

УДК 523.682

ВНЕАТМОСФЕРНАЯ МАССА БОЛИДОВ КАНАДСКОЙ СЕТИ

© 2006 г. М. И. Грицевич, В. П. Стулов

Институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

Поступила в редакцию 18.04.2006 г.

Ранее внеатмосферная масса метеорных тел определялась по так называемой фотометрической формуле путем интегрирования светимости вдоль видимого участка траектории. С другой стороны, масса метеорного тела характеризует высоту и интенсивность торможения метеора в атмосфере. В ряде работ отмечалось существенное расхождение значений масс, полученных этими двумя способами, на примере болидов Европейской болидной сети и болидов Прерийной сети США, причем практически всегда фотометрическая масса на порядок и более превышает массу, определяемую по интенсивности торможения. Опубликованы объяснения этого обстоятельства. Одно из них состоит в том, что движется не одиночное тело, а рой близких по размерам фрагментов. Рой тормозится как одиночный фрагмент, а светится как совокупность фрагментов, т.е. значительно ярче одиночного фрагмента. В данной работе внеатмосферная масса определяется путем подбора параметров, характеризующих торможение метеора вдоль всего видимого участка траектории. Результаты для болидов Канадской сети вновь подтверждают несостоятельность фотометрического подхода.

PACS: 96.30.Za; 94.20.Xa

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о способе определения внеатмосферных масс метеорных тел давно обсуждается в литературе, посвященной изучению метеоров. Подробный обзор и анализ заслуживают отдельного издания. Поэтому здесь приведем лишь некоторые источники.

При обработке наблюдений широко используется понятие фотометрической массы метеорного тела

$$M_p = - \int_{t_1}^t \frac{I}{\tau V^2} dt.$$

Здесь I – светимость метеора, V – скорость, τ – коэффициент эффективности излучения. Считается, что интегрирование по всему видимому сектору атмосферной траектории, т.е. от времени погасания $t = t_1$ до времени появления метеора $t = t_0$ дает значение внеатмосферной массы метеорного тела.

Анализ болидов Европейской сети дан в одной из первых работ по этой теме (Цеплеха, 1978). Помимо фотометрической массы там приведены значения массы в конечной точке траектории, определяемые по наблюдаемому торможению. Расчеты, изложенные в последнем разделе нашей статьи, показывают, что фотометрические оценки сильно завышают значения внеатмосферной массы.

С аналогичными трудностями столкнулись исследователи при анализе болидов Прерийной сети США (McCrosky и др., 1971), в частности, при изучении атмосферной траектории метеорита Лост Сити. Сопоставление полной фотометрической массы с суммарной массой найденных фрагментов метеорита свидетельствует о непомерно большом уносе массы в процессе движения в атмосфере. Косвенные исследования уноса массы по измерениям следов космических лучей в метеоритах, а также радиоизотопными методами показывают более умеренные величины потери массы вследствие абляции. Для уменьшения отмеченного расхождения авторы варьировали величину τ в фотометрической формуле. Для получения разумных значений внеатмосферной массы метеороида Лост Сити (порядка 50–100 кг) величину τ пришлось увеличить в восемь раз.

Аналогичная ситуация возникла при изучении болида Бенешов, зафиксированного 7 мая 1991 г. станциями Чехии, входящими в состав Европейской болидной сети. Оценка внеатмосферной массы болида по наблюдаемому торможению (Барри, Стулов, 2003), а также с помощью метода gross-фрагментации (Serplecha и др., 1993) дала значения не более 100 кг. С другой стороны, расчеты по фотометрической формуле, а также методом радиационного радиуса показывают, что внеатмосферная масса болида Бенешов составляет 4000–13000 кг (Vogovicka и др., 1998). Столь значительное расхождение оценок внеатмосферной массы болида сохраняется до настоящего времени.

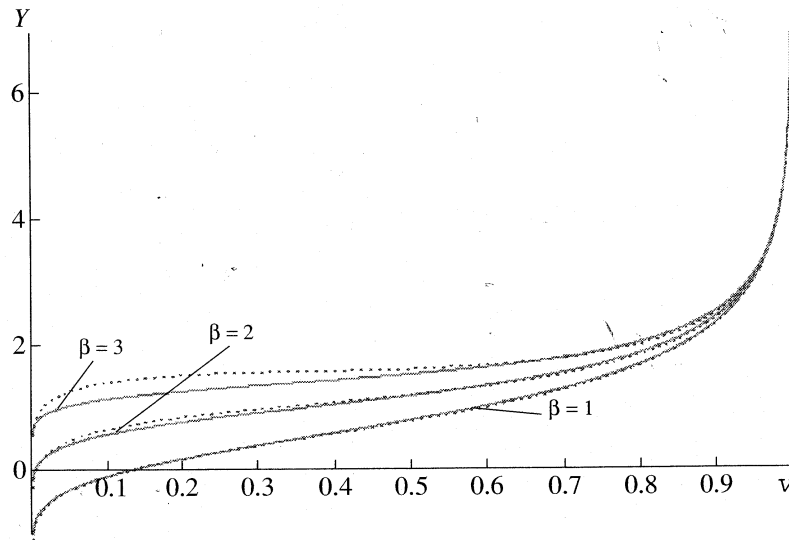


Рис. 1. Аппроксимация траектории функцией $Y(v)$; сплошные линии – точное решение по (1), штриховые линии – функция $Y(v)$ из (3).

ОПИСАНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ТРАЕКТОРИЙ

Решение уравнений метеорной физики

$$m = \exp\left[-\frac{\beta}{1-\mu}(1-v^2)\right], \quad y = \ln\alpha + \beta - \ln\frac{\Delta}{2},$$

$$\Delta = \bar{E}i(\beta) - \bar{E}i(\beta v^2), \quad \bar{E}i(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t dt}{t} \quad (1)$$

показывает, что траектория зависит от двух безразмерных параметров α и β (Стулов и др., 1995), где

$$\alpha = \frac{1}{2} c_d \frac{\rho_0 h_0 S_e}{M_e \sin\gamma}, \quad \beta = (1-\mu) \frac{c_h V_e^2}{2 c_d H^*}. \quad (2)$$

Здесь угол траектории γ , коэффициенты сопротивления c_d и теплообмена c_h , а также эффективная энтальпия разрушения H^* – постоянные величины. В формулах (2) содержатся скорость V_e , масса тела M_e и площадь миделева сечения S_e при входе в атмосферу (индекс “e”), а также высота однородной атмосферы h_0 и плотность газа на уровне моря ρ_0 . Основные безразмерные переменные: $y = h/h_0$ – высота, $v = V/V_e$ – скорость, $m = M/M_e$ – масса тела. Параметр α характеризует интенсивность торможения, так как он пропорционален отношению массы столба атмосферы с поперечным сечением S_e вдоль траектории к массе тела. Параметр β пропорционален отношению доли кинетической энергии единицы массы тела, поступающей к телу в виде тепла, к эффективной энтальпии испарения.

Величина параметра μ , где $s = m^\mu$ ($s = S/S_e$ – миделево сечение) характеризует возможную роль вращения в полете: $\mu = 0$ – вращение отсутствует, $\mu = 2/3$ – абляция тела за счет вращения происходит равномерно по всей поверхности, так что коэффициент формы тела $A = S/W^{2/3}$ (W – объем) сохраняется.

Наличие интегральной экспоненты в аналитическом решении для траекторий усложняет дальнейшие расчеты. Поэтому при ограниченных значениях параметра уноса массы β решение заменяется более простым приближенным выражением (Стулов и др., 1995)

$$Y(v, \beta) = y(v, \alpha, \beta) - \ln\alpha = -\ln(-\ln v) + 0.83\beta(1-v). \quad (3)$$

Сравнение функций (1) и (3) приведено на рис. 1 для $\beta = 1, 2, 3$. При вычислении решения (1) использовались представление интегральной экспоненты $Ei(x)$ в виде ряда при ограниченных значениях аргумента (Янке и др., 1964). Сравнение показывает, что приближенное представление решения функций (3) можно с достаточной точностью использовать в диапазоне $0 \leq \beta \leq 3$.

Существует естественное ограничение указанной аппроксимации. Функция (3) имеет точку перегиба при $v = e^{-1}$. Производная функции (3) в точке перегиба равна $Y'(e^{-1}, \beta) = e - 0.83\beta$. Иначе говоря, при $\beta = e/0.83$ точка перегиба превращается в минимум, так что при $\beta > e/0.83 = 3.275$ функция (3) имеет минимум и максимум, т.е. она становится непригодной для описания траектории в рамках рассматриваемой модели.

МЕТОД НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ

Целью данной работы служит определение параметров метеорных тел по данным наблюдений Канадской сети (Halliday и др., 1996). Как уже отмечалось, точное (1) и приближенное (3) выражения для атмосферных траекторий зависят от двух безразмерных параметров (2), характеризующих торможение и абляцию метеорного тела. Поэтому при подборе этих параметров главное внимание следует уделить тем участкам траектории, где торможение и абляция достаточно четко выражены. С другой стороны, предварительная обработка наблюдательных данных с целью выделения приоритетных участков затруднила бы исследование, сделала бы его недостаточно объективным. Альтернатива решается путем использования выражения для траектории (3) в следующей форме

$$\alpha \exp(-y) + \ln v \exp[-0.83\beta(1-v)] = 0. \quad (4)$$

Искомые параметры α и β определяются значениями, на которых достигается минимальное значение следующего выражения

$$Q_3(\alpha, \beta) = \sum_{i=1}^n F^2(y_i, v_i, \alpha, \beta), \quad (5)$$

где $F(y_i, v_i, \alpha, \beta)$ – левая часть выражения (4), а y_i, v_i – данные наблюдений. Аналогичный вариант метода наименьших квадратов использовался ранее в работах (Стулов, 2000; Барри, Стулов, 2003), где в качестве пробных функций кроме (4) использовались аналитические выражения для траекторий с учетом последовательного дробления.

Минимум функции $Q_3(\alpha, \beta)$ определяется соотношениями

$$\left. \frac{\partial Q_3}{\partial \alpha} \right|_{\beta} = 0, \quad \left. \frac{\partial Q_3}{\partial \beta} \right|_{\alpha} = 0. \quad (6)$$

Первое соотношение (6) дает явное выражение для параметра α

$$\alpha = \frac{-\sum_{i=1}^n \exp[-0.83\beta(1-v_i) - y_i] \ln v_i}{\sum_{i=1}^n \exp(-2y_i)}, \quad (7)$$

а второе позволяет составить трансцендентное уравнение для одного неизвестного β

$$\sum_{i=1}^n \{ \alpha \exp(-y_i) + \ln v_i \exp[-0.83\beta(1-v_i)] \} \times \ln v_i (1-v_i) \exp[-0.83\beta(1-v_i)] = 0, \quad (8)$$

где α дается формулой (7).

Приближенное решение уравнения (8) можно найти следующим образом. Положим $x = b - 1 = \exp(-0.83\beta) - 1$ и разложим левую часть (8) в степенной ряд по x , сохраняя линейные и квадратичные слагаемые. Решая соответствующее квадратное уравнение и выбирая его корень, попадающий на полуинтервал $[-1, 0]$, получим искомое значение параметра уноса массы $\beta = -0.83^{-1} \ln(x+1)$.

Как уже отмечалось, применение пробной функции в форме (4) позволяет использовать весь имеющийся наблюдательный базис (y_i, v_i), не отбрасывая заранее точки с малым торможением и абляцией. Эти точки относятся к начальному сектору траектории и соответствуют относительно большим значениям y_i , которые в (4) дают экспоненциально малый (меньший) вклад.

Точное решение уравнения (8) находится численно методом Ньютона. В качестве начального приближения берется либо корень описанного выше квадратичного приближения, либо значение $b_0 = 1$; в среднем это не приводит к значительному увеличению количества итераций.

ВНЕАТМОСФЕРНАЯ МАССА МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ

Были проведены расчеты параметров α, β для четырех болидов Канадской сети (Halliday и др., 1996). В качестве базисной таблицы в уравнении (8) во всех случаях принимались все точки наблюдений. Одновременно по значениям параметра α определялась внеатмосферная масса M_e

$$M_e = \left(\frac{1}{2} c_d \frac{\rho_0 h_0 A}{\rho_m} \frac{1}{\alpha \sin \gamma} \right)^3. \quad (9)$$

При вычислении M_e принимались следующие числовые значения параметров: $\rho_0 = 1.29 \times 10^{-3}$ г/см³, $h_0 = 7.16$ км. Как и в работе (Halliday и др., 1996), считалось, что метеороид имеет форму прямоугольного параллелепипеда (a brick-like shape) со сторонами $2L, 3L$ и $5L$ и фронтальной плоскостью 3×5 , так что коэффициент формы $A = 15L^2 / (30L^3)^{2/3} = 1.5536$; кроме того, $\rho_m = 3.5$ г/см³, $c_d = 1$ (Halliday и др., 1996).

Наблюдаемые траектории криволинейны, так что $\sin \gamma$ изменяется вдоль траекторий. Величина $\sin \gamma$ вычислялась нами по формуле

$$\frac{dh}{dt} = -V \sin \gamma \quad (10)$$

с использованием центральных разностей для внутренних точек. В формуле (9) использовалось среднее арифметическое значение $\sin \gamma$ по всем наблюдаемым точкам.

Приведенных здесь числовых значений достаточно для вычисления M_e по формуле (9), а также для сопоставления с результатами вычислений

масс болидов при входе в атмосферу MI , представленными в работе Halliday и др. (1996). Главную часть значений MI составляют фотометрические массы m_p , определенные интегрированием светимости болидов вдоль траектории с использованием переменного коэффициента высвечивания τ .

Разумеется, реальные значения масс болидов при входе в атмосферу по-прежнему вычисляются с известной неопределенностью, зависящей, прежде всего, от формы тела и плотности метеороида, которые непосредственно в наблюдениях не определяются. Поэтому для получения реальных масс исследования следует продолжать. Однако это продолжение должно находиться на верном направлении. На наш взгляд, фотометрический подход для крупных болидов – это отклонение от действительности.

Результаты наших вычислений приведены в табл. 1. Там же указаны значения внеатмосферной массы MI (Halliday и др., 1996, Table 4), основную часть которой составляет фотометрическая масса m_p .

Примеры аппроксимации наблюдательных траекторий с использованием найденных значений α , β показаны на рис. 2 для болидов 018 и 567. Как и следовало ожидать, наилучшая аппроксимация относится к области развитого торможения ($v \leq 0.9$).

Основной результат расчетов, приведенных в табл. 1, состоит в существенном различии внеатмосферных масс, определенных по величине торможения на всем наблюдаемом участке траектории, с одной стороны, и масс, полученных на основе интенсивности свечения болидов (фотометрических масс), с другой стороны.

Канадскими авторами были предприняты усилия по модификации коэффициента излучательной эффективности (the luminous efficiency) τ в зависимости от скорости движения болида. Нам эти усилия представляются бесперспективными, так как причина лежит не в несовершенстве известной фотометрической формулы, а в незаконности ее применения в рассматриваемых случаях.

Последнее утверждение проиллюстрировано в табл. 2. Первые 5 столбцов взяты из работы (Halliday и др., 1996, Table 6). Здесь h_b , h_{ml} , h_t – высоты

Таблица 1. Внеатмосферные массы болидов Канадской сети

№ болида	α	β	$\sin \gamma$	M_e , кг	MI , кг	m_p , кг
018	25.498	1.3607	0.572	9.726	6	5.6
223	19.983	1.5956	0.326	109.140	240	232
567	107.149	1.4342	0.169	5.082	42	42
925	45.108	1.3866	0.099	338.820	1300	1230

начала светящегося сектора траектории, максимальной светимости и окончания светящегося сектора. Величины L и R_{eff} соответствуют характерным размерам метеороидов, определенным по внеатмосферным массам M_e :

$$L = \left(\frac{M_e}{30\rho_m} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad R_{eff} = \left(\frac{30L^3}{4\pi} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (11)$$

Здесь R_{eff} – радиус сферы, равной по объему прямоугольному параллелепипеду $2L \times 3L \times 5L$, размер которого L определяется по массе входа. Последние три столбца в табл. 2 показывают h_l – высоту, на которой размер L равен длине свободного пробега молекул воздуха, h_{sw} – высоту, ниже которой обтекание эквивалентной сферы радиуса R_{eff} происходит в так называемом режиме тонкого вязкого ударного слоя, т.е. высоту, на которой впервые (с уменьшением высоты после свободно-молекулярного обтекания) образуется тонкая ударная волна. Наконец, h_{bl} – высота, соответствующая образованию тонкого пограничного слоя на эквивалентной сфере. Высота h_l вычислялась по следующей формуле

$$h_l = h_0 \ln(l/l_0) \text{ [км]}. \quad (12)$$

Здесь $l_0 = 0.19 \times 10^{-4}$, см – длина свободного пробега молекул воздуха на уровне моря (Цянь Сюэ-

Таблица 2. Характерные значения высоты для траекторий болидов

№ болида	V_e , км/с	h_b , км	h_{ml} , км	h_t , км	M_e , кг	L , см	h_l , км	R_{eff} , см	h_{sw} , км	h_{bl} , км
018	18.5	75.5	44.9	27.5	9.726	4.5	88.6	8.7	69.0	54.8
223	27.1	78.5	49.0	27.1	109.140	10.1	94.4	19.5	75.0	60.1
567	23.4	91.4	60.0	38.7	5.082	3.6	87.1	6.9	67.3	53.3
925	26.4	91.2	47.6	29.8	338.820	14.7	97.1	28.5	77.8	62.5

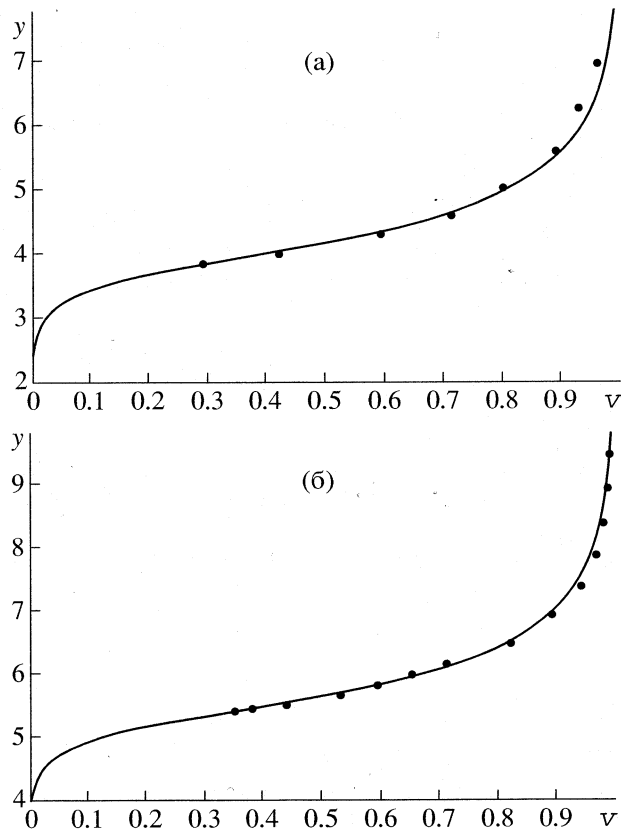


Рис. 2. Аппроксимация наблюдательных траекторий болидов 018 (а) и 567 (б); сплошная линия – формула (3), точки – данные наблюдений.

сень, 1965). Считая $l = L$, с использованием первой формулы (11) получим

$$h_l = 5.5 \log M_e + 66.7 \text{ [км]}. \quad (13)$$

Значения высот h_{sw} и h_{bl} вычислялись по оценочным данным, приведенным в монографии (Стулов и др., 1995, рис. В.1 и рис. 2.1). Аппроксимация приведенных там оценок дает следующие формулы

$$\begin{aligned} h_{sw} &= 53 + 17.05 \log R_{eff}, \\ h_{bl} &= 40.7 + 15 \log R_{eff} \text{ [км]}. \end{aligned} \quad (14)$$

Данные табл. 2 надежно свидетельствуют, что основная часть светящегося сектора траектории исследуемых болидов лежит в условиях обтекания в режиме сплошной среды, а условие свободно-молекулярного обтекания ($l \geq L$) находится вне его пределов, за исключением болида 567, $h_b = 91.4$ км, $h_l = 87$ км, где это условие относится лишь к самому началу траектории. Во всех случаях высота максимального свечения меньше высоты образования мощной головной ударной волны, где уменьшение скорости движения не превышает 7% от скорости входа в атмосферу. Это позволяет предположить, что в данных условиях

основной вклад в светимость болида дает воздух в сжатом ударном слое, а отнюдь не свечение паров материала тела, как это требуется для обоснования применимости известной фотометрической формулы (Лебединец, 1980).

О ДИНАМИЧЕСКОЙ МАССЕ В НИЖНЕЙ ЧАСТИ ТРАЕКТОРИИ БОЛИДА

В некоторых случаях наблюдатели вычисляют динамическую массу метеороида в нижней части траектории с целью получить оценки массы возможных метеоритов (Щеплева, 1978; Halliday и др., 1996). Эти вычисления проводятся с учетом величины торможения (отрицательного ускорения) тела, получаемого численным дифференцированием наблюдаемой зависимости $V(t)$, и никак не связаны с понятием фотометрической массы.

Полезно сопоставить эти вычисления с величинами, зависящими от полученных здесь внеатмосферных масс болидов Канадской сети (см. табл. 1). Будем иметь дело с описанным выше аналитическим аппаратом точных и приближенных решений уравнений метеорной физики.

Определим вначале величину торможения вдоль траектории. Простые вычисления с использованием выражения (3) дают

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_e^2 \sin \gamma}{h_0} \frac{v^2 \ln v}{1 + 0.83 \beta v \ln v}. \quad (15)$$

Численные значения торможения (15) и сравнение с вычислениями наблюдателей (Halliday и др., 1996, Table 6) приведены в табл. 3. Там же для контроля приведены результаты численного дифференцирования данных наблюдений $V_i(t_i)$ с использованием центральной разности для внутренних точек

$$\frac{dV_i}{dt} = \frac{V_{i+1} - V_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}}. \quad (16)$$

В табл. 3 использовалось локальное значение $\sin \gamma$, определяемое по формуле (10), причем производная также вычислялась центральной разностью (16). Знак минус у величин торможения опущен. Данные табл. 3 показывают, что приближенная формула (3) также позволяет неплохо аппроксимировать величину изменения скорости по времени, и ее можно использовать для расчетов торможения.

В работе Halliday и др. (1996) масса болида в нижней части траектории определялась путем численного дифференцирования наблюдаемого распределения скорости по времени в предположении заданной постоянной формы метеороида (a brick-like shape, $2L \times 3L \times 5L$). Представленные здесь решения уравнений метеорной функции (1)–(3) позволяют выразить изменение массы в

Таблица 3. Торможение метеорных тел

Болид 018					Болид 223				
t, с	V, км/с	dV/dt, км/с ²			t, с	V, км/с	dV/dt, км/с ²		
		(15)	(16)	Table 6			(15)	(16)	Table 6
3.50	16.4	2.87	2.40		4.77	22.1	5.29	7.70	
4.00	14.8	4.87	3.98		5.38	17.4	10.04	7.79	7.8
4.33	13.1	6.38	5.82	5.7	5.63	15.4	10.15	7.80	7.8
4.67	10.9	7.39	7.16	7.1	5.88	13.5	10.70	7.80	7.8
5.07	7.8	7.34	7.57	7.4	6.13	11.5	9.56	8.00	7.8
5.41	5.3	5.48	7.35		6.38	9.5	7.59	8.00	

Болид 567					Болид 925				
t, с	V, км/с	dV/dt, км/с ²			t, с	V, км/с	dV/dt, км/с ²		
		(15)	(16)	Table 6			(15)	(16)	Table 6
12.6	15.3	3.12	2.80		4.77	22.1	2.38	2.88	
13.1	13.9	3.36	3.00		5.38	17.4	2.22	1.83	
13.6	12.3	3.38	3.22	3.2	5.63	15.4	0.87	0.80	
14.2	10.2	3.33	3.30	3.2	5.88	13.5	0.85	0.80	
14.6	9.0	2.85	3.50		6.13	11.5	0.59	0.62	
14.8	8.1	2.56	3.60		6.38	9.5	0.54	0.50	

зависимости от скорости как в виде точного решения (первая формула (1)), так и через торможение (15), причем при различных предположениях о типе абляции. Простые вычисления дают следующую формулу

$$m^{1-\mu} = (1 + 0.83\beta v \ln v) \exp[-0.83\beta(1-v)]. \quad (17)$$

Здесь, как и в первой формуле (1), имеем: $\mu = 0$ – движение с постоянной площадью миделева сечения $S = S_e = \text{const}$, $\mu = 2/3$ – движение с постоянным коэффициентом формы $A = A_e = \text{const}$.

Итак, сравнение динамических масс в нижней части траектории m_d (правая колонка Table 6 работы Halliday и др., 1996) проводится с результатами вычислений по первой формуле (1) и формуле (17) при $\mu = 2/3$ в каждой точке траектории. Сопоставление данных показано на рис. 3 для болидов 018, 223 и 567. Сплошные линии показывают массу

$$M = M_e f(v, \beta) = M_e \exp[-3\beta(1-v^2)] \quad (18)$$

(см. первую формулу (1)), причем M_e берется из табл. 1. Штриховыми линиями показаны массы $M = MI f(v, \beta)$, где MI берется из работы Halliday и др. (1996, Table 4). Преобладающую часть величины MI составляет фотометрическая масса. Штрихпунктирной линией на рис. 3 показаны результаты вычислений по формуле (17), где $m = M/M_e$. Отли-

чие от сплошных линий в левой части рисунка – это результат дифференцирования аппроксимации выражения (3) при вычислении торможения.

Кружки показывают значения m_d . Отметим, прежде всего, “притяжение” значений m_d к сплошным линиям, а не к штриховым. Это обстоятельство еще раз косвенно опровергает соответствие значений MI внеатмосферным массам метеорных тел. Иначе говоря, даже весьма приближенный подход, требующий численного дифференцирования наблюдаемых зависимостей $V_i(t_i)$ при вычислении m_d показывает, что интегрирование светимости

Таблица 4. Сравнение значений параметра уноса массы при разных способах обработки наблюдений

Наблюдения	Всего	$\beta < 2$	$2 < \beta < 2.5$	$2.5 < \beta$
Европейская болидная сеть, $M_e = M_{ph}$	17	5	2	10
Прерийная сеть, США, $M_e < M_{ph}$	19	11	5	3
Канадская сеть, $M_e \neq M_{ph}$	4	4	–	–

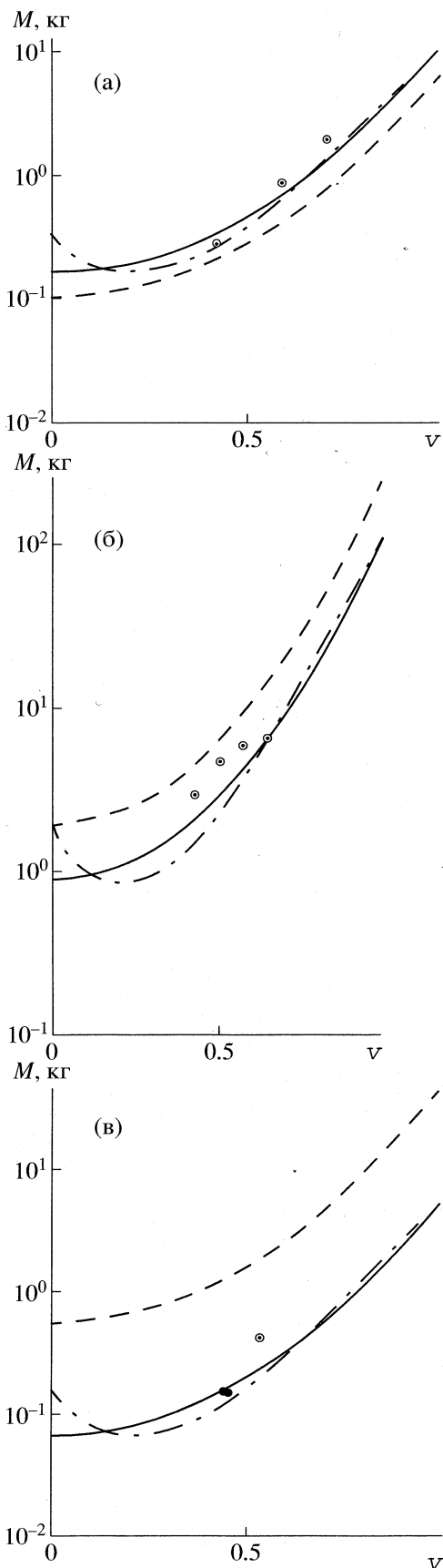


Рис. 3. Динамические массы болидов 018 (а), 223 (б), 567 (в) в нижней части траектории.

сти, т.е. вычисление m_p , не может дать правильные значения внеатмосферных масс.

Значения динамических масс в нижней части траектории приводятся также в работе Цеплехи (1978). К сожалению, метод вычисления этих величин описан в этой работе весьма сжато, а траектории не приводятся. Динамическая масса в нижней точке вычисляется по формуле

$$M_2 = \left(\frac{1.2 \rho_2 V_2^2}{|\dot{V}| \rho_m^{2/3}} \right)^3. \quad (19)$$

Структура формулы показывает, что M_2 вычисляется в предположении постоянного коэффициента формы вдоль всей траектории. Считается, что метеорное тело имеет форму сферы, а коэффициент сопротивления c_d равен 2. Обращает на себя внимание огромное расхождение значений M_∞ и M_2 (в обозначениях таблиц работы Цеплехи, 1978), где M_∞ вычисляется по фотометрической формуле с использованием коэффициента τ , который применялся также при вычислении фотометрических масс болидов Прерийной сети США (Мак-Кроски и др., 1979).

Не сложно определить значения β , обеспечивающие такой значительный унос массы. Принимая в формуле (18) $M_e = M_\infty$, $M = M_2$, $v = V_2/V_\infty$ по таблицам работы Цеплехи (1978), получим значения β . Результаты обработки 17 вариантов приведены в табл. 4.

Из данных в табл. 4 следует, что условие $M_\infty = M_{ph}$ резко увеличивает значение β . Отсюда следует, что данное условие не соответствует действительности, а параметр β следует определять из аппроксимации траекторий, как это сделано в настоящей работе для болидов Канадской сети и в работе (Кулаков, Стулов, 1992) для болидов Прерийной сети США. Обратим внимание на то обстоятельство, что первая строчка получена при предельном предположении о полном вращении тел в полете, когда $\mu = 2/3$. При отказе от этого предположения, т.е. при $\mu < 2/3$ отличие 1-й строчки от 2-й и 3-й будет еще более резким.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обработка наблюдений четырех болидов Канадской сети показала, что так называемая фотометрическая масса не соответствует физическому содержанию процесса движения метеорного тела в атмосфере. Ранее подобные результаты были получены для болидов Прерийной сети США и болида Бенешов Европейской сети (Барри, Стулов, 2003).

Исследования наблюдений болидов Канадской сети будут продолжены.

Авторы благодарят М.А. Смирнова за обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Барри Н.Г., Стулов В.П. Особенности дробления болида Бенешов // *Астрон. вестн.* 2003. Т. 37. № 4. С. 332–335.
- Кулаков А.Л., Стулов В.П. Определение параметров метеорных тел по данным наблюдений // *Астрон. вестн.* 1992. Т. 26. № 5. С. 67–75.
- Лебединец В.Н. Пыль в верхней атмосфере и в космическом пространстве. Метеоры. Л.: Гидрометеоздат, 1980. 250 с.
- Мак-Кроски Р.Е., Шао Ц.И., Позен А. Болиды Прерийной сети. 2. Траектории и кривые блеска // *Метеоритика.* 1979. Вып. 38. С. 106–156.
- Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М.: Наука, 1995. 236 с.
- Стулов В.П. Определение параметров разрушающихся метеороидов по торможению в атмосфере // *Астрон. вестн.* 2000. Т. 34. № 6. С. 545–549.
- Цеплеха З. Болиды Европейской сети // *Метеоритика.* 1978. Вып. 37. С. 60–68.
- Цянь Сюэ-сень. Физическая механика. М.: Мир, 1965. 544 с.
- Янке Е., Эмде Ф., Лэш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1964. 344 с.
- Borovicka J., Popova O.P., Nemtchinov I.V., et al. Bolides produced by impacts of large meteoroids into the Earth's atmosphere: Comparison of theory with observations. I. Benešov bolide dynamics and fragmentation // *Astron. and Astrophys.* 1998. V. 334. P. 713–728.
- Cepelcha Z., Spurný P., Borovicka J., Kečliková J. Atmospheric fragmentation of meteoroids // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 279. P. 615–626.
- Halliday I., Griffin A.A., Blackwell A.T. Detailed data for 259 fireballs from the Canada camera network and inferences concerning the influx of large meteoroids // *Meteorit. and Planet. Sci.* 1996. V. 31. P. 185–217.
- McCrosky R.E., Posen A., Schwartz G., Shao C.-Y. Lost City meteorite – its recovery and comparison with other fireballs // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. № 17. P. 4090–4108.

Extra-Atmospheric Masses of the Canadian Network Bolides

M. I. Gritsevich and V. P. Stulov

Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Michurinskii pr. 1, Moscow, 119992 Russia

Abstract—The extra-atmospheric masses of meteoric bodies have previously been determined using the so-called photometric formula, by integrating the luminosity along the visible portion of the trajectory. On the other hand, the mass of a meteoroid characterizes the braking height and intensity of the meteoroid in the atmosphere. Some studies note a substantial disagreement between the masses obtained in these two ways, using bolides of the European Bolide Network and of the US Prairie Network as examples. In nearly all cases, the photometric mass exceeds the mass determined from the braking intensity by an order of magnitude or more. Two explanations were suggested for this fact. According to one of them, a swarm of fragments, similar in size, rather than a single body is moving. This swarm brakes as an individual fragment, while it glows as a collection of fragments; i.e., it is much brighter than an individual fragment. The extra-atmospheric mass is determined here by properly fitting the parameters describing the braking of the meteor along the entire visible section of the trajectory. The results obtained for the bolides of the Canadian Network confirm again that the photometric approach is not tenable.