

М.А. Коновалова, С.Л. Одинцов

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПРИТОКОВ ТЕПЛА НА ВЫСОТУ ГРАНИЦЫ ПРИЗЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ИНВЕРСИИ

Рассматривается вопрос о влиянии радиационных притоков тепла на высоту границы приземной температурной инверсии. Приводится полученное авторами дифференциальное уравнение, обеспечивающее возможность оценки изменения этой высоты при различных профилях радиационного выхолаживания. Обсуждаются результаты численного моделирования.

При исследовании таких важных проблем, как анализ каналов распространения электромагнитных и акустических волн в пограничном слое атмосферы, дистанционное зондирование оптических и метеорологических параметров, моделирование процессов трансформации полей загрязняющих атмосферу примесей и т. п., определенную роль играет прогноз эволюции верхней границы приземной температурной инверсии. Общий подход к решению данной задачи сформулирован в ряде работ (см., например, [1–6]). Однако некоторые вопросы еще требуют, на наш взгляд, уточнения. Основная цель данной статьи заключается в оценке влияния формы профиля радиационных притоков тепла на эволюцию границы приземной инверсии при ее развитии после захода Солнца.

Для более удобного изложения будем использовать далее термины « $T$ -инверсия» и « $\theta$ -инверсия», подразумевая под ними область пограничного слоя атмосферы, где с высотой увеличиваются значения абсолютной ( $T$ ) и потенциальной ( $\theta$ ) температуры соответственно. Напомним, что температура, которую принимает воздушная частица, если ее опустить или поднять сухоадиабатически с исходного уровня с давлением  $p$  до уровня, где давление равно 1 000 мбар, носит название потенциальной температуры  $\theta$  и связана с абсолютной температурой  $T$  данной частицы соотношением  $\theta = T(1000/p)^{2/7}$ . Высоты границ приземных  $T$ - и  $\theta$ -инверсий обозначим соответственно  $h_T$  и  $h_\theta$ . Следуя [1], возьмем за основу уравнение теплопроводности атмосферы в форме

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{\partial (\overline{w'\theta'})}{\partial z} + \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_p, \quad (1)$$

где  $z$  — вертикальная координата;  $t$  — время;  $w'$  и  $\theta'$  — случайные пульсации вертикальной составляющей скорости ветра и потенциальной температуры соответственно. Черта над  $w'\theta'$  означает осреднение данного произведения (вертикального турбулентного потока температуры) по ансамблю реализаций. Второе слагаемое в правой части уравнения (1) связано с радиационным притоком (стоком) тепла. Адвекцией, скрытыми притоками тепла и т. п. мы пренебрегаем. В горизонтальной плоскости как подстилающая поверхность, так и атмосфера полагаются однородными. Отметим также, что использование потенциальной температуры  $\theta$ , а не абсолютной  $T$  обусловлено прежде всего более компактной формой записи уравнения теплопроводности (1), являющегося следствием уравнения первого начала термодинамики.

Предположим, как это сделано, например, в [1, 6], что ночью профиль потенциальной температуры внутри  $\theta$ -инверсии задается соотношением

$$\theta(z, t) = \theta_h(t) - [\theta_h(t) - \theta_0(t)] [1 - z/h_0(t)]^\alpha. \quad (2)$$

Здесь индексы « $h$ » и « $0$ » указывают, что величины относятся к высотам  $z = h_0$  и  $z = 0$  соответственно. Показатель степени  $\alpha$ , согласно экспериментальным данным (см., например, [1]), изменяется, как правило, в пределах от 2 до 4.

Второе слагаемое в правой части уравнения (1) определяется вертикальным градиентом эффективного потока длинноволновой радиации. Его величина зависит, главным образом, от влажности и температуры атмосферы и в общем виде задается функцией, содержащей интегралы, т. е. фактически уравнение (1) представляет собой довольно сложное интегродифференциальное уравнение. Характерной особенностью высотного профиля  $(\partial \theta / \partial t)_p$  является то, что на верхней границе приземной  $\theta$ -инверсии ночное радиационное выхолаживание существенно меньше, чем у подстилающей поверхности. Учитывая эту особенность, можно попытаться использовать некоторое упрощенное представление для радиационного притока (стока) тепла, отражающее главные закономерности его высотного распределения. Воспользуемся для этой цели следующим соотношением:

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_p = \frac{\partial \theta_h}{\partial t} + \left(c \frac{\partial \theta_0}{\partial t} - \frac{\partial \theta_h}{\partial t}\right) (1 - z/h_0)^n, \quad 0 \leq z \leq h_0. \quad (3)$$

Здесь  $c \leq 1$  — параметр, учитывающий наличие турбулентного потока тепла на уровне земли. Обычно полагают (см. [1, 7]), что  $n = 1$  и  $\theta(z > h_0) = \text{const}$ . Но мы не будем ограничиваться этими условиями.

Используя уравнения (1)–(3), а также условие  $(\overline{w'\theta'})_h = 0$  и основываясь на методе перехода к дифференциальному уравнению относительно  $h_0$ , примененному в [1], получим следующее соотношение:

$$(\theta_0 - \theta_h) \frac{dh_0}{dt} + h_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\alpha - n}{n+1} \theta_h + \left(1 - c \frac{\alpha + 1}{n+1}\right) \theta_0 \right] = (\alpha + 1) (\overline{w'\theta'})_0. \quad (4)$$

Для того чтобы оценить влияние нестационарности температуры выше инверсии на эволюции ее верхней границы, зададим простейшую модель линейного убывания  $\theta$  с высотой согласно уравнению

$$\theta(z \geq h_0, t) = \theta(z_m, t) + \gamma(t)(z_m - z). \quad (5)$$

Здесь  $z_m$  — некоторая опорная высота (значение  $\theta$  на этой высоте будет далее помечаться индексом « $m$ »);  $\gamma$  — градиент потенциальной температуры над  $\theta$ -инверсией ( $\gamma \geq 0$ ). Используя (5) для оценки значений  $\theta$  при  $z = h_0$ , уравнение (4) можно записать в окончательном виде

$$(\varphi_0 + \varphi_1 h_0) \frac{dh_0}{dt} = f_2 h_0^2 + f_1 h_0 + f_0, \quad (6)$$

где  $\varphi_0 = (n+1)(\theta_0 - \theta_m - \gamma z_m)$ ;  $\varphi_1 = (2n+1-\alpha)\gamma$ ;  $f_0 = (n+1)(\alpha+1)(\overline{w'\theta'})_0$ ;

$$f_1 = -\frac{\partial}{\partial t} [(\alpha-n)(\theta_m + \gamma z_m) + (n+1-c\alpha-c)\theta_0]; \quad f_2 = (\alpha-n) \frac{d\gamma}{dt}.$$

Индексы около  $\varphi$  и  $f$  не связаны с высотой.

В общем виде уравнение (6) решить не удастся, но в некоторых частных случаях это возможно. Например, если  $2n+1 = \alpha$  и  $\gamma = \text{const}$ , то уравнение (6) сводится к виду

$$\frac{dh_0}{dt} = (h_0 f_1 + f_0) / \varphi_0 \quad (7)$$

и имеет решение

$$h_0(t) = e^{-F} \left[ h_0(t_0) + 2(n+1) \int_{t_0}^t \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{\theta_0 - \theta_m - \gamma z_m} e^F dt \right], \quad (8)$$

где  $t_0$  — начальный момент времени и

$$F(t) = \int_{t_0}^t \frac{1}{\theta_0 - \theta_m - \gamma z_m} \left[ \frac{\partial \theta_m}{\partial t} + (1-2c) \frac{\partial \theta_0}{\partial t} \right] dt. \quad (9)$$

В частности, при  $n = 1$ ,  $\alpha = 3$ ,  $\gamma = 0$  и  $\theta_m = \theta_h = \text{const}$  приходим к результатам [1]. Возможны и некоторые другие комбинации параметров, при которых уравнение (6) имеет аналитическое решение.

Высоту  $h_0$  границы  $\theta$ -инверсии можно связать с высотой  $h_T$  границы  $T$ -инверсии, если воспользоваться уравнением (2) и приближенным равенством (при давлении на уровне земли 1000 мбар)

$$\theta(z, t) \approx T(z, t) + \gamma_a z, \quad (10)$$

где  $\gamma_a = 0,01$  К/м — адиабатический градиент температуры.

Равенство (10) является следствием того, что температура  $T$  адиабатически опускающейся частицы повышается примерно на один градус при опускании на каждые 100 м высоты. В результате имеем

$$h_T = h_0 \left\{ 1 - \left[ \frac{\gamma_a h_0}{\alpha(\theta_h - \theta_0)} \right]^{\frac{1}{\alpha-1}} \right\}. \quad (11)$$

На основе полученных уравнений нами проведены численные оценки влияния на  $h_\theta$  и  $h_T$  профиля радиационных притоков (стоков) тепла и возможного непостоянства температуры над инверсией. В качестве опорного был выбран следующий набор параметров и функций:  $n = 1$ ,  $\alpha = 3$ ,  $c = 0,95$ ,  $\theta_m = 0$ ,  $\partial_m/\partial t = 0$ ,  $z_m = 1$  км,  $h_\theta(t_0) = 20$  м,  $\Delta_n = \theta_h - \theta_0(t_0) = 3$  К,  $t_0 = 20$  ч местного времени (несколько позже захода Солнца), температура  $\theta_0$  меняется согласно кривой 1 на рис. 1, а, поток тепла на уровне земли  $Q_0 = c_p \rho (\overline{w'\theta'})_0$  задается функцией, приведенной на рис. 1, б. Для данных условий на рис. 1, в приведены изменения профилей абсолютной (штриховые линии) и потенциальной (сплошные линии) температуры. Цифры 1, 2 и 3 у кривых отвечают моментам времени 20, 24 и 4 ч соответственно. Заданная модель температурного профиля находится в рамках условий, использованных в [1]. Эволюция высоты границ  $h_\theta$  и  $h_T$  для этих условий показана на рис. 1, г кривыми 1 (сплошные линии —  $h_\theta$ , штриховые —  $h_T$ ).

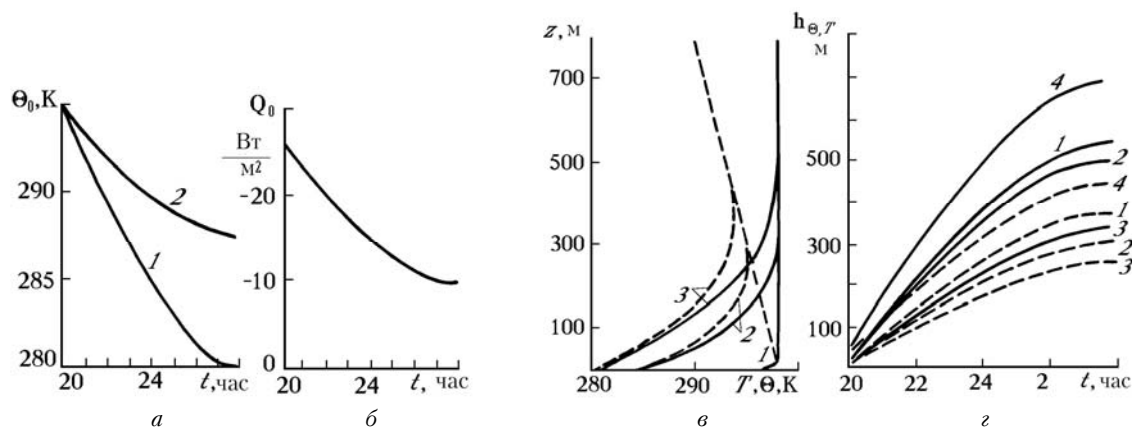


Рис. 1

На этом же рисунке в качестве примера чувствительности высоты приземной инверсии к перемене тех или иных параметров приведено несколько других зависимостей  $h_\theta$  и  $h_T$ . Так, если при сохранении основного набора параметров температура на уровне земли будет меняться согласно кривой 2 на рис. 1, а, то высота инверсии ( $h_\theta$  или  $h_T$ ) должна изменяться в зависимости от времени согласно кривым 2 на рис. 1, г. Если же в основном наборе параметров начальный перепад температур между землей и границей  $\theta$ -инверсии составит  $\Delta_n = 5$  К, то  $h_\theta$  и  $h_T$  будут изменяться согласно кривым под номером 3. Весьма существенно на эволюцию инверсии влияет и ее высота в начальный момент времени. Для примера на рис. 1, г приведены кривые 4, полученные при  $h_\theta(t_0) = 50$  м.

Рассматривая далее зависимость  $h_\theta$  от профилей радиационных стоков тепла, мы будем использовать указанный выше набор параметров и функций, отмечая только изменения в нем. Предположим, что над инверсией потенциальная температура постоянна. Тогда при  $\alpha = 3$  и  $n = 1, 2, 3$  высота  $h_\theta$  будет расти на протяжении ночи согласно кривым рис. 2, а (цифры у кривых соответствуют значениям  $n$ ). Увеличение  $n$ , отвечающее ослаблению радиационного выхолаживания внутри инверсии, заметно уменьшает скорость роста ее высоты. Это особенно заметно при переходе от  $n = 1$  к  $n = 2$ . Однако следует иметь в виду, что влияние нелинейности профиля радиационного выхолаживания уменьшается, если профиль потенциальной температуры стремится к линейному. Это подтверждается графиками на рис. 2, б, где сплошные линии отвечают случаю  $\alpha = 2$ , а штриховые —  $\alpha = 4$ . Цифры около кривых показывают значения параметра  $n$ . Высоты  $h_T$  мы не приводим, поскольку соответствующие вычисления достаточно легко можно сделать с помощью уравнения (11). Очевидно, что нелинейность профиля радиационных притоков (стоков) тепла существенно влияет на высоту инверсии и при решении задач ее прогноза с использованием модели радиационного выхолаживания (3) следует уделять внимание корректному заданию показателя степени  $n$ .

Мы рассмотрели случай постоянной потенциальной температуры над  $\theta$ -инверсией, предполагающий отсутствие радиационного и турбулентного теплообмена выше  $h_\theta$ . Но реальные условия показывают, что и выше инверсии могут протекать процессы ночного выхолаживания атмосферы. Для оценки их влияния на эволюцию высоты  $\theta$ -инверсии рассмотрим сначала вариант, когда над ней сохраняется безразличное распределение потенциальной температуры, т. е.  $\partial\theta/\partial z = 0$  при  $z > h_\theta$ , но присутствует равномерное выхолаживание, т. е.  $\partial_m/\partial t = \text{const} < 0$ . На рис. 2, в приведены профили  $\theta(z)$  для  $t_0 = 20$  ч (кривая 1) и для  $t = 4$  ч утра следующего дня (кривая 2). Сплошные линии соответствуют варианту постоянства температуры выше  $h_\theta$ , а штриховая линия — равномерному выхолаживанию со скоростью  $\partial\theta_m/\partial t = -0,5$  К/ч (в момент  $t_0$  они совпадают). Крестиками помечены высоты, где  $\partial\theta/\partial z = 0$ , т.е. границы приземной  $\theta$ -инверсии в данный момент времени. Сравнить различия в  $h_\theta$  при данных условиях можно с помощью блока кривых под номером 1 на рис. 2, г (маркировка кри-

вых соответствует рис. 2, в). Блок кривых под номером 2 отвечает случаю  $h_0(t) = 50$  м при сохранении остальных параметров из основного набора. Согласно графикам, приведенным на рис. 2, з, процессы выхолаживания над инверсией могут привести к заметным изменениям ее высоты.

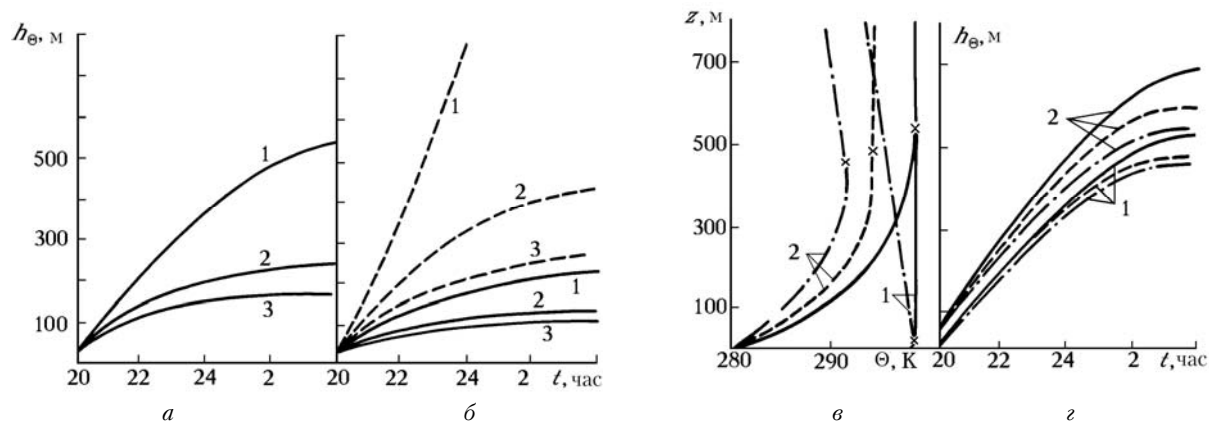


Рис. 2

Сверхадиабатическое распределение температуры над  $\theta$ -инверсией также оказывает влияние на изменение  $h_0$ , хотя и в несколько меньшей степени. В качестве иллюстрации на рис. 2, в штрихпунктирной линией показаны модельные профили  $\theta(z)$  для моментов  $t_0 = 20$  ч (кривая 1) и  $t = 4$  ч (кривая 2) при выбранном нами опорном наборе параметров со следующими изменениями в нем:  $\partial\theta_m/\partial t = -0,5$  К/ч и  $d\gamma/dt = 0$ , т. е. при наличии равномерного выхолаживания выше  $h_0$  и постоянного градиента потенциальной температуры  $\gamma = 0,61$  К/100 м. Эволюция высоты  $h_0$  для данного случая показана штрихпунктирной линией в блоке кривых под номером 1 на рис. 2, з. Блок кривых 2 для  $h_0(t_0) = 50$  м также содержит штрихпунктирную линию, отвечающую рассмотренному случаю.

Подводя итог, следует отметить, что высотное распределение радиационных притоков (стоков) тепла может оказывать существенное влияние на поведение приземной радиационной инверсии. Изменения  $h_0$  при этом сопоставимы, а иногда и превышают изменения, связанные с вариациями иных параметров и функций. В данной статье мы не ставили себе цель провести исчерпывающее моделирование эволюции высоты приземной инверсии, а стремились лишь подчеркнуть необходимость учета возможной нелинейности высотного распределения радиационного выхолаживания атмосферы при моделировании. Более детальный анализ, содержащий сложные зависимости от времени таких величин, как температура подстилающей поверхности, турбулентный поток тепла, градиент температуры над инверсией и т. д., можно осуществить, решая, например, уравнение (6).

1. Yamada T. // J. Appl. Meteorol. 1979. V. 18. № 4. P. 526–531.
2. Andre J. C., Mahrt L. // J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. № 4. P. 864–878.
3. Godowitch J. M., Ching J. K. S., Clarke J. F. // J. Climate and Appl. Meteorol. 1985. V. 24. № 8. P. 791–804.
4. Зилитинкевич С. С., Монин А. С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1974. Т. 10. № 6. С. 587–599.
5. Берлянд М. Е. Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1985. 272 с.
6. Бесчастнов С. П. // Метеорология и гидрология. 1987. № 8. С. 33–39.
7. Nieuwstadt F. T. M. // J. Appl. Meteorol. 1980. V. 19. № 12. P. 1145–1447.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
13 декабря 1991 г.

M. A. Konovalova, S. L. Odintsov. **Estimates of the Radiation Heat Influxes Effect on the Surface Temperature Inversion Height.**

This paper deals with the analysis of the radiation heat influxes influence on the surface temperature inversion height. A differential equation is derived in the paper, which allows one to estimate variations of this height under the conditions of different radiation cooling profiles. Some results of numerical simulations are discussed.