

## ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.521.32 : 551.510.53

А.И. Демьяников, А.А. Кутепов

### ДИСТАНЦИОННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕЗОСФЕРЫ ЗЕМЛИ МЕТОДОМ МОДУЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С УЧЕТОМ НАРУШЕНИЯ ЛТР

Рассматривается влияние нарушения локального термодинамического равновесия (ЛТР) на точность термического зондирования мезосферы Земли с использованием метода модуляционной спектроскопии; проводится анализ физических причин этого влияния.

На основе численных экспериментов демонстрируется эффективность предложенной численной процедуры учета нарушения ЛТР и приводятся оценки ожидаемой точности.

#### Введение

При зондировании атмосферы из космоса наряду с методом спектральной фильтрации излучения широкое применение получили модуляционные методы. В работе [1] приводится описание измерительной системы, основой которой служит набор кювет с  $\text{CO}_2$ , находящимся при периодически меняющемся давлении. По мнению авторов [1], система позволяет по измерениям уходящего в зенит излучения в 15-мкм полосе получить информацию о термическом режиме атмосферы в диапазоне высот от 40 до 90 км. Однако известно [2], что в атмосфере Земли для высот, больших 70 км, корректное описание переноса излучения в 15-мкм полосе невозможно без учета нарушения локального термодинамического равновесия (ЛТР).

Настоящая работа преследует цель: 1) ответить на вопрос о величине влияния нарушения ЛТР на точность восстановления температуры, используя упомянутый способ регистрации излучения и 2) провести анализ физических причин, обуславливающих это влияние.

#### Математическая формулировка задачи

Будем исходить из следующего выражения для интенсивности достигающего приемник излучения на частоте  $\nu$  в 15-мкм полосе:

$$I_{\nu} = \exp[-\tau_{\nu}(P_k, T_k)] \cdot \int_0^{z_{\max}} S(z) \frac{\partial}{\partial z} \left[ \exp\left(-\int_z^{z_{\max}} \sigma_{\nu}(z') dz'\right) \right] dz + \\ + S(T_k) [1 - \exp(-\tau_{\nu}(P_k, T_k))]. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое описывает выходящее из атмосферы излучение, ослабленное кюветой с  $\text{CO}_2$ , имеющей при давлении  $P_k$  и температуре  $T_k$  оптическую толщину  $\tau_{\nu}$ , тогда как второе слагаемое — излучение самой кюветы; через  $S$  обозначена функция источников, через  $\sigma_{\nu}$  — объемный коэффициент поглощения монохроматического излучения. При записи (1) мы пренебрегли вкладом в  $I_{\nu}$  излучения подстилающей поверхности, что оправдывается наличием спектрального фильтра с пропусканием в центре 15-мкм полосы. Кроме того, параметры используемых на практике кювет ограничивают чувствительность измеряемого сигнала к свойствам атмосферы в диапазоне высот от 40 до 90 км [1].

Последнее обстоятельство позволяет также использовать при описании переноса излучения в атмосфере приближение изолированных линий. В этом приближении можно сравнительно просто учесть вклад в излучение всей совокупности спектральных линий, определяемой шириной пропускаемого упомянутого спектрального фильтра.

При модуляции давления его величина в кювете испытывает периодические изменения:

$$P_k = P_{k0} + \Delta P_k \cdot \sin \omega t, \quad (2)$$

и регистрируется не интенсивность излучения, а глубина ее модуляции.

$$I_{M,v} = I_v(P_{\max}) - I_v(P_{\min}). \quad (3)$$

Интегрируя (3) с учетом (1) по частоте в пределах контура каждой отдельной спектральной линии и суммируя по всей определенной выше совокупности этих линий, получим искомую величину изменяемого сигнала:

$$I_M(P_{k0}) = \int_0^{z_{\max}} S(z) R_{\text{ЛТР}}(P_{k0}, z) dz, \quad (4)$$

где

$$R_{\text{ЛТР}}(P_{k0}, z) = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \sum_l \int_0^{\infty} dv e^{-\int_z^{z_{\max}} \sigma_{v,l}(z') dz'} \cdot [e^{-\tau_v(T_k, P_{\max})} - e^{-\tau_v(T_k, P_{\min})}] \right\} dv \quad (5)$$

— является весовой функцией модуляционного метода термического зондирования при условии ЛТР [1], записанной в приближении изолированных линий (индекс  $l$  используется для нумерации линий). Для упрощения записи  $R_{\text{ЛТР}}$  мы опустили слагаемое, обусловленное излучением кюветы, интенсивность которого нам всегда известна при условии неизменности со временем параметров кюветы. Будем также рассматривать вместо суммы всех колебательных переходов, образующих 15-мкм полосу  $\text{CO}_2$ , один фундаментальный переход основного изотопа  $\text{CO}_2$ . Последнее упрощение не носит принципиального характера и оправдано доминирующим вкладом в суммарную интенсивность 15-мкм полосы указанного выше перехода.

Далее, следуя [3], можно записать:

$$S(z) = \int_0^{z_{\max}} G(z, z') [1 - \Lambda(z')] B(z') dz', \quad (6)$$

где  $B(z)$  — функция источников при условии ЛТР (функция Планка);  $\Lambda(z)$  — вероятность выживания квантов при рассеянии с перераспределением по частотам;  $G$  — функция Грина, удовлетворяющая уравнению:

$$G(z, z'') = \frac{\Lambda(z)}{2} \int_0^{z_{\max}} K(z, z') G(z', z'') dz' + \delta(z - z'') \quad (7)$$

с ядром, описанным в [2].

Подставляя (6) в (4), получим:

$$I_M(P_{k0}) = \int_0^{z_{\max}} R(P_{k0}, z') B(z') dz', \quad (8)$$

где

$$R(P_{k0}, z') = \int_0^{z_{\max}} R_{\text{ЛТР}}(P_{k0}, z'') G(z'', z') [1 - \Lambda(z'')] dz'' \quad (9)$$

— весовая функция уравнения для определения температуры с учетом отклонения от ЛТР.

Пренебрежение отклонением от ЛТР, как это видно, означает замену в (4)  $S(z)$  на  $B(z)$  с сохранением в качестве весовой функции  $R_{\text{ЛТР}}(P_{k0}, z)$ . Соотношение же (8)–(9) описывает способ учета нарушения ЛТР при восстановлении температуры.

### Анализ численных результатов

Подробное описание способа численного решения уравнений (4) и (8) можно найти в [4]. В его основу положено представление искомого профиля температуры атмосферы в виде отрезка ряда полиномов Чебышева с неизвестными коэффициентами. С увеличением числа членов такого ряда возрастает точность аппроксимации реальных температурных распределений атмосферы. Однако этому сопутствует одновременный рост среднеквадратической погрешности восстановления. Последнее обстоятельство связано с тем, что, следуя [1] при выборе параметров модуляционных кювет, можно получить лишь несколько весовых функций, максимумы которых находятся на различных высотах интересующего нас диапазона. Было найдено такое максимальное число членов полиномиального ряда  $N$ , которое обеспечивает еще устойчивое восстановление температурного профиля. Этому критерию удовлетворяет  $N = 4$ .

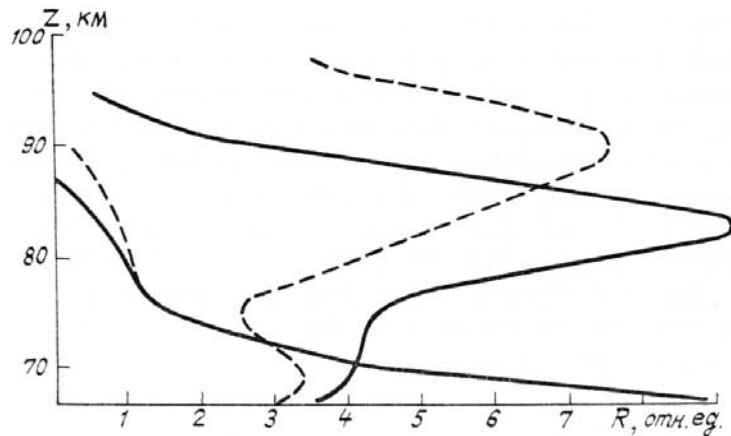


Рис. 1. Изменение весовых функций при учете нарушения ЛТР. Сплошная линия — весовая функция, учитывающая отклонение от ЛТР; штриховая — в приближении ЛТР

На рис. 1 приводятся весовые функции  $R_{ЛТР}$  и  $R$  для двух значений  $P_{к0}$ , обеспечивающих при ЛТР максимум на высоте 60 и 90 км. Видно, что в первом случае (60 км) нарушение ЛТР заметным образом проявляется лишь при  $z \geq 80$  км. Во втором случае (90 км) максимум смещается вниз. Новое смещенное положение максимума весовой функции совпадает с положением максимума функции Грина  $G(z, z')$  при  $z > 80$  км и, таким образом, обусловлено процессами многократного рассеяния фотонов с перераспределением по частотам.

Аналогичный эффект влияния процессов многократного рассеяния можно обнаружить при анализе весовых функций интегрального уравнения для определения температуры по измерениям на касательных трассах в [3] с той лишь разницей, что при наклонном зондировании максимум весовой функции в области перигея зондирования, ярко выраженный при ЛТР, не пропадает совсем при учете нарушения ЛТР, а становится менее выраженным (см. рис. 2).

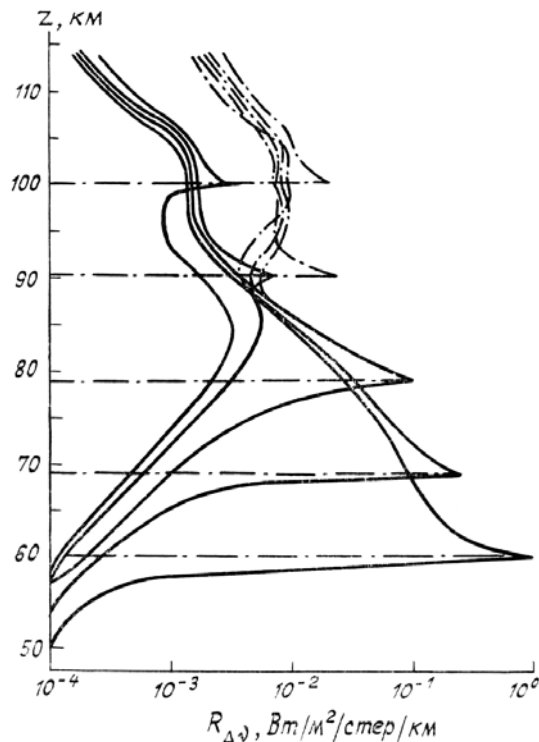


Рис. 2. Весовые функции уравнения термического зондирования на касательных трассах при различных перигеях зондирования [3]. Штрихпунктирные линии — приближение ЛТР (значение перигея зондирования задается точкой пересечения весовой функции с осью  $0z$ ); сплошная линия — с учетом отклонения от ЛТР при тех же прицельных параметрах

Горизонтальные участки кривых на рис. 2 отражают то обстоятельство, что при зондировании атмосферы на касательных трассах в приемник не попадают фотоны, излучаемые атмосферой, находящейся ниже перигея зондирования. Это справедливо лишь в приближении ЛТР. Из этого легко

узнать значение перигея зондирования

— по точке пересечения весовой функции в приближении ЛТР с осью  $Oz$ .

Остановимся подробнее на физической природе величин, вошедших в (6) и (7). Пусть на некотором уровне  $z'$  в атмосфере излучается квант. С вероятностью  $\frac{(\lambda)z}{2}K(z, z')$  этот квант в приближении полного перераспределения фотонов по частотам и линиям будет рассеян на уровне  $z$  [5].

Функция  $K(z, z')$  связана с  $\tilde{K}(\tau(z), \tau(z'))$ , использованной в [2], следующим образом:

$$K(z, z') = \tilde{K}(\tau, \tau') \cdot \sigma_v(\tau') \quad (10)$$

и при больших оптических расстояниях между  $z$  и  $z'$  ( $z$  — в верхних,  $z'$  — в нижних слоях) ведет себя как  $[\tau - \tau']^{-2}$  [6], возрастая по мере подъема уровня  $z'$ . Иначе ведет себя при этом значение объемного коэффициента поглощения  $\sigma_v(z')$ . Его зависимость от высоты при постоянстве отношения смеси  $CO_2$  определяется зависимостью от высоты плотности атмосферы, экспоненциально падающей с ростом  $z'$ . Таким образом,  $K(z, z')$  представляет собой произведение двух монотонных функций, одна из которых при фиксированном  $z$  растет с ростом  $z'$ , тогда как вторая убывает.

Это означает, что  $K(z, z')$  должна иметь максимум при  $z' \neq z$ . Иными словами, существует некоторая локальная область в относительно плотной атмосфере, которая оказывает сильное влияние на формирование функции источников в разреженных слоях атмосферы. Вспоминая представление функции Грина в виде ряда по функциям, кратным  $K(z, z')$  [5], становится понятной природа максимума у  $G(z, z')$  и, как следствие, у  $R(P_{k0}, z')$  по аргументу  $z'$ .

Для найденного значения  $N$  и построенных весовых функций  $R_{ЛТР}$ ,  $R$  был поставлен численный эксперимент по восстановлению  $T(z)$ . Количество и параметры кювет с  $CO_2$  соответствовали приведенным в [1], искомое температурное распределение — модели атмосферы CIRA-72. В качестве начального приближения использовалось  $T_0 = 200$  К (изотермическая атмосфера).

Результаты эксперимента представлены на рис. 3. Решение задачи (8) было получено за три итерации. Видно, что при описанных условиях удастся достигнуть точность восстановления  $T(z)$  до 100 км не меньше, чем 4 К. Погрешность же, обусловленная пренебрежением нарушения ЛТР, уже на 90 км превышает 10 К. Выше 100 км восстановленный профиль оказывается лишь подобен истинному. Происходит это из-за малого влияния на величину сигнала атмосферы, лежащей выше данного уровня (см. рис. 1).

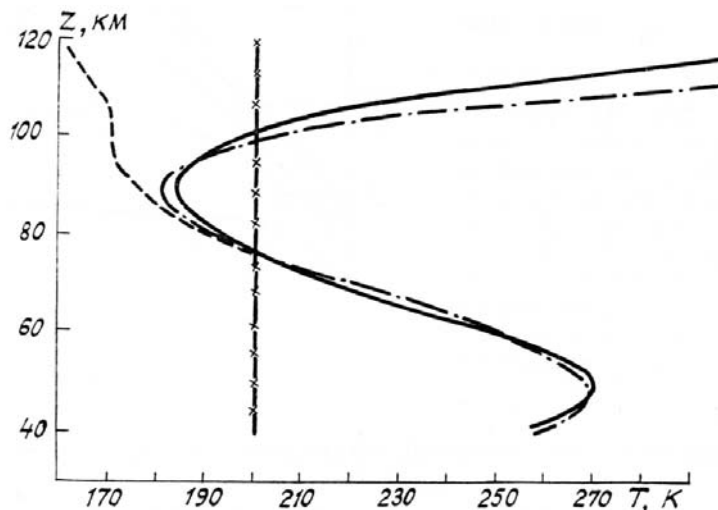


Рис. 3. Результаты восстановления температуры в численном эксперименте: сплошная линия — истинный профиль; —x—x—x— начальное приближение  $T_0 = 200^\circ\text{K}$ ; штрихпунктирная линия — восстановленный профиль после трех итераций; штриховая линия — профиль, восстановленный без учета нарушения ЛТР

Полученная оценка точности метода в значительной степени условна. Так, при попытке восстановить с его помощью профиль, имеющий волнообразную структуру, мы получили бы сглаженный профиль и погрешность восстановления порядка амплитуды этой волны.

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Розанову за полезные обсуждения и советы.

1. Curtis P.D., Houghton J.T., Peskett G.D. e. a. //Proc. Roy. Soc. London. 1974. V. A337. P. 135—170.

2. Кутепов А. А., Швед Г. М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1978. № 1. С. 28—43.
3. Демьяников А. И., Кутепов А. А. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. № 5. С. 510—518.
4. Демьяников А. И. Влияние нарушения ЛТР на точность определения температуры методом модуляционной спектроскопии. Деп. в ВИНТИ АН СССР. № 5177-B88 от 29 июня 1988 г. 11 с.
5. Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел. М.: Наука, 1969. 472 с.
6. Кутепов А. А. Функции, встречающиеся в теории переноса излучения в полосах линейных молекул //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. Т. 11. № 4. С. 408—411.

Ленинградский электротехнический институт  
им. В.И. Ульянова (Ленина)

Поступила в редакцию  
11 июля 1989 г.

**A. I. Demjanikov, A. A. Kutepov. The Remote Determination of the Earth Mesosphere Temperature with LTB Upset Account by Molecular Spectroscopy Method.**

The influence of the local thermodynamical balance (LTB) upset on the accuracy of the Earth mesosphere thermal sensing by modulational spectroscopy method is considered; the physical phenomena responsible for that influence are giving a test.

The effectivity of the suggested numerical procedure of the LTB upset account is demonstrated using the computational experiments and the expected accuracy estimations are presented.