывается связанным с размером носителя D и возможным пространственным разрешением, которое определяется ω_m простым соотношением:

$$M \geq (\omega_m D) / 2. \quad (4)$$

С учетом свойств симметрии двумерного набора FT+1, задача экстраполяции формулируется следующим образом: имеется $M_{\Psi+1}$ дискретных отсчётов функции $F(\tilde{\mu}_n(m(\pi/M)))$, $(m=0, M_{\Psi}; m \frac{\pi}{M} = 0, \Psi)$, на участке от 0 до Ψ , периодичной с периодом π . Необходимо найти значения $F(\hat{\mu}_n(m(\pi/M)))$ на участке от Ψ до π . Показано, что аппроксимацию, целесообразно произвести путем разложения искомой функции по ортогональным полиномам:

$$F(\tilde{\mu}_n(m(\pi/M))) = \sum_{j=0}^L k_j T_j(m \frac{\pi}{M}), \quad (5)$$

где T_j - полиномы Чебышева первого рода, k_j - коэффициент разложения. При этом суть данного подхода заключается в том, что необходимо найти некоторую функцию $F(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M}))$ на интервале $(0 \div \pi)$, которая аппроксимирует функцию $F(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M}))$ по методу наименьших квадратов, т.е. достигается минимум среднеквадратичного отклонения в точках задания функции $F(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M}))$, т.е.:

$$\begin{aligned} \rho_{\min}(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M}), \tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M})) = \\ = \frac{1}{M_{\Psi}} \sum_{m=0}^{M_{\Psi}} \left[\sum_{j=0}^L k_j T_j(m\frac{\pi}{M}) - F(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M})) \right]^2 \end{aligned} \quad (6)$$

Условие минимизации находится путем решения нормальной системы уравнений:

$$T^T T K = T^T M_n \quad (7)$$

здесь $K = (k_0, \dots, k_L)^T$ - вектор коэффициентов разложения функции $F(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M}))$ по полиномам Чебышева, $M_n = (F(\tilde{\mu}_n(0)), \dots, F(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M})))$ - вектор отсчетов функции $F(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M}))$, $T = (T_j(m\frac{\pi}{M}))$ - матрица значений полиномов Чебышева в точках $(m(\pi/M))$.

Вычислив набор коэффициентов разложения K_j , минимизирующий величину (7), находим значения функции $F(\tilde{\mu}_n(m\frac{\pi}{M}))$ в области от 0 до Ψ . Аналогичная операция выполняется для всех кольцевых гармоник

Затем осуществляется переход в пространство координат для каждого Фурье - образа проекции. Таким образом, в пространстве сигналов мы имеем полный набор проекционных данных. Процедуры реконструкции искомым функций распределения, например, коэффициента ослабления лазерного излучения $\alpha(\nu, r)$, при всех прочих равных условиях определяются операциями свёртки и обратной проекции, т.е.:

$$\begin{aligned} R^{-1}\{p(r, \varphi)\} &= -\frac{1}{2\pi} \int_0^\pi H\{p'(r \cos(\varphi - \theta), \theta)\} d\theta, \\ \frac{\partial p(l, \theta)}{\partial l} &\equiv p'(l, \theta); \quad H\{p'(l, \theta)\} = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{p'(l, \theta)}{l - \tau} d\tau; \\ \nu(l) &= -\frac{1}{2\pi}, \\ H\{p'(l, \theta)\} &= [p * \nu](l, \theta) \\ \lim_{a \rightarrow \infty} [p * \nu_a] &= H\{p'(l, \theta)\} - \text{Tichonov - Arsenin} \\ &\quad \text{regularization} \end{aligned} \quad (8)$$

Для процедур фильтрации проекций целесообразно использовать динамические низкочастотные ядра (количество исходных реальных проекций невелико) вида:

$$h(z) = \begin{cases} 1 - (1 - \alpha) \frac{\pi^2 z}{2a} \Omega_0\left(\frac{\pi z}{a}\right); & z \leq a \\ 1 - (1 - \alpha) \frac{2\pi z}{a} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_{2k-1}\left(\frac{\pi z}{a}\right)}{2k-1} \times \\ \times [1 + (-1)^k U_{2k-1}\left(\frac{a}{y}\right)]; & z > a \end{cases} \quad (9)$$

Параметры α, a подбираются для каждого типа искомого распределения параметров методами математического моделирования. Таким образом, осуществляются процедуры реконструкции для каждой круговой зоны восстановления D и при этом производятся операции только с одномерными функциями, за исключением процедуры обратной проекции.

Для задач 3D – реконструкции целесообразно использовать как минимум 6 аппаратов, плоскости орбит которых расположены, так как представлено на рис. 1 г). В этом случае зона реконструкции представляет собой совокупность тороидальных поверхностей, заполненных шарами, в каждом из которых осуществляется процедуры восстановления $\alpha(v, r)$. Вычислительные процессы абсолютно аналогичны рассмотренным выше, а восстановленные функциональные зависимости целесообразно представлять в виде стереоскопических проекционных изображений изопараметрических поверхностей.

На рис. 2 приведена обобщенная структурная схема пакета программ для управления параметрами движения НС, процессами зондирования, процедурами регистрации исходных хордовых данных для зон восстановления. В данной системе предполагается, что доопределение исходных хордовых данных и проекций осуществляется на борту НС. На Землю предаются полные пакеты одномерных проекционных данных, а процедуры 2D, 3D реконструкций искомым функциональных распределений осуществляются на компьютерах ЦУПа.

Авторами был проведен полный цикл математического моделирования всех этапов восстановления искомым функциональных распределений. На рис. 2 б) показана исходная модель, на рис. 2 в) отображён процесс реконструкции по исходным неполным данным с помощью метода свёртки. Рис. 2 в) отображает процедуру реконструкции по неполному набору данных (не удовлетворяет условию (4)). Рис. 2 г) отображает процедуру реконструкции по полному набору данных. На рис. 2 д) показан способ отображения с помощью проекционных изображений, который позволяет анализировать вид функции с любого ракурса. На рис. 2 е) приведен пример построения изопараметрического изображения. Такой способ необходим при представлении трехмерных данных в виде стереоскопических проекционных изображений, пример такого отображения приведен на рис. 2 ж).

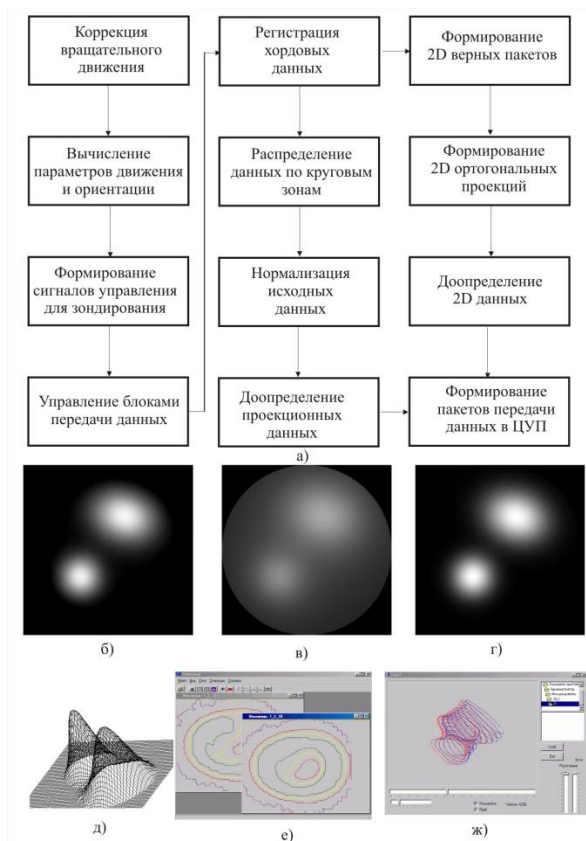


Рис. 2. а) – структурная схема ППП, б), в), г) – примеры реконструкции искомым распределений, д), е) ж) – примеры отображения восстановленных данных

Выводы

1. Разработан метод лидар - томографического исследования планетарных атмосфер с помощью автоматических аппаратов.
2. Созданы математические методы реконструкции искомым функциональных распределения на основе быстросействующих сверточных алгоритмов.
3. Проведенные исследования с помощью методов математического моделирования показали работоспособность предложенных методов исследования планетарных атмосфер.

Литература

1. Васильев Б.И., Маннун У.М. ИК лидары дифференциального поглощения для экологического мониторинга окружающей среды // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36. – № 9. – С. 801–820.
2. Лазерный контроль атмосферы. Под редакцией Э.Д. Хинкли / М., Мир. 1979 с. 379.
3. Strong K., Jones R.L. Remote measurements of vertical profiles of atmospheric constituents with a UV-visible ranging spectrometer. – Appl. Opt., 1995, v.34, №27, p.6223–6235.