

УДК 520.82: 52-87

С. Я. Колесник, Н. С. Згоняйко

Научно-исследовательский институт «Астрономическая обсерватория»  
Одесского национального университета им. И. И. Мечникова  
65014 Одесса, парк Шевченко

### Определение полюса и сидерического периода вращения конического ИСЗ по моментам зеркальных вспышек

*Получены расчетные формулы и составлен алгоритм определения полюса и сидерического периода вращения ИСЗ вокруг своего центра масс с использованием модели «зеркальный конус». При этом определяются также угол раствора конуса и угол его прецессии. Составлен алгоритм вычисления серии зеркальных максимумов блеска (вспышек) модели при заданных параметрах вращения ИСЗ.*

*ВИЗНАЧЕННЯ ПОЛЮСА ТА СИДЕРИЧНОГО ПЕРІОДА ОБЕРТАННЯ КОНІЧНОГО ІСЗ ЗА МОМЕНТАМИ ДЗЕРКАЛЬНИХ СПАЛАХІВ, Колесник С. Я., Згоняйко Н. С. — Одержано розрахункові формули та складено алгоритм визначення полюсу та сидеричного періоду обертання штучного супутника Землі навколо свого центра мас з використанням моделі «дзеркальний конус». При цьому визначаються також кут розхилу конуса та кут його прецесії. Складено алгоритм обчислення серії дзеркальних максимумів блиску (спалахів) моделі при заданих параметрах обертання штучного супутника Землі.*

*THE DETERMINATION OF POLE AND SIDERICAL ROTATIONAL PERIOD OF A CONICAL ARTIFICIAL EARTH SATELLITE FROM MIRROR FLASH MOMENTS, by Kolesnik S. Ya., Zgoniajko N. S. — On the basis of the «mirror cone» model, calculating formulae are obtained and an algorithm is constructed for the determination of pole and siderical rotational period of an AES (artificial Earth satellite) around its mass centre. The cone spread angle and precession angle are also determined. An algorithm is developed for calculation of mirror flash series of AES using fixed parameters of its rotation.*

В настоящее время на Одесской астрономической обсерватории составляется глубоко структурированный каталог наблюдаемых искусственных космических объектов (КО) [5]. Эта работа предполагает выделение и общее исследование информативной составляющей фотометрических кривых КО и их классификацию [4, 6]. С другой стороны, для различных классов КО

могут быть развиты более детальные методы исследования их фотометрических кривых. В данной работе рассмотрены фотометрические кривые, которые, наряду с диффузной составляющей, характеризуемой плавным изменением блеска, содержат резкие максимумы (вспышки), порожденные зеркальным отражением света от цилиндрического или конического корпуса. Такие вспышки характеризуются достаточно четкой повторяемостью, причем интервалы времени между ними изменяются регулярным образом. Менее регулярные вспышки, порожденные отражением света от солнечных батарей и других конструктивных элементов, здесь не рассматриваются.

Таким образом, мы приняли модель «зеркального конуса», пригодную для описания последних ступеней ракет-носителей и нестабилизированных ИСЗ конической формы при наличии в отраженном ими свете зеркального компонента.

Для определения указанных параметров вращения ИСЗ вводится величина  $F$ , описывающая степень различия между моментами вспышек, вычисленными теоретически для конкретного набора параметров вращения ИСЗ, и моментами вспышек, полученными из наблюдений. Минимизация  $F$  по всем параметрам вращения позволяет найти оптимальный набор параметров. Отметим, что аналогичная методика для цилиндрического ИСЗ предложена в общем виде в работе [7].

Обозначим угол раствора конуса через  $\beta$  ( $\beta \geq 0$ ); движение ИСЗ относительно центра масс будем считать прецессией орта  $\mathbf{L}$  оси симметрии конуса вокруг неподвижного орта  $\mathbf{\Omega}$  момента импульса с углом прецессии  $\theta$  и угловой скоростью  $\omega$  (рис. 1). В момент  $j$ -й вспышки  $t_j$  ( $j = 1, 2, \dots, N$ ) орт  $\mathbf{b}$  биссектрисы угла Солнце — ИСЗ — наблюдатель образует с ортом  $\mathbf{L}$  угол  $90^\circ - \beta$

$$\mathbf{b} \cdot \mathbf{L} = \sin \beta.$$

Если элементы орбиты ИСЗ известны, орт  $\mathbf{b}_j$  на момент  $t_j$  вычисляется однозначно. Поэтому при заданных координатах  $\alpha_\Omega, \delta_\Omega$  орта  $\mathbf{\Omega}$  (который и является ортом оси вращения) и углах  $\beta, \theta$  геометрически можно определить два положения орта  $\mathbf{L}$  ( $\mathbf{L}^-$  и  $\mathbf{L}^+$ ) в момент вспышки  $t_j$ . Для дальнейших вычислений удобнее использовать орты  $\mathbf{L}^*$  ( $\mathbf{L}^{*-}$  или  $\mathbf{L}^{*+}$ ), перпендикулярные к  $\mathbf{\Omega}$  (рис. 1). Соответствующие формулы получены в работе [3]:

$$\mathbf{L}^{*\pm} = (1 - s^2)^{-1}(1 - m^2)^{-0.5} \times \\ \times [(n - ms)(\mathbf{b} - s\mathbf{\Omega}) \pm (\mathbf{b} \times \mathbf{\Omega})(1 + 2mns - s^2 - m^2 - n^2)^{0.5}],$$

где  $m = \cos \theta$ ,  $n = \sin \beta$ ,  $s = \mathbf{b} \cdot \mathbf{\Omega}$ .

Упрощенный вариант метода (см. [3]) предполагает, что для каждой вспышки известно, какое из положений ( $\mathbf{L}^{*-}$  или  $\mathbf{L}^{*+}$ ) занимает орт  $\mathbf{L}^*$  в момент  $t_j$ . Это можно считать верным, если все вспышки зарегистрированы без пропусков, и векторы  $\mathbf{b}_j$  далеки от орта  $\mathbf{\Omega}$ . В действительности оба эти условия могут не выполняться. В частности, если некоторый орт  $\mathbf{b}_j$  приблизительно коллинеарен орту  $\mathbf{\Omega}$ , интервалы между вспышками  $j - 1, j, j + 1, \dots$  резко изменяются, так как небольшие перемещения орта  $\mathbf{b}$  сильно изменяют положение векторов  $\mathbf{L}^*$ . Значит, для каждого значения  $t_j$  необходимо рассматривать оба положения орта  $\mathbf{L}^{*\pm}$  и выбирать то положение, которое дает лучшее совпадение с реально зарегистрированными моментами вспышек. В нашем алгоритме это реализовано следующим образом.

Обозначим через  $t_0$  момент одной из вспышек, находящейся примерно посередине интервала наблюдений (такой симметричный выбор позволяет



где величина  $k \in Z$  и выбирается так, чтобы угол  $\Delta\psi_j$  принадлежал интервалу (2). Если параметры (4) выбраны верно, то  $\Delta\psi_j = 0$ , в противном случае эта поправка отличается от нуля.

Итак, для оценки степени различия теоретической и зарегистрированной серий вспышек выберем параметр  $F$  как среднее квадратичное значение поправки  $\Delta\psi$  для одной точки:

$$F^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (\Delta\psi_j)^2.$$

Учитывая (3) и (5), получим

$$F^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (\psi_0 + \omega(t_j - t_0) - \psi_j^* + 2\pi k)^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (\psi_0 - \Delta\psi_j^*)^2,$$

где

$$\Delta\psi_j^* = - [\omega(t_j - t_0) - \psi_j^* + 2\pi k], \quad \Delta\psi_j^* \in (-\pi; \pi].$$

Минимизируя  $F$  по параметру  $\psi_0$ , получим

$$\psi_0 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \Delta\psi_j^*,$$

(6)

$$F_{\min}^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (\Delta\psi_j^*)^2 - \frac{1}{N^2} \left( \sum_{j=1}^N \Delta\psi_j^* \right)^2,$$

С учетом того, что орт  $L_0^*$  может занимать два положения, величины  $\psi_0$  и  $F_{\min}$  вычисляются дважды: сначала для  $L_0^* = L_{0-}^*$ , затем для  $L_0^* = L_{0+}^*$ . Пусть вектор  $L_0^*$  выбран. При вычислении каждого из углов  $\Delta\psi_j$  используем по очереди оба положения орта  $L_j^*$ , а именно:  $L_{j-}^*$  и  $L_{j+}^*$ , из двух полученных углов  $\Delta\psi_j$  выбираем меньший по модулю. Таким образом, выбирается то значение угла  $\psi_j^*$ , которое при данных параметрах вращения даст меньшее отклонение от  $\psi_j$ , вычисленного по формуле (3). Из двух найденных значений  $F_{\min}$  выбираем меньшее, выбрав тем самым оптимальное положение вектора  $L_0^*$ . Полученное значение  $F_{\min}$  и является минимальным значением  $F$  для набора параметров (4). Описанный алгоритм составляет содержание подпрограммы вычисления величины

$$F_{\min} = F_{\min}(\alpha_\Omega; \delta_\Omega; \omega; \theta; \beta).$$

Поскольку описанные выше расчеты занимают очень мало машинного времени, минимизация величины  $F_{\min}$  осуществляется методом прямоугольной сетки. Для определения зависимости  $F_{\min} = F_{\min}(\alpha_\Omega; \delta_\Omega)$  строится сетка по указанным параметрам с выводом результатов на экран, после чего составляется таблица указанной зависимости.

Рассмотрим один из узлов сетки, где заданы конкретные значения  $\alpha_\Omega$ ,  $\delta_\Omega$ . С шагом  $1^\circ$  строится вспомогательная сетка (прямоугольная таблица) по  $\theta$ ,  $\beta$  без вывода на экран. Для каждого набора значений  $\theta$ ,  $\beta$  производится линейная минимизация величины  $F_{\min}$  по угловой скорости  $\omega$  (если  $\alpha_\Omega$ ,  $\delta_\Omega$ ,  $\theta$ ,  $\beta$  зафиксированы, то  $\omega$  — единственный параметр, оставшийся свободным). Найденное значение  $F_{\min}$  запоминается, и процесс линейной минимизации повторяется для других наборах  $\theta$ ,  $\beta$ . Наименьшее значение  $F_{\min}$  среди всех узлов вспомогательной таблицы — это и есть минимальное значение

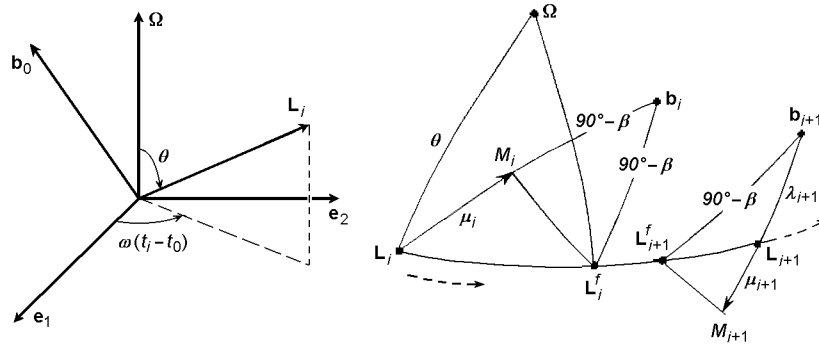


Рис. 2. К вычислению моментов зеркальных вспышек

$F_{\min}$  для заданных  $\alpha_{\Omega}$ ,  $\delta_{\Omega}$ , которое помещается в соответствующую клетку таблицы  $F_{\min}(\alpha_{\Omega}; \delta_{\Omega})$ . Построив таблицу с большим шагом, покрывающую всю небесную сферу, визуально определяем грубое приближение к полюсу вращения ИСЗ по положению минимального  $F_{\min}$ . Окружая точку минимума сеткой с более мелким шагом, уточняем результат.

Для проверки разработанной методики с помощью модельных расчетов составлен алгоритм построения теоретических серий моментов вспышек  $\{t_j\}$  при заданных параметрах (4). Основная идея алгоритма заключается в последовательном переборе моментов времени  $\{t_j\}$  с малым шагом  $\Delta t$ , начиная с заданного начального момента  $t_n$ , причем для каждой пары соседних моментов  $t_i, t_{i+1}$  проверяем, не оказалась ли очередная вспышка между этими моментами.

Для конкретной реализации этой идеи построим базис для описания движения вектора  $L$ . Для выбранного ранее момента  $t_0$  вычислим орт  $b_0$ ; орт  $\Omega$  также задан, так что орты базиса  $\Omega, e_1, e_2$  (рис. 2) вычисляются по формулам

$$e_1 = \frac{b_0 - \Omega \cdot (\Omega \cdot b_0)}{\sqrt{1 - (\Omega \cdot b_0)^2}}, \quad e_2 = \Omega \times e_1.$$

Величина  $\Delta t$  (шаг по времени) была нами выбрана так:  $\Delta t = P/40$ , где  $P$  — приближенное значение периода вращения ИСЗ, полученное из наблюдений. Тогда  $i$ -й момент времени  $t_i$  вычисляется по формуле

$$t_i = t_n + (i - 1)\Delta t.$$

Вычисления прекращаются, когда для очередного  $t_i$  окажется  $t_i > t_k$ , где  $t_k$  — конечный момент интервала вычислений  $[t_n; t_k]$ . Заметим, что выбор величины  $\Delta t$  в значительной степени произволен, так как приближенно найденный момент очередной вспышки затем уточняется методом половинного деления. Важно, чтобы шаг  $\Delta t$  не был велик настолько, чтобы момент очередной вспышки мог быть просто пропущен.

Положение орта  $L$  в момент времени  $t_i$  определяется формулой

$$L = \Omega \cos \theta + [e_1 \cos \omega(t_i - t_0) + e_2 \sin \omega(t_i - t_0)] \sin \theta.$$

Рассмотрим векторы  $\Omega, b_i, L_i$  в момент времени  $t_i$  незадолго до вспышки. Пусть  $L_i^f$  — воображаемое положение орта  $L$  в момент  $t_i$ , при котором имела бы место вспышка. Тогда дуга большого круга  $L_i^f b_i$  равна  $90^\circ - \beta$  (рис. 2). Выставим точку  $M_i$  на дуге  $L_i b_i$  так, чтобы дуга  $M_i b_i$  также

равнялась  $90^\circ - \beta$ . Обозначим дугу  $L_i b_i$  через  $\lambda_i$ , а дугу  $L_i M_i$  — через  $\mu_i$ , так что

$$\mu_i + (90^\circ - \beta) = \lambda_i, \quad \mu_i = (\lambda_i + \beta) - 90^\circ.$$

Тогда

$$\sin \mu_i = -\cos(\lambda_i + \beta) = \sin \lambda_i \sin \beta - \cos \lambda_i \cos \beta.$$

Величину  $\sin \mu_i$  вычисляем для каждого момента  $t_i$ , учитывая, что угол раствора конуса  $\beta$  задан, а функции дуги  $\lambda_i$  определяются формулами

$$\cos \lambda_i = \sqrt{\overline{L_i \cdot b_i}}, \quad \sin \lambda_i = \sqrt{1 - (\overline{L_i \cdot b_i})^2}.$$

Заметим, что в момент вспышки выполняется равенство  $\lambda_i = 90^\circ - \beta$ , так что  $\sin \mu_i = 0$ . Если же вспышка произошла между моментами  $t_i, t_{i+1}$ , то до и после вспышки ориентированная дуга  $\mu$ , равно как и величина  $\sin \mu$ , имеют разные знаки (на рис. 2 показаны также положения векторов  $b, L, L^f$  и точки  $M$  в момент  $t_{i+1}$ , т. е. после вспышки). Поэтому признаком того, что вспышка произошла в интервале  $[t_i; t_{i+1}]$ , является отрицательность произведения  $(\sin \mu_i) \cdot (\sin \mu_{i+1})$ . Определив указанным образом нужный интервал, точное значение  $t$  в момент вспышки найдем, решая уравнение  $\sin \mu = 0$  методом половинного деления.

Для проверки рассмотренной выше методики был проведен численный эксперимент. С произвольными значениями параметров вращения:  $\alpha_\Omega = 30^\circ$ ,  $\delta_\Omega = 30^\circ$ , период  $P = 50$  с,  $\theta = 88^\circ$ ,  $\beta = 4^\circ$ , была построена теоретическая серия моментов вспышек с использованием орбитальных данных ИСЗ 95046.02 (последняя ступень ракеты-носителя «Січ») для прохождения 5 февраля 2005 г. (станция наблюдения в Одессе). Затем, рассматривая эти моменты вспышек как полученные из наблюдений, с помощью описанного метода мы провели расчеты для определения указанных параметров. Результаты построения грубой сетки, покрывающей небесную сферу, представлены в табл. 1. Все параметры вращения были восстановлены с высокой точностью (ошибки величин  $\alpha_\Omega, \delta_\Omega, \theta, \beta$  — менее  $1^\circ$ , ошибка периода — менее  $0.01^s$ ). Значение параметра  $F_{\min}$ , соответствующее истинной ориентации, несколько изменяется в зависимости от выбранного начального значения периода, что связано с конечностью минимального шага по  $\omega$ . Поскольку при вычислениях использованы точные данные модельного расчета, минимум очень резкий — изменение полюса вращения на несколько градусов дуги увеличивает значение  $F_{\min}$  на 2-3 порядка. Существенно, что в точке, противоположной полюсу вращения ( $\alpha_\Omega = 210^\circ, \delta_\Omega = -30^\circ$ ) минимума величины  $F_{\min}$  практически нет. Это говорит о том, что данный

Таблица 1. Значения параметра  $F_{\min}$  (в радианах) для модельного расчета (теоретическая серия вспышек рассчитана для  $\alpha_\Omega = 30^\circ; \delta_\Omega = 30^\circ$ )

$\delta_\Omega$	$\alpha_\Omega$											
	$0^\circ$	$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$120^\circ$	$150^\circ$	$180^\circ$	$210^\circ$	$240^\circ$	$270^\circ$	$300^\circ$	$330^\circ$
$90^\circ$	0.041	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$60^\circ$	0.017	0.022	0.034	0.067	0.125	0.106	0.043	0.032	0.029	0.025	0.020	0.016
$30^\circ$	0.005	$36 \cdot 10^{-6}$	0.012	0.051	0.536	0.278	0.076	0.045	0.033	0.027	0.016	0.007
$0^\circ$	0.012	0.014	0.038	0.100	0.196	0.091	0.079	0.059	0.046	0.063	0.249	0.021
$-30^\circ$	0.025	0.026	0.048	0.062	0.052	0.062	0.071	0.073	0.074	0.106	0.424	0.230
$-60^\circ$	0.070	0.059	0.061	0.065	0.067	0.071	0.076	0.083	0.097	0.128	0.173	0.137
$-90^\circ$	0.089	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

метод позволяет однозначно определять истинное направление вращения ИСЗ за счет учета параллактического сдвига максимумов блеска. Заметим, что линии уровня функции  $F_{\min}(\alpha_{\Omega}; \delta_{\Omega})$  сильно растянуты в направлении экватора, так что величина  $\delta_{\Omega}$  в данном примере определяется точнее, чем  $\alpha_{\Omega}$ . Это, несомненно, вызвано неполнотой фотометрической информации; синхронные наблюдения одного прохождения из нескольких пунктов позволяют определить параметры вращения ИСЗ с большей надежностью.

Для оценки влияния ошибок наблюдений производились расчеты с измененными значениями моментов вспышек  $t_j$ . Для этого к моментам  $t_j$  прибавлялись величины  $k \cdot \Delta t_j$ , где  $\Delta t$  — случайная величина, равномерно распределенная на интервале  $[-0.5; 0.5]$ . Рассмотрено несколько серий  $\{\Delta t_j\}$ , соответствующие значения взяты из таблицы случайных чисел [2]. Для всех серий  $\{\Delta t_j\}$  при  $k \leq 0.1$  параметры вращения (4) сохраняются неизменными. При  $k = 0.3$  получим  $F \approx 0.0007$ , т. е. ошибка от введения искажающих поправок превосходит исходное значение  $F_{\min}$ , при этом найденные значения параметров (4) уже отличаются от точных.

При дальнейшем увеличении величины  $k$  значения параметров (4) становятся неопределенными, а значения в таблице  $F_{\min}(\alpha_{\Omega}; \delta_{\Omega})$  проявляют тенденцию к нивелированию, причем минимальные значения  $F_{\min}$  примерно соответствуют среднему отклонению  $\Delta\psi$ , полученному при переводе величин  $k \cdot \Delta t_j$  в радианную меру по формуле

$$\Delta\psi_j = 2\pi \frac{k\Delta t_j}{P}.$$

Это означает, что столь большие значения  $\Delta\psi_j$  не могут быть реализованы ни при каком положении полюса вращения, и таблица  $F_{\min}$  теряет информативность.

Рассмотренный метод был применен к наблюдениям ИСЗ 95046.02. При получении первичной фотометрической информации проводилось приблизительно семь отсчетов за секунду, причем эти данные содержат некоторую шумовую составляющую. Поэтому при получении фотометрической кривой, приведенной на рис. 3, и определении моментов максимумов производилось сглаживание с периодом  $1^s$  (на рис. 3 приведены не все точки, чтобы не загромождать график). Полученная кривая блеска содержит острые пики (вспышки), что указывает на наличие зеркальной составляющей в отраженном излучении. Кроме главных максимумов блеска, фотометрическая кривая содержит довольно много более слабых максимумов, что указывает на неполное соответствие формы КО выбранной модели. Однако минимум по таблице  $F_{\min}(\alpha_{\Omega}; \delta_{\Omega})$  определяется достаточно уверенно. В табл. 2, 3 приведены значения  $F_{\min}$  в районе минимума на грубой и тонкой сетке — с шагом  $30^\circ$  и  $5^\circ$  соответственно. Уменьшая шаг по каждой координате, можно формально определить положение полюса с любой точностью. Найденные

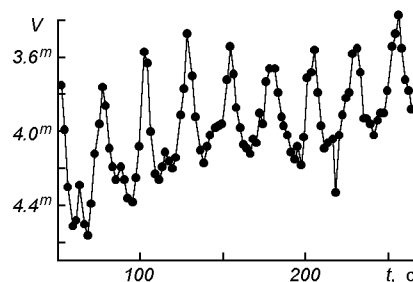


Рис. 3. Фотометрическая кривая ИСЗ 95046.02 (начало отсчета по шкале времени соответствует моменту УТ  $16^h 25^m 00^s$  5 февраля 2005 г.)

Таблица 2. Значения параметра  $F_{\min}$  (в радианах) для ИСЗ 95046.02 в окрестности минимума (шаг по  $\alpha_{\Omega}$ ,  $\delta_{\Omega}$  равен  $30^\circ$ )

$\delta_{\Omega}$	$\alpha_{\Omega}$					
	$0^\circ$	$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$120^\circ$	$150^\circ$
$60^\circ$	0.1185	0.1245	0.1364	0.1628	0.1950	0.1502
$30^\circ$	0.1126	0.1093	0.1059	0.1200	0.4363	0.1792
$0^\circ$	0.1169	0.1001	0.0859	0.0694	0.2709	0.0944
$-30^\circ$	0.1156	0.0923	0.0821	0.0777	0.0840	0.0854
$-60^\circ$	0.0760	0.0785	0.0781	0.0783	0.0786	0.0791

Таблица 3. Значения параметра  $F_{\min}$  (в радианах) для ИСЗ 95046.02 в окрестности минимума (шаг по  $\alpha_{\Omega}$ ,  $\delta_{\Omega}$  равен  $5^\circ$ )

$\delta_{\Omega}$	$\alpha_{\Omega}$				
	$80^\circ$	$85^\circ$	$90^\circ$	$95^\circ$	$100^\circ$
$20^\circ$	0.0882	0.0863	0.0858	0.0887	0.1008
$15^\circ$	0.0811	0.0737	0.0743	0.0745	0.0856
$10^\circ$	0.0762	0.0719	0.0689	0.0716	0.0898
$5^\circ$	0.0737	0.0702	0.0685	0.0747	0.0993
$0^\circ$	0.0732	0.0702	0.0694	0.0747	0.0927
$-5^\circ$	0.0733	0.0712	0.0708	0.0738	0.0814

координаты полюса вращения таковы:  $\alpha_{\Omega} = 90^\circ$ ;  $\delta_{\Omega} = 5^\circ$ , ошибку по обеим координатам мы оцениваем в  $10^\circ$ , учитывая, что минимум — довольно пологий. Этому положению полюса соответствуют сидерический период вращения вокруг центра масс  $53.54^s$ ,  $\theta = 97^\circ$ ,  $\beta = 6^\circ$ .

В заключение оценим область применимости основного предположения нашей работы — считалось, что вектор  $\Omega$  не изменяет своего положения за все время регистрации серии зеркальных вспышек. В работе В. В. Белецкого [1] показано, что вследствие гравитационных возмущений (а в рассмотренных нами случаях они существенно превосходят другие виды возмущений) вектор момента импульса и его орт  $\Omega$  медленно прецессирует вокруг нормали к плоскости орбиты КО. Если  $\theta \approx 90^\circ$ , то максимальное перемещение орта  $\Omega$  (в радианах) за виток определяется формулой

$$|\Delta\Omega| = 2\pi \cdot 0.75 \frac{P_{\text{цм}}}{P_{\text{орб}}} \left(1 - \frac{C}{A}\right),$$

где  $P_{\text{орб}}$ ,  $P_{\text{цм}}$  — соответственно периоды орбитального вращения КО и его вращения относительно своего центра масс,  $A$ ,  $C$  — поперечный и продольный моменты инерции осесимметричного КО (для наглядности мы несколько изменили форму записи выражения, приведенного в работе [1]). Если даже считать  $C/A \approx 0$  (для сильно вытянутого объекта), то в нашем случае, при  $P_{\text{орб}} \approx 6000^s$ ,  $P_{\text{цм}} \approx 53^s$ , получим  $|\Delta\Omega| \approx 0.04$  рад  $\approx 2.3^\circ$  за виток. Следовательно, на интервале времени 5-6 мин (среднее время прохождения ИСЗ по небу наблюдателя) орт  $\Omega$  поворачивается на малую долю градуса дуги, т. е. можно считать  $\Omega$  постоянным. Более того, если ошибка определения  $\Omega$  превышает  $2^\circ$ , как в данном примере, можно использовать наблюдения, полученные с одной станции на двух последовательных прохождениях ИСЗ (что, в свою очередь, повысит надежность и точность результатов).



Авторы благодарны С. Страховой, Н. Пальцеву, С. Меликьянц и другим коллегам, принимавшим участие в наблюдениях и первичной обработке кривой блеска ИСЗ 95046.02.

1. *Белецкий В. В.* Движение искусственного спутника относительно центра масс. — М.: Наука, 1965.—416 с.
2. *Гмурман В. Е.* Теория вероятностей и математическая статистика. — М.: Высш. шк., 1999.—479 с.
3. *Григорьевский В. М., Згоняйко Н. С., Колесник С. Я., Тавадрус М. Я.* К вопросу об определении полюса вращения продолговатого зеркального ИСЗ по моментам максимумов блеска // Наблюд. искусств. небес. тел.—1981.—№ 79.—С. 81—87.
4. *Добровольский А. В.* Интерактивная система классификации кривых блеска космических объектов // Объед. науч. журн.—2002.—№ 11 (34).—С. 50—51.
5. *Добровольский А. В.* Структура каталога фотометрических данных космических объектов // Объед. науч. журн.—2002.—№ 13 (36).—С. 56—58.
6. *Коробко А. А., Добровольский А. В., Кошкин Н. И. и др.* О восстановлении зависимости характеристик рассеянного ИСЗ излучения от реализующихся при наблюдениях геометрических условий // Околосемная астрономия-2003. — М.: Ин-т астрономии РАН, 2003.—С. 185—192.
7. *Hunsburg M.* Interpretation of photometric signatures from satellites // Annu. Rept. Library.— 1967.—N 69-0078.—P. 42—46.—(Proc. Symp. Miami).

Поступила в редакцию 19.09.06