

УДК 523.64

Поверхностная яркость пылевого хвоста кометы.

I. Техника расчета

Г. Ф. Черный, Ю. В. Сизоненко

Описана техника расчета распределения теоретической поверхностной яркости в пылевом хвосте кометы при осесимметричном истечении пыли из ядра.

SURFACE BRIGHTNESS OF THE COMETARY DUST TAIL. I. A CALCULATION TECHNIQUE, by Chernyj G. F., Sizonenko Yu. V.—A calculation technique of theoretical brightness distribution in the cometary dust tail is described for the axysymmetric outflow of the dust from the core.

Введение. Исследования кометы Галлея повысили интерес к физическим процессам, происходящим в кометах на стадии их оптической достижимости. К ним относятся процессы появления и развития пылевой составляющей кометной атмосферы и, в частности, пылевого хвоста II типа [6]. Формирование последнего более или менее успешно описывается методом синдинам и синхрон, основанным на идеях Бесселя и Бредихина [3, 4, 8]. С его помощью в рамках механической теории кометных форм получают распределение нейтральной пыли в кометной атмосфере, что позволяет подсчитать число пылинок на луче зрения и тем самым оценить поверхностную яркость для пылевого хвоста. До настоящего времени такие оценки проведены только для случая сферически-симметричного истечения пыли из ядра [7, 8]. Однако более реально асимметричное истечение, так как пыль «выталкивается» из околядерной области за счет взаимодействия с газом, а газ образуется, в основном, на подсолнечной поверхности ядра [7]. Ниже описан способ вычисления поверхностной яркости в случае осесимметричного истечения пыли.

Модель. Предпосылки. При движении вокруг Солнца из нагретых относительно окружающей среды участков ядра вытекают потоки газа, увлекая за собой в околядерное пространство пылевые частицы различных размеров. Покидая ядро, эти частицы на границе области взаимодействия с газом приобретают некоторую конечную (терминальную) скорость и попадают в область свободного от столкновений разлета. С течением времени они образуют характерное для большинства комет пылевое облако — пылевой хвост II типа.

Распределение плотности частиц в образовавшемся облаке можно найти, зная условия их вылета и закон дальнейшего продвижения. С учетом необходимости решать обратную задачу кометных форм это означает, что надо проверить, какие условия вылета и законы движения приводят к распределению, совпадающему с наблюдаемым.

Условия вылета и закон движения пылевых частиц. На незаряженные пылевые частицы, которые здесь рассматриваются, в области бесстолкновительного разлета действуют, в основном, сила притяжения Солнцем и сила давления радиации, так что их движение описывается законами классической механики.

При выборе условий вылета можно воспользоваться идеями, изложенными, например, в работе [8]: пылинки одинакового размера, вылетевшие из ядра в данный момент времени, находятся в дальней-

шем на поверхности достаточно тонкого сферического слоя, который расширяется с терминальной скоростью, соответствующей этому виду пылинок, установившейся после их выхода из сферы влияния кометного ядра, и одновременно движется под действием двух названных выше сил.

Центру симметрии такого слоя в любой момент времени можно поставить в соответствие единственную точку на кривой, изображающей его «траекторию» в кометоцентрической системе координат. Слой, в котором находятся пылинки другого размера, движется по другой траектории, и ей отвечает другая изображающая кривая. Названия этих кривых — синдинами.

При подходящем выборе распределения пылинок по размерам синдинами покрывают изображение конкретного хвоста II типа в той же системе координат. Тем самым имеется возможность представить пылевой хвост кометы в виде большого числа сферических слоев в некоторой системе координат, а значит, воспользоваться средствами математики для необходимых расчетов.

Расчет поверхностной яркости. *Подготовительный этап.* Пылевые частицы, образующие видимый хвост II типа, имеют ограниченный возраст (время, прошедшее с момента их выброса) и конечные размеры. Предположим, что возрасту соответствует переменная $\tau \in [\tau_a, \tau_b]$, а размеру — переменная $\kappa \in [\check{\kappa}, \hat{\kappa}]$. Тогда паре (τ_B, κ_B) допустимых значений переменных τ и κ можно поставить в соответствие точку (ξ_B, η_B) на координатной плоскости в кометоцентрической системе координат. Эта точка будет определять то место на плоскости кометной орбиты, в котором по истечении времени τ_B окажется центр сферического слоя, состоящего из частиц размера κ_B , при условии, что движение центра происходило в указанной (кометной) плоскости. Переход от точки (τ_B, κ_B) к точке (ξ_B, η_B) осуществляется путем решения задачи двух тел методами, один из которых описан в работе [3], а второй — в [8].

Предположим, далее, что у нас есть намерение найти поверхностную яркость в окрестности точки B (ξ_B, η_B) . Тогда для этого нам необходимо просуммировать вклады в эту величину от сферических слоев всех возрастов и размеров, которые пересекаются с лучом зрения, направленным в точку B . Очевидно, что сферический слой с центром в точке B обладает таким свойством. Обладают этим свойством также те слои, значения переменных τ и κ для которых достаточно близки к значениям τ_B и κ_B . Последнее утверждение справедливо в силу непрерывности преобразования $(\tau, \kappa) \rightarrow (\xi, \eta)$. В конечном итоге возникает необходимость проинтегрировать (или просуммировать) вклады от слоев, для которых значения переменных τ и κ заполняют без пропусков некоторую окрестность точки (τ_B, κ_B) множества $[\tau_a, \tau_b] \times [\check{\kappa}, \hat{\kappa}]$.

Процесс интегрирования (накопления слагаемых) при этом может быть следующим. Пусть заданы значения $\tau_L \in [\tau_a, \tau_b]$, $\kappa_L \in [\check{\kappa}, \hat{\kappa}]$. Если радиус r_L «сферы плотности» с центром в точке L (ξ_L, η_L) не меньше расстояния h_L от точки L до луча зрения, направленного в точку B , то от образующих ее пылевых частиц поступает вклад в искомую яркость. В явном виде неравенство $h_L \leq r_L$ выглядит так (см. Приложение):

$$\{c_{\xi B}^2 [(\eta_L - \eta_B)^2 + (\xi_L - \xi_B)^2] + [(\eta_L - \eta_B) c_{\xi B} - (\xi_L - \xi_B) c_{\eta B}]^2\}^{1/2} \leq v_e(\kappa_L) \tau_L. \quad (1)$$

В выражении (1) $c_{\xi B}$, $c_{\eta B}$, $c_{\zeta B}$ — направляющие косинусы луча зрения в кометоцентрической системе координат (ξ, η, ζ) ; $v_e(\kappa_L)$ — терминальная скорость для частиц размера κ_L (скорость расширения рассматриваемой сферы плотности).

Если для данной сферы плотности неравенство (1) выполнено, то ее вклад на луче зрения состоит, по определению, из вкладов в точках $M(\xi_M, \eta_M, \zeta_M)$ и $N(\xi_N, \eta_N, \zeta_N)$. Условия проектирования сферических площадок в окрестностях точек M и N на плоскость, перпендикулярную лучу зрения (картинную плоскость), определяются углом β_L :

$$\cos \beta_L = (r_L^2 - h_L^2)^{1/2} / r_L. \quad (2)$$

После того, как вычислена вспомогательная величина

$$\zeta_H = c_{\zeta B} [(\xi_L - \xi_B) c_{\xi B} + (\eta_L - \eta_B) c_{\eta B}], \quad (3)$$

можно найти координаты ζ точек M и N ;

$$\zeta_M = \zeta_H - r_L \cos \beta_L c_{\zeta B}, \quad \zeta_N = \zeta_H + r_L \cos \beta_L c_{\zeta B}. \quad (4)$$

Если разность $|\xi_M - \xi_N|$ больше некоторого заданного значения ε_ζ , то это две различные в вычислительном процессе точки. Другие координаты точек M и N находятся из уравнения «луча зрения» как прямой, на которой эти точки расположены

$$(\xi - \xi_B) / c_{\xi B} = (\eta - \eta_B) / c_{\eta B} = \zeta / c_{\zeta B}. \quad (5)$$

Для дальнейшего необходимо также знать координаты ξ' этих точек в системе координат с началом в точке L (в центре рассматриваемой сферы плотности) и с осью ξ' вдоль оси симметрии в распределении плотности. В случае, если ось ξ' лежит в кометной плоскости и повернута относительно оси ξ на угол ϑ_L , а оси ζ' и ζ параллельны,

$$\xi'_M = (\xi_M - \xi_L) \cos \vartheta_L + (\eta_M - \eta_L) \sin \vartheta_L; \quad (6)$$

$$\xi'_N = (\xi_N - \xi_L) \cos \vartheta_L + (\eta_N - \eta_L) \sin \vartheta_L.$$

Угол φ , характеризующий угловое распределение пылевых частиц на сфере плотности, определяется для точек M и N соотношениями

$$\cos \varphi_M = \xi'_M / r_L, \quad \cos \varphi_N = \xi'_N / r_L. \quad (7)$$

Распределение пылевых частиц в кометной атмосфере. Пусть $\dot{N}(\tau, \cos \varphi)$ — число частиц всех размеров, выбрасываемых кометным ядром в единицу времени (за τ единиц до наблюдения), которые располагаются на сферическом поясе единичной угловой ширины, видимом из центра ядра под углом φ ; $g(x)$ — функция распределения частиц по размерам, такая что $g(x) \Delta x$ — доля частиц в интервале $[x, x + \Delta x]$, и $\int_0^\infty g(x) dx = 1$. Тогда число частиц с размером в интервале $[\kappa_L, \kappa_L + (\Delta \kappa)_L]$ и с возрастом в интервале $[\tau_L, \tau_L + (\Delta \tau)_L]$, которые вылетели из ядра τ_L единиц времени тому назад и с тех пор располагаются на сферическом поясе шириной $(\Delta \varphi)_M$, видимом из центра $L(\xi_L, \eta_L)$ сферы плотности под углом φ_M , дается выражением $\dot{N}(\tau_L, \cos \varphi_M) g(\kappa_L) (\Delta \kappa)_L (\Delta \tau)_L (\Delta \varphi)_M$. Так как площадь рассматриваемого пояса равна $2\pi r_L^2 \sin \varphi_M (\Delta \varphi)_M$, то число частиц на единице площади картинной плоскости в окрестности точки M

$$Q_{LM} = \frac{\dot{N}(\tau_L, \cos \varphi_M) g(\kappa_L)}{2\pi r_L^2 \sin \varphi_M \cos \beta_L} (\Delta \tau)_L (\Delta \kappa)_L \equiv \dot{Q}_{LM}(\tau_L, \kappa_L, \varphi_M) (\Delta \tau)_L (\Delta \kappa)_L.$$

Аналогично $Q_{LN} = \dot{Q}_{LN}(\tau_L, \kappa_L, \varphi_N) (\Delta \tau)_L (\Delta \kappa)_L$. А вклад в «интеграл» плотности от сферы L равен $Q_L = Q_{LM} + Q_{LN} = (\dot{Q}_{LM} + \dot{Q}_{LN}) (\Delta \tau)_L (\Delta \kappa)_L$.

Поверхностная яркость пылевого хвоста. Пусть L_{\odot} — полный поток энергии, излучаемой Солнцем. Освещенность единицы поверхности на расстоянии r_d от Солнца

$$E = L_{\odot}/4\pi r_d^2.$$

Из нее на сферическую пылинку радиуса a падает часть потока $\Phi_{\odot} = L_{\odot}(\pi a^2)/4\pi r_d^2$.

Рассеивается пылинкой] во все стороны поток $\Phi_d = A_x \Phi_{\odot} = A_x L_{\odot} \pi a^2 / 4\pi r_d^2$; A_x — альбеда этой пылинки. В частности, в телесном угле 1 ср в направлении 180° — K от оси ξ распространяется поток $\Phi_{dx}(K) \times 1 \text{ ср} / 4\pi = J_x \times 1 \text{ ср}$, где $x(K)$ — индикатриса рассеяния, $\int x(K) (d\Omega/4\pi) = 1$; J_x —

сила света,

$$J_x = \Phi_{dx}(K)/4\pi = A_x L_{\odot} a^2 x(K) / 16\pi r_d^2.$$

Интенсивность света, излучаемого единичной площадкой в перпендикулярном к ней направлении в телесном угле 1 ср (поверхностная яркость), связанная с частицами на сфере плотности L , $I_L = Q_L J_x = Q_L A_x L_{\odot} a^2 x(K) / 16\pi r_d^2$. Поверхностная яркость единичной площадки картинной плоскости в окрестности точки B равна: $I_B = \sum_{L(h_L \leq r_L)} I_L = \sum_L Q_L J_x = \sum_L (Q_{LM} + \dot{Q}_{LM}) (\Delta\tau)_L J_x (\Delta x)_L$, где I_B — интересующая нас поверхностная яркость.

Сравнение с наблюдениями. Пусть s_f — элементарная площадка, которую измерительный прибор (например, фотометр) воспринимает как точечную. Тогда ей на картинной плоскости в окрестности точки B будет соответствовать площадка S_f (в случае квадратной диафрагмы фотометра $S_f = s_f (\Delta_B/F)^2$, где Δ_B — расстояние от наблюдателя T до точки B , а F — фокусное расстояние установки, на которой получен снимок). Видимая яркость площадки S_f , $J_f = I_B S_f$. A — световой поток, поступающий от S_f в точку T , из которой площадка S_f видна в телесном угле $d\Omega_f$, $\Phi_f = J_f d\Omega_f = J_f S_f / \Delta_B^2$. Освещенность, создаваемая им на площадке s_f , $E_f = \Phi_f / s_f = J_f S_f / s_f \Delta_B^2$. Итак, если теоретически вычислена экспозиция, с которой получено изображение « s_f » площадки S_f , $H_f = E_f (\Delta t)_e = J_f S_f (\Delta t)_e / s_f \Delta_B^2 = I_B S_f^2 (\Delta t)_e / s_f \Delta_B^2$, то ее можно сравнить с полученной из наблюдений величиной H_f^* . Если же в результате обработки наблюдений получают $I_B^* = H_f^* s_f \Delta_B^2 / S_f^2 (\Delta t)_e$, то сравнению подлежат величины I_B и I_B^* .

Обсуждение. Предыдущий раздел содержит схему решения задачи для определения внеатмосферной яркости протяженного объекта типа кометного пылевого облака. Стиль принятого там изложения выбран таким, чтобы максимально полно использовать полученные формулы для проведения численных расчетов, которые дали бы возможность эффективно аппроксимировать реальный физический процесс развития пылевого облака, в кометной атмосфере модельным процессом с известными подробностями развития. После некоторой дополнительной проработки можно было бы написать «непрерывный» (интегральный) аналог предыдущего раздела, однако это в данном случае не имеет решающего значения.

Схематичность изложения выражена в отсутствии анализа частных случаев (например, следствий из условия $h_L = r_L$ или другого условия, $|\zeta_M - \zeta_N| \leq \epsilon_t$) при решении поставленной задачи. Предполагается, что такой анализ целесообразно провести на этапе составления программы вычислений с помощью ЭВМ, и его результаты могут быть изложены в одной из следующих статей.

Выбор метода численного интегрирования функции $I_L(\tau, \kappa)$ определяется рядом специфических условий в зависимости от вида функций распределения по τ и κ , вычислительных средств и требуемой точности вычислений. Априори можно предложить метод последовательного интегрирования по области произвольной формы $T_\kappa = \{\tau, \kappa : h_L \leq r_L\}$; при этом оба однократных интеграла будут иметь переменные пределы интегрирования [1, с. 105, 112]:

$$\iint_{T_\kappa} I_L(\tau, \kappa) d\kappa d\tau = \int_{\tau_a}^{\tau_b} \left(\int_{\kappa}^{\kappa_B} + \int_{\kappa}^{\hat{\kappa}} \right) I_L d\kappa d\tau = \dots,$$

так как значения τ_a , τ_b , $\check{\kappa}$, $\hat{\kappa}$ заранее не известны и могут быть определены только в ходе интегрирования. Можно поступить и по-другому: задать промежутки интегрирования $T_1 = [\tau_1, \tau_2] \supset [\tau_a, \tau_b]$ и $T_2 = [\kappa_1, \kappa_2] \supset [\check{\kappa}, \hat{\kappa}]$, выбрать надежную квадратурную формулу и считать, что в узлах, для которых $h_L > r_L$, имеем $I_L = 0$.

Задача решена в бесприливном приближении, так как предполагается, что в ходе эволюции кометного облака силы гравитации и светового давления не деформируют «составляющие» его сферы плотности настолько, чтобы это сказалось на точности вычислений.

Однако решать ее без учета связанного с неинерциальными силами дополнительного поворота сфер плотности, как это делалось раньше, уже нельзя. Наличие осевой симметрии требует большей точности вычисления величин типа ξ'_M . Анализ показывает, что если ошибка в вычислении, например, координаты ξ'_M величиной порядка 10^{-5} а. е. из-за неучета приливного действия на сферу накапливается в течение примерно восьми суток, то без учета неинерциального воздействия она возникает в пределах суток после того, как пылинки вышли из области притяжения ядра.

Другие источники ошибок («разбухание» сферы плотности в неинерциальной системе отсчета, притяжение пылинки ядром и т. д.) не рассматриваются, — считается, что практически более важно определить зависимость функций распределения \dot{N} и g от их аргументов.

На практике может оказаться удобным представить скорость пылеобразования $\dot{N}(\tau, \varphi)$ в виде произведения $\dot{n}(\tau) \nu(\varphi)$. Может также возникнуть необходимость считать функции g и ν зависящими от времени, а функцию ν — зависящей не только от широты φ на сфере («полосатая» сфера), но и от долготы («пятнистая» сфера плотности). Предложенная схема вычислений допускает эти обобщения, в частности второе, так как систему координат $\{\xi', \eta', \zeta\}$ можно сохранить и в случае «пятнистых» сфер плотности, а значения координаты ζ для точек M и N нам известны.

Мыслимо и другое обобщение, связанное с предположением о том, что ось симметрии пакета частиц, выброшенных ядром, не находится в плоскости орбиты кометы. Для того, чтобы его выполнить, достаточно знать положение оси симметрии в системе $\{\xi', \eta', \zeta\}$, направление осей которой с точностью до малых поправок совпадает с направлением осей кометоцентрической системы в момент выброса частиц.

Приложение.

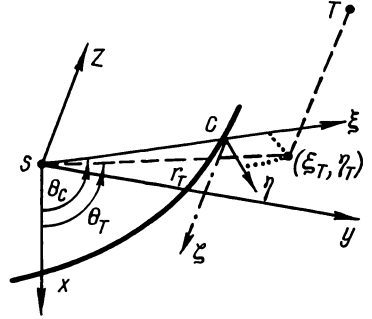
Вывод формул раздела «Расчет поверхностной яркости». Кометоцентрическая система координат $\{\xi, \eta, \zeta\}$, которая используется в работе, определяется так. Ее центр расположен в центре кометного ядра. Направление оси ξ в любой момент времени совпадает с направлением от Солнца к ядру. Ось η повернута на 90° , лежит в плоскости кометной орбиты и направлена в сторону, противоположную направлению движения кометы. Ось ζ дополняет систему координат до правой прямоугольной.

Координаты (ξ_L, η_L) центра сферы для частиц с размером κ_L и возрастом τ_L удобно находить по формулам, приведенным в работе [8, прил. А]. Направляющие косинусы луча зрения с Земли на точку L (ξ_L, η_L) можно вычислить, имея кометоцентрические координаты (ξ_T, η_T, ζ_T) Земли:

$$c_{\xi L} = -(\xi_T - \xi_L)/\Delta_L, \quad c_{\eta L} = -(\eta_T - \eta_L)/\Delta_L, \\ c_{\zeta L} = -\zeta_T/\Delta_L; \quad \Delta_L = [(\xi_T - \xi_L)^2 + (\eta_T - \eta_L)^2 + \zeta_T^2]^{1/2}.$$

Кометоцентрические координаты Земли получают, зная гелиоцентрические прямоугольные экваториальные координаты (X_T, Y_T, Z_T) Земли (определение см. в [5, с. 33]). Действительно, от этих координат можно перейти к гелиоцентрическим прямоугольным орбитальным координатам (x_T, y_T, z_T) Земли. Преобразование имеет вид [2; 5, с. 66]:

$$\begin{pmatrix} x_T \\ y_T \\ z_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_X & P_Y & P_Z \\ Q_X & Q_Y & Q_Z \\ R_X & R_Y & R_Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_T \\ Y_T \\ Z_T \end{pmatrix}.$$



Кометоцентрическая и орбитальная системы координат

Формулы для проективных коэффициентов P, Q и R приведены в [2] или в [5, (1.1.113)]. Так как плоскость $\{x, y\}$ в нашем случае совпадает с плоскостью кометной орбиты, то входящие в эти коэффициенты величины Ω, ω, i — это эллиптические элементы ориентации орбиты кометы. А после того, как найдены x_T, y_T, z_T , кометоцентрические координаты находятся из соотношений (рисунок):

$$\xi_T = r_T \cos(\theta_C - \theta_T) - r_C, \quad \eta_T = r_T \sin(\theta_C - \theta_T), \\ \zeta_T = -z_T; \quad r_T = (x_T^2 + y_T^2)^{1/2}, \quad \theta_T = \arctg(y_T/x_T),$$

θ_C — истинная аномалия кометы. Расстояние от точки L до прямой $(\xi - \xi_B)/c_{\xi B} = (\eta - \eta_B)/c_{\eta B} = \zeta/c_{\zeta B}$, проходящей через точку B (ξ_B, η_B) и имеющей направляющие косинусы луча зрения с Земли на эту точку, равно

$$h_L = \left\{ \left| \begin{array}{cc} c_{\eta B} & c_{\zeta B} \\ \eta_B - \eta_L & 0 \end{array} \right|^2 + \left| \begin{array}{cc} c_{\zeta B} & c_{\xi B} \\ 0 & \xi_B - \xi_L \end{array} \right|^2 + \left| \begin{array}{cc} c_{\xi B} & c_{\eta B} \\ \xi_B - \xi_L & \eta_B - \eta_L \end{array} \right|^2 \right\}^{1/2} = \\ = \{[(\xi_L - \xi_B)^2 + (\eta_L - \eta_B)^2] c_{\zeta B}^2 + [(\eta_L - \eta_B) c_{\xi B} - (\xi_L - \xi_B) c_{\eta B}]^2\}^{1/2},$$

что совпадает с левой частью формулы (1).

Предположим, что перпендикуляр, опущенный из точки L на рассматриваемый луч зрения, касается его в точке H . Тогда h_L можно представить по-другому: $h_L = [(\xi_L - \xi_H)^2 + (\eta_L - \eta_H)^2 + \zeta_H^2]^{1/2}$. Сравнивая это и предыдущее представления для h_L , получим $\zeta_H = c_{\zeta B} [(\xi_L - \xi_B) c_{\xi B} + (\eta_L - \eta_B) c_{\eta B}]$, то есть формулу (3).

Переход от координат точки M (ξ_M, η_M, ζ_M) в кометоцентрической системе $(C; \xi, \eta, \zeta)$ к координатам этой точки в некоторой новой системе координат $(L; \xi', \eta', \zeta')$ с центром в точке L (ξ_L, η_L, ζ_L) в общем случае можно выполнить по правилу $\mathbf{LM}' = T^{-1}(\mathbf{CM} - \mathbf{CL})$. $T^{-1} = (t_{ik})$ — матрица преобразования, составленная из направляющих косинусов новой оси с номером k относительно осей $l = 1, 2, 3$ кометоцентрической системы. В частном случае, когда ось ξ' остается в плоскости кометной орбиты, правило перехода представимо в таком виде

$$\begin{pmatrix} \xi'_M \\ \eta'_M \\ \zeta'_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi_L & \sin \phi_L & 0 \\ -\sin \phi_L & \cos \phi_L & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_M - \xi_L \\ \eta_M - \eta_L \\ \zeta_M \end{pmatrix}.$$

Отсюда получаются формулы преобразования (6).

В рассматриваемой задаче угол между положительными направлениями осей ξ и ξ'

$$\vartheta_L = \theta_C(t) - \theta_C(t - \tau_L) + \theta_L;$$

$$\theta_L = -\operatorname{arctg} [\tau_L \sqrt{k^2 q_C (1 + e_C)} / r_C^2 (t - \tau_L)],$$

$k^2 = 0.295912 \cdot 10^{-3}$ (а. е.)³/(сут)² — постоянная тяготения; q_C и $r_C(t - \tau_L)$ — перигелийное расстояние кометы и ее гелиоцентрическое расстояние в момент выброса пылинки (в а. е.); e_C — эксцентриситет кометной орбиты, размерность $[\tau_L] = \text{сут} = 86400$ с.

1. *Калиткин Н. Н.* Численные методы.— М.: Наука, 1978.—512 с.
2. *Коноплева В. П., Розенбуш В. К.* Перспективное проектирование изображений комет на плоскость орбиты // Астрометрия и астрофизика.—1974.— Вып. 22.— С. 61—69.
3. *Коноплева В. П., Розенбуш В. К., Шульман Л. М.* Определение эффективных ускорений в кометных хвостах II типа // Там же.—1975.— Вып. 27.— С. 59—66.
4. *Орлов С. В.* Кометы.— М.; Л.: ОНТИ НКТП СССР, 1935.—196 с.
5. *Справочное руководство по небесной механике и астродинамике* / Под ред. Г. Н. Дубошнина.— М.: Наука, 1971.—584 с.
6. *Cometary exploration*: Proc. Intern. Conf. cometary exploration. Nov. 15—19, 1982. Budapest, Hungary. Vol. 2. / Ed. by T. J. Gambosi.— Budapest, 1983.—234 p.
7. *Fernandez J. A., Jockers K.* Nature and origin of comets.— Kaltenburg-Linday: Max-Planck-Institut Aeronomie, 1982.—175 p.
8. *Finson M. L., Probst R. F.* A theory of dust comets // *Astrophys. J.*—1968.—154, N 1.— P. 327—380.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 09.08.85,
после доработки 04.12.85

РЕФЕРАТЫ ДЕПОНИРОВАННЫХ РУКОПИСЕЙ

УДК 520.2/8+520.88

УСТРОЙСТВО ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО СЧИТЫВАНИЯ СПЕКТРОГРАММ / Драгомирецкий В. В., Удовиченко С. Н.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 8618—В)

Описывается устройство для автоматического считывания фотографических спектрограмм с перфорацией данных для непосредственного ввода в ЭВМ. Устройство состоит из микрофотометра МФ-2, приемника оптического сигнала фотодиода ФД-7К, усилителя У-5-7, цифрового вольтметра В2-19, перфоратора «перфомом-35», блока управления шаговым двигателем и блока питания. Фотометрическая точность устройства 10^{-3} . Приведены блок-схема, временные диаграммы и принципиальная схема.

УДК 521.93

О ПОСТРОЕНИИ ЦИФРОВЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ШИРОТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ / Дубик Б. С.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 6576—85 Деп.)

Предлагается представлять в следующем виде колебание широты, обусловленное движением полюса с периодом Чандлера: $(a + bt + ct^2) \cos(qt + \varphi)$.

Обсуждается построение фильтров для выделения этой и других периодических составляющих и их исключения при выводе средней широты.