

Радиационная модель для спектральных каналов радиометров, установленных на спутниках Sentinel-2A и Landsat 8

К.М. Фирсов¹, А.А. Размолов¹, И.И. Клиточенко²

¹Волгоградский государственный институт, Университетский пр. 100, Волгоград, Россия, 400062

²АО "Эдфакт", Двинцев 12, к. 1, Москва, Россия, 127018

Аннотация. Дано описание радиационной модели, позволяющей проводить расчеты переноса излучения в безоблачной и облачной среде. Для параметризации функций пропускания атмосферы, обусловленных молекулярным поглощением, применяется разложение в ряд экспонент, с параметрами определяемыми на основе расчетов line-by-line при использовании современных спектроскопических баз данных. Для эффективной параметризации разработана простая и точная методика учета спектральной зависимости аппаратной функции регистрирующих приборов, приведены примеры для сенсоров, установленных на спутниках типа Sentinel-2A и Landsat 8.

1. Введение

Мониторинг атмосферы и земной поверхности, а также повышение качества предсказания погоды и климата, как в глобальном, так и региональном масштабах, требует все более сложных и высокоточных радиационных моделей. Это стимулирует проведение спектроскопических исследований создание новых и постоянное обновление уже имеющихся спектроскопических баз данных. Так, например, последняя версия широко используемой спектроскопической базы данных HITRAN была выпущена в 2016 году. В настоящее время она содержит 9163535 спектральных линий [<http://hitran.tsu.ru/survey/index>]. Однако прямые методы счета, основывающиеся на этих базах данных неприемлемы, ввиду больших затрат ресурсов ЭВМ. Разработанные к настоящему времени подходы и прикладные программы не являются универсальными. Как правило, радиационные модели, предоставляемые пользователю, содержат параметры, заранее насчитанные для определенных версий баз данных и нет возможности провести обновление спектроскопической информации. Так, например, при интерпретации спутниковых наблюдений в работе [1] использовалась модель MODTRAN [2], которая является параметрической, причем ее параметры давно не обновлялись. Поэтому необходимы новые подходы и информационные системы, которые перерабатывали бы эти возрастающие объемы спектроскопической информации, сжимали бы их и обеспечивали высокую точность расчета радиационных характеристик. Причем задача состоит в том, чтобы эти подходы были бы универсальными и применимыми для любых сенсоров, установленных как на спутниках, так и на фотометрах наземного базирования.

В настоящее время одним из популярных приложений является libRadtran [3], который представляет собой библиотеку процедур и программ переноса излучения, который позволяет проводить расчеты в спектральном диапазоне от 120 нм до 100 мкм. Он был разработан как удобный и универсальный инструмент, который предоставляет множество вариантов настройки и изменения атмосферы с молекулами, аэрозольными частицами, водными и ледяными облаками и поверхностью как нижней границей. Одна из уникальных особенностей данной библиотеки заключается в том, что он включает несколько компьютерных кодов, включая line-by-line расчеты, а также расчеты для широкополосных приемников излучения на основе рядов экспонент. В данной программе используется метод корреляционного k -распределения (в Российской печати метод рядов экспонент) для моделирования измерений широкополосного инфракрасного прибора. Данный метод детально описан в статье [4]. Там же приведен пример его использования для радиометра спутникового базирования (HIRS). Метод основывается на подгонке параметров разложения в ряд экспонент с использованием нейронных сетей.

В нашем коллективе также создается аналогичное программное обеспечение в виде информационной системы «Атмосферная радиация» [5], в которую входят блок коротковолновой радиации и блок длинноволновой радиации, реализована возможность проводить расчеты с использованием пакета DISORT. Причем разработанная нами методика разложения параметров в ряд экспонент методически существенно проще, поскольку основывается на строгом математическом подходе с использованием преобразования Лапласа, которая также прошла апробацию при обработке данных спутникового радиометра HIRS, только гораздо раньше [6]. Точная математическая формулировка этой проблемы позволяет получить малопараметрическое описание и простую программную реализацию данного метода, которая учитывает аппаратные функции регистрирующих приборов.

2. Аппроксимация функции пропускания рядом экспонент

Для описания радиационной модели рассмотрим интегральное уравнение переноса с обобщенным ядром в виде [7]:

$$z(x) = \int_x k(x', x)z(x)dx + \Psi(x) \quad (1)$$

где $z(x)$ - определяют, как плотность столкновений, связанную с интенсивностью излучения соотношением

$$I(\vec{r}, \vec{n}) = |\mu_\theta| S_\theta \frac{z(\vec{r}, \vec{n})}{\alpha(\vec{r})} \quad (2)$$

где x – фазовое пространство координат и направлений, $x = (\vec{r}, \vec{n})$, $\alpha = \alpha_a + \alpha_m$ – коэффициент ослабления как сумма коэффициентов рассеяния и поглощения, $\mu_\theta = \cos \theta$, θ – зенитный угол Солнца, S_θ - Солнечная постоянная. Обобщенное ядро описывается выражением:

$$k(x', x) = \frac{\omega(\vec{r}') f(\vec{r}, \vec{n}, \vec{n}') \alpha(\vec{r}) \exp\{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')\}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \delta\left(\vec{n} - \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\right), \quad (3)$$

где $\Psi(x)$ – плотность распределения источников:

$$\Psi(x) = \sigma(\vec{r}) \exp\{-\tau(\vec{r}, \vec{r}_\infty)\} \delta(\vec{n} - \vec{n}_\theta). \quad (4)$$

Уравнение (1) описывает стандартную задачу, когда поверхность рассматривается как черное тело. Решение этого уравнения легко обобщается на случай диффузно отражающей поверхности [8].

Решение уравнения (1) представимо в виде ряда Неймана

$$z = \sum_{i=1}^{\infty} K^i \Psi. \quad (5)$$

Для дальнейшего анализа решения в формулах (3) и (4) в явном виде выделим сомножители α и

τ_m , содержащие характеристики молекулярного поглощения:

$$k(x', x) = \alpha(r) \frac{\alpha_a(r')}{\alpha(r')} \exp\{-\tau_m(r, r')\} k_0(x', x),$$

$$\Psi(x) = \alpha(r) \exp\{-\tau_m(r, r_\infty)\} \Psi_0(x)$$

В выражения для $\Psi_0(x)$ и $k_0(x, x')$ не входят характеристики молекулярного поглощения. Рассмотрим два первых члена ряда (5):

$$K\Psi = \int_x k(x_1, x) \Psi(x_1) dx_1 = \alpha(x) \int_x k_0(x_1, x) \Psi_0(x_1) \alpha_a(r_1) \exp\{-\tau_m(r_1, r_\infty) - \tau_m(r_1, r)\} dx_1 \quad (6)$$

$$K^2\Psi = \int_x \int_x k(x_1, x) k(x_2, x_1) \Psi(x_2) dx_1 dx_2 = \alpha(x) \int_x k_0(x_1, x) k_0(x_2, x_1) \Psi_0(x_2) \alpha_a(r_1) \alpha_a(r_2) \times \exp\{-\tau_m(r_2, r_\infty) - \tau_m(r_1, r) - \tau_m(r_2, r_1)\} dx_1 dx_2 \quad (7)$$

Из формул (6)-(7) следует, что в выражение для интенсивности излучения молекулярное поглощение входит лишь в оптическую толщину τ_m в показателе экспоненты. При регистрации излучения приборами со средним спектральным разрешением $\Delta\nu$ аэрозольное и молекулярное рассеяние можно считать неизменными в пределах $\Delta\nu$ тогда как молекулярное поглощение, и Солнечная постоянная являются быстропеременными функциями. Это демонстрирует рис.1, где показаны спектральные зависимости аэрозольного и молекулярного рассеяния. На этом же рис. приведена спектральная зависимость оптической толщи молекулярного поглощения, усредненная для спектрального интервала шириной 5 см^{-1} , тогда как типичная полуширина линии поглощения составляет величину $\sim 0,1 \text{ см}^{-1}$.

С учетом вышесказанного для отдельного спектрального канала можно получить выражение для функции пропускания:

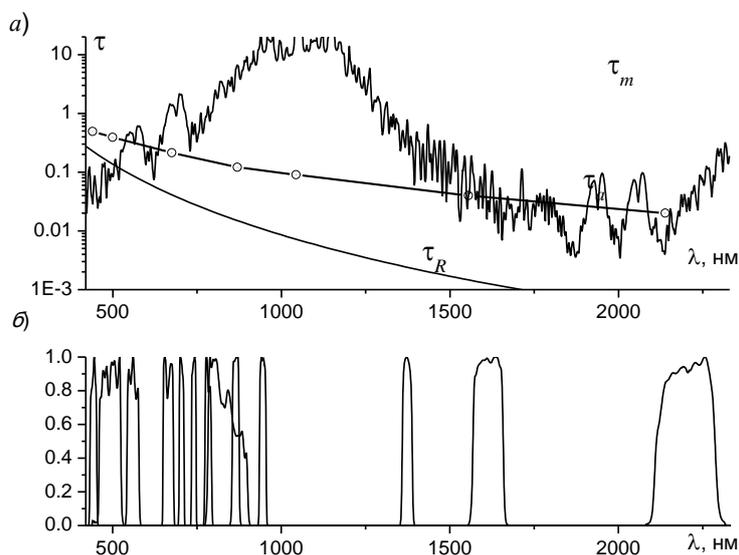


Рисунок 1. а) Спектральные зависимости оптических толщ (τ_a – аэрозольного рассеяния, τ_R – молекулярного рассеяния, τ_m – молекулярного поглощения) для типичных условий Нижнего Поволжья; б) Пропускание в спектральных каналах Sentinel-2A.

$$T = \int_{\Delta\nu} S_\ominus(\nu) f(\nu) \exp\{-\tau_m(\nu)\} d\nu / \int_{\Delta\nu} S_\ominus(\nu) f(\nu) d\nu = \int_{\Delta\nu} G(\nu) \exp\{-\tau_m(\nu)\} d\nu, \quad (8)$$

где $G(v) = S_{\theta}(v)f(v) / \int_{\Delta v} S_{\theta}(v)f(v)dv$ - функция, нормированная на единицу.

Представление функции пропускания в виде ряда экспонент

$$T = \sum_{i=1}^n C_i \exp\{-\tau_{m,i}\} \quad (9)$$

не меняет функциональный вид решения.

Для того, чтобы сделать переход от (8) к (9) широко используется метод k -распределения, суть которого описана в работе [9] на примере однородной трассы, когда функцию пропускания можно описать выражением:

$$T = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} \exp(-k(v)W)dv, \quad (10)$$

где W – поглощающая масса, а $k(v)$ – коэффициент поглощения, который является быстроменяющейся функцией. Применяя к (10) преобразование Лапласа можно получить

$$T = \int_0^1 \exp(-k(g)W)dg, \quad (11)$$

где $k(g)$ – функция обратная к $g(k)$, которая вычисляется по формулам:

$$g(k) = \frac{1}{\Delta v} \int_{v_1}^{v_2} U(v)dv \quad (12)$$

$$U(v) = \begin{cases} 1, & k(v) < k \\ 0, & k(v) > k \end{cases} \quad (13)$$

Функцию $g(k)$ можно интерпретировать как функцию распределения коэффициента поглощения. В частности, из формул (12) и (13) следует, что функция $g(k)$ монотонно возрастающая и изменяется от 0 до 1. Ниже будет показано, что статистический подход к описанию спектров молекулярного поглощения необходим, чтобы пояснить смысл приближений, вводимых для неоднородной трассы. Можно показать, что для неоднородной трассы справедлива формула для расчета функции пропускания

$$T = \int_0^1 \exp(-\tau(g))dg, \quad (14)$$

причем расчет функции $g(\tau)$ проводится с учетом аппаратной функции

$$g(\tau) = \int_{v_1}^{v_2} G(v)U(v)dv. \quad (15)$$

Функция $U(v)$ по-прежнему определяется выражением типа (13)

$$U(v) = \begin{cases} 1, & \tau(v) < \tau \\ 0, & \tau(v) > \tau \end{cases} \quad (16)$$

Способ вычисления $g(\tau)$ отличается от такового для $g(k)$ тем, что суммирование интервалов, для которых выполняется условие $\tau(v) < \tau$, проводится с весом $G(v)$. Численная реализация данной схемы немногим сложнее, чем вычисление $g(k)$. Необходимо провести сортировку массива оптических толщ $\tau(v_k)$, вычисленных с постоянным шагом по частоте. В результате будет получена возрастающая последовательность $\{\tau_i(v_k)\}$. Одновременно с этим производятся перестановки в массиве $G(v_k)$. Это позволяет построить итерационную процедуру

$$g(\tau_{i+1}) = g(\tau_i) + G(v_k), \quad g(0) = 0. \quad (17)$$

При численной реализации обращение не представляет каких-либо сложностей, достаточно

поменять местами аргумент и функцию.

В случае неоднородной трассы необходимо потребовать, чтобы в пространстве кумулятивных частот g выполнялись условия, такие же как в пространстве частот. Оптическая толща связана с коэффициентом поглощения $k(r)$ соотношением:

$$\tau_m(\nu, r_1, r_2) = \int_{r_1}^{r_2} k(\nu, r) \rho(r) dr. \quad (18)$$

Поэтому вполне логично выполнение условия (6), из которого следует, что в пространстве частот оптическая толща на частоте ν складывается из оптических толщ двух слоев:

$$\tau_m(\nu, r, r_\infty) = \tau_m(\nu, r_1, r_\infty) - \tau_m(\nu, r_1, r).$$

Однако в пространстве кумулятивных частот выполнение этого условия будет лишь в том случае, если функции распределения для двух рассматриваемых слоев идентичны, или спектры коррелируют. В том случае, если в заданном спектральном диапазоне расположены спектры лишь одного газа данное приближение в атмосфере Земли хорошо выполняется и можно написать соотношение, называемое k -корреляцией:

$$\tau_m(g, r_1, r_2) = \int_{r_1}^{r_2} k(g, r) \rho(r) dr. \quad (19)$$

При условии выполнения приближения (19) имеется возможность для заданных высот рассчитать спектры коэффициентов поглощения методом line-by-line. Для того, чтобы учесть тонкую структуру спектров типичный шаг по частоте составляет $0,001 \text{ см}^{-1}$. При типичной ширине аппаратной функции $\sim 10^2 \text{ см}^{-1}$ одна реализация составляет $\sim 10^5$.

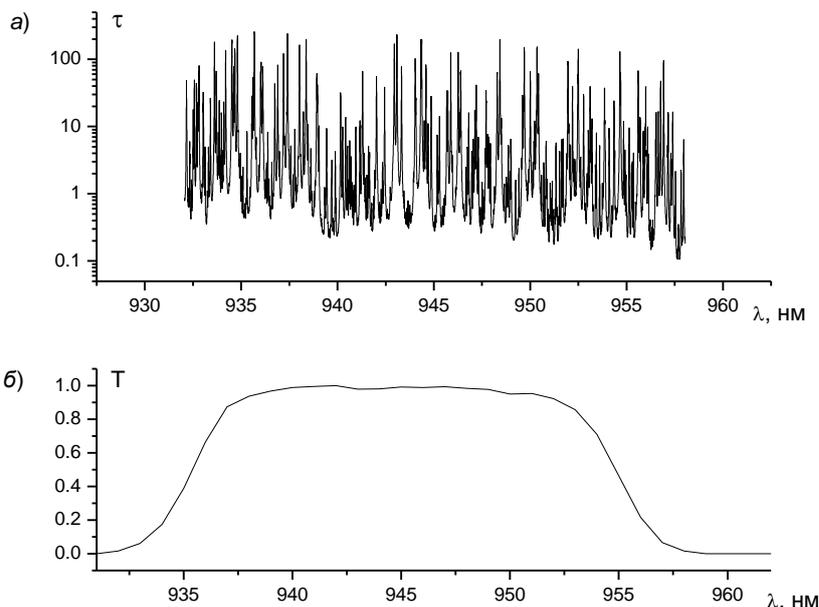


Рисунок 2. а) Спектральная зависимость оптической толщ поглощения парами воды для летних условий. Трасса вертикальная через всю атмосферу. б) аппаратная функция в 9-м канале сенсора Sentinel-2A.

Однако функция $k(g)$ является монотонно возрастающей и для расчета интеграла (11) достаточно нескольких квадратур. Опыт показывает, что 5-7 гауссовых квадратур обеспечивают высокую точность расчета функции пропускания, погрешность не выше 1%.

Таким образом, для достаточно широких спектральных интервалов $\Delta\nu$, величина которых может достигать 100 см^{-1} и более, для корректного описания функции пропускания достаточно, как правило, 5-7 членов ряда. Оптическую толщу в соотношении (19) можно рассматривать, как обычную оптическую толщу на некоторой специально выбранной частоте ν_i . С учетом

вышесказанного, для того, чтобы учесть молекулярное поглощение в спектральном диапазоне $\Delta\nu$ необходимо решить уравнение переноса для 5-6 длин волн, а затем провести суммирование этих решений с весами C_i . На рис.2а приведен пример расчета спектра поглощения паров воды для атмосферы Земли в 9-м канале сенсора Sentinel-2A. На рис.2б показана аппаратная функция для данного сенсора. На рис.3 приведен тот-же спектр поглощения, но уже преобразованный. На этом же рисунке показаны значения функции $k(g)$ в узлах гауссовых квадратур.

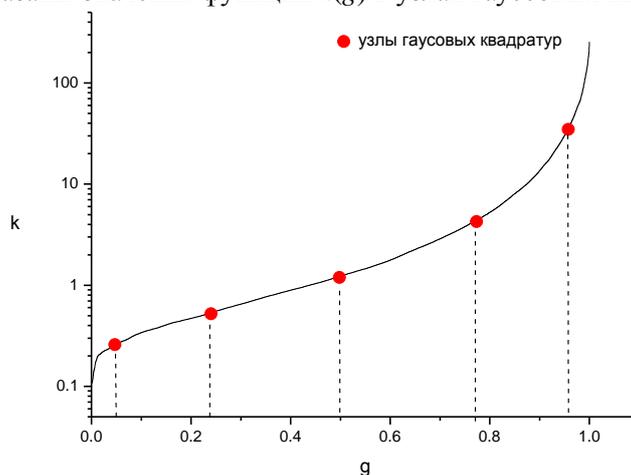


Рисунок 3. Спектральная зависимость оптической толщины поглощения парами воды в пространстве кумулятивных частот.

Для того, чтобы обеспечить высокую скорость расчетов первоначально создается база данных эффективных коэффициентов поглощения для заданных значений температур и давлений, реализуемых в атмосфере Земли для каждого канала спутникового сенсора, а при проведении массовых расчетов для реального профиля температур, давлений и концентраций газов, реализуемых в атмосфере Земли нужный профиль коэффициента поглощения, получается путем интерполяции.

3. Литература

- [1] Kotchenova, S.Y. Radiative transfer codes for atmospheric correction and aerosol retrieval: intercomparison study / S.Y. Kotchenova, E.F. Vermote, R. Levy, A. Lyapustin // *Applied Optics*. – 2008. – Vol. 47(13). – P. 2215-2226.
- [2] Kneizys, F.X. The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 model / F.X. Kneizys, D.S. Robertson, L.W. Abreu, P. Acharya, G.P. Anderson, L.S. Rothman, J.H. Chetwynd, J.E.A. Selby, E.P. Shettle, W.O. Gallery, A. Berk, S.A. Clough, L.S. Bernstein // Phillips Laboratory, Geophysics Directorate. – Hanscom AFB, MA 01731-3010, 1996. – 260 p.
- [3] [Electronic resource]. – Access mode: <http://www.libradtran.org/doc/libRadtran.pdf>.
- [4] Buehler, S.A. Efficient radiative transfer simulations for a broadband infrared radiometer - combining a weighted mean of representative frequencies approach with frequency selection by simulated annealing / S.A. Buehler, V.O. John, A. Kottayil, M. Milz, P. Eriksson // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. – 2010. – Vol. 111. – P. 602-615.
- [5] Firsov, K.M. Atmospheric radiation distributed information-computational system / K.M. Firsov, T.Y. Chesnokova, E.M. Kozodoeva, A.Z. Fazliev // *Atmospheric and Oceanic Optics*. – 2010. – Vol. 23(5). – P. 411-417.
- [6] Афонин, С.В. Зондирование атмосферы с помощью спутникового радиометра HIRS/2 / С.В. Афонин, А.Д. Быков, Ю.В. Гриднев, В.В. Зуев, М.Ю. Катаев, В.С. Комаров, А.А. Мицель, О.В. Науменко, К.М. Фирсов, Т.Ю. Чеснокова, А.А. Чурсин // *Оптика атмосферы и океана*. – 1998. – Т. 11, № 10. – С. 1069-1078.

- [7] Марчук, Г.И. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике / Г.И. Марчук, Г.А. Михайлов, М.А. Назаралиев, Н.А. Дарбинян, Б.А. Каргин, Б.П. Елепов. – Новосибирск: Наука, 1976. – 215 с.
- [8] Тимофеев, Ю.М. Теоретические основы атмосферной оптики / Ю.М. Тимофеев, А.В. Васильев. – С.-Пб.: Наука, 2003. – 474 с.
- [9] Творогов, С.Д. Некоторые аспекты задачи о представлении функции пропускания в ряд экспонент // Оптика атмосферы и Океана. – 1994. – Т. 7, № 3. – С. 315-326.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Волгоградской области в рамках научного проекта № 18-45-340002 р_а».

Radiation model for spectral channels of radiometers installed Sentinel-2A и Landsat 8

К.М. Firsov¹, А.А. Razmolov¹, I.I. Klitochenko²

¹Volgograd State Institute, Universitetsky prospect 100, Volgograd, Russia, 400062

²JSC "TNS", Dvintsev str. 12 k. 1, Moscow, Russia, 127018

Annotation. A description is given of a radiation model that allows calculations of radiation transfer in a cloudless and cloudy environment. To parameterize the atmospheric transmission functions due to molecular absorption, a series of exponential expansions are applied, with parameters determined on the basis of line-by-line calculations using modern spectroscopic databases. For effective parametrization, a simple and accurate method of taking into account the spectral dependence of the apparatus function of recording devices has been developed, examples are given for sensors installed on Sentinel-2A and Landsat 8 satellites.