ISSN 0233-7665. Кинематика и физика небес. тел. 1992. Т. 8. № 4

УДК 523.682.4—333

В. В. Калениченко

Абсолютная калибровка шкалы масс в обратной задаче физической теории болидов

Предложен метод абсолютной калибровки шкалы масс при решении обратной задачи физической теории болидов, основанный на данных о массах выпавших метеоритов, болиды которых были фотографически зарегистрированы в полете. Метод может быть применен к болидам, которые при разрушении в атмосфере не испытывали существенного дробления и достаточно хорошо сохраняли свою форму. Статистический анализ параметров решения обратной задачи для достаточно представительной выборки позволяет выделить подмножество таких болидов. Для вычисления калибровочных коэффициентов использованы данные метеоритов Лост-Сити и Иннисфри.

АБСОЛЮТНА КАЛІБРОВКА ШКАЛИ МАС В ОБЕРНЕНІЙ ЗАДАЧІ ФІЗИЧНОЇ ТЕОРІЇ БОЛІДІВ, Каленіченко В. В. — Запропоновано метод абсолютної калібровки шкали мас при розв'язуванні оберненої задачі фізичної теорії болідів, який грунтується на даних про маси метеоритів, що випали і боліди яких фотографічно зареєстровані в польоті. Метод може бути застосований для болідів, які під час руйнування в атмосфрі не зазнають суттєвого роздріблення і достатньо добре зберігали свою форму. Статистичний аналіз параметрів розв'язку оберненої задачі для достатньо представницької виборки дозволяє виділити підмножину таких болідів. Для обчислення калібровочних коефіцієнтів використані дані метеоритів Лост-Сіті та Іннісфрі.

THE ABSOLUTE CALIBRATION OF THE MASS SCALE IN THE INVERSE PROBLEM OF THE PHYSICAL THEORY OF FIREBALLS, by Kalenichenko V. V. — A method of the absolute calibration of the mass scale is suggested for solving the inverse problem of the physical theory of fireballs. The method is based on the data about the masses of the fallen meteorites whose fireballs have been photographed in their flight. The method may be applied to those fireballs whose bodies have not experienced considerable fragmentation during their disruption in the atmosphere and have kept their form well enough. It is possible to separate a set of such fireballs on the basis of the statistical analysis of the inverse problem solution for a sufficiently representative sample. The data on the Lost Sity and Innisfree meteorites are used for calibration coefficients.

Введение. Абсолютная калибровка шкалы масс в обратной задаче теории болидов обычно выполняется путем присвоения массе болидообразующего тела значения так называемой «фотометрической» массы, вычисляемой на основе определенных предположений о характере взаимосвязи между световым потоком и абляцией тела, о чем речь будет идти дальше. Как отмечалось ранее, есть достаточно веские основания, чтобы отказаться от

такого способа абсолютной калибровки шкалы масс [2]. Тем не менее именно фотометрические данные о свечении болида, точнее, их взаимосвязь с параметрами, получаемыми из решения уравнений движения и абляции, позволяют найти подходы к решению этой проблемы.

Из двух рассмотренных ранее методов решения обратной задачи физической теории болидов [2] более устойчивым и эффективным является локально-баллистический, позволяющий при известных параметрах траектории болида — времени t, высоте h, скорости v и угле z входа болидообразующего тела в атмосферу — вычислить для соответствующих точек траектории значения параметра D, а также постоянное для данного болида эффективное значение коэффициента абляции σ .

Параметр D представляет собой отношение массы тела M к площади его миделя S и, если предположить, что

$$M = \pi_m \delta R^3 \quad \text{и} \quad S = \pi_s R^2 , \tag{1}$$

где π_m , π_s и δ постоянны (δ — плотность тела), то он может быть представлен в виде:

$$D = (\pi_m / \pi_s)\, \delta R , \tag{2}$$

где R — некоторый эффективный размер тела.

Эффективное значение параметра абляции σ может быть получено в результате МНК-аппроксимации, вычисленной локально-баллистическим методом зависимости $D(\mathrm{v})$ функцией вида:

$$D_0 = D_e \exp\left[\frac{\sigma}{6}(\mathrm{v}_0^2 - \mathrm{v}_e^2)\right]$$

являющейся интегралом уравнений движения и абляции тела в атмосфере Земли в приближении постоянных параметров.

Структура решения уравнений движения и абляции болидообразующего тела [2] показывает, что его судьба в атмосфере может быть однозначно определена заданием трех параметров: D_0, v_0 и σ. Первые два определяют условия входа тела в атмосферу, последний — его теплофизические свойства и характер взаимодействия с атмосферой. Поэтому важно выяснить, как с этими параметрами связано свечение болида.

Использование данных о свечении болида. В исследованиях физических процессов в метеорах и болидах общепринято связывать световой поток болида I с темпом потери массы тела dM/dt соотношением:

$$I = \tau(\mathrm{v}_2/2)\, |dM / dt| \tag{3}$$

где τ — так называемый «коэффициент эффективности излучения». Такой подход оправдан при свободномолекулярном режиме течения, когда набегающий газовый поток практически не возмущается телом, а свечение целиком обусловлено столкновениями испарившихся молекул с молекулами набегающего потока и между собой.

При переходных режимах и, особенно, при сплошном течении свечение болида, в принципе, возможно и при отсутствии испарения с поверхности тела (например, свечение отошедшей ударной волны). Поэтому здесь целесообразен более общий подход, принятый в гиперзвуковой газодинамике, когда световой поток связывается с расходом энергии через мидель тела зависимостью вида:

$$I = 0.5 C_R S \rho \mathrm{v}^3 , \tag{4}$$

где C_R — коэффициент радиационного теплопереноса (в данном случае для оптического диапазона).

Сравнив (3) и (4) с уравнением разрушения тела

$$dM/dt = -0.5(\Lambda/Q)S\rho v^3 ,$$

нетрудно убедиться, что

$$\tau = (C_R/\Lambda)(2Q/v^2) . \qquad (5)$$

Из (5) видно, что при наличии ударной волны, когда $C_R/\Lambda \neq 0$, и в случае отсутствия испарения (чему формально соответствует бесконечно большое значение Q) параметр τ также становится бесконечно большим, и выражение (3) утрачивает смысл. Подробно этот случай рассмотрен в работе [1].

Как следует из рассмотренных в [2] решений обратной задачи для уравнений движения и потери массы болидообразующего тела, непосредственно из наблюдений могут быть получены значения D в любой точке видимой траектории. Если тело в процессе разрушения сохраняет свою форму, то S пропорционально D^2 и непосредственно по данным наблюдений, основываясь на (4), можно определить параметр

$$C_J = 2I/(D^2\rho v^3) , \qquad (6)$$

соответствующий параметру C_R с точностью до множителя, зависящего от формы и плотности тела. Действительно, из (1), (2), (4) и (6) следует:

$$C_J = \kappa C_R ,$$

где $\kappa = \pi_s^3/(\pi_m\delta^2)$.

Аналогично параметру C_R, характеризующему долю потока газокинентической энергии через мидель тела, которая преобразуется в излучение болида в оптическом диапазоне, можно ввести параметр, характеризующий долю E энергии A, потерянной телом в атмосфере и излученной в этом диапазоне за время существования болида.

Поскольку

$$A = (M_0 v_0^2 - M_e v_e^2)/2,$$

а

$$E = \int_{t_0}^{t_e} I dt ,$$

где M_0, v_0, t_0 и M_e, v_e, t_e — значения параметров в точках появления и погасания болида соответственно, то

$$\widetilde{C}_R = E/A = 2E/(M_0 v_0^2 - M_e v_e^2). \qquad (7)$$

Поскольку из (1) и (2) следует

$$M = \kappa D^3 ,$$

то непосредственно из наблюдений можно получить

$$C_E/(D_0^3 v_0^2 - D_e^3 v_e^2) . \qquad (8)$$

Из (7) и (8) находим:

$$C_E = 0.5\kappa\widetilde{C}_R .$$

Итак, из (8) следует, что при сохранении формы болидообразующего тела в процессе его разрушения в атмосфере можно ожидать пропорциональности между E и D_0^3, поскольку второе слагаемое в скобках этого выражения, как можно показать, заведомо меньше первого. Как оказывается, это и наблюдается у одного из подмножеств болидов каталога Прерийной сети [4, 5].

Зависимость излученной энергии болидов от условий входа их тел в атмосферу. К сожалению, выборка из 168 болидов каталога Прерийной сети, для которых удалось решить систему уравнений движения и абляции локально-баллистическим методом, слишком мала для детального статистического исследования ее подмножеств, выделенных в достаточно узком диапазоне какого-либо из параметров, например, многоскоростных болидов или болидов с близкими значениями D_0. Поэтому для получения статистически значимых выводов приходится разбивать ее не более чем на два примерно равных по численности подмножества. при этом оказывается, что в этой выборке лишь у 68 болидов $v_0/v_e > 1.7$, то есть выполняется условие, при котором обратная задача решается устойчиво («оптимальные болиды») [2]. Выборки последних явно недостаточно даже для разбиения на два статистически значимых подмножества. Правда, близость диапазонов значений D_0 для всех болидов и для их «оптимального» подмножества (см. [2], рис. 1) дает надежду на то, что локально-баллистическим методом задача решена достаточно устойчиво для всех болидов.

Значения $\lg v_0 = 6.3$ и $\lg D_0 = 1.0$ (v_0 — в см/с, D_0 — в г/см^2) оказываются близкими к средним значениям соответствующих параметров как для всей выборки из 168 болидов, так и для 68 «оптимальных» болидов (табл. 1). Оказывается, что излученная энергия E и параметр C_E по-разному зависят от v_0 и D_0 для подмножеств болидов, различающихся диапазонами этих параметров входа тел в атмосферу.

Аппроксимируем зависимость E от v_0 и D_0 функцией вида:

$$\lg E = A \lg v_0 + B \lg D_0 + C. \tag{9}$$

Если выбрать критерием качества аппроксимации величину коэффициента корреляции κ между исходным и аппроксимированным значениями E (табл. 1), то оказывается, что аппроксимация является наилучшей для болидов с $\lg D_0 > 1$ или $\lg v_0 < 6.3$ как для всей выборки, так и для ее оптимального подмножества. При этом показатель степени при D_0 (выражение (9) представляет, очевидно, степенную зависимость E от v_0 и D_0) примерно равен 3 для болидов с $\lg D_0 > 1$ и 2 для болидов с $\lg v_0 < 6.3$. Аналогичная аппроксимация зависимости C_E от тех же параметров оказывается наилучшей для болидов с $\lg D_0 < 1$ и $\lg v_0 > 6.3$ (табл. 1). Более того, в диапазонах наилучшей аппроксимации E параметр C_E практически не зависит от v_0 и D_0. Подобное поведение параметров E и C_E естественно интерпретируется эффектами дробления болидообразующих тел. Последнее, как известно, вполне возможно при их разрушении в атмосфере Земли.

Таблица 1. **Параметры МНК-аппроксимации $\lg E$ и $\lg C_E$ зависимостью вида $A\lg v_0 + B\lg D_0 + C$ (E — в 10^{-7} Дж)**

Параметр	Выборка	A	B	C	K
E	Все болиды	2.80	1.6	−5.89	0.660
E	$\lg D_0 > 1$	3.16	3.25	−10.38	0.817
E	$\lg D_0 < 1$	3.45	−0.02	−8.97	0.543
E	$\lg v_0 < 6.3$	1.90	2.17	−1.06	0.820
E	$\lg v_0 > 6.3$	3.38	1.16	−9.23	0.555
C_E	Все болиды	0.745	−1.42	−5.53	0.693
C_E	$\lg D_0 > 1$	1.14	0.286	−10.29	0.256
C_E	$\lg D_0 < 1$	1.38	−3.04	−8.48	0.793
C_E	$\lg v_0 < 6.3$	−0.203	−0.857	−0.347	0.501
C_E	$\lg v_0 > 6.3$	1.28	−1.85	−8.53	0.733

Если допустить возможность дробления тел исследуемых здесь болидов, то параметр D, определяемый при решении обратной задачи, может быть отнесен как к единому недробящемуся телу, так и к его фрагменту, в зависимости от того, торможение чего в действительности наблюдалось. Естественно предположить, что доля фрагментов больше среди болидов с $\lg D_0<1$. Тогда пропорциональность E третьей степени D_0 для болидов с $\lg D_0 > 1$ может свидетельствовать о том, что их тела, во-первых, практически не испытывали дробления (по крайней мере, в большинстве случаев) и, во-вторых, достаточно хорошо сохраняли свою форму в процессе разрушения. Последнее заключение разрешает дилемму интерпретации физического смысла параметра D : с достаточной уверенностью можно считать, что этот параметр действительно пропорционален характерному размеру болидообразующего тела.

В пользу предположения об отсутствии дробления у болидов с $\lg D_0 > 1$, по-видимому, свидетельствует и поведение C_E в этом диапазоне, точно так же, как и характер его поведения для $\lg D_0 < 1$ может найти объяснение при исследовании эффектов дробления. Что касается отличия показателя степени при D_0 для болидов с $\lg v_0 < 6.3$ от 3, то в этом случае также можно предположить влияние эффектов дробления.

Оценка заатмосферных масс и размеров тел. Вычислить заатмосферную массу M_0 болидообразующего тела не составляет большого труда, если известна масса выпавшего метеорита M_e. Последнюю можно поставить в соответствие значению D_e, если пренебречь потерей массы после погасания болида. Как следует из (1) и (2),

$$M_0 = (D_0/D_e)3M_e .$$

Кроме того, нетрудно показать, что переход от D к M и S осуществляется с помощью того же коэффициента κ, а именно, из (1) и (2) также следует

$$M = \kappa D^3 \quad \text{и} \quad S = \kappa D^2 .$$

Как известно, оба метеорита, и Лост-Сити, и Иннисфри, являются обыкновенными хондритами с близкими значениями плотности, 3.73 и 3.50 г/см^3 соответственно (см. [6, 8] и [7]). Ряд обстоятельств свидетельствует в пользу того, что и их заатмосферные массы были близкими: очень близки скорости входа в атмосферу Земли и высоты исчезновения обоих болидов; практически совпадают (если пренебречь более интенсивными колебаниями блеска у Иннисфри) их кривые блеска.

Оба тела во второй половине видимой траектории испытали дробление. Найденные метеориты, как известно, состоят: Лост-Сити — из четырех фрагментов с массами от 272 г до 9.83 кг [6,8], Иннисфри — из девяти фрагментов с массами от 22 г до 2.07 кг [7]. Более интенсивное дробление тела Иннисфри, по-видимому, и отразилось в уже упомянутых флюктуаци-

Таблица 2. **Физические параметры болидов Лост-Сити и Иннисфри по данным находок метеоритов (M_e) и результатам решения обратной задачи физической теории болидов (D_e, D_0, κ, M_0 и K_0)**

Параметр	Лост-Сити	Иннисфри
M_e, кг	9.83 (17.0)	2.07 (4.58)
D_e, г/см^2	29.44	14.29
D_0, г/см^2	44.87	50.70
κ	0.385 (0.666)	0.79 (1.568)
M_0, кг	34.8 (60.2)	34.8 (60.2)
R_0, см	15.7 (20.6)	24.1 (35.8)

ях блеска этого болида.

Наличие дробления затрудняет абсолютную калибровку шкалы масс этих болидов, то есть определение значения параметра κ в (5). Прежде всего, сразу же становится ясным, что, строго говоря, нельзя полагать значение κ постоянным вдоль всей видимой траектории из-за возможных эффектов переменности параметров и формы, и абляции. Во-вторых, возникает вопрос, какому значению M_e ставить в соответствие концевое значение D_e. Если исходить из предположения, что абляция практически прекращается в точке погасания болида, а наблюдаемое его торможение относится к наиболее массивному из фрагментов, то тогда M_e следует присвоить значение массы этого фрагмента. Но может оказаться, что найденные фрагменты тел обоих болидов являются продуктами распада головного тела после погасания болида. В этом случае значение M_e должно быть равным совокупной массе всех найденных фрагментов. В табл. 2 приведены значение M_e, и рассчитаные значения M_0, κ, R_0, соответствующие случаю наиболее крупного фрагмента (без скобок) и совокупной массе выпавшего метеорита (в скобках).

При абсолютной калибковке параметра D по выпавшей массе метеорита определяется параметр κ, позволяющий затем оценить и R согласно (1) и (5). Если при этом воспользоваться соотношением, связывающим M и R, то придется, задав значение π_m, привлечь и известное для данного метеорита значение δ. Проще воспользоваться соотношением между S и R, положив $\pi_s = \pi$, т.е. приняв R как радиус круга с площадью S. Именно таким образом вычислены значения R_0, представленные в табл. 2.

Значения параметра κ для обоих болидов, как нетрудно убедиться, свидетельствует о том, что оба их тела были достаточно компактными и имели форму, промежуточную между полусферой и конусом с углом 120° при вершине (с соответствующими значениями плотности δ), оси симметрии которых направлены вдоль потока, а вершины совпадают с передней критической точкой. Это не противоречит и опубликованным фотографиям фрагментов метеорита Лост-Сити, и их совокупной конфигурации [6]. Кроме того, нетрудно убедиться, что вычисленные таким образом значения эффективных заатмосферных размеров метеоритов Лост-Сити и Иннисфри находятся в хорошем согласии с оценками, сделанными А. К. Лаврухиной и Г. К. Устиновой [3] на основании анализа распределений треков частиц космических лучей и радиоактивных изотопов космогенного происхождения внутри мереоритов, а также с результатами прямого моделирования, выполненного Ре-Веллом [9] на основании использования данных газодинамических исследований . При этом оценки заатмосферных масс тел обоих болидов, близкие, как и ожидалось, между собой, оказываются существенно отличными от их «фотометрических» значений: намного меньше для Лост-Сити [4—6] и больше для Иннисфри [7].

Заключение. Итак, абсолютная калибровка шкалы масс в решении обратной задачи физической теории болидов может быть достаточно надежно выполнена на основе данных о массах выпавших метеоритов, болиды которых были фотографически зарегистрированы в полете. При этом главным источником неточности калибровки может быть возможный разброс плотностей и форм болидообразующих тел. Последнее обстоятельство, возможно, и не будет оказывать существенного влияния на оценки их масс, поскольку, как известно, большинство найденных метеоритов, которые не испытывали дробления в атмосфере, имеют ориентированную форму, близкую к «затупленному» конусу, с почти одинаковыми углами раствора.

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что предлагаемый метод абсолютной калибровки шкалы масс болидов чувствителен к эффек-

там дробления болидообразующих тел, учет влияния которых требует дополнительного исследования с применением модельных расчетов, равно как и высказанная выше интерпретация зависимости E и C_E от v_0 и D_0 для разных подмножеств болидов каталога Прерийной сети.

1. *Калениченко В. В.* Особенности взаимодействия с атмосферой и шкала масс космических тел, образующих болиды // Астрон. вестн.—1984.—**18**, № 2.—С. 151—157.
2. *Калениченко В. В.* Обратная задача физической теории болидов. I. Устойчивость и внутренняя точность решения уравнений движения и абляции // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—**8**, № 3.—С. 69—77.
3. *Лаврухина А. К., Устинова Г. К.* Метеориты — зонды вариаций космических лучей. — М.: Наука, 1990.—262 с.
4. *Мак-Кроски Р. Е., Шао Ц. И., Позен А.* Болиды Прерийной сети. I. Общие сведения и орбиты // Метеоритика.—1978.—Вып. 37.—С. 44—68.
5. *Мак-Кроски Р. Е., Шао Ц. И., Позен А.* Болиды Прерийной сети. II. Траектории и кривые блеска // Там же.—1979.—Вып. 33.—С. 106—158.
6. *Clarke R. S., Jarosewich E., Nelen J.* The Lost City, Oklahoma, meteorite: an introduction to its laboratory investigation and comparisons with Pribram and Ucera // J. Geophys. Res.—1971.—**76**, N 17.—P. 4135—4143.
7. *Halliday I., Griffin A. A., Blackwell A. T.* The Innisfree meteorite fall: a photographic analysis of fragmentation, dynamics and luminosity // Meteoritics.—1981.—**16**, N 2.—P. 153—170.
8. *McCrosky R. E., Posen A., Schwartz G., Shao C.—Y.* Lost City meteorite — its recovery and a comparison with other fireballs // J. Geophys. Res.—1971.—**76**, N 17.—P. 4090—4108.
9. *ReVelle D. O.* A quasi-simple ablation model for large meteorite entry: theory vs observations // J. Atm. and Terr. Phys.—1979.—**41**, N 5.—P. 453—473.

Астрономическая обсерватория
Киевского университета им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию
02.12.91

РЕФЕРАТЫ ДЕПОНИРОВАННЫХ РУКОПИСЕЙ

УДК 521.96(085)—323.2+520.82—76

ПОИСК ЗВЕЗД FK5, НАБЛЮДАВШИХСЯ В ИК-ОБЛАСТИ / Харин А. С.

(*Рукопись депонирована в ВИНИТИ; № 1395-92*)

Составлен список 836 звезд FK5, наблюдавшихся в ИК-диапазоне. Звезды этого списка могут быть использованы в качестве опорных в ИК-диапазоне с координатами и собственными движениями из FK5, если будет проведено их более детальное отождествление. Такое отождествление предлагается провести путем сопоставления фотометрических или спектрофотометрических измерений, полученных наземными телескопами в оптическом и ИК-диапазонах с перекрытием в красной области. Список может быть представлен на магнитной ленте или дискете всем, кто пожелает принять участие в предлагаемой работе. При сравнении каталога FK5 с каталогом ИК- наблюдений CIO (NASA RP 1196) использовалась магнитная лента с записью этого каталога, полученная из центра космических полетов им. Годдарда (США).

УДК 52—17:51+52—323.3

О ПРАКТИЧЕСКОМ ВЫЧИСЛЕНИИ НОРМАЛЬНЫХ ТОЧЕК ЛАЗЕРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ИСЗ / Годунова В. Г.

(*Рукопись депонирована в ВИНИТИ; № 1396-92*)

Описываются особенности реализованного в ГАО АН Украины метода генерации нормальных точек по первичным данным лазерных наблюдений ИСЗ. Метод основан на использовании высокоточной орбиты и анализе разностей вычисленных и измеренных дальностей ИСЗ при помощи полиномиальной аппроксимации. Метод был апробирован на данных лазерной локации спутника «Лагеос» в 1988 году. Произведено сравнение с результатами других авторов.