

УДК 533.6+531

ОБ ОДНОМ ИЗ МЕХАНИЗМОВ, ФОРМИРУЮЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫЙ РЕЛЬЕФ ВЫПАДАЮЩИХ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ

© 2020 г. В. А. Андрущенко¹, В. А. Головешкин^{2, 3}, Н. Г. Сызранова^{1, *}

¹Институт автоматизации проектирования РАН, Москва, Россия

²Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия

³Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники и электроники –
Российский технологический университет, Москва, Россия

*E-mail: nina-syzranova@ya.ru

Поступила в редакцию 20.05.2019 г.

После доработки 19.08.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

С применением ряда упрощающих предположений построена физико-математическая модель, позволившая описать процессы формирования поверхностного рельефа метеороидов, проникнувших в атмосферу Земли и выпавших затем на нее в виде метеоритов. Объяснен тот факт, что при учете воздействия неоднородного температурного поля, инициированного в приповерхностном слое падающих метеороидов различными физическими факторами, возникшие деформации и напряжения формируют их внешний скульптурный рельеф. Он или гладкий, как бы отшлифованный при быстром вращении метеороида, или представляющий собой структурное образование, покрытое сетью каверн разных размеров и глубин – регмаглиптов, в отсутствие вращения.

DOI: 10.31857/S0040364420010020

ВВЕДЕНИЕ

До начала XXI века проникновение в атмосферу Земли достаточно крупных (метрового и декаметрового размера) метеороидов считалось весьма редким происшествием. Но, как показали наблюдения и факты выпадения метеоритов за последние два десятилетия, частота таких событий оказалась значительно выше предполагаемой ранее [1]. В качестве примеров, подтверждающих это, можно привести случаи падения только над территорией России: Витимского (2002 г.), Коми (2009 г.), Осинского (2011 г.) болидов [2] и особенно значимого Челябинского (2013 г.) болида [3, 4], только случайно не приведшего к крупнейшей катастрофе.

Первые попытки классификации метеоритов по тем или иным признакам были предприняты в середине XX в. Их классификация, сначала простая, со временем совершенствовалась и становилась все более сложной по мере того, как накапливалась информация об их веществе, структуре и внешнем виде. Так, первым видом классификации стала статистика распределения метеоритов по типам. В процентном соотношении это выглядит следующим образом: каменные метеориты – 92.5%, железные – 5.7%, железокаменные – 1.3%, аномальные – 0.5% [5]. Авторам не удалось найти системных статистических данных по распределению метеоритов по внешнему виду. Но по име-

ющимся обширным фотоматериалам из различных хранилищ метеоритов можно сделать вывод, что двумя основными такими видами являются экспонаты со сравнительно гладкой внешней структурой, которые трудно отличить от объектов земного происхождения, и экспонаты с поверхностным рельефом, испещренным рябью каверн неправильных форм – регмаглиптами, которые резко отличаются от окружающих объектов.

В настоящей работе делается попытка построения физико-математической модели механизмов формирования поверхностного рельефа падающих метеоритов в зависимости от особенностей их кинематики в процессе падения – быстро вращающихся и невращающихся, поскольку выпавшие метеориты с их свойствами разного рода играют важную роль в качестве базиса для развития различных теоретических концепций космогонии.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

На напряженно-деформируемое состояние метеоритов при их гиперзвуковом падении в атмосфере Земли влияет ряд факторов: высокие газодинамические нагрузки; интенсивные тепловые потоки; действие сил инерции, возникающих в результате торможения; различные механизмы абляции; неоднородное температурное поле, инициированное в нем, и др. При линейной по-

становке задачи в рамках классической теории упругости влияние этих факторов может быть разделено и изучено по отдельности. В настоящей работе исследуется влияние неоднородного температурного поля. В результате взаимодействия с атмосферой происходит прогревание тонкого приповерхностного слоя метеорных тел. Причем если объект быстро вращается, то его прогрев по поверхности естественно будет равномерным, если же не вращается, то будет иметь место существенная неоднородность температурного поля как по глубине, так и по поверхности.

Для анализа влияния наведенного температурного поля на характер напряженно-деформируемого состояния каменного метеороида рассматривается следующая задача. Метеороид моделируется упругим бесконечным изотропным цилиндром радиуса $R + h$ с прогретым приповерхностным слоем толщиной h ($h \ll R$). Пусть его скорость направлена перпендикулярно к оси, и в первом случае цилиндр быстро вращается вокруг оси, а во втором — движется, не вращаясь. Исходные уравнения равновесия в неподвижной полярной системе координат, связанной с телом, в частных производных для напряжений запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r} &= 0, \\ \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial r} + \frac{2}{r} \sigma_{r\varphi} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_\varphi}{\partial \varphi} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где σ_r , σ_φ , $\sigma_{r\varphi}$ соответствующие составляющие тензора напряжений.

Связь компонент тензора напряжений с радиальными $U(r, \varphi)$ и азимутальными $V(r, \varphi)$ перемещениями определяется соотношениями:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \lambda \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \varphi} \right) + 2\mu \frac{\partial U}{\partial r} - \beta T, \\ \sigma_\varphi &= \lambda \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \varphi} \right) + 2\mu \left(\frac{U}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \varphi} \right) - \beta T, \\ \sigma_{r\varphi} &= \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \varphi} + \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{1}{r} V \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где λ , μ — постоянные Ламе; $\beta = (2\lambda + 3\mu)\alpha$, α — коэффициент температурного расширения материала; T — температура, которая полагается известной функцией координат: $T = 0$ при $0 < r < R$, $T = T(\varphi)$ при $R < r < R + h$; $T = T(\varphi)$ является четной функцией φ .

Система уравнений (1), (2) решается при граничных условиях:

при $r = R$ — условие непрерывности нормальных и касательных напряжений и перемещений,

$$\text{при } r = R + h: \sigma_r(R + h, \varphi) = \sigma_{r\varphi}(R + h, \varphi) = 0. \quad (3)$$

Поставленная краевая задача с исходными уравнениями (1), (2) и граничными условиями (3) решается путем разложения искомых функций в ряды Фурье по азимутальному углу φ .

Разложив функцию $T = T(\varphi)$ в ряд Фурье, получим

$$T(\varphi) = T_0 + \sum_{n=1}^{\infty} T_n(\varphi) \cos n\varphi.$$

Решение для $U(r, \varphi)$, $V(r, \varphi)$ находим в виде

$$\begin{aligned} U(r, \varphi) &= U_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} U_n(r) \cos n\varphi, \\ V(r, \varphi) &= \sum_{n=1}^{\infty} V_n(r) \sin n\varphi. \end{aligned}$$

Тогда напряжения примут вид

$$\begin{aligned} \sigma_r(r, \varphi) &= \sigma_{r0}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{rn}(r) \cos n\varphi, \\ \sigma_\varphi(r, \varphi) &= \sigma_{\varphi0}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{\varphi n}(r) \cos n\varphi, \\ \sigma_{r\varphi}(r, \varphi) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{r\varphi n}(r) \sin n\varphi. \end{aligned}$$

Соответствующие выражения для σ_{rn} , $\sigma_{\varphi n}$, $\sigma_{r\varphi n}$ определяются из соотношений (2).

После подстановки в (1) уравнения равновесия, выраженные через перемещения, примут вид

$$\begin{aligned} (\lambda + 2\mu) \left(\frac{d^2 U_n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU_n}{dr} - \frac{U_n}{r^2} \right) - \mu \frac{n^2}{r^2} U_n + \\ + (\lambda + \mu) \frac{n}{r} \frac{dV_n}{dr} - (\lambda + 3\mu) n \frac{V_n}{r^2} - \beta \frac{dT_n}{dr} &= 0, \\ -(\lambda + \mu) \frac{n}{r} \frac{dU_n}{dr} - (\lambda + 3\mu) \frac{n}{r^2} U_n + \\ + \mu \left(\frac{d^2 V_n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_n}{dr} - \frac{1}{r^2} V_n \right) - (\lambda + 2\mu) \frac{n^2}{r^2} V_n + \frac{n}{r} \beta T_n &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Систему уравнений (4) перепишем следующим образом:

при $n = 0$ —

$$(\lambda + 2\mu) \left(\frac{d^2 U_0}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU_0}{dr} - \frac{U_0}{r^2} \right) = \beta \frac{dT_0}{dr}, \quad (5)$$

при $n \neq 0$ –

$$\begin{aligned}
 & (\lambda + 2\mu) \left(\frac{d^2 U_n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU_n}{dr} - \frac{U_n}{r^2} \right) - \mu \frac{n^2}{r^2} U_n + \\
 & + (\lambda + \mu) \frac{n}{r} \frac{dV_n}{dr} - (\lambda + 3\mu) n \frac{V_n}{r^2} = \beta \frac{dT_n}{dr}, \\
 & - (\lambda + \mu) \frac{n}{r} \frac{dU_n}{dr} - (\lambda + 3\mu) \frac{n}{r^2} U_n + \\
 & + \mu \left(\frac{d^2 V_n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_n}{dr} - \frac{1}{r^2} V_n \right) - (\lambda + 2\mu) \frac{n^2}{r^2} V_n = -\frac{n}{r} \beta T_n.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Так как $dT_0/dr = 0$, согласно (5), при $n = 0$ имеем

$$\begin{aligned}
 U_0 &= Ar + B/r \text{ при } 0 < r < R, \quad U_0 = A_1 r + B_1/r \\
 & \text{при } R < r < R + h.
 \end{aligned}$$

В силу ограниченности U_0 при $r = 0$ получим

$$U_0 = Ar \text{ при } 0 < r < R.$$

Тогда напряжения равны

$$\begin{aligned}
 \sigma_{r0} &= 2(\lambda + \mu)A \text{ при } 0 < r < R, \\
 \sigma_{r0} &= 2(\lambda + \mu)A_1 - 2\mu B_1/r^2 - \beta T_0 \\
 & \text{при } R < r < R + h.
 \end{aligned}$$

Из условия непрерывности перемещений и напряжений при $r = R$, а также равенства нулю напряжений σ_{r0} при $r = R + h$ получим

$$A_1 = \frac{1}{2(\lambda + \mu)} \beta T_0 - \frac{\mu}{2(\lambda + \mu)(\lambda + 2\mu)(R + h)^2} R^2 \beta T_0, \tag{7}$$

$$B_1 = -R^2 \beta T_0 / 2(\lambda + 2\mu). \tag{8}$$

Так как $U_0 = A_1 r + B_1/r$ при $R < r < R + h$, имеем

$$\sigma_{\varphi 0} = 2(\lambda + \mu)A_1 + 2\mu B_1/r^2 - \beta T_0.$$

Используя (7), (8), получим

$$\sigma_{\varphi 0} = -\frac{\mu}{(\lambda + 2\mu)(R + h)^2} \beta T_0 - \frac{\mu}{(\lambda + 2\mu)r^2} R^2 \beta T_0.$$

Максимальное сдвиговое напряжение $\tau_{\max 0}$ при $R < r < R + h$ равно

$$\tau_{\max 0} = (\sigma_{r0} - \sigma_{\varphi 0})/2 = \mu R^2 \beta T_0 / (\lambda + 2\mu) r^2.$$

В частности, при $r = R + h$, поскольку $h \ll R$:

$$\tau_{\max 0} \approx \mu \beta T_0 / (\lambda + 2\mu).$$

При $n = 1$ система уравнений (6) примет вид

$$\begin{aligned}
 & (\lambda + 2\mu) \left(\frac{d^2 U_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU_1}{dr} - \frac{U_1}{r^2} \right) - \mu \frac{1}{r^2} U_1 + \\
 & + (\lambda + \mu) \frac{1}{r} \frac{dV_1}{dr} - (\lambda + 3\mu) \frac{V_1}{r^2} = 0, \\
 & - (\lambda + \mu) \frac{1}{r} \frac{dU_1}{dr} - (\lambda + 3\mu) \frac{1}{r^2} U_1 + \\
 & + \mu \left(\frac{d^2 V_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_1}{dr} - \frac{1}{r^2} V_1 \right) - (\lambda + 2\mu) \frac{1}{r^2} V_1 = -\frac{1}{r} \beta T_1.
 \end{aligned} \tag{9}$$

Однородная система, соответствующая (9), имеет следующие линейно-независимые решения:

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -[\lambda - \mu] \\ [3\lambda + 5\mu] \end{pmatrix} r^2; \quad \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \frac{1}{r^3}; \\
 \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} (\lambda + \mu) - 2(\lambda + 3\mu) \ln r \\ (\lambda + \mu) + 2(\lambda + 3\mu) \ln r \end{pmatrix}.
 \end{aligned}$$

Частные решения:

при $R < r < R + h$ –

$$U = 2\beta T_1 r / 3(\lambda + 2\mu), \quad V = -\beta T_1 r / 3(\lambda + 2\mu),$$

при $0 < r < R$ –

$$\begin{aligned}
 U &= -A[\lambda - \mu]r^2 - B + Cr^{-2} + \\
 & + D[(\lambda + \mu) - 2(\lambda + 3\mu) \ln r], \\
 V &= A[3\lambda + 5\mu]r^2 + B + Cr^{-2} + \\
 & + D[(\lambda + \mu) + 2(\lambda + 3\mu) \ln r].
 \end{aligned}$$

Поскольку при $r = 0$ перемещения ограничены и можно положить $U = 0$, то

$$U = -A[\lambda - \mu]r^2, \quad V = A[3\lambda + 5\mu]r^2,$$

при $R < r < R + h$

$$\begin{aligned}
 U &= -A_1[\lambda - \mu]r^2 - B_1 + C_1 r^{-2} + \\
 & + D_1[(\lambda + \mu) - 2(\lambda + 3\mu) \ln r] + 2\beta T_1 r / 3(\lambda + 2\mu), \\
 V &= A_1[3\lambda + 5\mu]r^2 + B_1 + C_1 r^{-2} + \\
 & + D_1[(\lambda + \mu) + 2(\lambda + 3\mu) \ln r] - \beta T_1 r / 3(\lambda + 2\mu).
 \end{aligned} \tag{10}$$

Из условия непрерывности напряжений и перемещений при $r = R$, равенства нулю напряжений σ_r , $\sigma_{r\varphi}$ при $r = R + h$ получим соответствующую систему для определения произвольных постоянных. Решая ее, имеем

$$\begin{aligned}
 D_1 &= 0, \quad C_1 = -\beta T_1 R^3 / 6(\lambda + 2\mu), \\
 B_1 &= \beta T_1 R / 2(\lambda + 2\mu),
 \end{aligned}$$

$$A_1 = \frac{1}{4(\lambda + \mu)\mu(R + h)} \times \tag{11}$$

$$\times \left\{ -\frac{1}{3} \frac{2\mu}{(\lambda + 2\mu)} \beta T_1 \frac{R^3}{(R + h)^3} + \frac{2\mu}{3(\lambda + 2\mu)} \beta T_1 \right\}.$$

Тогда, используя (10), (11), найдем

$$\sigma_{\varphi} = \frac{3r}{(R+h)} \left\{ -\frac{1}{3} \frac{2\mu}{(\lambda+2\mu)} \beta T_1 \frac{R^3}{(R+h)^3} + \frac{2\mu}{3(\lambda+2\mu)} \beta T_1 \right\} - \frac{2}{3} \frac{\mu}{(\lambda+2\mu)} \beta T_1 \frac{R^3}{r^3} - \frac{4\mu}{3(\lambda+2\mu)} \beta T_1.$$

При $r = R + h$, учитывая, что $R \gg h$, имеем

$$\sigma_{\varphi} \approx -2\mu\beta T_1 / (\lambda + 2\mu).$$

Исходная задача разделяется на две, различающиеся кинематикой: в первом случае рассматривается падающий быстро вращающийся метеороид-цилиндр, во втором – невращающийся.

В первом случае при большой скорости вращения объекта (подобные метеороиды исследовались в работах [6, 7]) тонкий приповерхностный слой естественно будет нагреваться равномерно по азимутальному углу φ , т.е. функция $T(\varphi) = \theta$, где θ – константа. И тогда максимальное сдвиговое напряжение по всему слою составит

$$\tau_{\max}^{(1)} \approx \mu\beta\theta / (\lambda + 2\mu). \quad (12)$$

Во втором случае в отсутствие вращения поле распределения температуры в приповерхностном слое отвечает функции $T(\varphi) = \theta + \theta \cos \varphi$, т.е. максимальная температура реализуется в головной точке падающего объекта и составляет 2θ , в тыльной – равна 0, а средняя температура по поверхности остается равной θ . И тогда максимальные сдвиговые напряжения соответствуют

$$\tau_{\max} = \mu\beta\theta / (\lambda + 2\mu) + \mu\beta\theta \cos \varphi / (\lambda + 2\mu).$$

Наибольшее значение максимального сдвигового напряжения достигается в этом случае при $\varphi = 0^\circ$ (φ отсчитывается от прямой, совпадающей с направлением мгновенной скорости падения метеороида в головной точке) и равно

$$\tau_{\max}^{(2)} \approx 2\mu\beta\theta / (\lambda + 2\mu). \quad (13)$$

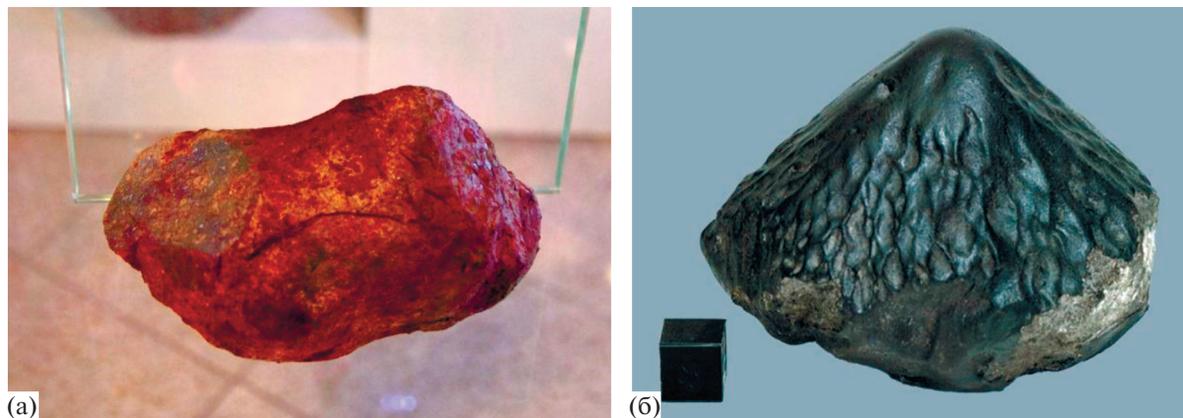
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Пусть для определенности метеорное тело представляет собой изотропный каменный цилиндр, для которого постоянные Ламе равны: $\lambda \approx 22.5 \times 10^9 \text{ Н/м}^2$, $\mu \approx 28.7 \times 10^9 \text{ Н/м}^2$, коэффициент температурного расширения $\alpha \approx 0.74 \times 10^{-5} (\text{град})^{-1}$ и критическая величина прочности $\sigma^* \approx 1.6 \times 10^8 \text{ Н/м}^2$ [8].

В случае превышения напряжением критической величины прочности в некоторых точках движущегося метеороида происходит его разрушение. При температуре прогрева приповерхностного слоя цилиндра, имитирующего камен-

ный метеороид, до температуры $\theta = 500^\circ\text{C}$, достигаемой уже при весьма умеренных значениях плотности воздуха в атмосфере при его гиперзвуковом падении, т.е. на достаточно больших высотах, величина максимального сдвигового напряжения в случае быстрого вращения цилиндра равна по (12) $\tau_{\max}^{(1)} \approx 1.8 \times 10^8 \text{ Н/м}^2$. И превышение максимальным сдвиговым напряжением критического значения прочностного параметра материала каменного метеороида $\tau_{\max}^{(1)} > \sigma^*$ происходит по всему прогретому приповерхностному слою h цилиндра. Таким образом, осуществляется разрушение приповерхностного слоя и слой сбрасывается, т.е. реализуется эффект шелушения [9]. Причем этот процесс может повторяться многократно. В этом случае внешний рельеф поверхности падающего метеорного тела будет иметь относительно гладкий вид. Приведем конкретную оценку величины угловой скорости вращения тела, необходимой для реализации такого сценария. Вращение оказывает влияние на глубину прогрева порядка $h = \sqrt{\alpha_1 / \omega}$, где α_1 – коэффициент температуропроводности материала метеорного тела, характеризующий скорость выравнивания температуры вещества при неравновесных тепловых процессах. Пусть толщина прогрева $h = 10^{-2} \text{ м}$, в этом случае для каменных метеороидов при $\alpha_1 \sim 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ [10] угловая скорость должна быть порядка $\omega \sim 10^{-2} \text{ 1/с}$ или большей, т.е. такое тело должно вращаться, делая примерно более одного оборота за 2 мин. Этому условию удовлетворяют метеороиды, уже вращавшиеся в космическом пространстве до входа в атмосферу, таких из числа сближающихся с Землей дециметровых астероидов с периодом вращения менее 2 мин известно несколько десятков, например 2014RC (с периодом вращения $\sim 16 \text{ с}$) и 2008HJ (с периодом $\sim 43 \text{ с}$) [11].

В случае же падения метеороида-цилиндра без вращения превышение максимальным сдвиговым напряжением критического значения прочностного параметра материала каменного метеороида $\tau_{\max}^{(2)} \approx 3.6 \times 10^8 \text{ Н/м}^2 > \sigma^*$ реализуется сначала в лобовой точке прогретого приповерхностного слоя h цилиндра при $\varphi = 0^\circ$ из (13), и в этой точке образуется локальная каверна. Это приводит к локальному нарушению гладкости поверхности цилиндра, обтекаемого гиперзвуковым воздушным потоком, что порождает даже для одиночного элемента шероховатости тейлор-гёртлеровскую неустойчивость течения [12]. Из-за этой неустойчивости в пограничном слое набегающего потока в окрестности неровности (шероховатости) формируются вихри Гёртлера [13], представляющие собой вращающиеся с колоссальной



Рельефы метеоритных фрагментов: (а) – Кунашак, 1949 г., Челябинская область¹; (б) – Каракол, 1840 г., Семипалатинская область².

скоростью смерчеподобные вихри [14], которые увеличивают более чем на порядок давление и теплообмен между поверхностью цилиндра и обтекающим газом, что приводит к интенсификации локальных разрушений падающего метеорного тела с образованием его регмаглиптового поверхностного рельефа [15, 16]. В ходе формирования регмаглиптов – новоявленных каверн – процесс смерчегенеза вихрей Гёртлера лавинообразно интенсифицируется, распространяясь от головной наветренной части метеороида-цилиндра по его верхней и нижней боковым частям поверхности к тыльной – подветренной.

Таким образом, расчетами и анализом полученных результатов подтверждается тот факт, что по виду поверхностного рельефа выпавших метеоритов можно судить о характере кинематики соответствующих им падающих метеорных тел – их относительно гладкая поверхность отвечает падению быстровращающихся объектов, а испещренная регмаглиптами поверхность – невращающихся.

На рисунке приведены фотографии соответствующих каменных метеоритов, иллюстрирующие эти утверждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена физико-математическая модель механизма разрушения приповерхностного слоя метеорных тел в атмосфере под воздействием нагрузок, возникших при температурном прогреве этого слоя, которая описывает вид поверхностно-

го рельефа в зависимости от кинематических особенностей их поведения – при быстром вращении и в отсутствие такового. Результаты получены для достаточно упрощенной модели при следующих предположениях: двухмерность процесса, правильная форма метеороида, линейная модель упругости. Приведены примеры расчета разрушения поверхности изотропных каменных упругих цилиндров, имитирующих метеороиды.

Работа выполнена в рамках госзаданий Института автоматизации проектирования РАН и Института прикладной механики РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дудоров А.Е., Еретнова О.В. Частота падения метеоритов // Вестн. Челябинск. гос. ун-та. Физика. 2014. № 1(33). Вып. 19. С. 58.
2. Язев С.А. Суперболиды над Россией в XXI веке // Изв. Иркутск. гос. ун-та. Сер. Науки о Земле. 2013. Т. 6. № 1. С. 238.
3. Фортвов В.Е., Султанов В.Г., Шустов А.В. Взрыв Челябинского суперболида в атмосфере Земли: рядовое событие или уникальное стечение обстоятельств // Геохимия. 2013. № 7. С. 609.
4. Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. Моделирование движения и разрушения болидов в атмосфере Земли // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 328.
5. Hughes D.W. Meteorite Falls and Finds: Some Statistics // Meteorities. 1981. V. 16. P. 269.
6. Григорян С.С. Юбилей Тунгусского “пришельца” // Земля и Вселенная. 2003. № 6. С. 74.
7. Андрущенко В.А., Галенко А.Н., Головешкин В.А., Холлин Н.Н. О влиянии вращения на напряженно-деформированное состояние космического тела при движении в атмосфере // Кинематика и физика небесных тел. 2007. Т. 23. № 4. С. 250.
8. Слюта Е.Н. Физико-механические свойства каменных метеоритов // Астроном. вестн. 2017. Т. 51. № 1. С. 72.

¹ https://yandex.ru/images/search?pos=8&img_url=https%3A%2F%2Fnailed-science.ru%2Fsites%2Fdefault%2Ffiles%2Farticle%2Fmeteo.jpg&text=кунашак+метеорит&rpt=simage&lr=213&source=wiz

² http://indbooks.in/mirror6.ru/wp-content/uploads/2016/0152899/i_045.jpg

9. *Холин Н.Н., Головешкин В.А., Андрущенко В.А.* Математическое моделирование волновых явлений в конденсированных средах и динамика метеороидов. М.: ЛЕНАНД, 2016. 216 с.
10. *Волощук В.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г.* Метеоры и метеорное вещество. Киев: Наукова думка, 1989. 293 с.
11. *Левитан Е.* Обычные и необычные астероиды // Наука и жизнь. 2008. № 9. С. 93.
12. *Кириловский С.В., Поплавская Т.В.* О влиянии одиночной шероховатости на течение в сверхзвуковом пограничном слое на затупленном конусе // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 6. С. 971.
13. *Исаев С.А., Леонтьев А.И.* Проблемы моделирования смерчевого теплообмена при турбулентном обтекании рельефа с лунками на стенке узкого канала // ИФЖ. 2010. Т. 83. № 4. С. 733.
14. *Görtler H.* Über eine dreidimensionale Instabilität laminare Grenzschichten an Konkaven Wänden // ZAMM. 1941. Bd. 21. № 4. S. 230.
15. *Laganelli A.L., Nestler D.E.* Surface Ablation Patterns: a Phenomenology Study // AIAA J. 1969. № 7. P. 1319.
16. *Овчинников В.А., Якимов А.С.* Математическое моделирование влияния шероховатости поверхности и уноса массы на тепловую защиту // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 800.