

meters of the size distribution can correspond to one and the same value of I_{ϵ} .

A photograph of a bright meteor, taken by instantaneous exposure at the Astrophysics Institute of the Tadzhik Academy [21], reveals a Gaussian size distribution of the fragments, with $I_{\epsilon} \sim 10$ and $\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-4}$. But the smallest fragments may well have not been recorded, in which case ϵ would be lower and the distribution curve would be flatter.

Photography with instantaneous exposures is very promising, for ascertaining the patterns of meteor fragmentation.

37th M.S.S 文献
36th (1985-1/2) 配布

39. Meteor Bursts

Meteor bursts, i.e., sudden sharp intensifications of the brightness of a meteor, are among the phenomena that have not been completely investigated so far from the physical point of view. A very comprehensive statistical study of meteor bursts was conducted by Kramer and Markina [120] in 1969, using photographic observations of 318 meteors with bursts. The bursts were divided into three types: A bursts have a sudden intensification and a slow drop in brightness, C bursts have a symmetrical light curve, and B bursts are an intermediate type. The height distribution of the bursts (Fig. 85) was obtained for all meteors, and also for each type separately. Some interesting statistical comparisons were also made by Benyukh [33] for 116 meteors with bursts, and by

明大 安田

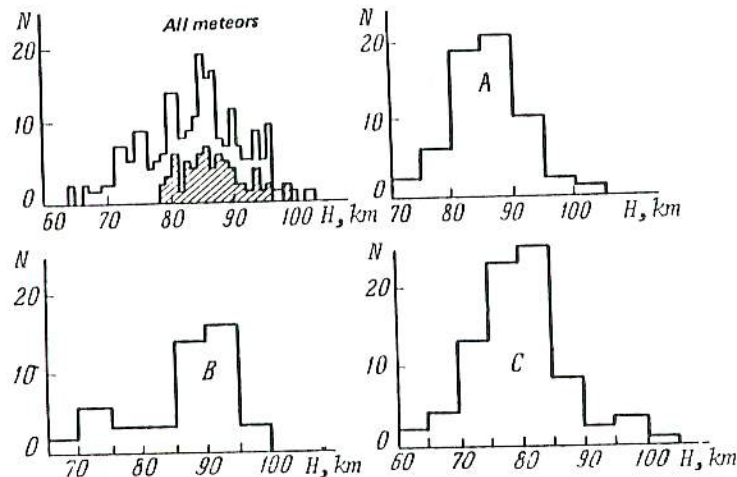


Fig. 85. Height distribution of meteor bursts (after Kramer and Markina). A, B, C are light-curve groups. Shaded region corresponds to Perseids.

Babadzhanov et al. [16, 17] for 162 bursts in 85 meteors. The combined results of a number of investigators suggest that:

- (1) Bursts are usually observed in the height range from 73 to 103 km [33, 120], (58 to 108 km according to [16, 17]), fast meteors have a peak number of bursts at $h_m = 92$ km, and slow meteors peaking at $h_m = 79$ km [33]. According to all data, type-A meteors have $h_m = 85$ km; according

to [120], type-B meteors have $h_m = 90$ km and type-C meteors have $h_m = 80$ km. However, in [17] a uniform distribution (without a maximum) was obtained for type-B, and $h_m = 97.5$ km for type C.

(2) The percentage of bursting meteors increases with the mass and decreases with an increasing velocity [120]. 79% of the slow meteors ($v_0 = 15$ to 25 km/s) produce bursts, whereas only 30% of the intermediate and fast meteors do. Sporadic meteors produce bursts in 41.5% of the cases [33]. Bursts are fairly frequent in Perseids (30%), but are almost unknown in δ -Aquarids and Geminids [33].

(3) In 80% of the cases the burst duration is from 0.01 to 0.04 s, it being from 0.04 to 0.15 s in the rest. The duration is less toward the end of the meteor path [120]. Most bursts last for 0.02 to 0.06 s [447].

(4) According to Benyukh's data [33], the range of perihelion distances is quite narrow for all bursting meteors ($q = 0.7$ to 1.1 Av), whereas $q = 0.05$ to 1.05 Av for quiescent meteors. Benyukh links the lack of bursts in meteors of low q with their different physical structure (see below).

(5) For slow meteors, bursts occur at both the beginning and the end of the path, but always at the end for fast meteors [33].

(6) According to data in [72, 190], short-wave radiation is usually predominant in bursts. This is usually via emission in the H and K lines of CaII [189, 193, 447].

(7) The burst amplitude may reach 5^m to 7^m , which corresponds to an increase in brightness of 100 to 600 times.

The researcher is faced with two questions:

(a) What is the burst mechanism, or in other words, what process causes the brief intensification of the meteor brightness?

(b) What is the cause of the bursts, or in other words, what puts this mechanism into action?

Since, both before and during a burst, the radiation is mainly by a vapor of meteor atoms, the burst mechanism must obviously involve either a rapid increase in the meteor's rate of vaporization, or a rise in the excitation temperature of the radiating gases, or both of these.

Beginning with Smith [468], many authors have explained a burst as a fragmentation of the meteoric body into a great number of pieces or as an ejection of a bunch of small particles, which evaporate immediately, suddenly intensifying the meteor brightness. If the particles are equal and do not break up further, then the particle mass M_f and radius r_f can be determined from the burst duration t_B or the burst length L (equal to the particle path length before its evaporation). Smith in 1954 used the first approach (according to t_B) and the formula

$$M_f = \left(\frac{\Gamma A \sigma}{\delta^{2/3}} v_0^3 \rho t_n \right)^3, \quad (39.1)$$

where δ is the density of the meteoric body. However, determinations of burst durations are unreliable, because the bursts are so brief. Simonenko [193] used the second approach (according to the burst length L). Using data on 108 bursts, she obtained the size distribution of the detaching particles, which has a definite maximum at $r_f = 80 \mu$ and a range

of 30 to 110 μ . Simonenko attributes the narrow range to the presence of structural components of just these sizes in the meteoric bodies (the particle radius r_f depends neither on the size of the body, nor on the velocity or height of the beginning of luminosity). A much wider range of particle radii (10 to 1000 μ) was obtained in [17], the "average" radius being 70 to 140 μ . According to observations made at Dushanbe, bursts with $r_f < 70 \mu$ make up 28% of the total, while bursts with $r_f = 70$ to 140 μ account for 29%, and bursts with $r_f > 140 \mu$ account for 43%. The masses of the particles detached during bursts thus vary from 10^{-8} to 10^{-3} g, the mode being $M_f = 10^{-5}$ g.

In [194] Simonenko studied the behavior of small particles separating from the main body: their amount of lag, path length, pattern of vaporization, and luminosity. The total mass ejected by a meteoric body during a burst is [198, 163]:

$$M_B = \frac{2}{\tau v^2} \int_{t_1}^{t_2} I dt, \tag{39.2}$$

where I is the radiation intensity, τ is the luminosity coefficient, and t_1 and t_2 are the moments of beginning and end of the burst. Musii and Shestaka [163] here used two dependences of r on the velocity v : one corresponding to the model A ($\tau = \tau_0 v$), and one corresponding to model B, according to which $\tau \sim v^{-1/2}$ (Opik, [429]) for a mass $M < M_{lim}$ (where $\lg M_{lim} = -19 + 2.5 \lg v$, i.e., $M_{lim} = 10^{-4}$ to 10^{-2} g) (see Sections 20 and 22). The second relation yielded a comparatively narrow range of M_B values: 0.26 to 0.43 g, whereas the first gave a range of 0.03 to 24 g. The ratio of M_B values for the same meteors, determined using the first and second methods, varies between 1 and 10. Using model A, an M_B value of 1.6 g was obtained for one meteor [189].

Assuming a mean value of M_B equal to 0.3 g and a mean mass of one particle equal to $6 \cdot 10^{-6}$ g, we find the number of particles detached during such a burst to be $5 \cdot 10^4$. The vaporization area, and thus the instantaneous brightness of the meteor as well, becomes 1360 times as great, i.e., the meteor becomes eight stellar magnitudes brighter. If particle detachment removes a layer 0.02 cm thick from the surface of a body with a radius of 1 cm, and if the mean particle radius is 0.01 cm (100 μ), then the total vaporization surface (and thus the meteor brightness as well) will increase sevenfold (by two stellar magnitudes) [193].

In addition to the fragmentation model according to Smith, others have described different forms of fragmentation of meteoric bodies leading to bursts. Let us consider these:

- (1) Simultaneous detachment of a great number of small particles (Smith's model) [468, 163, 189, 193, 194].
- (2) Shedding of the outer layer due to the vapor pressure of readily vaporizing substances [33].
- (3) Shedding of the molten layer under the influence of aerodynamic forces [44, 120].
- (4) Frothing of the molten layer [256], a mechanism similar to the previous one.
- (5) Breaking up of a liquid droplet of a melted-through meteoric

明
 ↓
 東海
 ↓
 代理
 大西

body [140].

Calculations are still required for a comparative assessment of the likelihood of these five mechanisms. Mechanism 1 presupposes a loss of strength of the body under the influence of mechanical or thermal stresses. Aerodynamic forces play a major role in mechanisms 3 and 5, heating of the body and vaporization of volatile components are determining factors in mechanism 2, and heating of the molten layer in mechanism 4. In Section 41 we will return to the physical mechanisms of fragmentation.

Some investigators [155, 447] have proposed a change in the regime of flow around the body, because of shock-wave formation, as a cause of the sudden increase in aerodynamic heating. This question was very thoroughly examined by Rajchl [447] in 1972. Citing data from [155], Rajchl decided that the occurrence of a burst corresponds to the condition

$$B = \frac{2Rv}{l_{\infty}v_s} > 20, \quad (39.3)$$

where B is the reciprocal Knudsen number, R is the body radius, v_s is the mean velocity of molecules in the gas cap ahead of the body, and l_{∞} is the mean free path in the undisturbed atmosphere.

Many studies have been made of the so-called calcium anomaly in the burst spectrum. This has already been discussed by us in Section 26.

40. Fragmentation of Meteorites

Meteorite fragmentation demonstrates most visibly how common it is for bodies entering the earth's atmosphere at high velocities to break up. Most meteorites break up in the air and fall to the ground not in one piece, but in several or even a large number of pieces.*) If the number of individual specimens exceeds five, then the phenomenon is usually referred to as a *meteor shower*.

Let us take the Pribram meteorite, which was photographed in flight, as an example of the fragmentation of a typical stony meteorite. Fragmentation began at a height of 44 km, when fragments (first fragment 16, and then fragments 12, 14, and 15) began separating from the parent body (trajectory 1). Subsequently not only the parent body, but also the already detached fragments (12 and others), underwent fragmentation. The whole process occurred between heights of 44 and 23 km. Some fragments ceased to exist at fairly high altitudes (28 to 33 km) and 5 of the 17 fell as meteorites, but one (the largest one), according to Ceplecha [284], has not been found yet.

Of the two main causes of fragmentation (aerodynamic and thermal stresses), the former is undoubtedly responsible in this case. As we have mentioned repeatedly, in a large body only a layer 0.05 to 1 mm deep heats up, and heating cannot play any significant role in fragmentation. However, the role of aerodynamic loads is especially augmented

*) Meteoritics distinguishes between *individual specimens* (falling independently to the ground) and *debris*, formed as a result of the impact of the meteorite against the earth's surface.

清水 絵

1. はじめに

2001年の獅子群の観測者から「いったん消滅した後、再度発光する流星を見た」との報告が複数なされている（NMS同報）。この流星は「不死鳥流星」と名付けられているが、はたしてそのような流星は理論的に存在しうるであろうか。

今回、流星の発光をスパッタリング現象としてとらえ、シミュレーションを行い、その結果から「不死鳥流星」の存在可能性を考察してみた。

2. 原理

(1) スパッタリング現象

大気圏外から数十 km/s の高速にて大気上層に飛び込んできた流星物質には、上層大気を構成する窒素分子、酸素分子及び酸素原子などが衝突する。流星が発光し始めるのは高度百数十 km 程と言われているが、この高度の大気圧は 10^{-3} Nm^{-2} ($8.6 \times 10^{-6} \text{ Torr}$) 程度である。

今、流星物質を中心に考えると、この衝突は、大気分子、原子が数十 km/s の高速で流星物質に衝突してくる真空現象ととらえることができる。

しし座流星群の流星物質の飛行速度は約 70 km/s であるので、上記の捉え方に従い大気の主成分である窒素分子がこの速度で、静止した流星物質に衝突すると考えると、その運動エネルギーは 1 窒素原子あたり 357 keV となる。

この衝突エネルギーでは大気分子と流星物質とは弾性散乱をせず、衝突はラザフォード散乱（原子核同士の衝突）と類似したものとなり、大気分子（原子）の大部分は流星物質の表層の中に潜り込むとともに、周囲の原子にエネルギーを与えながら速度を落とし、やがて静止する（静止する深さは表面より約 $1 \mu\text{m}$ [2]）。

このとき流星物質の表面原子のいくつかは、衝突時、あるいはその後の原子同士の「玉突き」などによってエネルギーを得、周囲の原子との結合エネルギーによる束縛を振り切って流星物質の表面から飛び出すことになる。（スパッタリング現象）

(2) スパッタされる粒子の速度、角度分布

一般に、ターゲット基板表面に入射角 θ にて飛び込んだ 1 原子によってターゲット基板からスパッタされる原子数を生成率 (yield) $Y(\theta)$ という。生成率 $Y(\theta)$ は入射粒子のエネルギー E によって変化し、エネルギー E の上昇とともに増加するが、数百 eV ぐらいで飽和し、数十 keV 以降は漸減する [1]。

また、その入射角度依存性は、 $Y(\theta) = Y(0) \cdot \frac{1}{\cos \theta}$ にて近似できる [1]。

突入原子のフラックスを F とすると、角度 θ に傾いた面 dS に入射するフラックスは $F \cos \theta \cdot dS$ だから、半径 r の球粒子から単位時間にスパッタされる原子の総数は、

$$\int_{\cos \theta \geq 0} F \cdot \cos \theta \cdot Y(\theta) \cdot dS = \int_{\cos \theta \geq 0} F \cdot Y(0) \cdot dS \quad (\text{式 1})$$

$$= F \cdot Y(0) \cdot 2\pi r^2$$

となる（スパッタされた原子の放出角依存性については末尾の〈参考〉を参照）。

3. シミュレーションモデル

(1) 基本的考察

流星物質を半径 r の球粒子と仮定すると、流星物質を構成する原子数の時間変化 $\frac{dN}{dt}$ は単位時間あたりにスパッタリングにより失われる原子数に等しいから、(式1)より、

$$\frac{dN}{dt} = -Y(0) \cdot F(t) \cdot 2\pi r^2$$

である。

通常、 keV レベルの衝突では $Y(0) > 1$ である。

一方、流星物質の体積を $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ とすると、その時間的变化は

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi r^2 \frac{dr}{dt}$$

一方、

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dt} &= \beta \frac{dN}{dt} \\ &= -\beta Y(0) \cdot F(t) \cdot 2\pi r^2 \end{aligned}$$

ここで、 $[\beta = \frac{Z(\text{平均原子量})}{\rho(\text{密度}) \cdot N_A(\text{アボガドロ数})}$; 1原子あたりの平均体積]

よって、

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{1}{2}\beta Y(0) \cdot F(t) \quad (\text{式2})$$

流星の輻射点の仰角を ψ 、速度を v とすると、流星の高度 $h(t)$ は $h(t) = h_0 - vt \sin \psi$ (流星が高度 h_0 にある時の時刻を $t=0$ とする。)

このときの大気密度 (数密度、但し1分子は2原子とする。) $n(t)$ は、

$$n(t) = n_0 e^{-K'h(t)}$$

大気分子 (原子に換算) のフラックス $F(t)$ は

$$\begin{aligned} F(t) &= n(t) \cdot v \\ &= n_0 e^{-K'h(t)} \cdot v \\ &= n_0 e^{-K'(h_0 - vt \sin \psi)} \cdot v \\ & \quad [n_0, K' \text{ は定数}] \end{aligned}$$

この式を (式2) 代入し、微分方程式を解くと、

$$r = r_0 + \frac{n_0 \beta Y(0)}{2K' \sin \psi} \cdot e^{-K'h_0} \cdot (1 - e^{K'v \sin \psi})$$

「不死鳥流星は実在するか」
 -スパッタリングに基づく流星のシミュレーション-

$$= r_0 + \frac{\beta Y(0)}{2K' \sin \psi} \cdot [n_0 - n(t)]$$

ここで r_0 は $t = 0$ (高度 h_0) での流星物質の半径である。

(2) 流星の光度 (等級) の時間変化

流星の発光は、スパッタされた原子自身の発光とこれらが大気粒子と衝突しプラズマを生成するため起こる発光とからなると考えられる [4] から、流星から放出される光量 $I(t)$ は、 $-\frac{dN}{dt}$ に比例すると思われる。

$$I(t) = -A \frac{dN}{dt} \\ = AY(0) \cdot F(t) \cdot 2\pi r^2 \quad [A \text{ は定数}]$$

発光した流星の等級 $m(t)$ は、

$$m(t) = m_0 - 2.5 \log_{10} I(t) \\ = M_0 - 2.5 \log_{10} Y(0) - 2.5 \log_{10} F(t) - 5.0 \log_{10} r(t)$$

[m_0 , M_0 は定数] となる。

3. 定数の決定とシミュレーション結果

理科年表の「地球高層大気物性の高さ分布」より

$$K' = 0.15 \times 10^{-3} \text{ [m}^{-1}\text{]}$$

$$n_0 = e^{59.67} = 10^{25.9}$$

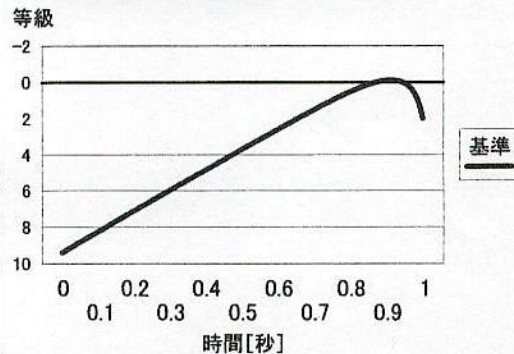
(1) 基準とする流星のパラメータ

流星物質を硅酸金属塩の一つである輝石 ($\text{FeMgSi}_2\text{O}_6$; 比重 3.3) とすると、 $\beta = 11.8 \times 10^{-30} \text{ [m}^3\text{]}$ 。また、ガラスの値を参考に $Y(0) = 5$ とする。[1]

流星が高度 140 km にあるときの時間を $t = 0$ 、そのときの流星物質の半径を $r_0 = 0.5 \text{ mm}$ 、 $v = 70 \text{ km s}^{-1}$ とする。また輻射点は天頂 ($\psi = 90^\circ$) にあり、流星は高度 70 km で消失するものとする。このときの最大等級が 0 等級となるよう M_0 を決めると、 $M_0 = 48.7$ となる。

等級は相対値であることに注意。

基準とする等級プロフィール

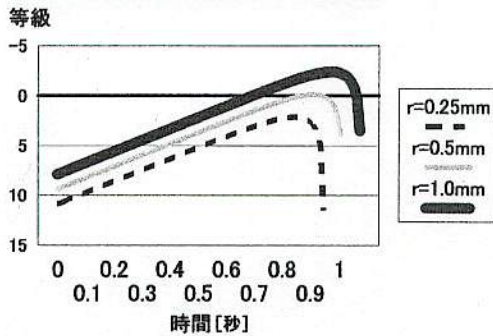


「不死鳥流星は実在するか」

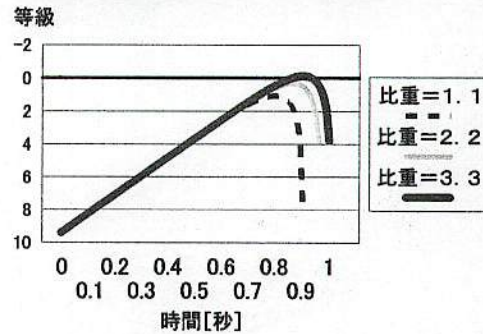
—スパッタリングに基づく流星のシミュレーション—

(2) 各種パラメータを変えた時の流星の等級変化プロフィール

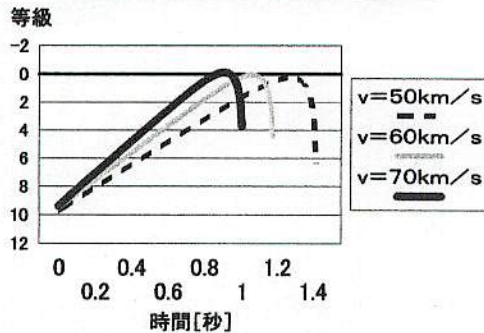
半径によるプロフィール変化



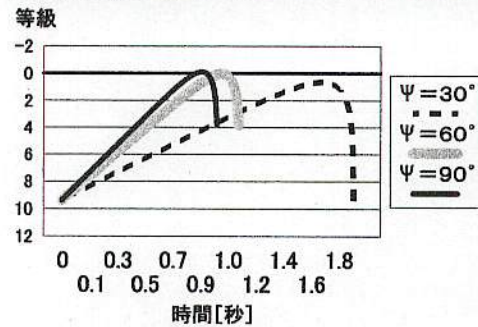
比重によるプロフィール変化



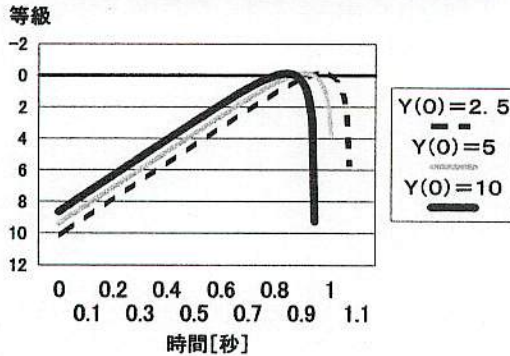
速度によるプロフィール変化



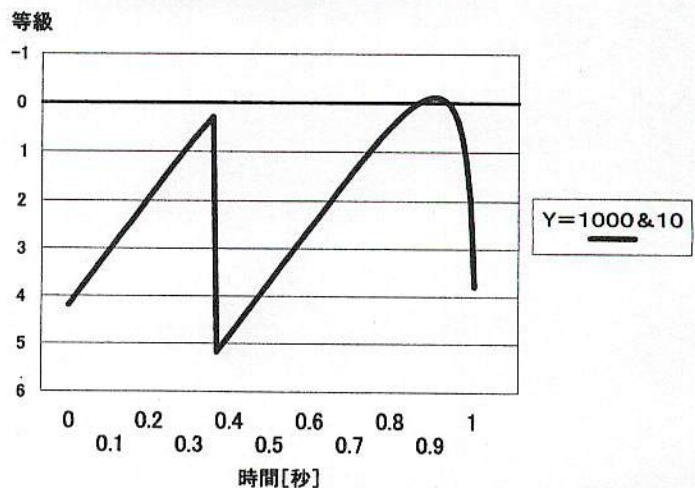
輻射点仰角によるプロフィール変化



スパッタ生成率によるプロフィール変化



二層球モデルのプロフィール



(3) 不死鳥流星は作成可能か

(i) 二層球構造モデル

$r=0.0\text{mm}\sim 0.50\text{mm}$;

$Y(0)=5$

$r=0.50\text{mm}\sim 0.55\text{mm}$;

$Y(0)=500$

という二層の球構造をモデルとしたときの等級の時間的変化を求めた。

$Y(0)=500$ という数字はもはやスパッタリングではなく、物質が大気分子(原子)の衝突により熱

「不死鳥流星は実在するか」

—スパッタリングに基づく流星のシミュレーション—

的に溶融、蒸発しプラズマ化する「アブレーション」に近い。

このモデルの実際の形態としては、例えば、半径0.5mmの岩石の表層が、薄い(厚さ0.05mm)氷雪で覆われている状態を考えればよいのではないだろうか。また、岩石の表面に、内部とは異なる化合物層が生成していたと考えることもできる。

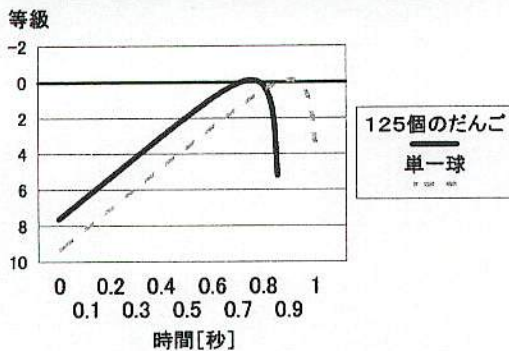
(ii) だんごモデル

同じ体積の流星物質が、単一球で構成されている場合と、多数の小球の集合(例、125個)で構成されている場合の等級変化のプロフィールを左下図に示す。

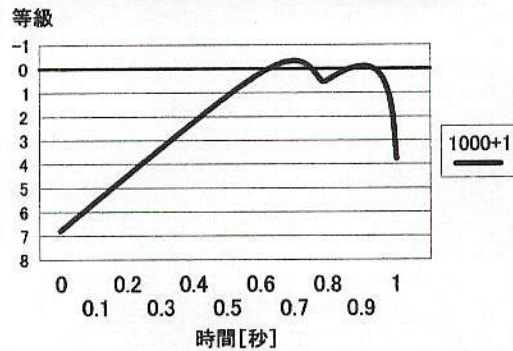
この計算結果を基礎に、単一球($r=0.5\text{mm}$)と1000個の小球($r=0.05\text{mm}$)とが連なった「だんごモデル」について計算すると右下図のような曲線が得られた。

しかし、このモデルでは減光量が小さく不死鳥流星をうまく表現できない。

単一球とだんごモデルのプロフィール



だんごモデルによる不死鳥流星

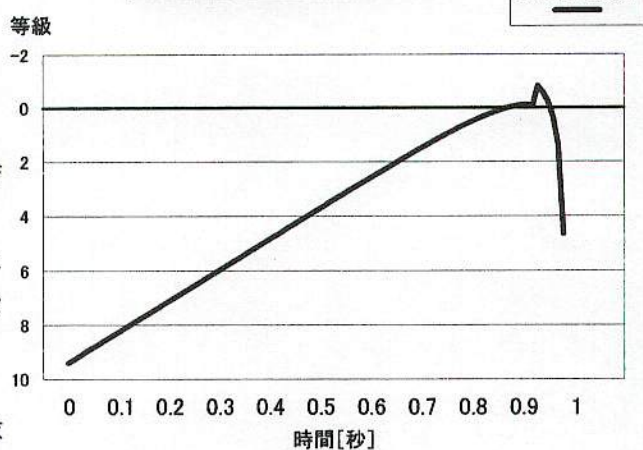


(iii) 末端増光モデル

流星の末端増光の原因としては「爆発」が考えられる。(3)の「だんご」モデルの応用として、流星が末端(0.98秒後)に爆発し、8個の小球に分裂したときの計算結果を右に示す。

このモデルでは、流星がかすかに減光するものの、消失することはない。

末端増光のプロフィール



以上のモデルの中では、「二層球モデル」が、もっとも良く「不死鳥流星」の性状を示す事が分かった。

4. まとめ

スパッタリングに基づいて流星の等級変化についてのシミュレーションを行い、特に「不死鳥流星」の実在可能性について考察した。

なお、本モデルには根本的な問題として、「熱」の問題が存在する。単純に計算して

「不死鳥流星は実在するか」

—スパッタリングに基づく流星のシミュレーション—

も、流星の表面（深さ約 $1 \mu\text{m}$ まで）の温度は大気との衝突により数十万度にまで上昇する[2]から、何らかの冷却機構（例えば、粒子を取り巻くプラズマ中の「身軽」な電子による熱輸送）を考えない限り、流星の発光は「スパッタリング」ではなく「熔融、蒸発」（アブレーション）によるものとなり、本モデルは妥当性を欠くことになる。しかしながら、仮にアブレーションによるとすると、流星の発光は1秒ももたないばかりでなく、本モデルに基づく計算結果は私の流星観測の経験と照らしてもそれなりに妥当する面もあり、本モデルの適否は今後の検討課題である。

5. 参考文献

[1] ION AND PLASMA BEAMS IN OPTICAL TECHNOLOGIES

(<http://home.earthlink.net/~chutko/fundam.htm>)

[2] イオン注入装置ご利用の手引き (1998. 1 最終改訂 2. イオン注入技術の概要)

(http://www.ion-eng.co.jp/Apparatus/Ion_Implantation/2.htm)

[3] アブレーションプラズマ生成・制御 2

(http://jspf.nifs.ac.jp/Journal/PDF_JSPF/jspf2000_11/06-kou.pdf)

[4] A New Atmospheric Interaction Model for Leonids Entry, Richard

L. Bakert et al, Abstract: Eos. Trans. AGU, 82(47), Fall Meet. Suppl., Abstract, 2001

(<http://agu.org/meetings/fm01glan.html>)

<参考>

スパッタリングによりターゲット基板表面から飛び出す粒子（原子がほとんど）の放出角度依存性は、「余弦則」に従い、基板法線より角度 ψ 方向の単位立体角中に放出される粒子数は $\cos \psi$ に比例する。

従って、ターゲット基板表面に入射角 θ にて飛び込んだ1粒子によってターゲット基板表面より角度 ϕ 傾いた方向の微小立体角 $d\omega$ 中に放出される粒子数 $dN(\theta, \psi)$ は、

$$dN(\theta, \psi) = \frac{1}{\pi} Y(0) \frac{1}{\cos \theta} \cos \psi d\omega$$

となる。

いま、流星物質を半径 r の球と仮定し、大気分子（原子に換算）のフラックス（流量）を F とする。流星物質の進行方向に z 軸をとると、角度 (θ, ϕ) 方向の微小面積 dS ($= \sin \theta d\theta d\phi$) に入射する大気分子（原子に換算）は $F \cdot dS \cdot \cos \theta$ となるから、この微小面積 dS から法線 $\mathbf{n} (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ に対し角度 ϕ 傾いた方向の微小立体角 $d\omega$ 中に放出される粒子数 $dN(\theta, \phi, \psi)$ は、

$$\begin{aligned} dN &= F \cdot \frac{1}{\pi} Y(0) d\omega dS \\ &= F \cdot \frac{1}{\pi} Y(0) \cos \psi \sin \theta d\theta d\phi d\omega \end{aligned}$$

となる。

すると、 $x-z$ 面上で流星物質の進行方向に対し角度 θ' 傾いた方向 $\cdot (\sin \theta', 0, \cos \theta')$

「不死鳥流星は実在するか」
 -スパッタリングに基づく流星のシミュレーション-

の微小立体角 $d\omega'$ に放出される、単位時間あたりの粒子数 $dM(\theta')$ は、
 $\cos \psi = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \cdot (\sin \theta', 0, \cos \theta')^T$
 $= \sin \theta \sin \theta' \cos \phi + \cos \theta \cos \theta'$

だから、

$$dM(\theta') = F \cdot \frac{1}{\pi} Y(0) \left\{ \int d\theta \int d\phi \cos \psi \sin \theta \right\} d\omega'$$

$$dM(\theta') = F \cdot \frac{1}{\pi} Y(0) \left\{ \int d\theta \int d\phi [\sin \theta \sin \theta' \cos \phi + \cos \theta \cos \theta'] \sin \theta \right\} d\omega'$$

[ただし、積分範囲は $\cos \psi \geq 0, \theta \leq \frac{\pi}{2}$ の範囲に限る。]

$$= F \cdot \frac{1}{\pi} Y(0) \cdot f(\theta') d\omega'$$

スパッタリングによる放出粒子の角度依存性

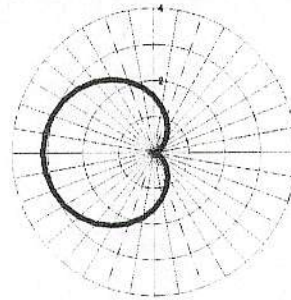
となる。

簡単な幾何学的考察より、

$$f(\theta') = \frac{\pi}{2} (1 + \cos \theta')$$

となることがわかる。

粒子の
 ← 進行方向



$f(\theta')$