

УДК 551.558, 551.596, 534.221

**Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов**

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина  
пл. Свободы 4, г. Харьков, 61022, Украина  
Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua

### **Всплывание метеороидного термика в атмосфере Земли**

*Получено численное решение системы нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих скорость подъема, радиус термика и избыток температуры в нем как функции высоты и времени подъема термика. Установлено, что скорость подъема изменяется немонотонно: сначала она быстро увеличивается, скорость ее увеличения по мере роста силы сопротивления набегающего воздуха уменьшается; в течение продолжительного времени (десятки тысячи секунд) эта скорость близка к максимальной (около 10...180 м/с), а затем она сравнительно медленно (за сотни тысячи секунд) убывает к нулю. Показано, что чем больше нагрет термик и чем больше его размер, тем быстрее он поднимается и достигает больших высот за большее время. В процессе подъема радиус термика увеличивается в 6...25 раз в зависимости от его первоначального размера и первоначальной температуры за счет присоединения холодного воздуха. Скорость роста радиуса термика тем больше, чем больше текущее значение радиуса. Малоразмерный термик в большее число раз увеличивает свой размер, чем крупный термик. Увеличение радиуса термика происходит до полной его остановки. Менее нагретые термики, медленнее поднимаясь, присоединяют меньшую массу холодного воздуха и меньше увеличиваются в размерах. Показано, что скорость охлаждения пропорциональна скорости подъема термика и максимальна при достижении максимального значения этой скорости. Более нагретый термик охлаждается быстрее, чем менее нагретый. Скорость охлаждения термика сравнительно слабо зависит от его первоначального размера. Обсуждаются ограничения используемой модели: однородность и изотермичность атмосферы, пренебрежение влия-*

нием на охлаждение термика тепловым излучением, ветров и турбулентности. Несмотря на ограничения, в целом модель подтверждается результатами наблюдений за подъемом термика, образованного при взрыве Челябинского метеороида.

**Ключевые слова:** метеороид, термик, скорость подъема, время и высота подъема, радиус термика, охлаждение термика.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение физико-химических эффектов, вызванных вторжением крупных космических тел (метеороидов) в атмосферу Земли, представляет значительный научный и практический интерес [6]. Научный интерес связан с изучением целого комплекса высокоэнергетических эффектов, возникающих при взаимодействии метеороидов с атмосферой. Практический интерес обусловлен наличием астероидно-кометной опасности и необходимостью ее предсказания [1].

Ярким примером служит недавний (15 февраля 2013 г.) взрыв Челябинского метеороида над густонаселенным регионом. В результате природной катастрофы пострадало около 1600 человек, регион понес значительный материальный ущерб [7, 8, 12].

Большинство космических тел (кроме железных) с размером 0.1...1 м взрывается в атмосфере Земли на высотах 50...20 км. Нагретая область взрыва (термик) имеет первоначальную температуру от нескольких тысяч до десяти тысяч кельвин. Далее нагретое образование всплывает, постепенно охлаждаясь [9]. При всплывании в результате присоединения холодного воздуха радиус образования увеличивается, а сам термик постепенно охлаждается. При размерах метеороида не более нескольких метров термик движется в основном в вертикальном направлении. При больших размерах космического тела горячие продукты взрыва, именуемые плюмом, движутся преимущественно вдоль следа метеороида [10]. Этим плюмом отличается от термика.

Добавим, что всплывание термика, образованного взрывом Челябинского метеороида, наблюдалось авторами [2, 3].

Целью настоящей работы является численное моделирование одномерного движения термика в атмосфере Земли, образованного взрывом метеороида дециметрового-метрового размеров.

## ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Следуя классической работе [11], в качестве исходных выберем уравнения для скорости движения центра нагретого объема  $V$  воздуха массой  $m$ , радиусом  $R$ , плотностью  $\rho$  и абсолютной температурой  $T$ , скорости увеличения массы вовлекаемого холодного воздуха с плотностью  $\rho_0$ , температурой  $T_0$  и полного интеграла плавучести:

$$\frac{4}{3}F - \frac{4}{3}g R^3, \quad (1)$$

где  $g$  — ускорение свободного падения,  $(T - T_0)/T_0$ . Тогда с учетом сопротивления воздуха, которое не учитывалось в работе [11], уравнения примут вид

$$m \frac{d}{dt} F_A - mg = \frac{C}{2} \rho_0^2 S, \quad (2)$$

$$\frac{dm}{dt} = S_1 \rho_0, \quad (3)$$

$$\frac{dF}{dt} = N^2 R^3. \quad (4)$$

Здесь  $t$  — время,  $F_A = \rho_0 V g$  — сила Архимеда.

Для сферического образования  $S = \pi R^2$  — площадь поперечного сечения,  $S_1 = 4\pi R^2$  — площадь поверхности шара,  $C$  — коэффициент захвата холодного воздуха,  $N = 0.01 \text{ с}^{-1}$  — коэффициент Брента — Вайсяля [4],  $C = C_D + 8$  — эффективный коэффициент сопротивления,  $C_D$  — коэффициент сопротивления (для шара при умеренных скоростях  $C_D = 0.5$ ,  $0.1$  и  $C = 1.3$  [5]). Поскольку  $m = \rho_0 V = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_0$ ,  $\rho_0 = T_0/T$ , уравнения (2)—(4) с учетом (1) примут вид

$$\frac{d}{dt} \left( g - (1 - \frac{C}{8}) \frac{g}{R} \right) = \frac{3C}{8} \rho_0^2, \quad (0) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{R}{3(1 - \frac{C}{8})} \frac{d}{dt} \left( 1 - \frac{C}{8} \right), \quad R(0) = R_0, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \left( 3 - \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \right) = \frac{N^2}{g}, \quad (0) = 0. \quad (7)$$

Переходя в систему уравнений (5)—(7) к безразмерным переменным

$$w = \frac{w}{g_0}, \quad g_0 = \sqrt{g_0 R_0}, \quad r = \frac{R}{R_0},$$

$$t = \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = \frac{R_0}{g_0}, \quad \rho_0 = \frac{\rho_0}{\rho_0},$$

получим следующую систему уравнений:

$$\frac{dw}{dt} = \left( 1 - \frac{C}{8} \right) \frac{w^2}{r}, \quad w(0) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{dr}{d} = \frac{(1 - r_0)^2}{1 - 2r_0} w \frac{R_0}{3r_0} \frac{wr}{1 - 2r_0}, \quad r(0) = 1, \quad (9)$$

$$\frac{d}{d} = \frac{R_0}{r_0} w \frac{3}{r} \frac{1}{r} \frac{dr}{d}, \quad (0) = 1, \quad (10)$$

где  $r_0 = 0.1$ ,  $r_0 = 0.5$ ,  $r_0 = g / N^2 = 10^5 \text{ м}$ ,  $N = 0.01 \text{ с}^{-1}$ .

Если учесть, что оператор  $d/d = wd/dx$ , а  $w = dx/d$ , то систему уравнений (8)—(10) можно свести к такому виду:

$$w \frac{dw}{dx} = (1 - r_0) \frac{w^2}{r}, \quad w(0) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{dr}{dx} = \frac{(1 - r_0)^2}{1 - 2r_0} \frac{R_0}{3r_0} \frac{r}{1 - 2r_0}, \quad r(0) = 1, \quad (12)$$

$$\frac{d}{dx} = \frac{R_0}{r_0} \frac{3}{r} \frac{1}{r} \frac{dr}{dx}, \quad (0) = 1. \quad (13)$$

Здесь  $x = z/R_0$ ,  $z$  — высота центра тяжести термика над уровнем поверхности Земли.

Далее система нелинейных дифференциальных уравнений (8)—(10) и (11)—(13) решалась численными методами. Заметим, что эта система в рамках сделанных выше предположений является точной.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

**Высотные зависимости.** Интегрируя систему уравнений (11)—(13), получим зависимости безразмерной скорости подъема  $w$ , безразмерного радиуса  $r$  и безразмерного избытка температуры термика от безразмерной высоты  $x$ .

Примеры результатов расчетов при значениях  $R_0 = 10, 100, 1000 \text{ м}$  и  $r_0 = 1, 10$  и  $30$  приведены на рис. 1. Видно, что при малых  $x$  ( $x = 0.25$ )  $w$  быстро увеличивается, затем увеличение  $w$  замедляется. При  $x$

$1.5 \dots 3.0$  наблюдается максимальное значение  $w_m$ . Далее имеет место постепенное уменьшение  $w$  к 0. Важно, что при увеличении  $r_0$  значение относительной скорости  $w_m$  уменьшается, хотя абсолютная скорость  $r_0$  при этом растет. Чем меньше  $R_0$ , тем при больших значениях  $x$  нагретое образование останавливается.

Зависимость  $r(x)$  при тех же значениях  $R_0$  и  $r_0$  показана на рис. 2. При  $x = 10$  наблюдается медленное увеличение  $r$ , которое становится тем быстрее, чем больше  $x$ . Значения  $r$  могут увеличиться в  $25 \dots 10$  раз при увеличении  $R_0$  от  $10$  до  $1000 \text{ м}$  соответственно. Увеличение  $r$  прекращается при  $x = 250 \dots 100$  для  $R_0 = 10 \dots 1000 \text{ м}$  соответственно.

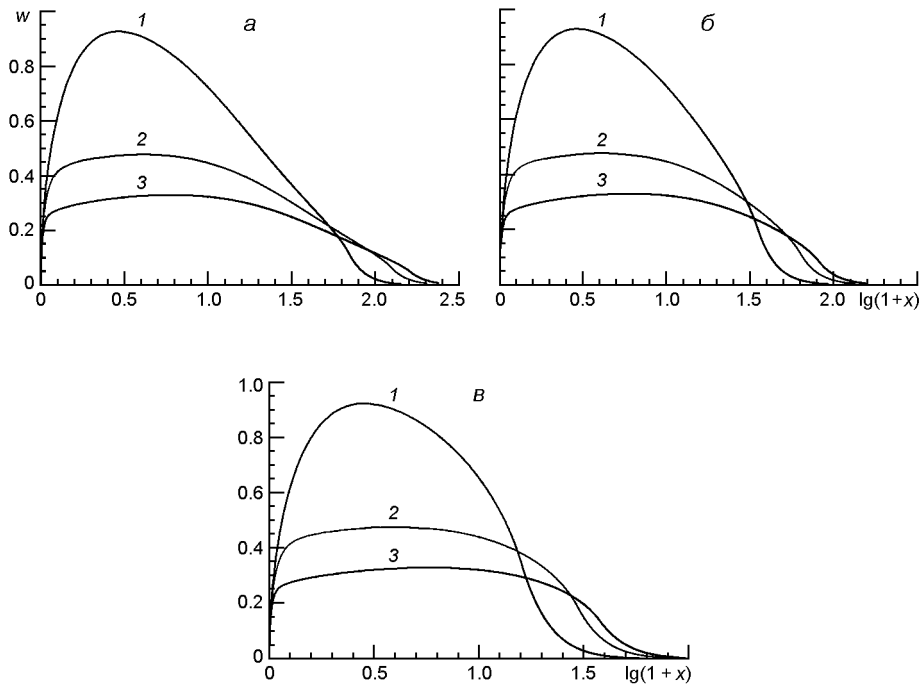


Рис. 1. Зависимость безразмерной скорости подъема  $w$  от безразмерной высоты  $x$ : а, б, в — для  $R_0 = 10, 100, 1000$  м соответственно; кривые 1, 2, 3 — для  $\rho_0 = 1, 10, 30$  соответственно

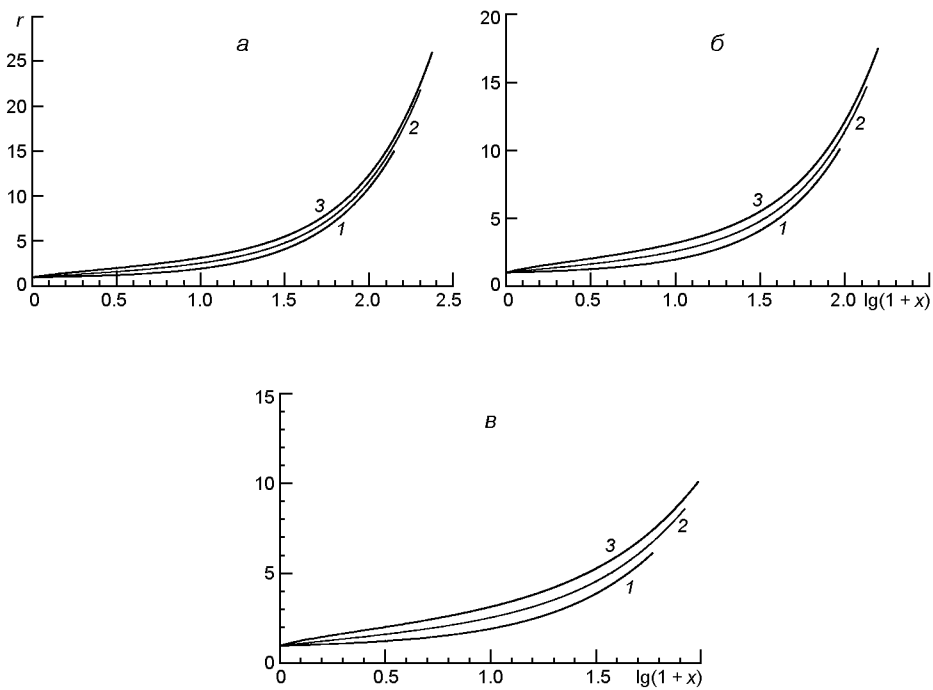


Рис. 2. Зависимость безразмерного радиуса  $r$  от безразмерной высоты  $x$ : а, б, в — для  $R_0 = 10, 100, 1000$  м соответственно; кривые 1, 2, 3 — для  $\rho_0 = 1, 10, 30$  соответственно

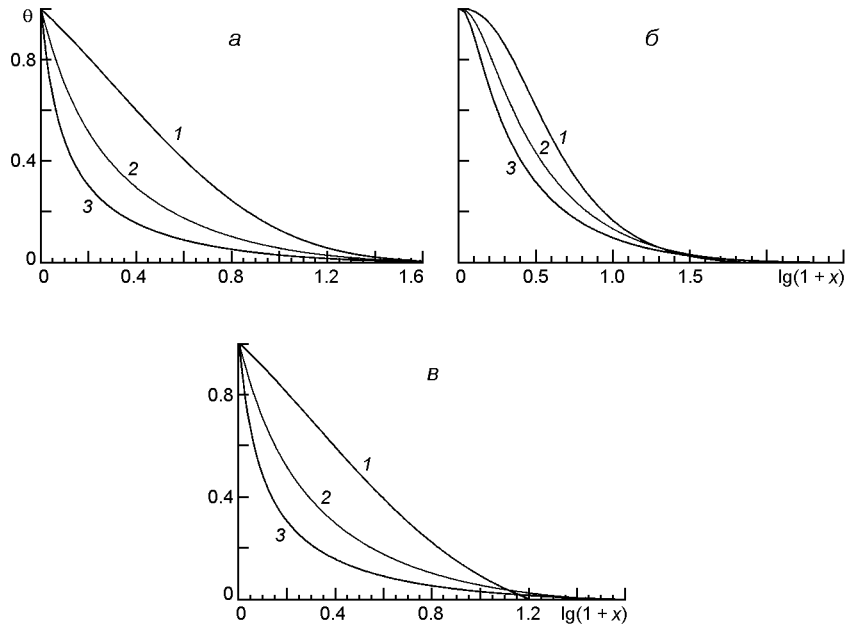


Рис. 3. Зависимость безразмерного избытка температуры  $\theta$  от безразмерной высоты  $x$ : а, б, в — для  $R_0 = 10, 100, 1000$  м соответственно; кривые 1, 2, 3 — для  $\theta_0 = 1, 10, 30$  соответственно

Зависимость  $\theta(x)$  при тех же значениях  $R_0$  и  $\theta_0$  приведена на рис. 3, из которого видно, что при  $x = 1 \dots 10$  и  $\theta_0 = 30 \dots 1$  соответственно имеет место быстрое уменьшение  $\theta$ , которое при бóльших  $x$  замедляется. Практически полное охлаждение термика наступает при  $x = 10 \dots 30$  для  $\theta_0 = 30 \dots 1$  соответственно.

**Временные зависимости.** Зависимость  $w(\tau)$  при значениях  $R_0 = 10, 100, 1000$  м и  $\theta_0 = 1, 10$  и 30 показана на рис. 4. Видно, что при  $\tau = 0.6$  имеет место быстрое увеличение безразмерной скорости  $w$ , которое постепенно замедляется. При  $\tau = 2 \dots 3$  и  $\theta_0 = 1$  достигается максимальное значение  $w_m = 0.92$ . При увеличении  $\theta_0$  до 10...30 значение  $w_m$  уменьшается до 0.48...0.32 соответственно и достигается при бóльших значениях  $\tau = 5 \dots 20$ . При дальнейшем увеличении  $\tau$  примерно до  $10^3$  значение  $w$  постепенно уменьшается до нуля.

Зависимость  $r(\tau)$  для тех же значений  $R_0$  и  $\theta_0$  приведена на рис. 5, из которого следует, что при  $\tau = 10$  имеет место сравнительно медленное увеличение  $r(\tau)$ , при бóльших значениях  $\tau$  увеличение ускоряется. Максимальное увеличение  $r$  до  $r_m = 25 \dots 10$  в зависимости от  $R_0 = 10 \dots 1000$  м имеет место при  $\theta_0 = 30$ . При меньших  $\theta_0$  отмечаются меньшие значения  $r_m$  при всех значениях  $R_0$ .

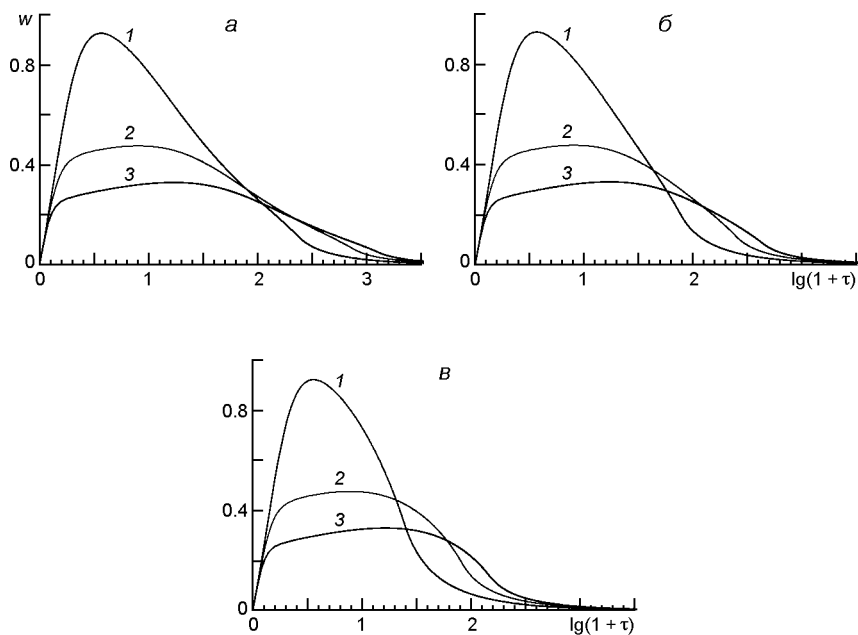


Рис. 4. Зависимость безразмерной скорости подъема  $w$  от безразмерного времени  $\tau$ : а, б, в — для  $R_0 = 10, 100, 1000$  м соответственно; кривые 1, 2, 3 — для  $\tau_0 = 1, 10, 30$  соответственно

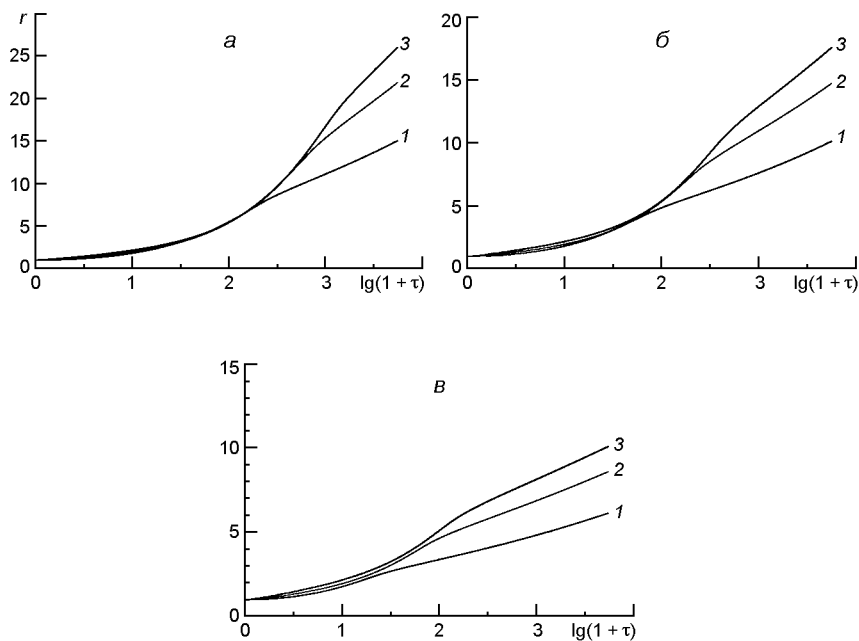


Рис. 5. Зависимость безразмерного радиуса  $r$  от безразмерного времени  $\tau$ : а, б, в — для  $R_0 = 10, 100, 1000$  м соответственно; кривые 1, 2, 3 — для  $\tau_0 = 1, 10, 30$  соответственно

Зависимость  $\theta$  для тех же значений  $R_0$  и  $\tau_0$  показана на рис. 6. Видно, что при  $\tau_0 = 2$  имеет место быстрое убывание  $\theta$ , которое постепенно замедляется. Практически полное охлаждение термика на-

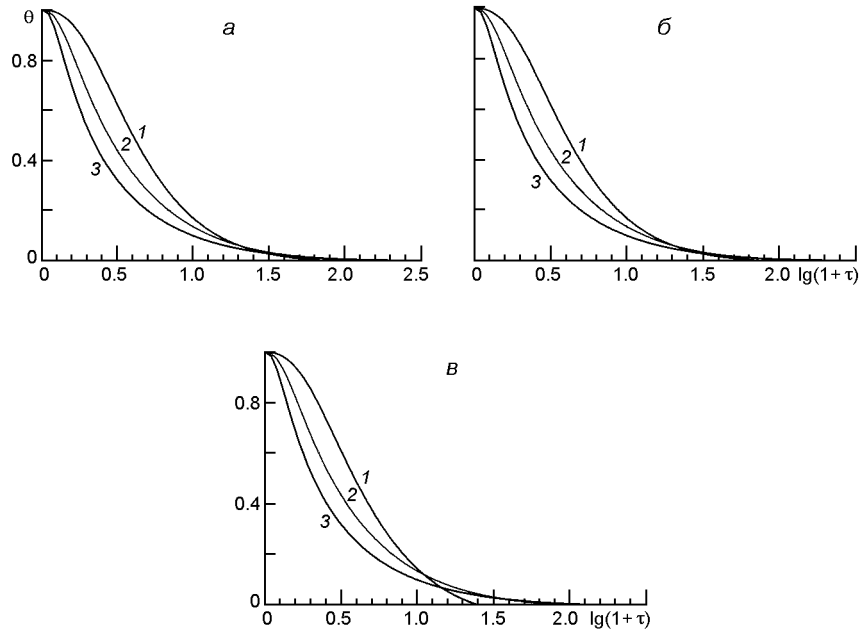


Рис. 6. Зависимость безразмерного избытка температуры  $\theta$  от безразмерного времени  $\tau$ : а, б, в — для  $R_0 = 10, 100, 1000$  м соответственно; кривые 1, 2, 3 — для  $\theta_0 = 1, 10, 30$  соответственно

ступает при  $\theta_0 = 30 \dots 100$ . Чем больше  $\theta_0$ , тем быстрее для данного значения  $R_0$  наступает охлаждение термика.

**Сведения о характерной скорости и характерном времени.**

Масштабирующими параметрами скорости и времени являются параметры  $\theta_0$  и  $T_0$ , именуемые далее характерными.

Значения характерной скорости  $\theta_0$  и характерного времени  $T_0$ , даваемые соотношениями

$$\theta_0 = \sqrt{g R_0},$$

$$T_0 = \frac{R_0}{\theta_0},$$

при  $R_0 = 10, 100$  и  $1000$  м и  $\theta_0 = 1, 10$  и  $30$ , приведены в табл. 1 и 2. Из табл. 1 видно, что при увеличении  $R_0$  и  $\theta_0$  характерная скорость увели-

**Таблица 1.** Зависимость характерной скорости  $\theta_0$  (м/с) термика от его размера и температуры

| $\theta_0$ | $R_0 = 10$ м | $R_0 = 100$ м | $R_0 = 1000$ м |
|------------|--------------|---------------|----------------|
| 1          | 10           | 31            | 100            |
| 10         | 31           | 100           | 310            |
| 30         | 54           | 173           | 540            |



**Таблица 2.** Зависимость характерного времени  $T_0$  (с) термика от его размера и температуры

| $\theta_0$ | $R_0 = 10$ м | $R_0 = 100$ м | $R_0 = 1000$ м |
|------------|--------------|---------------|----------------|
| 1          | 10           | 100           | 1000           |
| 10         | 3.2          | 32            | 320            |
| 30         | 1.85         | 173           | 185            |

чивается от 10 до 540 м/с. Увеличение  $R_0$  также приводит к увеличению  $T_0$ , а увеличение  $\theta_0$  — к уменьшению  $T_0$ . При этом  $T_0$  изменяется от единиц до  $10^3$  с (см. табл. 2).

### ОБСУЖДЕНИЕ

**Скорость подъема термика.** Расчеты показали, что вначале скорость быстро увеличивается, так как при достаточно малых значениях  $\theta_0$ , а значит и  $w$ , сила сопротивления воздуха, пропорциональная отношению  $w^2/R$ , остается достаточно малой (см. рис. 1, 4). При достижении  $w = w_m$  подъемная сила примерно скомпенсирована силой сопротивления воздуха. Близость  $w$  к  $w_m$  продолжается в течение времени порядка 100...1000 с в зависимости от значений  $R_0$  и  $\theta_0$ . За это время термик успевает подняться на высоту порядка 0.1...10 км в зависимости от значений  $R_0$  и  $\theta_0$ . При  $\theta_0 > 100$  и  $x > 10...30$  безразмерная скорость  $w$  сравнительно быстро уменьшается, так как термик к этому моменту времени на данных высотах полностью охладился и двигался исключительно по инерции.

Заметим, что характерная скорость  $\theta_0$  при больших значениях  $\theta_0 > 30$  и  $R_0 > 1000$  м превышает скорость звука (см. табл. 1). Однако величина  $w_m = \theta_0 w_m$  не превышает 100...180 м/с. Результаты этих расчетов подтверждаются данными наблюдений всплывания термика после взрыва Челябинского метеороида. При этом максимальная скорость подъема термика достигала 130...210 м/с [2, 3, 9].

**Радиус термика.** По мере подъема термика его радиус медленно, а затем все быстрее увеличивался (см. рис. 2, 5). Это связано с присоединением в процессе движения холодного воздуха. Скорость присоединения массы холодного воздуха пропорциональна  $R^2$ , скорость увеличения радиуса термика —  $\dot{R}$ . Поэтому при  $\dot{R} \ll w_m$  радиус достаточно быстро увеличивается. Увеличение радиуса происходит до полной остановки термика. Согласно принятой модели, при полной остановке радиус может увеличиться в 25...10 раз при  $R_0 = 10...1000$  м, т. е. до  $R_m = 250...10000$  м. Важно, что большие термики меньше увели-

чиваются в размерах. И конечно же, менее нагретые термики медленнее поднимаются и присоединяют меньшую массу воздуха, радиус термика при  $\rho_0 \sim 1$  увеличивается всего в 15...6 раз при  $R_0 = 10...1000$  м, т. е.  $R_m = 150...6000$  м.

**Охлаждение термика** обусловлено присоединением массы холодного воздуха. Скорость охлаждения пропорциональна скорости подъема термика и максимальна при  $\rho_m$  (см. рис. 3, 6). Важно, что более нагретый термик охлаждается быстрее (грубо  $d/d \propto \rho^2$ ). Зависимость скорости охлаждения от  $R_0$  сравнительно слабая (см. рис. 3, 6).

**Ограничения модели.** Как уже отмечалось в рамках сделанных предположений модель процессов, описываемых соотношениями (1)—(3), (4)—(6) и (7)—(9), точная. Она достаточно точно описывает физические процессы в однородной стационарной атмосфере при сравнительно малых значениях первоначальной температуры термика. При отклонении от этих условий модель описывает процессы лишь качественно. Поэтому полученные решения исходной системы уравнений справедливы при подъеме термика на высоты, не превышающие высоту однородной атмосферы, которая близка к 8 км.

При учете уменьшения плотности и давления атмосферного газа с высотой появятся решения, описывающие колебания вблизи высоты зависания термика. Физические причины возникновения колебаний следующие. Всплывание термика имеет место при плотности нагретого воздуха  $\rho < \rho_0$ , где  $\rho_0$  — плотность холодного воздуха. Двигаясь по инерции, термик поднимается в область атмосферы с меньшей плотностью, где  $\rho > \rho_0$ . При этом условии термик, остановившись, начинает «тонуть» и попадает в область атмосферы, где  $\rho < \rho_0$ . Остановившись, он далее начинает всплывать. Процесс повторяется. Поскольку в процессе движения непрерывно происходит присоединение холодного воздуха, колебания носят затухающий характер.

Наиболее сильным допущением используемой модели является то, что термик при  $\rho_0 > 1$  охлаждается только за счет присоединения холодного воздуха, а этот процесс является медленным. Характерное время такого охлаждения, как показали расчеты,  $\sim 10$ , т. е. порядка 10...1000 с при  $R_0 = 10...1000$  м соответственно. На самом деле при  $\rho_0 > 1$  возникает быстрое охлаждение термика за счет излучения [9]. За время такого охлаждения изменения радиуса и смещение термика незначительны. Поэтому для практики наибольший интерес представляет динамика термика с  $\rho_0 \sim 1$ . Характерное время охлаждения увеличивается при уменьшении  $\rho_0$  и  $(t)$ .

Еще одной причиной, хотя и менее существенной, являются атмосферные ветры, которые сносят термик в горизонтальном направлении. Охлаждению термика также способствует атмосферная турбулентность. Характерное время турбулентной диффузии равно 1...10<sup>4</sup> с

для  $R_0 = 10 \dots 1000$  м. Другими словами, охлаждение за счет турбулентного перемешивания существенно лишь для малоразмерных ( $\sim 10$  м) термиков.

Таким образом, в реальной атмосфере время подъема термика вряд ли может превышать несколько сотен секунд, скорость —  $100 \dots 200$  м/с, а высота подъема —  $10$  км. За это время радиус термика сможет увеличиться всего в несколько раз. Такие оценки хорошо подтверждаются наблюдениями термика, образовавшегося в результате взрыва Челябинского метеороида [2, 3].

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Получено численное решение системы нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих скорость подъема, радиус термика и избыток температуры в нем как функции высоты и времени подъема термика.

2. Установлено, что скорость подъема изменяется немонотонно: сначала она быстро увеличивается, скорость ее увеличения по мере увеличения силы сопротивления набегающего воздуха уменьшается; в течение продолжительного времени (десятки — тысячи секунд) эта скорость близка к максимальной (около  $10 \dots 180$  м/с), а затем она сравнительно медленно (за сотни — тысячи секунд) уменьшается к нулю.

3. Как и следовало ожидать, чем больше нагрет термик и больше его размер, тем быстрее он поднимается и достигает больших высот за большее время.

4. В процессе подъема радиус термика увеличивается в  $6 \dots 25$  раз в зависимости от его первоначального размера и первоначальной температуры за счет присоединения холодного воздуха. Скорость увеличения радиуса термика тем больше, чем больше текущее значение радиуса. Малоразмерный термик в большее число раз увеличивает свой размер, чем крупный термик. Увеличение радиуса термика происходит до полной его остановки. Менее нагретые термики, медленнее поднимаясь, присоединяют меньшую массу холодного воздуха и меньше увеличиваются в размерах.

5. Показано, что скорость охлаждения пропорциональна скорости подъема термика и максимальна при достижении максимального значения этой скорости. Более нагретый термик охлаждается быстрее, чем менее нагретый. Скорость охлаждения термика сравнительно слабо зависит от его первоначального размера.

6. Главным ограничением рассмотренной модели является неучет охлаждения термика за счет излучения, которое особенно существенно при большой первоначальной температуре термика. Пренебрежение эффектом излучения привело к завышению времени подъема и максимальной высоты подъема термика. Менее существенным явля-

ются неучет атмосферного ветра и охлаждения термика за счет турбулентного перемешивания с холодным воздухом.

Важным ограничением использованной модели является неучет уменьшения плотности атмосферы при увеличении высоты. Поэтому расчеты, строго говоря, справедливы при высоте подъема не более нескольких километров. Пренебрежение падением с высотой плотности атмосферы исключает появление затухающих колебаний термика вблизи высоты его зависания.

7. В целом рассмотренная модель качественно и отчасти количественно подтверждается результатами наблюдений за подъемом термика, образованного при взрыве Челябинского метеороида.

1. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Под ред. Б. М. Шустова, Л. В. Рыхловой. М.: Физматлит, 2010. 384 с.
2. Горькавый Н. Н., Тайдакова Т. А. Взаимодействие Челябинского болида с атмосферой // Метеорит Челябинск — год на Земле: *Материалы Всероссийской научной конференции*. Под ред.: Н. А. Антипина и др. // Челябинск, Агентство СР Челябинской ОУНБ. Челябинский государственный краеведческий музей, 2014. С. 124—129.
3. Горькавый Н. Н., Тайдакова Т. А., Проворникова Е. А., Горькавый И. Н., Ахметвалеев М. М. Аэрозольный шлейф Челябинского болида // Метеорит Челябинск — год на Земле: *Материалы Всероссийской научной конференции*. Под ред.: Н. А. Антипина и др. // Челябинск, Агентство СР Челябинской ОУНБ. Челябинский гос. краеведческий музей, 2014. С. 130—135.
4. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. М.: Мир. 1978. 532 с.
5. Гостинцев Ю. А., Шацких Ю. В. О механизме генерации длинноволновых акустических возмущений в атмосфере всплывающим облаком продуктов взрыва. *Физика горения и взрыва*. 1987. № 2. С. 91—97.
6. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина и И. В. Немчинова. — Москва: ИХЦ «Академкнига». 2005.—310 с.
7. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск». *Инженерная физика*. 2013. № 8. С. 23—40.
8. Черногор Л. Ф. Физические эффекты пролета Челябинского метеорита. *Доп. Нац. акад. наук України*. 2013. № 10. С. 97—104.
9. Черногор Л. Ф. Атмосферные эффекты газопылевого следа Челябинского метеороида 2013 года. *Изв. РАН. Физ. атмосферы и океана*. 2017. 53. № 3. С. 296—306.
10. Черногор Л. Ф. Магнитоионосферные эффекты метеороидного плюма. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2018. 58, № 1. С. 125—132.
11. Morton B. R., Taylor G., Turner J. S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. Roy. Soc. London A*. 1956. 234. N 1196. P. 1—23.
12. Popova O. P., Jenniskens P., Emelyanenko V., et al. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization. *Science*. 2013. 342. P. 1069—1073.

Статья поступила в редакцию 25.01.18

*Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов*

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна

## СПЛИВАННЯ МЕТЕОРОИДНОГО ТЕРМІКА В АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ

Отримано числовий розв'язок системи нелінійних диференційних рівнянь, що описують швидкість підйому, радіус терміка та надлишок температури в ньому як функцію висоти та часу підйому терміка. Встановлено, що швидкість підйому змінюється немонотонно: спочатку вона швидко збільшується, швидкість її збільшення по мірі зростання сили опору набігаючого повітря зменшується, протягом тривалого часу (десятки — тисячі секунд) ця швидкість близька до максимальної (біля 10... 180 м/с), потім вона порівняно повільно (за сотні — тисячі секунд) зменшується до нуля. Що більше нагрітий термік та більший його розмір, то швидше він піднімається та досягає більших висот за більший час. У процесі підйому радіус терміка збільшується в 6...25 разів в залежності від його початкового розміру та початкової температури за рахунок приєднання холодного повітря. Швидкість збільшення радіуса терміка тим більша, чим більше поточне значення радіусу. Малорозмірний термік у більшу кількість разів збільшує свій розмір, ніж великий термік. Збільшення радіуса терміка відбувається до повної його зупинки. Менш нагріті терміки, повільніше піднімаючись, приєднують меншу масу холодного повітря і менше збільшуються в розмірах. Показано, що швидкість охолодження пропорційна швидкості підйому терміка та є максимальною при досягненні максимального значення цієї швидкості. Більш нагрітий термік охолоджується швидше, ніж менш нагрітий. Швидкість охолодження терміка порівняно слабо залежить від його початкового розміру. Обговорюються обмеження використаної моделі: однорідність та ізотермічність атмосфери, нехтування впливом на охолодження терміка теплового випромінювання, вітрів та турбулентності. Незважаючи на них, в цілому модель підтверджується результатами спостережень за підйомом терміка, утвореного під час вибуху Челябінського метеороїда.

**Ключові слова:** метеороїд, термік, швидкість підйому, час і висота підйому, радіус терміка, охолодження терміка

*L. F. Chernogor, Yu. B. Mylovanov*

V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine

## A RISE OF A METEOROID THERMAL IN THE TERRESTRIAL ATMOSPHERE

A numerical solution to a set of nonlinear differential equations describing the parameters during the rise of a thermal (speed, radius, and excess temperature) as a function of both height and time has been found. The change in the speed of an upward moving thermal is determined to be not monotonous: first, the speed rapidly increases and the rate of its increase decreases as the air parcel experiences an increasing drag force from the approaching air flow; this speed remains close to a maximum of about 10 — 180 m/s for a long time (tens to thousands seconds) and then it relatively slowly (hundreds to thousands seconds) decreases to zero. The solution has also shown that the more thermal is heated, the greater his size is, and the more rapidly it rises and reaches greater altitudes for a longer time. In the process of uplifting, the radius of a thermal increases by a factor of 6 — 25 times, depending on the initial thermal size and initial thermal temperature, due to the attachment of cool air. The greater the rate of an increase in the radius of a thermal, the greater current radius is. Generally, a thermal of smaller size increases its size by a factor

greater than a thermal of bigger size does. Increasing in the radius of a thermal continues to its full stop. The less heated thermals lift up more slowly, attach less amount of cool air, and, consequently, they increase their size to a lesser extent. The model shows that the rate of cooling is proportional to the speed of thermal uplifting and is a maximum when the rate attains a peak value. The thermal heated greater cools more rapidly than the thermal heated less. The rate of thermal cooling comparatively weakly depends on its initial size. The limitations of the model used are discussed, including the assumptions that the atmosphere is uniform and isothermal, the neglect of thermic cooling due to thermal radiation, the winds, and turbulence. Regardless of the limitations, generally, the model agrees with the observations of the uplifting of the thermal formed during the airburst of the Chelyabinsk meteoroid.

**Key words:** meteoroid, thermal, rate of rising, altitude of lifting, time of lifting, radius of thermal, cooling of thermal.