

УДК 523.68+533.6.-11.6

В. В. Калениченко

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко
04053 Киев, ул. Обсерваторная 3

Изменение режимов обтекания и вращение тел некоторых болидов Прерийной сети

У некоторых из наиболее ярких болидов Прерийной сети, не испытавших, по-видимому, дробления на исследуемом отрезке траектории, обнаружены эффекты изменения режима обтекания тела, которые проявляются в резком увеличении коэффициента преобразования работы его торможения в поток энергии излучения, возрастающий почти на два порядка. Для некоторых из этих болидов обнаружено и подтверждено численным моделированием вращение тел при полете в земной атмосфере со скоростями порядка одного оборота в секунду.

ЗМІНА РЕЖИМІВ ОБТІКАННЯ Й ОБЕРТАННЯ ТІЛ ДЕЯКИХ БОЛІДІВ ПРЕРІЙНОЇ МЕРЕЖІ, Каленіченко В. В. — У деяких з найбільш яскравих болідів Прерийної мережі, які, вірогідно, не зазнали подрібнення на дослідженому відрізку траєкторії, виявлені ефекти зміни режиму обтікання тіла, що проявляються у різкому збільшенні коефіцієнта перетворення роботи його гальмування у потік енергії випромінювання, який зростає майже на два порядки. У декотрих з цих болідів виявлене й підтверджене чисельним моделюванням обертання тіл при польоті у земній атмосфері зі швидкостями порядку одного оберту за секунду.

A CHANGE OF THE FLOW REGIME AND A ROTATION OF SOME BODIES OF THE PRAIRIE NETWORK FIREBALLS, by Kalenichenko V. V. — We revealed some effects of change of the flow regime around the some probably non-fragmentating along the investigated path segment bodies of the most bright Prairie network fireballs. The effects are displayed as a sudden increase of the coefficient of the body-deceleration work into the flow of the luminous energy. The coefficient is increased almost by two orders of magnitude. For some bodies of the fireballs, a rotation with an angular velocity of order of one revolution per second is found and verified by the numerical modeling.

ВВЕДЕНИЕ

Напомним, что для решения обратной задачи определения параметров космического тела, вторгшегося в атмосферу Земли, и одновременного сглаживания скорости порожденного им болида в рамках локально-баллистического (ЛБ) метода мы используем интеграл уравнения торможения тела между двумя точками траектории [4, 5, 14]. Если на отрезке между

точками i и j пренебречь изменениями массы M , формы и площади S миделя (сечения, перпендикулярного к направлению движения) тела вследствие процессов его разрушения (баллистическое приближение), то интеграл уравнения торможения будет иметь вид

$$\ln v_i - \ln v_j = B(\rho_j - \rho_i), \quad (1)$$

где

$$B = \frac{C_x H}{2D \cos z}, \quad (2)$$

$$D = M/S, \quad (3)$$

v — скорость тела, ρ — плотность атмосферы, C_x — коэффициент сопротивления, H — шкала высот (высота однородной атмосферы), z — угол входа тела в атмосферу, отсчитанный от вертикали. Для вычисления ρ на данной высоте h над земной поверхностью мы использовали аппроксимацию [2] данных средней стандартной атмосферы [11]. То обстоятельство, что зависимость (1) является интегралом уравнения торможения лишь в баллистическом приближении, точнее при $B = \text{const}$, никоим образом не ограничивает ее применимость к рассматриваемой задаче. Действительно, мы можем получить ее, применив при интегрировании уравнения торможения на локальном отрезке траектории (или на всем ее протяжении) известную теорему о среднем значении (см., например, с. 127 в справочнике [8]). Согласно этой теореме мы получим некоторое «эффективное» значение B , которое будет не больше наибольшего и не меньше наименьшего на этом отрезке (или на всей траектории). Вопрос будет состоять лишь в доверительных пределах значения B и его локализации на траектории.

Итак, мы вычисляем значения B и соответствующие ему значения v и ρ , используя линейную регрессию (1) на скользящем отрезке измеренной траектории болида [4, 5, 14]. Одновременно вычисляется среднее квадратичное отклонение s_B значений B на этом отрезке. Подставляя B и $B \pm 2s_B$ в (2), получаем для каждого положения скользящего отрезка три значения: D_1 , отвечающее $B + 2s_B$, непосредственное решение обратной задачи D_B и D_2 , отвечающее $B - 2s_B$.

Таким образом, $D_1 < D_B < D_2$. Мы вычисляли значения D до тех пор, пока справедливо $B > 2s_B$. На приведенных далее рис. 1 и 5 точки, отвечающие значениям D_1 и D_2 соединены штриховыми кривыми, а отвечающие D_B — сплошными.

Зависимости $D(\rho)$, представленные на рис. 1, a и b , характерны для большинства болидов каталога физических параметров, полученных LB-методом [14]. Уменьшение D по мере погружения тела болида вглубь земной атмосферы естественно объясняется абляцией последнего. Однако среди этих болидов встречаются и такие, у которых зависимость $D(\rho)$ не является монотонно убывающей. У части из них немонотонность $D(\rho)$ на концах области вычисленных значений может быть объяснена неустойчивостью LB-метода [5] (эти эффекты видны и на рис. 1, a и b), которая сопровождается резким увеличением s_B . Но как быть с болидами, у которых значения s_B остаются малыми, а зависимость $D(\rho)$ все же немонотонна (рис. 1, $в—ж$)? Особенно это относится к болиду 39499 (рис. 1, $г$), у которого, как видно из сравнения с рис. 1, a и b , и как мы увидим далее при сравнении с результатами модельных расчетов, значения D вычислены очень точно и с практически равномерной точностью во всей области. По-видимому, не остается ничего другого, как признать реальной немонотонность $D(\rho)$ у этого и у других болидов, параметры которых представлены на рис. 1, $в—ж$.

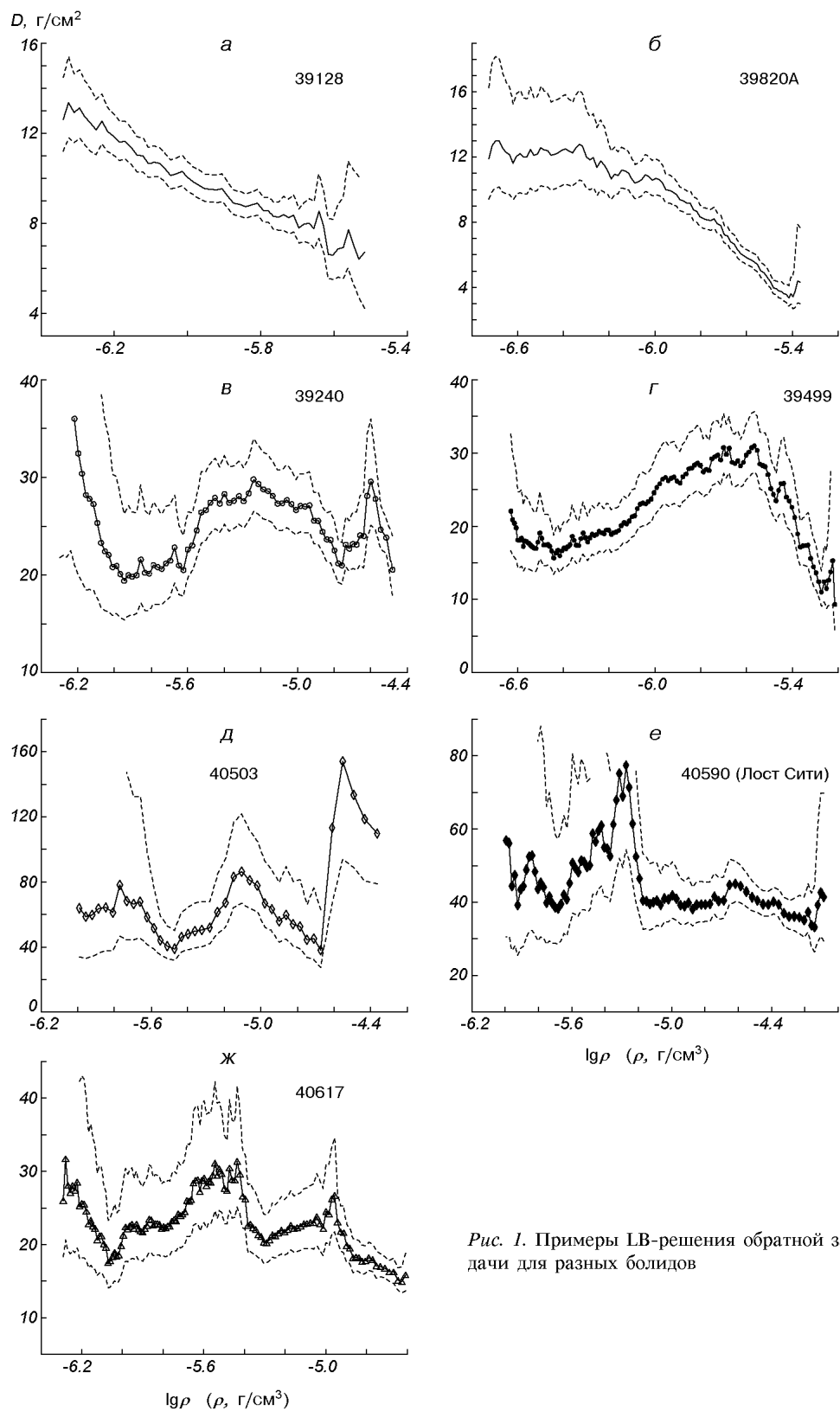


Рис. 1. Примеры ЛВ-решения обратной задачи для разных болидов

ЭФФЕКТЫ СМЕНЫ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ

Среди рассмотренных болидов особое место занимает болид 40503 (рис. 1, д) — самый яркий в каталоге Прерийной сети (PN-каталоге) [10] с монотонно нарастающим блеском, окончившийся вспышкой около -20^m . Характер зависимости $D(\rho)$ для этого болида говорит о том, что его тело на большей части траектории не дробилось [14]. В пользу последнего свидетельствует и очень гладкая кривая его блеска (рис. 2). Поэтому очень интересно рассмотреть поведение коэффициента C_H преобразования работы его торможения в поток энергии излучения (коэффициента радиационного теплопереноса). Значения C_H мы вычисляли по результатам решения обратной задачи и калибровали по метеориту Лост Сити [6]. Для этого и других болидов с немонотонными зависимостями $D(\rho)$ невозможно вычислить коэффициент абляции значимо отличным от нуля [5, 14]. В этих случаях величина D полагалась константой, равной его среднему значению.

Кривые блеска некоторых болидов в PN-каталоге [10] искажены фотографическими передержками, и при вычислении C_H их необходимо исправлять. В случае совместного использования всех фотографий болида [5, 14] такие искажения можно устранить, поскольку завышенные передержкой значения абсолютной звездной величины болида μ могут перемежаться с верно определенными значениями с других фотографий. На рис. 2 представлены сводные (по всем фотографиям) кривые блеска PN-болидов 40503, 40590 (Лост Сити) и 40617. У двух последних эффекты передержки видны очень отчетливо.

Очевидно, что для исправления эффектов передержек нам необходимо провести огибающую по верхней (на рисунке!) кромке кривой блеска болида. «Частокол» перемежающихся правильных и искаженных передержками значений μ может быть довольно неравномерным. Поэтому для исправления эффектов передержки мы использовали скользящее окно из $2k + 1$ точек траектории болида. Число k необходимо выбрать достаточно большим. Находясь в i -й точке, мы сравниваем μ_i со значениями μ на концах скользящего окна. Если оно оказывается большим любого из них, присваиваем μ_i полусумму значений μ на концах отрезка. Просканировав таким образом всю кривую блеска, мы сужаем окно, уменьшив k на единицу, и снова сканируем кривую блеска вплоть до $k = 1$. В целом процедура выглядит следующим образом. Для $j = 1, \dots, k$ начинаем с полуширины окна $l = k - j + 1$ и двигаемся вдоль кривой блеска: $i = 1 + l, \dots, N - l$, где N — число всех точек, измеренных вдоль траектории болида.

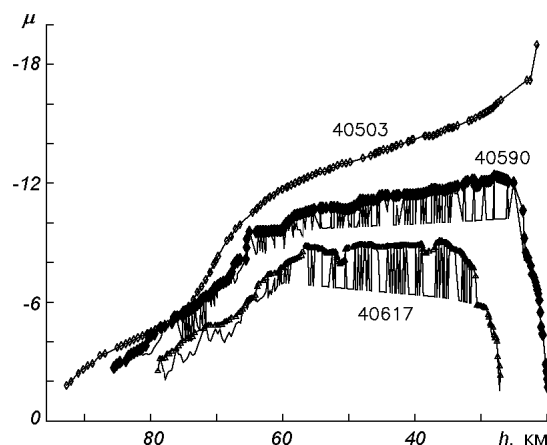


Рис. 2. Результаты исправления передержек кривых блеска некоторых болидов (пояснения см. в тексте)

Если

$$(\mu_{i-1} - \mu_i)(\mu_{i+1} - \mu_i) > 0 \quad (4)$$

и

$$\mu_i > \mu_{i-1}, \quad (5)$$

то

$$\mu_i = \frac{\mu_{i-1} + \mu_{i+1}}{2}. \quad (6)$$

Далее мы сглаживали кривую блеска болида известным медианным фильтром (см., например, с. 155—156 в пособии [1]). Для $i = 2, \dots, N - 1$, если

$$(\mu_i - \mu_{i-1})(\mu_{i+1} - \mu_{i-1}) < 0, \quad (7)$$

то

$$\mu_i = \mu_{i-1}, \quad (8)$$

а если

$$(\mu_i - \mu_{i+1})(\mu_{i-1} - \mu_{i+1}) < 0, \quad (9)$$

то

$$\mu_i = \mu_{i+1}. \quad (10)$$

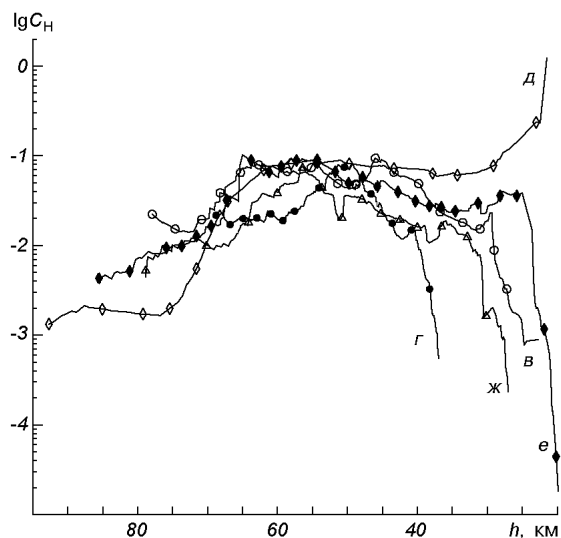
Таким образом мы устранили эффекты передержек в кривых блеска болидов.

Отфильтрованные огибающие выделены на рис. 2 разными значками для каждого болида. Используя эти болиды как тест-объекты, мы установили, что $k = 5$ в формулах (4)—(6) обеспечивает достаточную фильтрацию эффектов передержки фотографий. Это значение k принималось для всех других болидов.

Данные для разных болидов обозначены на рис. 1, в — ж разными символами. Теми же символами для соответствующих болидов на рис. 3 и 4 обозначены зависимости $C_H(h)$ и $C_H(v)$. Оказывается, что у болида 40503 значение C_H (рис. 3) после входа его тела в атмосферу до высоты $h \approx 75$ км остается практически постоянным и равным примерно 10^{-3} . Затем в интервале высот от 75 до 65 км оно увеличивается почти до уровня 10^{-1} и остается практически постоянным до высот $h \approx 25$ км, когда начинаются процессы, приводящие к концевой вспышке.

Качественно похожим при $h > 50$ км является поведение C_H на рис. 3 и для других болидов, представленных на рис. 1, в — ж. При этом практиче-

Рис. 3. Зависимость $C_H(h)$. Обозначения см. на рис. 1



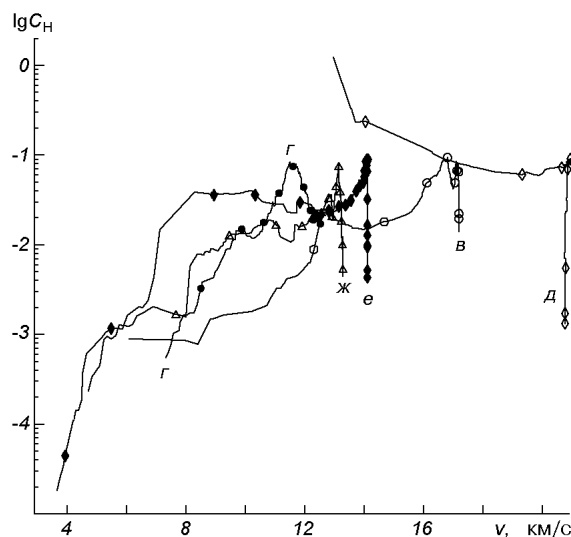


Рис. 4. Зависимость $C_H(v)$. Обозначения см. на рис. 1

ское совпадение наибольших значений $C_H(h)$ между высотами 60 и 50 км для болидов 39240, 40503, 40617 и болида 40590 говорит об удачности калибровки C_H по метеориту Лост Сити. Скорее всего, их тела были обыкновенными хондритами, как и тело последнего [12, 13].

Скачок $C_H(h)$ в интервале высот от 75 до 65 км почти на два порядка при условии отсутствия дробления тела болида 40503 может свидетельствовать только об изменении механизмов свечения болида. Как известно из сравнения экспериментальных и расчетных данных, изменение режима обтекания тела от ламинарного к турбулентному может в несколько раз усилить свечение слабо затупленного конуса [7]. При этом для тупых тел увеличение свечения может составлять порядки величин. В связи с этим давно уже высказывался интерес к экспериментальным данным, соответствующим реальным условиям полета тела в атмосфере Земли с гиперзвуковой скоростью [7]. Представленные на рис. 3 и 4 зависимости $C_H(h)$ и $C_H(v)$ как раз и являются именно такими экспериментальными данными.

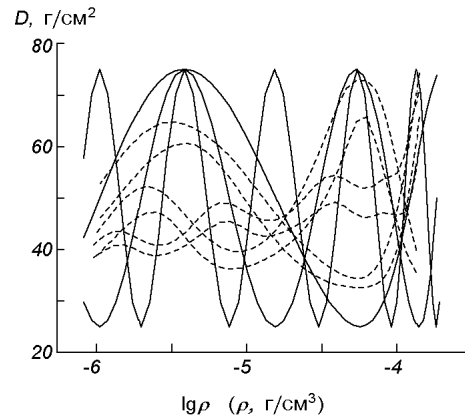
Скачок $C_H(h)$ в интервале $65 \leq h \leq 75$ км свидетельствует о резком усилении свечения болида при переходе, скорее всего, от свободномолекулярного обтекания тела к сплошному течению, которое наиболее отчетливо проявилось у болида 40503 с наиболее крупным телом (ср. значения D в каталоге [14]). Этот эффект, как видно из рис. 3, проявляется и у других рассмотренных болидов примерно в том же интервале высот, хотя и менее отчетливо. На зависимости $C_H(v)$ этот эффект проявляется в практически вертикальном подъеме C_H (при $v \approx \text{const}$) для каждого болида по-своему (рис. 4). В остальном зависимости $C_H(v)$ очень близки к оценкам, полученным нами ранее по данным 52 болидов Прерийной сети [6].

Нетрудно убедиться, что характерные размеры тел болидов 40503 и Лост Сити должны быть близкими между собой, если сопоставить значения D у обоих болидов (ср. рис. 1, d и e).

ВРАЩЕНИЕ ТЕЛ БОЛИДОВ

Вернемся к проблеме немонотонности зависимостей $D(\rho)$, представленных на рис. 1, v — $ж$. Явное наличие периодической составляющей на некоторых из них наталкивает на мысль проверить гипотезу вращения тел. Для этого мы выполнили расчет модельного болида [3] без абляции, имитируя

Рис. 5. Примеры ЛВ-решения обратной задачи (штриховые линии) для модельного болида при разных скоростях вращения без его абляции (сплошные кривые)



вращение его тела модуляцией $D = a[1 + b\cos(\omega t)]$, где t — время, ω — угловая скорость вращения, а затем решили для него обратную задачу ЛВ-методом [5].

Из полученных модельных и восстановленных ЛВ-методом зависимостей $D(\rho)$ для разных значений ω (рис. 5) представляется весьма правдоподобным, что немонотонность аналогичных зависимостей на рис. 1, в—ж обусловлена именно вращением тел болидов.

Из рис. 5 видно, что ЛВ-метод решения обратной задачи не позволяет точно восстановить зависимость $D(\rho)$: искажаются как амплитуда, так и фаза колебаний, притом тем сильнее, чем больше периодов укладывается на наблюдаемом отрезке траектории. Тем не менее, если на этом отрезке укладывается около одного периода, его длительность можно оценить достаточно уверенно.

Используя данные рис. 1, в—ж и соответствующие данные из каталога физических параметров болидов [14], нетрудно установить, что периоды вращения тел составляли: для болида 39240 — около 1.2 с, 39499 — более 1.7 с, 40503 — около 0.8 с, 40617 — около 1 с. Любопытно, что Цеплева приводит, ссылаясь на Адольфсона (см. ссылку в [9]), оценку периода вращения тела Лост Сити во время полета в земной атмосфере того же порядка: около 3.3 с. К сожалению, как видно из рис. 1, е, у нас нет возможности проверить эту оценку непосредственно.

Автор глубоко признателен В. Г. Кручиненко за весьма полезные замечания при обсуждении некоторых аспектов постановки задачи.

1. Астанин Л. Ю., Дорский Ю. Д., Костылев А. А. Применение программируемых калькуляторов для инженерных и научных расчетов. — Л.: Энергоатомиздат, 1986.— 176 с.
2. Калениченко В. В. Устойчивость и внутренняя точность двух методов решения уравнений движения и абляции болидообразующих тел в атмосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—8, № 3.—С. 69—77.
3. Калениченко В. В. Обратная задача для модели радиационно- конвективного нагрева болидообразующего тела в режиме сплошного течения. 1. Метод решения // Кинематика и физика небес. тел.—1993.—9, № 4.—С. 43—51.
4. Калениченко В. В. Локально-баллистический метод решения обратной задачи для болидов с высокоточными данными // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 4.— С. 34—49.
5. Калениченко В. В. Локально-баллистический метод решения обратной задачи физической теории болидов: дальнейшее развитие и оценка внутренней точности // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 2.—С. 123—134.
6. Калениченко В. В. Коэффициенты светимости и теплопереноса в болидах как проблема гиперзвуковой газодинамики // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 2.— С. 159—171.

7. Кирилловых В. А., Николаев В. М. Режим гиперзвукового обтекания тела и оптическое свечение при полете в атмосфере // Механика жидкости и газа.—1993.—№ 5.—С. 202—204.
8. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1968.—720 с.
9. Ceplecha Z. Luminous efficiency based on photographic observations of the Lost City fireball and implications for the influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. and Astrophys.—1996.—311, N 1.—P. 329—332.
10. Ceplecha Z., McCrosky R. E. Prairie network fireballs: Data on height, distance, and brightness for each measured time-mark // Meteorit. Planet. Sci.—1997.—32.—P. A157—A158.
11. CIRA 1972 (Cospar International Reference Atmosphere 1972). — Berlin: Akademie-Verlag, 1972.—450 p.
12. 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.
13. 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.
14. Kalenichenko V. V. Prairie Network fireballs: Data of motion and ablation of fireball bodies obtained by local-ballistic method applied to variably-sliding path-segment // Astrophys. and Space Sci.—2000.—274, N 3.—P. 489—502.

Поступила в редакцию 05.12.02