

РОЛЬ ЭФФЕКТИВНОГО АЛЬБЕДО В КОМЕТНОЙ ФОТОМЕТРИИ

О. В. Добровольский, М. З. Маркович, Р. С. Ошеров

(Институт астрофизики АН Тадж. ССР,
Калининский политехнический институт)

Эффективное альбедро $A_{эф}$ головы кометы, введенное одним из авторов [6, 7], является отношением энергии W , рассеянной головой кометы, к энергии W_0 , падающей на комету:

$$A_{эф} = \frac{W}{W_0}. \quad (1)$$

Падающий на комету поток W_0 можно разделить на три составляющие: W — поток, рассеянный по различным направлениям и ответственный за наблюдаемое свечение кометы, W_1 — поток, поглощенный головой кометы, W_2 — поток, прошедший сквозь атмосферу кометы без взаимодействия с ней. Следовательно,

$$W_0 = W + W_1 + W_2, \quad (2)$$

причем каждый из потоков W , W_1 , W_2 пропорционален W_0 .

Из потока W_0 головой кометы захватывается энергия $W + W_1$. Отношение рассеянной энергии W к захваченной $W + W_1$ характеризует среднее альбедро a частиц головы кометы, т. е.

$$\frac{W}{W + W_1} = a. \quad (3)$$

Из (3) следует, что

$$W_1 = W \left(\frac{1}{a} - 1 \right). \quad (4)$$

Для потока, прошедшего сквозь атмосферу кометы, можно записать

$$W_2 = W_0 e^{-\bar{\tau}}, \quad (5)$$

где $\bar{\tau}$ — средняя оптическая толщина головы кометы.

Разлагая $e^{-\tau}$ в ряд и ограничиваясь, в силу малости $\bar{\tau}$, первыми двумя членами разложения, получим

$$\frac{W_2}{W_0} = 1 - \bar{\tau}. \quad (6)$$

Подставляя (1), (4) и (6) в уравнение (2), получим

$$A_{эф} = a\bar{\tau}. \quad (7)$$

Следовательно, эффективное альбедро головы кометы равно произведению среднего альбедро одной частицы и средней оптической толщины. Кроме оценки средней оптической толщины по выражению (7) можно произвести оценку и других характеристик поглощения, например предельной оптической толщины.

Из определения $\bar{\tau}$, даваемого равенством (5), в случае сферической симметрии следует, что

$$e^{-\bar{\tau}} = \frac{2 \int_0^R e^{-\tau} S dS}{\int_0^R S dS}, \quad (8)$$

где S — расстояние от ядра кометы в картинной плоскости наблюдателя. Логарифмируя выражение (8), получим

$$\bar{\tau} = \ln \frac{\int_0^R S dS}{2 \int_0^R e^{-\tau} S dS}. \quad (9)$$

Здесь интегрирование распространяется на все поперечное сечение головы кометы.

Рассмотрим более подробно физическую природу τ .

В общем случае атмосфера кометы состоит из газовой и пылевой компонент. Коэффициент ослабления лучистой энергии запишем в виде

$$K = K_g + K_p = \sigma_g \varphi_g(r) + \sigma_p \varphi_p(r), \quad (10)$$

где σ — сечение поглощения, $\varphi(r)$ — число частиц в единице объема на расстоянии r от ядра, а индексы «г» и «п» относятся, соответственно, к газовой и пылевой компонентам.

Согласно определению,

$$\tau = \int K dy = \int [\sigma_g \varphi_g(r) + \sigma_p \varphi_p(r)] dy, \quad (11)$$

где y берется вдоль луча зрения, а интеграл распространяется на всю геометрическую толщину головы кометы вдоль луча зрения. Подставляя (10) и (11) в (8), получаем

$$\bar{\tau} = \ln \frac{R^2}{2 \int_0^R e^{-\tau} S dS} = \ln \left[\frac{1}{2 \int_0^1 e^{-\tau} \xi d\xi} \right]. \quad (12)$$

Здесь R — видимый радиус головы кометы, $\xi = \frac{S}{R}$ — безразмерное расстояние от ядра.

Аппроксимируем φ степенной функцией вида

$$\varphi = n_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^\gamma,$$

в которой R_0 — радиус ядра. Тогда выражение для τ , входящее в уравнение (12), запишется в виде

$$\tau = 2 \int_0^{y_{np}} [\sigma_g n_{0g} + \sigma_p n_{0p}] \frac{R_0^\gamma}{r^\gamma} dy = C \int_0^{y_{np}} \frac{dy}{r^\gamma},$$

где $C = 2R_0(\sigma_g n_{0g} + \sigma_p n_{0p})$, y_{np} — предельное значение величины y , соответствующее «границе» головы кометы.

Введя обозначение $r = \sqrt{S^2 + y^2}$ и проинтегрировав до границы головы вдоль направления y , т. е. до y_{np} , получим следующие выражения:

$$\tau_1 = \frac{2R_0^\gamma (\sigma_g n_{0g} + \sigma_p n_{0p})}{S} \arctg \frac{y_{np}}{S} \quad \text{при } \gamma = 2, \quad (13)$$

$$\tau_2 = \frac{2R_0^3}{R^2} (\sigma_r n_{0r} + \sigma_n n_{0n}) \frac{y_{np}}{S^2 \sqrt{S^2 + y_{np}}} \text{ при } \gamma=3. \quad (14)$$

Естественно положить $y_{np} \rightarrow \infty$. Тогда

$$\tau_1 = \frac{C_1}{\xi}, \quad (15)$$

$$\tau_2 = \frac{C_2}{\xi^2}, \quad (16)$$

где

$$C_1 = \frac{\pi R_0^2}{R} (\sigma_r n_{0r} + \sigma_n n_{0n}),$$

$$C_2 = \frac{2R_0^3}{R^2} (\sigma_r n_{0r} + \sigma_n n_{0n}).$$

Подставляя (15) и (16) в выражение (12), получим, соответственно,

$$\bar{\tau}_1 = \ln \left[\frac{1}{2 \int_0^1 e^{-\frac{-c_1}{\xi}} \xi d\xi} \right] \quad (17)$$

и

$$\bar{\tau}_2 = \ln \left[\frac{1}{2 \int_0^1 e^{-\frac{-c_2}{\xi^2}} \xi d\xi} \right]. \quad (18)$$

Рассмотрим числовые примеры. Пусть $R_0 = 10^5$ см, $R = 10^{10}$ см и $\sigma_r \approx 10^{-18}$ см² [2]. Для σ_n используем выражение $\sigma_n = \pi h^2 Q(\alpha)$, в котором h — радиус пылинки, Q — фактор рассеяния, $\alpha = \frac{2\pi h}{\lambda}$. Принимая $h = 0.12$ м [3], $\lambda = 0.555$ м, получим $Q(\alpha) \sim 2$ [5], а $\sigma_n \sim 10^{-9}$ см². С помощью этих данных по уравнениям (17) и (18) вычислены значения $\bar{\tau}$ для трех вариантов кометной атмосферы. Приводим полученные результаты.

Случай сильной «запыленности» атмосферы — $n_{0r} = 3 \cdot 10^{12}$ [1], $n_{0n} = 10^9$ [3, 4], $C_1 = 3$, $\bar{\tau}_1 = 4.22$; $C_2 = 10^{-5}$, $\bar{\tau}_2 = 10^{-4}$.

Случай слабой «запыленности» атмосферы — $n_{0r} = 3 \cdot 10^{12}$, $n_{0n} = 10^4$. $C_1 = 3 \cdot 10^{-5}$, $\bar{\tau}_1 = 5.8 \cdot 10^{-4}$; $C_2 \approx 10^{-10}$, $\bar{\tau}_2 \approx 10^{-9}$.

Чисто газовая атмосфера

$$\text{а) } n_{0r} = 3 \cdot 10^{12} \quad C_1 = 9.4 \cdot 10^{-6}, \quad \bar{\tau}_1 = 1.83 \cdot 10^{-5};$$

$$C_2 \approx 10^{-11}, \quad \bar{\tau}_2 \approx 10^{-10}.$$

$$\text{б) } n_{0r} = 3 \cdot 10^9 \quad C_1 = 9.4 \cdot 10^{-9}, \quad \bar{\tau}_1 = 1.83 \cdot 10^{-8};$$

$$C_2 \approx 10^{-14}, \quad \bar{\tau}_2 \approx 10^{-13}.$$

Последний случай показывает, что при прочих равных условиях (одинаковые значения R_0 и R для разных комет) $\bar{\tau}$ пропорционально

$n_{ог}$. Действительно, при малых C ($C \sim 10^{-5} \div 10^{-14}$) $\tau \ll 1$ и выражение (12) можно записать в виде

$$\bar{\tau} = \ln \frac{1}{1 - \beta n_{ог}} \cong \ln(1 + \beta n_{ог}) \cong \beta n_{ог}. \quad (19)$$

При принятых нами данных $\beta = 6.10 \cdot 10^{-18}$.

Поскольку порядок величин R_0 и R у всех комет примерно одинаков, то при известном $A_{эф}$ по соотношению (19) можно определить $n_{ог}$ для комет с чисто газовыми оболочками. В случае «запыленных» кометных атмосфер, зная $A_{эф}$ и порядок $\bar{\tau}$, по соотношениям (17) и (18) можно оценить величину a , входящую в выражение (7).

ЛИТЕРАТУРА

1. Добровольский О. В. Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность Изд-во АН Тадж. ССР, Душанбе, 1961.
2. Маркович М. З. и Туленкова М. И. — Кометы и метеоры. «Дониш», Душанбе, 1969, 17.
3. Маркович М. З. — Кометы и метеоры. «Дониш», Душанбе, 1968, 16.
4. Маркович М. З. — В кн.: Активные процессы в кометах. «Наукова думка», К., 1967, 81.
5. Мартынов Д. Я. Курс общей астрофизики. «Наука», М., 1965.
6. Ошеров Р. С. — В кн.: Физика комет и метеоров. «Наукова думка», К., 1966, 67.
7. Ошеров Р. С. — Кометы и метеоры. «Дониш», Душанбе, 1967, 15, 26.

THE ROLE OF EFFECTIVE ALBEDO IN COMET PHOTOMETRY

O. V. DOBROVOLSKY, M. Z. MARKOVICH, R. S. OSHEROV

Summary

Connection is established between the effective albedo and mean optical depth of a comet head. The numerical values are given of the optical depth for gaseous and dust atmosphere of a comet.

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМЕТЫ ЭНКЕ

М. З. Маркович, Л. Н. Туленкова

(Калининский политехнический институт)

Замечательная комета Энке, открытая в 1786 г., отличается очень коротким периодом обращения вокруг Солнца (3.3 года) и его изменчивостью. С момента открытия было 55 возвращений кометы к Солнцу, из них наблюдалось 47. Наблюдения показывают систематическое, с отдельными всплесками, падение блеска этой кометы [2—4, 23]. Абсолютный блеск кометы хорошо коррелирует с солнечной активностью [10, 11]. Комета Энке обладает также некоторыми специфическими особенностями, отличающими ее от других комет и вызванными, по-видимому, особым строением ее ядра. Так, зависимость блеска кометы, редуцированного к $\Delta = 1$ а. е. (Δ — геоцентрическое расстояние кометы), от гелиоцентрического расстояния r резко отличается от аналогичных зависимостей для других комет [11]. Газовая производительность кометы Q (число молекул, вылетающих в единичном телесном угле в данном направлении в единицу времени) примерно на порядок меньше, чем у других комет, имеющих, как и комета Энке, газовые оболочки без существенных признаков пыли [14].