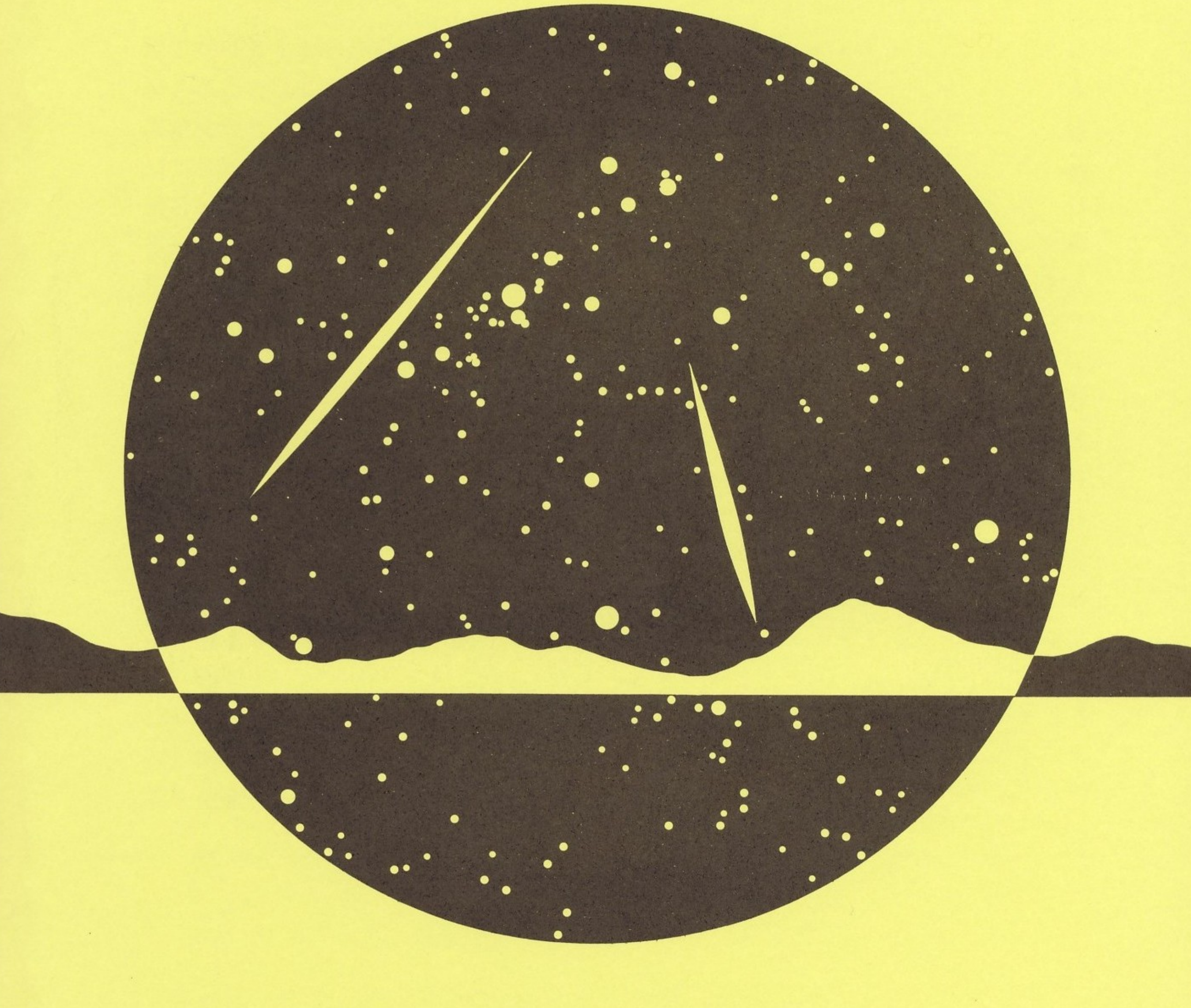
流星物理セミナー資料集 下

第50回記念



流星物理セミナー資料集 ～第５０回記念～

目次

空間密度

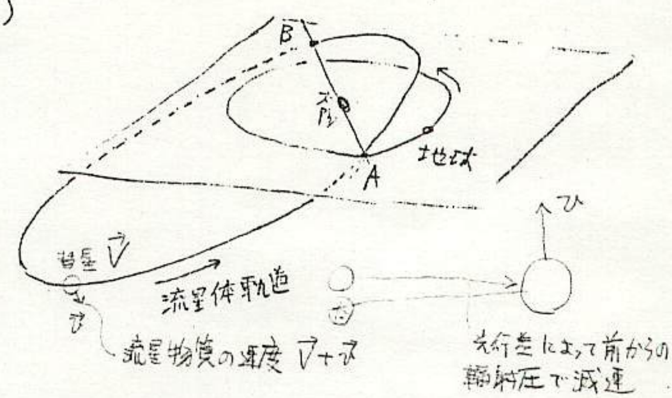
Cumulative flux (空間質量分布)、彗星核からのダストの放出理論、そして光度関数と身近なものから、ダストの運動に至るまで、奥の深い分野です。

母彗星回帰と光度関数との関係など興味ある問題がまだ未解決です。

June 24, 1979 MSS資料 長沢 工　　4th MSS

太陽系空間を運動する流星物質に作用する力

1). 太陽引力 (これだけだと2体問題)
2). 惑星,衛星などの引力 (摂動力)
3). 光圧
4) 太陽風の圧力
5) ポインティング,ロバートソン効果
6) ヤーコフスキー,ラジエフスキー効果
7). その他のガス物質,粒子等との衝突



ここで、1)だけを考えて他の力を無視したとき、流星物質の運動はどうなるか、そして輻射点にどんな影響を与えるかを考える。

- 流星体の軌道は楕円(双曲線のものは無視)、同じ軌道をくり返して回る
- 流星として観測できたものは、以前にも全く同じ位置を通った。
- 流星体の軌道面上に太陽がある。
- 地球軌道面上にも太陽がある

} 両方の軌道面は太陽を含む直線上で交わる
(はじめから同一平面にある場合は別)

- 流星体の軌道と地球軌道の交叉あるいは接近するところは 1ヶ所 (A) か 2ヶ所 (B)
- 地球がA点で流星群にぶつかったとすれば、それはA点で母彗星が放出した粒子の可能性が高い。 他の点で放出した粒子がA点を通る可能性は小さい

{ 母彗星の軌道面内で粒子が運動するなら、どの点で放出した粒子でもAを通る可能性はある。異なった軌道面を運動する粒子のときは、Aを通る可能性のあるのはBで放出した粒子だけ

結局 Aを通る粒子には3種ある

1) A点で彗星が放出したあらゆる粒子
2) 彗星軌道のどの点からでもよく、軌道面内でAを通るような条件で放出された粒子
3) B点で放出されて、軌道面に含まれなくてもよく、Aを通るような条件で放出された粒子

1)の粒子はいろいろの方向に運動するものがあり、輻射点の一様なひろがりを作る

2)の粒子は彗星軌道面上に分布するので、天球上のある大円上に、1列に輻射点がのびる。

3)のものは現実にはほとんど考えなくてよい

問題 ①輻射点の分布は、彗星軌道平面上に多くなっているか?
②散在流星で、他の彗星の軌道平面上を運動しているのはどのくらいあるか?
Aを通らない形で分離されたものである可能性は?

A点で分離した粒子が流星群を作るときは

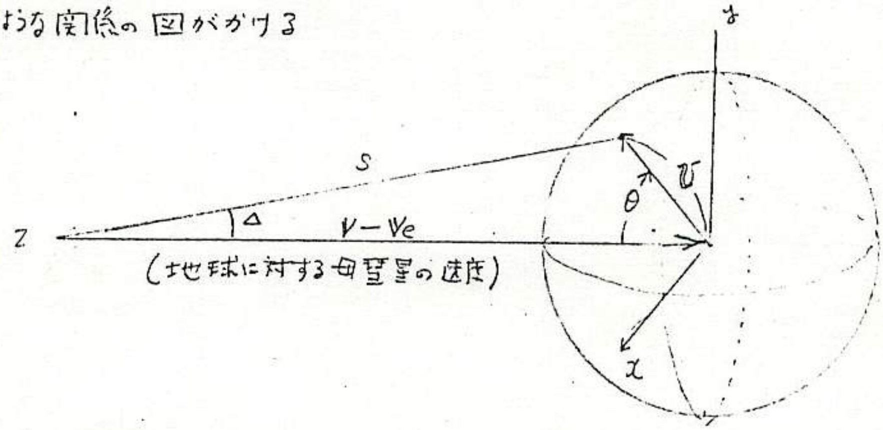
A点の $\left\{\begin{array}{l}\text{彗星の速度を } \mathbb{V} \\ \text{地球の速度を } \mathbb{V}_e\end{array}\right.$

彗星から流星体の分離する速度を v とすると

空間に対する流星体の速度は $\mathbb{V}+v$

地球　〃　$\mathbb{V}-\mathbb{V}_e+v$

ここで母彗星から1定の速度 v で等方的に流星体が分離していくものと仮定すると
次のような関係の図がかける



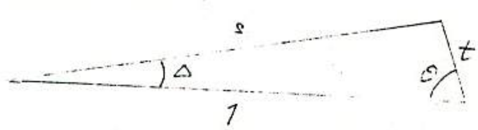
v の速度で母彗星から分離した粒子は母彗星の速度ベクトルと Δ の角度の差をもって入射してくる。つまり Δ がこの流星の輻射点のずれとなる

v があらゆる方向にひとしい割合でおこるとすると

平均的な輻射点のずれ $= \dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\Delta\sin\theta\, d\theta\, d\varphi$

輻射点ひろがりの標準偏差 $= \left(\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\Delta^2\sin\theta\, d\theta\, d\varphi\right)^{\frac{1}{2}}$

とかける. $\dfrac{|v|}{|\mathbb{V}-\mathbb{V}_e|} = t$ とおく　($t<1$ であろうと考えられる)



$$s = \sqrt{1-2t\cos\theta+t^2}$$

$$\sin\Delta = \frac{t\sin\theta}{s} = \frac{t\sin\theta}{\sqrt{1-2t\cos\theta+t^2}}$$　$\cos\theta = x$ とおいて

$$= \sqrt{1-x^2}\,\frac{t}{\sqrt{1-2tx+t^2}}$$

$$= \sqrt{1-x^2}\; t\sum_{n=0}^{\infty}P_n(x)\,t^n$$　$\Delta = \sin^{-1}\left(\sqrt{1-x^2}\cdot t\displaystyle\sum_{n=0}^{\infty}P_n(x)\,t^n\right)$

このようなぐあいで積分を実行して

$$\Delta\text{の平均}\quad \frac{\pi}{4}t+O(t^7)$$

$$\Delta^2\text{の平均}\quad \frac{4}{3}t^2+\frac{4}{45}t^4+O(t^6)$$

$$\sigma\quad \frac{2}{\sqrt{3}}t+\frac{\sqrt{3}}{45}t^3+\cdots O(t^5)$$

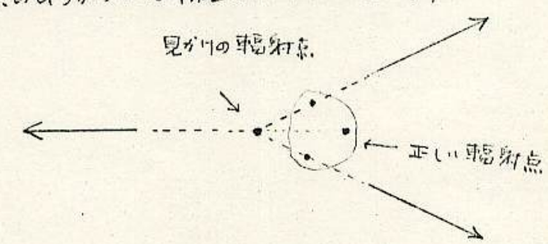
観測で σ が(あるいは平均の Δ, Δ^2 が)得られれば t が得られ 彗星から放出される粒子速度が得られる. せいぜい 2km/s である.

たとえば σ	$t=\frac{v}{V}$	v (km/s) しぶんぎ V_E 43.1 km/s	ペルセウス 60.2 km/s	しし 71.7 km/s	ふたご 36.2 km/s
0°.5	0.00756	0.33	0.45	0.54	0.27
1°	0.01511	0.65	0.91	1.08	0.55
1°.5	0.02267	0.98	1.36	1.63	0.82
2°	0.03023	1.30	1.82	2.17	1.09

問題

① 輻射点のひろがりを標準偏差であらわすのは妥当か? たとえば ずれの平均といった方がよいのでないか.

② 見かけの径路の延長の交点として輻射点を求めるのは正しいのか? 次のようなことはないか
一点写真のデータから求めた輻射点のひろがりには補正が必要ではないか.



周期の変化

母彗星から流星体が放出されたとき, その周期はどのぐらい変るか.

基本関係 ① $\frac{1}{a}=\frac{2}{r}-\frac{v^2}{\mu}$

② $\frac{a^3}{T^2}=\frac{\mu}{4\pi^2}$

$\mu=G(\underset{\text{太陽}}{M_\odot}+m)\approx GM_\odot$

$=132718\times10^{15}\,m^3s^{-2}$

$r_\oplus=149600\times10^6\,m$

地球との交点で粒子が放出されたとして
そのとき $r=r_\oplus$

ここから $T=\dfrac{2\pi\mu}{\left(\frac{2\mu}{r_\oplus}-v^2\right)^{\frac{3}{2}}}$

(1恒星年 $=3.15581496\times10^7$ 秒)

具体的に v と T の関係を計算すると

v (km/s)	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	42.123
T (年)	1.3	1.5	1.7	2.1	2.5	3.2	4.4	6.5	11.5	29.3	798.8	∞

ふたご　おうし　やぎ　しぶんぎ　しし　みずがめ　ペルセ

しし群，ペルセウス群，みずがめη群などは 速度が僅かに変化するだけで 周期の大きな変化を生ずる。例えばペルセ群の母彗星は 周期120年 1天文単位のところで $V = 41.69\ \mathrm{km/s}$ であるが，仮に $1\ \mathrm{km/s}$ の速さで粒子が分離すると その速さは $40.69\ \mathrm{km/s} \sim 42.69\ \mathrm{km/s}$ のあいだにちらばり，周期は 20.45年〜 ∞ の間に分布する（ここで双曲線軌道の流星もできる）

つまり，地球軌道との交点で1回流星物質を分離したとすると，その粒子は 早いもので20年後にその点へもどってきて そのあと長期にわたって次々にその点へもどってくる。結局，毎年出現する流星群を生じるには 地球軌道との交点で1回だけ粒子を四方にはきだせばよい。

母彗星が長期にわたって流星物質を吐き出しつづける必要は必らずしもなくてよい。

短周期の流星群は（例えばふたご群）速度の変化による周期の変化は小さいが，全周期がみじかいので，数周期のうちには流星物質はいつでも母彗星を分離した点を通るようになると思われ，やはり短い期間の彗星活動で長期にわたる流星群ができるものと考えられる。

母彗星からどのぐらいの大きさの物質が分離するか

母彗星核の半径R，平均密度D 質量M とし，表面付近のガス密度 N そのガスがVの速さで放射状に流れでているものとする。

分離した物質を球で近似し，半径 r，密度 d，質量 m とする

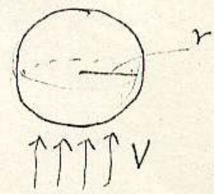
分離球の断面積 $A = \pi r^2$

そこへ衝突するガス分子数は 単位面積，単位時間あたり VN個

ガス分子1個の質量を σ とし弾性衝突するものとすると

その間の運動量変化（＝力）は $\pi r^2 \sigma V^2 N$ （平面のときは その2倍）

$$= \sigma A V^2 N$$



一方母彗星の引力による力は $G\dfrac{Mm}{R^2}$

したがって，分離球が上向きにうける力は

$$\sigma A V^2 N - \frac{GMm}{R^2}$$ この正負により分離するかどうかがきまる

ここで分離する最大の大きさを見当づけるため

$R = 1\ \mathrm{Km}$

$D = 2\ \mathrm{g/cm^3} \rightarrow M = 8.37758 \times 10^{15}\ \mathrm{g}$

$V = 500\ \mathrm{m/s}$

$N = 10^{13}/\mathrm{cm^3}$

$\sigma = 2.9915 \times 10^{-23}\ \mathrm{g}$ （OHを仮定）

とすると，上式を0とする値として $\dfrac{m}{A} \sim 13.37995\ (\mathrm{g/cm^2})$

$\dfrac{m}{A} = \dfrac{4}{3} r d$ であるから $d = 1\ \mathrm{g/cm^3}$ として $r \sim 10.03\ \mathrm{cm}$

半径 10cm 以下のものなら分離することになる。

（このモデルでの脱出速度は $105.7\ \mathrm{cm/s}$）

Cometary Dust in the Type II Tails

小笠原 雅弘 ・ 菊地 祥一郎
(M. Ogasahara) (S. Kikuchi)

Comet に見られるTypeⅡの尾は、そのスペクトルの特徴から小さなdustによるものと考えられている。核から放出されたダストの運動はBessel や Bredichin によって解かれた。Size の小さなダストは太陽の輻射圧（光圧ともいう）をうけて運動する。その量を太陽重力 F_G で規格化した値を β とする。

$$\beta = \frac{F_r}{F_G} \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

β の値は最近数多くの彗星について調べられたのでその範囲を Table I に示す。Anti-Tail と呼ばれる尾の観測された彗星では相当小さな β の値がみられる。β の上限は 2.5 を越えないようだ。

Table.1

		β
・1744		～2.5
・1858 VI		～2.5
・1957 III	$\boxed{0.01}$	～1
・1957 V		
・1965 VIII	0.1	～2.5（基部）
	0.5	～1.0（尾部）
・1969 i		～2.0
・1973 f	$\boxed{0.005}$	～1.5？
・1975 n		～2.5
・1975 p	$\boxed{0.002}$	～0.1？

一般に β は、

$$\beta = [FAQpr/c]/[GM_\odot m/R^2] \cdots\cdots (2)$$

$$\sim 5.7 \times 10^{-5}\ Qpr/\rho s$$

A : cross section
ρ : particle's density
S : radius
R : distance from the Sun

で現わされる。radiation pressure coefficient Qpr は、

$$Qpr = \frac{1}{F}\int_0^\infty F(\lambda)\,Qpr(S,\lambda)\,d\lambda \cdots\cdots (3)$$

$$(\because F = \int_0^\infty F(\lambda)\,d\lambda)$$

F(λ) : monochromatic solar flux

と現わされる。(Sotar et al. 1977)

このようにして様々な物質について β の値を計算した結果を Fig-1 にまとめる。

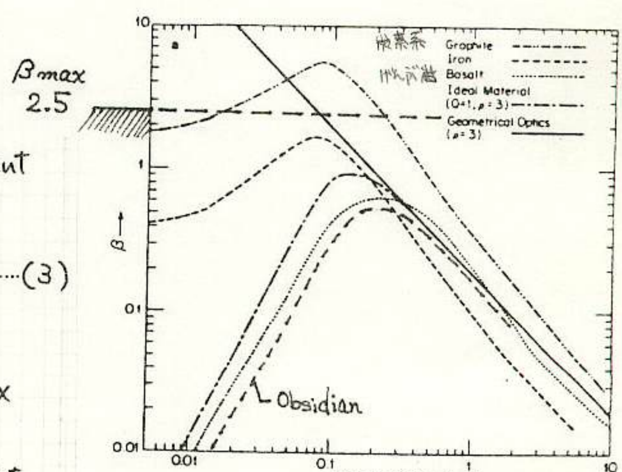


Fig.1 Radiation pressure β as a function of particle size. (Burns et al.(1979))

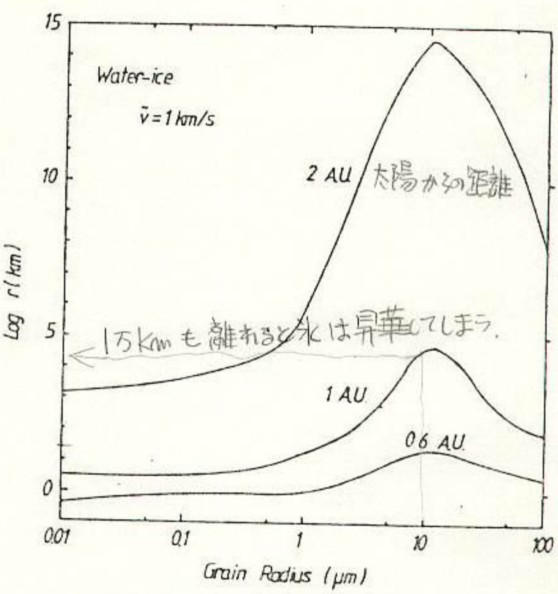
β≒0 ならば核と同時に回っている。？
核から徐々に離れる。

石ぼく
黒っぽいgraphite は $\beta_{max} = 7$ にも達するので、彗星の尾には含まれていないのだろうか。しかし Iron でも $\beta_{max} = 1.8$ 程度で βが 1.8 〜 2.5 の範囲にある尾を説明することはできない。

βが 2.5 を越える Size が 0.3〜0.02 μm のグラファイトは彗星の尾にあまり含まれていないと考えればよいのだが……

Fig-1より Anti-Tail の中にみられる $\beta \sim 0.002$ なる粒子は Size が 10 μm をこえる粒子（流星になるような）であることがわかる。

Fig. 2 Life of Ice



◆ ICE

彗星核は、Whipple の提唱した icy conglomerate であることがいろいろな観測から確められている。ではType II の尾に Ice の粒はないのだろうか。Fig-2 を見てもらいたい。（向井，1980）。核から 1km/s で放出された様々な Size の Ice が昇華するまでの距離をあらわしている。雄大な尾のみえる 1AU 以内では、10^5 km（10万km）程度しか Ice が存在できないことがわかる。我々が観測するような核から 10^6〜10^7 km 離れた所では全く Ice は存在できないのである。

流星体の中にも Ice が存在している可能性はないことになる。（流星体は $q < 1.0$ AU だから）

ドライ・アイスだと木星軌道付近で昇華してしまう。

◆ 各彗星についての Type II の Tail は、星の手帖冬号に「マイコンによる天文計算 II —— 彗星の尾 ——」として掲載予定。

1980. Nov. 10

彗星核から放出されたダストの運動

星の広場 菊地祥一郎

ダストには 太陽の重力 F_G と 太陽の光圧 F_L の ふたつの力が働くものとする。

ダストの半径を a，質量 m，密度 ρ，太陽までの距離を r，rにおける太陽光強度を E，太陽の質量をM，万有引力定数 G，光速度を c とおく。

光圧 F_L は，

$$F_L = \frac{K \cdot E}{c} \cdot \pi a^2 = \frac{KE_0}{cr^2} \cdot \underbrace{\pi a^2}_{\text{断面積（球形と考える）}} \qquad (K\text{；比例定数})$$

重力 F_G は，

$$F_G = -\frac{GMm}{r^2} = -\frac{GM}{r^2} \cdot \frac{4}{3}\pi\rho a^3$$

ここで F_L，F_G は共に $1/r^2$ に比例している。距離 r にかかわらず，光圧の重力に対する比 β が一定であることを示している。

$$\beta = \left|\frac{F_L}{F_G}\right| = \frac{3KE_0}{4cGM\rho a}$$

半径 a が 小さいほど，βが 大きくなることがわかる。

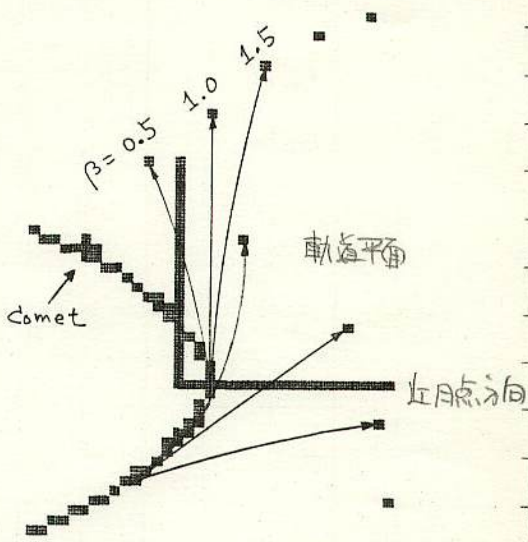
ダストの運動方程式は，$\mathbb{X}$を その位置ベクトルとすると

$$m \cdot \frac{d^2\mathbb{X}}{dt^2} = F_G + F_L = \left(-\frac{GMm}{X^2} + \beta\frac{GMm}{X^2}\right)\frac{\mathbb{X}}{X}$$
$$= \left(-\frac{G(1-\beta)Mm}{X^2}\right)\frac{\mathbb{X}}{X}$$

$G(1-\beta)$を 万有引力定数 で置き換えると惑星の運動方程式と同じ形になる。すなわち ダスト は 2次曲線軌道を えがく。従って、ダストのβと，ダスト放出時の

位置と，その時の彗星の軌道速度ベクトルがわかれば，ダストの軌道を決定することができる。以下，具体的な彗星を例にとったダストの運動図を示す。

ダストの放出日は，近日点からの日数で −10，0，+10 の3点。
光圧比は，0.5，1.0，1.5，2.0，2.5 で，近日点通過 20日後の位置を求めた。
シンクロン，シンダイン曲線の差異に注意。

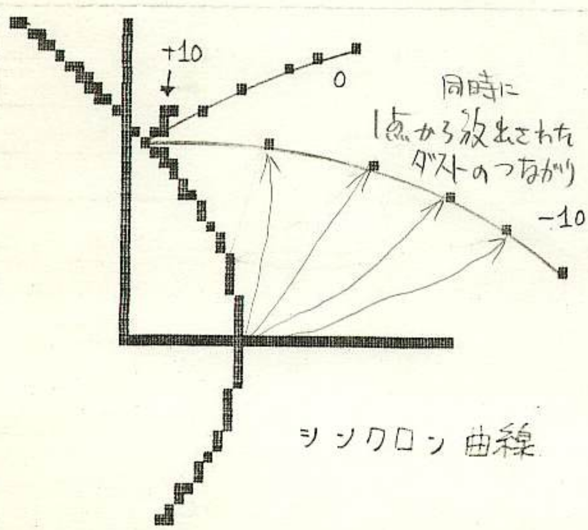


ダストの軌道

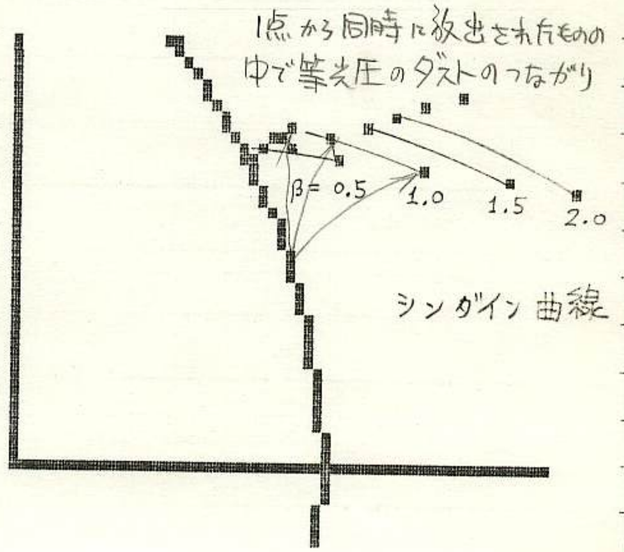
◦（右）Kohoutek (1973XII)，q: 0.142

◦（下）Mrkos (1957V)，q: 0.355

◦（右下）Donati (1858VI)，q: 0.578



シンクロン曲線



シンダイン曲線

参考文献）小関高明，西岡公彦　彗星のダストの尾の研究 I
東京学芸大附属中学校研究紀要 18号

参考 15th用 英語論文

15th MSS 1981 May.17

キュム
Cumulative flux

小笠原雅弘

14th MSSで報告したmag→mass換算式を用いて. Perseids, Geminids, Quadrandidsについて. 日大天文研の眼視光度観測データをそれぞれ質量の関数に直したものを求めて他の観測と比較を試みた.

光度関数補正個数

Cumulative flux of three Meteor Streams

Per (1975-1980 year Total-673)個

mag.		cum.No N″ 累積個数	LogN″	Log m 質量
-3	9	9.0	0.9542	-0.5103
-2	20	29.0	1.4624	-0.9028
-1	37	66.0	1.8195	-1.2954
0		132.0	2.1206	-1.6880
1		251.9	2.4012	-2.0806
2		439.4	2.6429	-2.4731
3		742.3	2.8706	-2.8657

質量
Log N″=-0.79075 x Log m +0.7040

明大'80 データ 面積補正 累積

Gem (1972-1979 year Total-5366)

	-3	9.0	0.9542	0.5867
12	-2	39.0	1.5911	0.0950
40	-1	140.0	2.1461	-0.3967
118	0	463.0	2.6656	-0.8841
394.2	1	1368.8	3.1363	-1.3801
	2	3206.8	3.5061	-1.8718
	3	6297.9	3.7992	-2.3635

Log N″= -0.96997 x Log m +1.6815

Qua (1979 year Total-502)

-3	5.0	0.6990	-0.4045
-2	13.0	1.1139	-0.8962
-1	37.0	1.5682	-1.3841
0	70.0	1.8451	-1.8729
1	129.6	2.1126	-2.3645
2	294.6	2.4692	-2.8570
3	747.2	2.8734	-3.3468

Log N″= -0.71222 x Log m +0.47613

Ref. Quadrantids mag-mass equation (12 data)

質量と光度の式 Log M = -0.48996 x m - 1.87447

14th MSS 小笠原 光度と質量の式参照

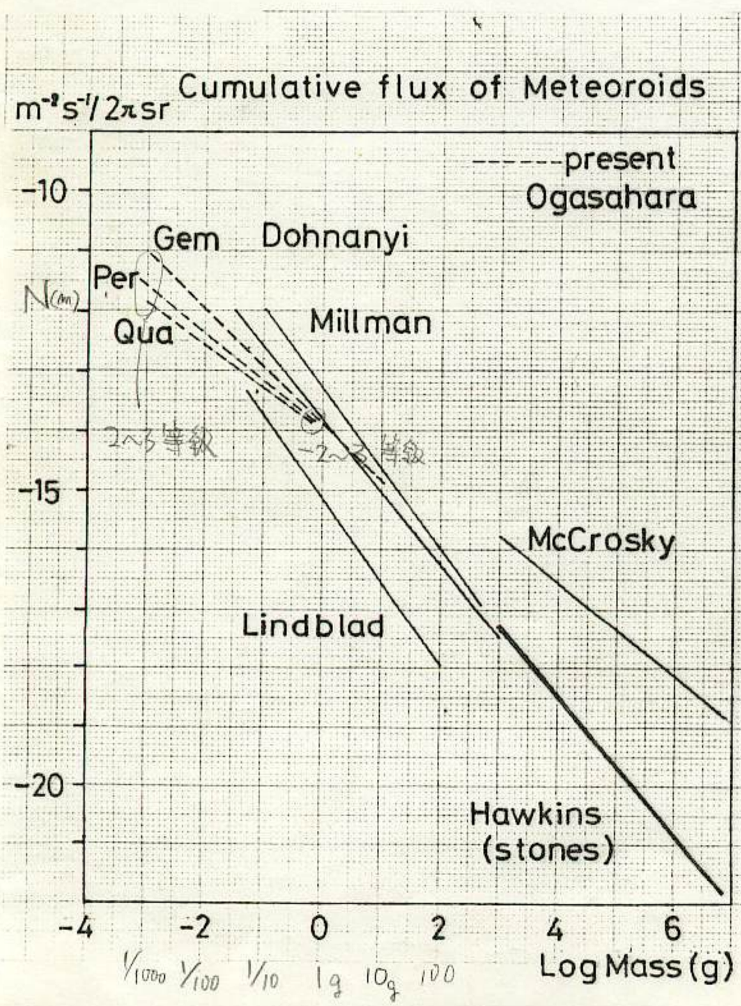
さまざまな研究者が主に散在流星の観測から定めた値をまとめる．

name	質量範囲 mass range	flux 範囲 log flux	α
Dohnanyi (1966)	3 〜 −1.5	−17.5〜 −12	−1.22
McCrosky (1968)	7 〜 3	−18.9〜 −15.8	−0.62
Hawkins (1963) (Stony Meteorites)	8 〜 3	−23.2〜 −17.3	−1.18
Millman et. (　　)	2.7〜 −1	−17 〜 −12	−1.35
Lindblad (　　)	2 〜 −1.3	−18 〜 −13.4	−1.39
Ogasahara (present work) Gem	0 〜 −3	−14 〜 −11.09	−0.79
Per	0 〜 −3	標準化 −11.62	−0.97
Qua	0 〜 −3	−11.87	−0.71

log m = 0 (1g)　$1 \times 10^{-14}\ m^{-2}s^{-1}$, に normalize

※Cumulative flux

$N(m) = Am^{\alpha}$



として．αの値とfluxを比較した．
　Per, Gem, Qua の眼視観測から求めた値は．Mc Crosky (1968) の火球データに近い．
　Dohnanyi, Millman, Lindblad などのαは −1 より大きく．暗い流星がずいぶん多いことになるがどうだろうか．
　Fig. 1 に Cumulative flux を図示した．

流星群の光度関数（第1報）

第15回 MSS '81·May·17
日本大学天文学研究会

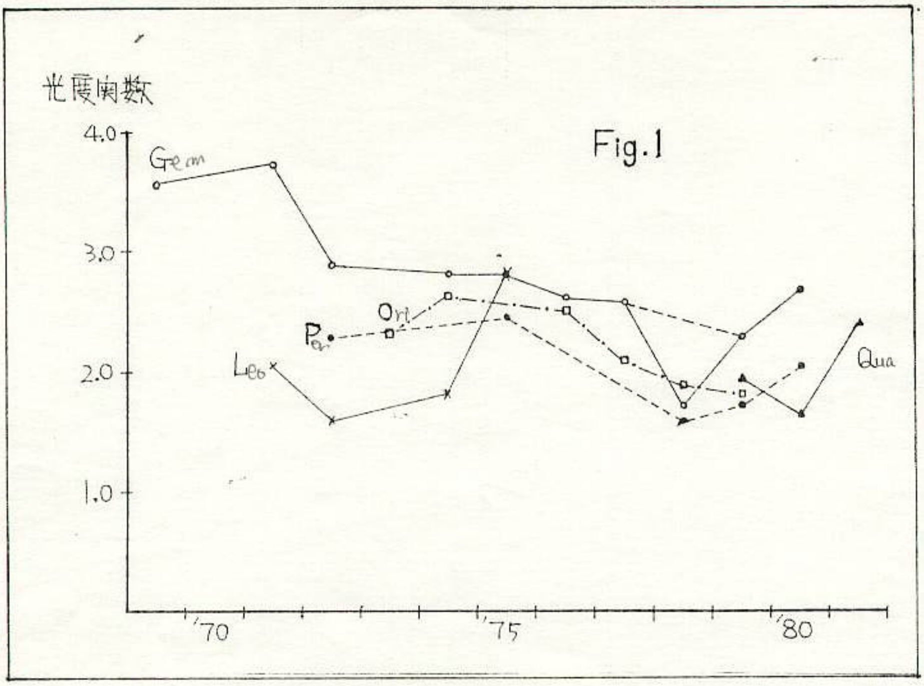


Fig.1

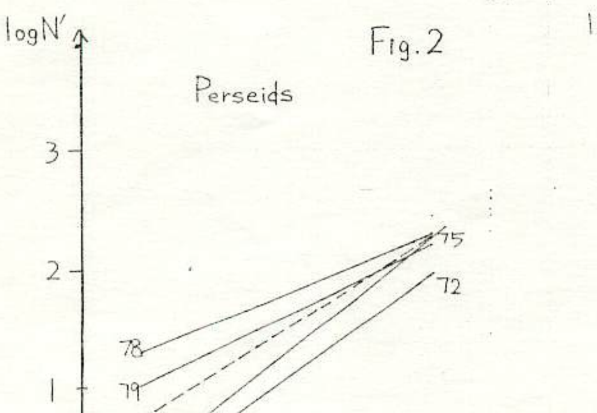


Fig.2

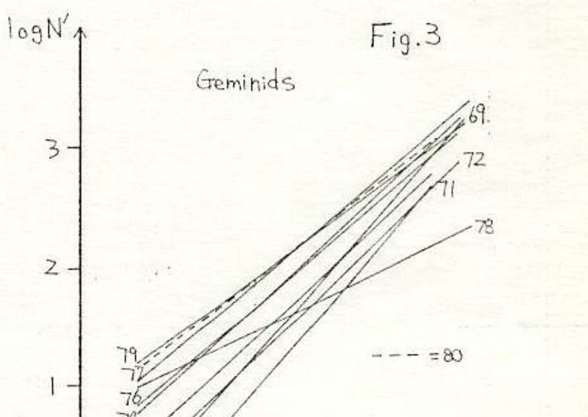
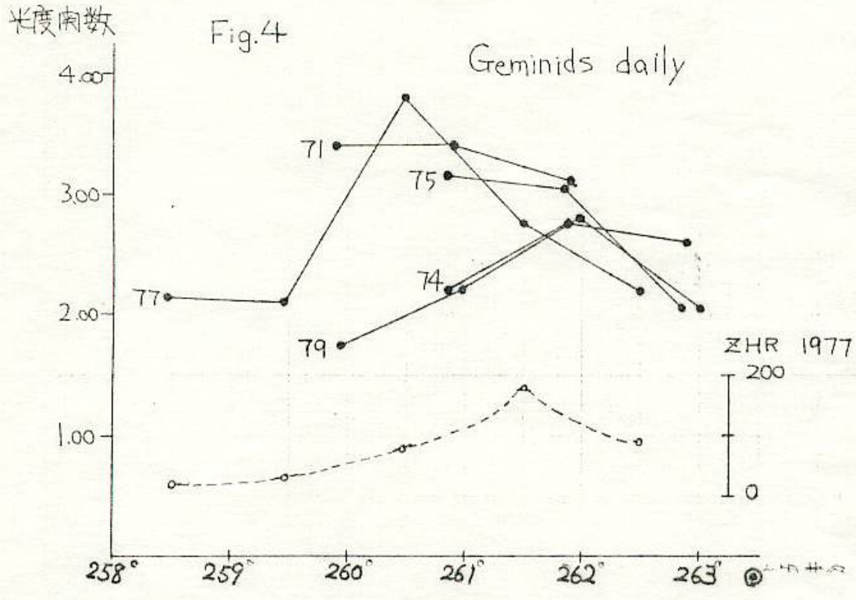


Fig.3

Geminids total 8097 (1969～1980)

月条件	年	総数	mag	回帰直線	光度関数
	1969	624	−2～3	$\log N' = 0.55M + 1.25$	3.55 $= 10^{0.55}$ ←傾き
◎	1971	368	−2～3	$\log N' = 0.57M + 0.93$	3.72
◎	1972	367	−2～3	$\log N' = 0.46M + 1.23$	2.88
◎	1974	1039	−2～3	$\log N' = 0.45M + 1.64$	2.82
△	1975	622	−1～3	$\log N' = 0.45M + 1.39$	2.82
X	1976	861	−2～3	$\log N' = 0.42M + 1.65$	2.63
◎	1977	1564	−2～3	$\log N' = 0.41M + 1.84$	2.57
XX	1978	270	−2～3	$\log N' = 0.24M + 1.45$	1.74
△	1979	1385	−2～3	$\log N' = 0.36M + 1.89$	2.29
◎	1980	997	−2～3	$\log N' = 0.43M + 1.68$	2.69

Fig.4 Geminids daily



Reference :

・流星観測ガイドブック (日流研)
・研究報告誌 第1～6号 日大天文研
・流星の軌道計算と物理 長谷川一郎
・主要流星群の光度関数 下田力 '79 流星会議
・太陽系内小天体シンポジウム集録 東京天文台.

物理的寿命から見た流星群母彗星

月惑星研究会　長谷川 均

1. Comet の Life Time

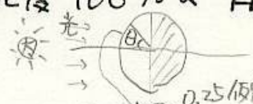
a. 力学的寿命…… 惑星の引力により太陽系外へ放り出されるまで.（惑星との衝突）

b. 物理的寿命…… 揮発性物質の蒸発, dust の放出によっての mass loss.

どちらも 太陽系の年令と比較して 短かすぎる. 供給源が必要.

2. 蒸発モデル.

comet は天然純度 100% の H_2O ICE の球と考える.
〈dust は無視〉



0.6仮定 反射率　0.25仮定　蒸発率

$$\begin{cases} \left[(1-A)*S/R^2\right]\overline{\cos\theta} = \sigma T^4 + L(T)*\dot{E} & \cdots\cdots\cdots(1) \\ \dot{E} = P(\mu/\pi R'T)^{1/2} & \cdots\cdots\cdots(2) \end{cases}$$

ここで　$L(T) = 12420 - 4.8T$

$$\log P = -2445.5646/T + 8.2312\log T - 0.0167706T + 1.20514\times10^{-5}T^2 - 6.757169$$

A：アルベド, S：Solar constant, R：日心距離, L：潜熱

$\dot{E}$：蒸発率, P：蒸気圧, μ：分子量, R'：気体定数

(1), (2) の連立方程式を解くことによって, 任意の R に対する T と $\dot{E}$ を計算することができる.

参考までに ドライアイス（CO_2）の場合は.

$$\begin{cases} \log P = -1367.3/T + 9.9082 & T > 138K \\ \log P = -1275.6/T + 0.00683T + 8.307 & T < 138K \\ L(T) = 12160 + 0.5T - 0.033T^2 & \end{cases}$$

$\overline{\cos\theta} = 0.25$ とすると. isothermal な model となる. comet の自転は非常に速いものとする. 自転軸の傾きは. 軌道面に対し垂直とする.

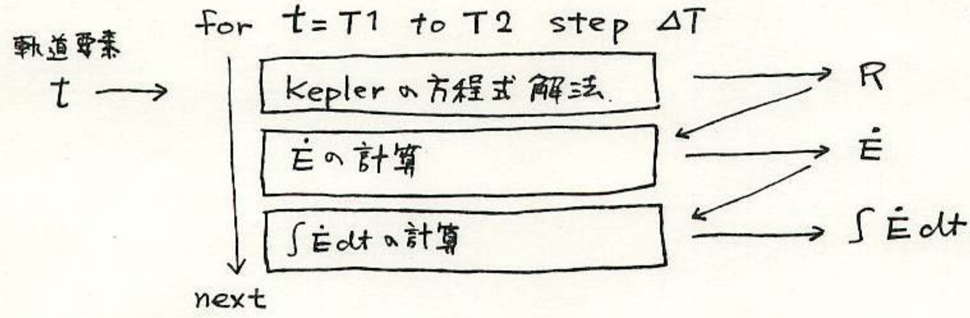
自転軸を傾けた場合. 蒸発は大きくなる.

3. Life Time を求める

様々な軌道について、$\dot{E}$ が無視できる程度の R まで近日点から $\dot{E}$ を t で積分する。

$$\text{total evaporation} = \int_{t=t_1}^{t=t_2} \dot{E}\,dt$$

アルゴリズム



Life Time に換算

Comet の直径は 1 km, $\rho = 0.5\,g/cm^3$ 均質として、公転回数 τ, Life Time をまとめた。（$\Delta T = 1\,day$）

object	a (A.U.)	e	q (A.U.)	P (y)	τ	Life-Time (y)(年)
P/ENCKE (=Tau ?)	2.217	0.8472	0.3389	3.3	386	1290
Gem 群	1.4	0.896	0.142	1.6	193	309 (年)
しぶんぎ群	2.9	0.661	0.978	5	1620	8100
Per 群	18.0	0.947	0.951	120	1090	131000
Icarus	1.08	0.827	0.187	1.12	216	243

4. 結論

- Gem 群の母彗星の寿命は非常に短く、すでに消滅してしまったか、A-A 型小惑星になってしまった可能性がある。
- A-A 型小惑星の Icarus はさらに短い寿命で、Gem 群の母彗星のようなものから進化した可能性がある。A-A 型小惑星は Comet 起源か？
- 今後軌道の進化（力学的寿命）と連立させて考えて行く必要がある。

reference　COWAN, J.J. & A'HEARN, M.F. (1979) Moon & Planets 21, 155-171.

以上の計算は、すべて NEC PC-8001, N-BASIC 単精度によるものである。

1982.5.16 MSS資料

真の光度関数と見かけの光度関数の関係

21st MSS

長沢 工

1 光度関数

ある期間にある範囲の観測で、M等の流星の数がN個であったとする(より厳密には M等とM+dM等の間の流星数が NdM個)。このとき Nを Mの関数として

$$N = f(M) \quad \cdots\cdots (1)$$

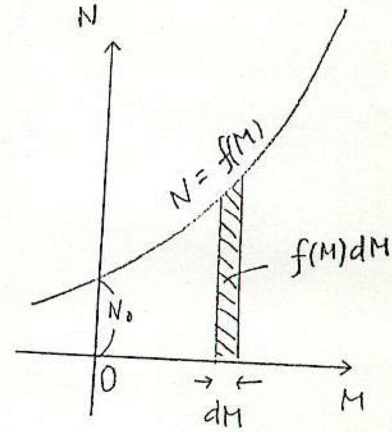
と書くとする。この関数 $f(M)$が 光度関数である

流星の観測では、経験的に

$$f(M) = N_0 r^M \quad (N_0, r は定数) \cdots\cdots (2)$$

という形で近似できることがわかっている。ここで rさえ決めれば 光度関数の形はきまってしまうので、(厳密には正しい表現ではないが、習慣的に)

定数 rのことを 光度関数ということが多い。



2 真の光度関数と見かけの光度関数

流星の絶対等級(天頂で高さ100kmのところに出現したと仮定したときの等級)で考えた光度関数が真の光度関数、見かけの等級をそのまま使って考えたものが見かけの光度関数である。

本当に知りたいものは真の光度関数であるが、観測した流星をひとつひとつ絶対等級に換算することは現実には不可能である。統計的なデータとしてあつかうことで、見かけの光度関数を真の光度関数に換算することができるだろうか。

3 仮定条件

換算のためにつぎの条件を仮定する

a, 地表は平面とし流星はすべて一定の高さhのところに出現

b, 天頂距離 zのところでは、大気減光のため $k \sec z$ だけ等級が増す

c, それぞれの明るさの流星は観測範囲に一様の分布でやってくる

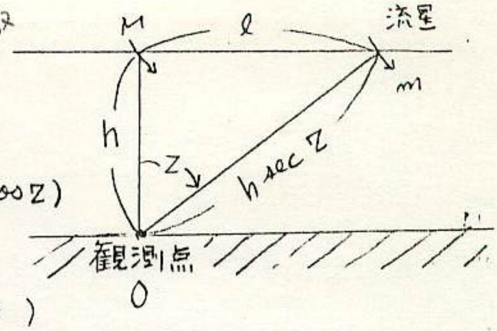
(kは場合によって異なる値をもつが、考えている期間内では一定とする)

4 絶対等級Mとみかけの等級mの関係

a, 大気減光による等級増加　$\underset{\sim}{k}\sec Z$
天頂に出たときの吸収

b. 距離による等級増加

距離 $\sec Z$ 倍,
光量 $1/\sec^2 Z$ 倍
等級増加　$-2.5\log(1/\sec^2 Z) = -5\log(\cos Z)$

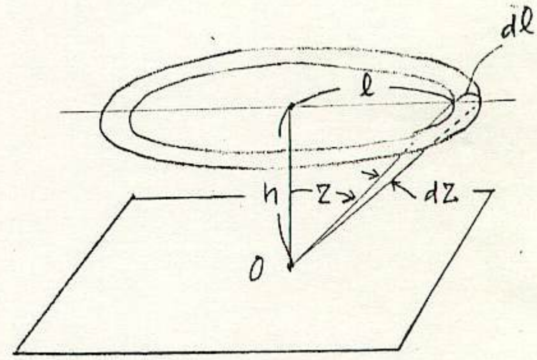


したがって

$$m = M + \underbrace{k\sec Z}_{\sim} - \underbrace{5\log(\cos Z)}_{\sim} \quad \cdots\cdots (3)$$

Zをきめれば、そこに出現した流星はどれも一定等級だけ変化することになり光度関数 r の値そのものに変化はない.

5 見かけの光度関数



小さな巾の dZ を考え，天頂距離が Z と $Z+dZ$ の間にはさまれるリング状の部分を高さhの平面上に考える

このリングの面積Sは

$$S = 2\pi l\,dl$$
$$= 2\pi h^2 \frac{\sin Z}{\cos^3 Z} dZ \quad \cdots\cdots (4)$$

$$(\because\ l = h\tan Z)$$

真の光度関数を r とすると、ある期間に単位面積にやってくるM等の流星数は $N_0 r^M$ である. 上記のリング内にやってくるM等の流星数 $n(Z)dZ$ は

$$n(Z)dZ = 2\pi h^2 N_0 r^M \frac{\sin Z}{\cos^3 Z} dZ \quad \cdots\cdots (5)$$

この流星はすべて(3)の関係で m等に見える. Mを mで書き直して

$$n(Z)dZ = 2\pi h^2 N_0 r^{[m - k\sec Z + 5\log(\cos Z)]} \frac{\sin Z}{\cos^3 Z} dZ \quad \cdots (6)$$

これは天頂距離が Z と $Z+dZ$ の間にある m等の流星の数である

m等の流星の総数 $N(m)$ は(6)をZにつき 0°から90°まで積分すればよく

$$N(m) = \int_{0^\circ}^{90^\circ} n(Z)dZ$$
$$= \left\{2\pi h^2 N_0 \int_{0^\circ}^{90^\circ} r^{[-k\sec Z + 5\log(\cos Z)]} \frac{\sin Z}{\cos^3 Z} dZ\right\} r^m \quad \cdots\cdots (7)$$

r, kの値がきまっていれば(7)の{ }内は定数. (7)は見かけの光度関数も真の光度関数と同じ r であることを示している.

6 見かけの光度の決め方について

流星の明るさを光電素子などを使って絶対的に測定するなら (3) 式は正しい．しかし眼視観測では，周囲の恒星の明るさと比較して流星の等級を決めることが多い．

この場合には，たとえば大きな天頂距離で暗い流星が見えたとする．周囲の恒星もまた大気減光で暗く見えている．見かけは暗くても近くの1等星と同じ明るさならその流星は1等と判定される．

この場合には大気減光の影響は恒星とキャンセルされる．したがって天頂距離 Z における絶対等級 M と見かけ等級 m は

$$m = M - 5\log(\cos Z) \quad \cdots\cdots (8)$$

だけであらわされる．これは (3) 式で $k=0$ とおいたものと同じである．したがって，見かけの光度関数の形は (7) 式で $k=0$ とおいた特殊例となるだけである．真の光度関数とみかけの光度関数はやはり変らないといってもよい．

7 明るさによって流星の出現高度がちがう場合

流星の出現高度が一定というはじめの仮定のひとつを変更して，明るさによって出現高度に系統的な差のある場合を考えてみる．一番ありそうなのは，明るい流星は暗い流星より出現高度が低いという場合である．

簡単な例として，絶対等級 M の流星は $h(1+CM)$ の高さに出現するという仮定をしてみる．（$C>0$ で明るいほど出現高度は低いことになる）

途中経過は省略するが，前とほぼ同様に考え，C についての補正項などを無視すると光度関数は

$$r^{(1-\frac{5C}{\ln 10})}$$

で近似できることがわかる．$\ln 10 = 2.3026\cdots$ であるから

$$r^{(1-2.17C)}$$

$C=0.02$ とすると $r \to r^{0.96}$

0 mag → 100 Km
1 → 102
2 → 104

である．$C>0$ では，見かけの光度関数は真の光度関数より小さくなる．

明るい流星のみによる群流星の光度関数

重野好彦　1982.10.3. 23-MSS

―― 第2報　光度関数の経年変化 ――

5. Per・Gem群の光度関数の経年変化

日大天文研の光度関数データを表3及び図9～10に示す。日大天文研の場合は、暗い流星であってもあまり個数の低下が見られないが、明大天文部のデータと比較をするため計算等級は−2～1 magを使用した。

光度関数の経年変化は図11～12より、両観測者共に年々減少する傾向にあることがわかる。特に78～9年の月の条件の悪い年にはかなり小さな値となっている。またPer・Gem群共に10年で約5から約2に急激な変化を示しているが、これはやはり空の状態の悪化による影響で暗い流星が見えにくくなったためと考えられる。

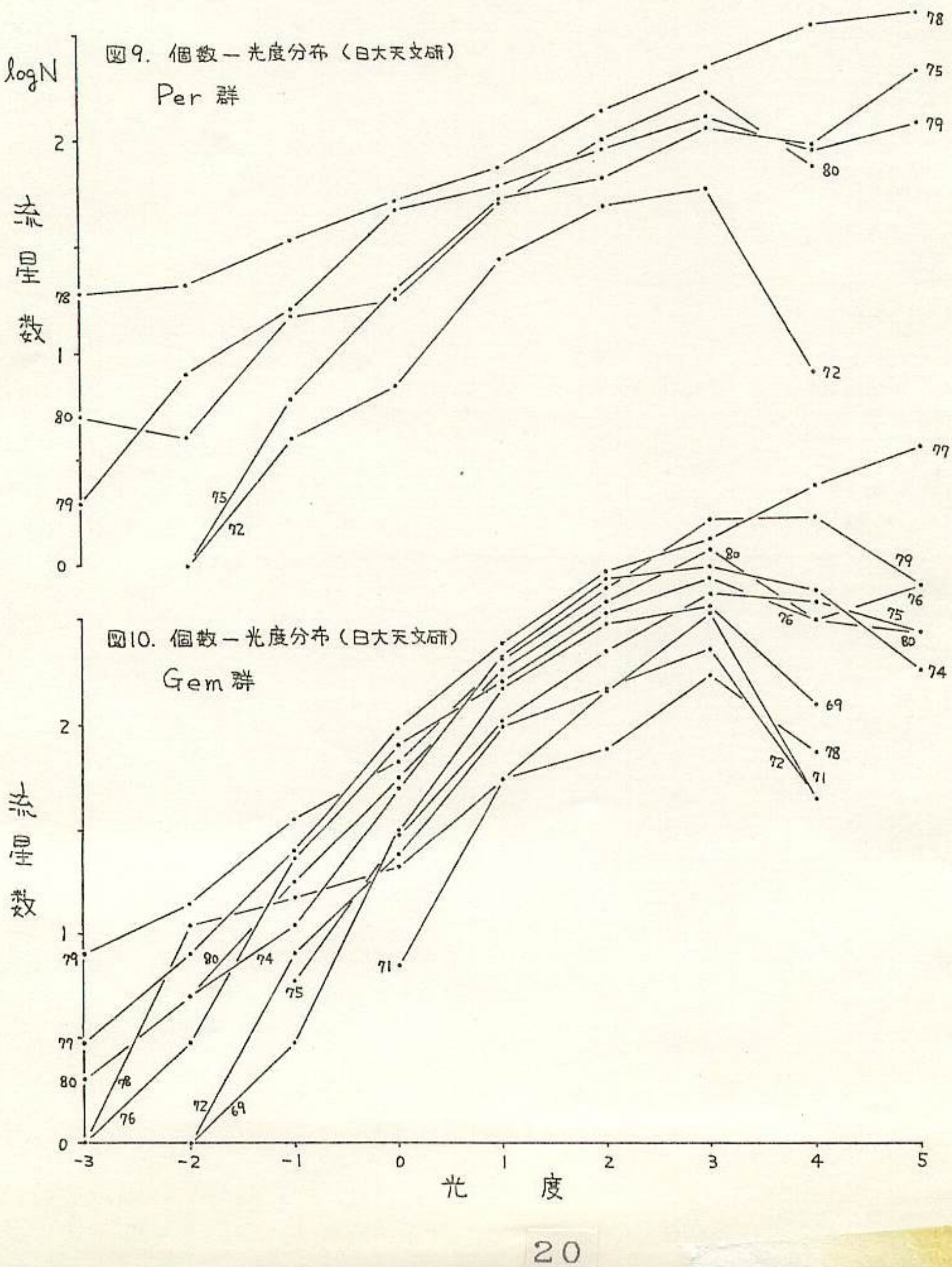


図9. 個数－光度分布（日大天文研）

図10. 個数－光度分布（日大天文研）

表3. 光度関数（日大天文研）

$\log_{10} N = a + bM$　σ_b : bの標準偏差　10^b : 光度関数

年	Per群 計算等級	計算個数	a	b	σ_b	10^b	Gem群 計算等級	計算個数	a	b	σ_b	10^b
69			.	.	.	.	−2〜1	173	1.41	0.75	0.07	5.66
72	−2〜1	38	0.95	0.46	0.05	2.87	〃	124	1.39	0.64	0.06	4.41
74			.	.	.	.	〃	259	1.71	0.55	0.05	3.55
75	〃	76	1.23	0.57	0.06	3.70	−1〜1	132	1.42	0.62	0.05	4.14
76			.	.	.	.	−2〜1	253	1.77	0.57	0.09	3.72
77			.	.	.	.	〃	351	1.91	0.50	0.025	3.16
78	〃	175	1.70	0.18	0.007	1.52	〃	99	1.43	0.23	0.05	1.68
79	〃	128	1.55	0.31	0.05	2.05	〃	305	1.90	0.37	0.027	2.37
80	〃	85	1.36	0.34	0.06	2.19	〃	248	1.75	0.52	0.010	3.29
明大 82	−1〜1	85	1.33	0.47	0.13	2.96	明大81 〃	199	1.67	0.44	0.04	2.78

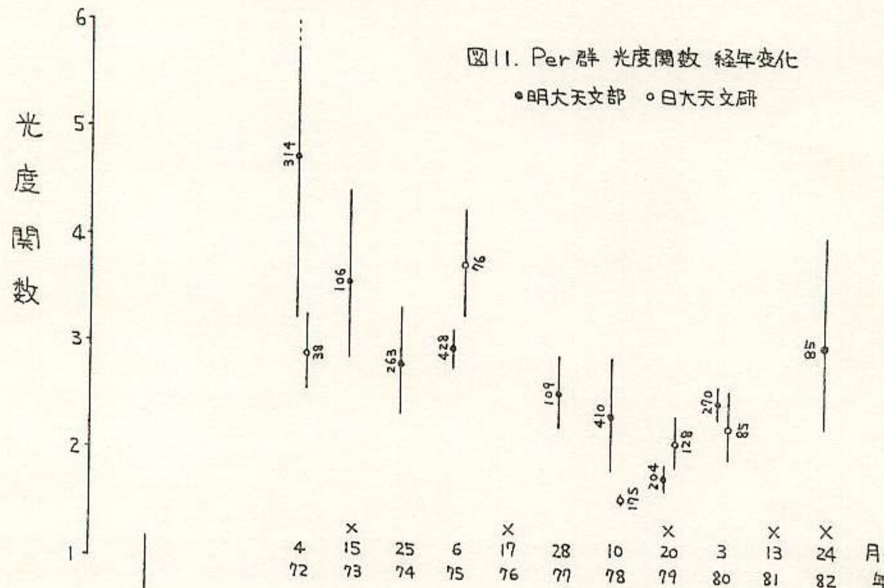


図11. Per群 光度関数 経年変化

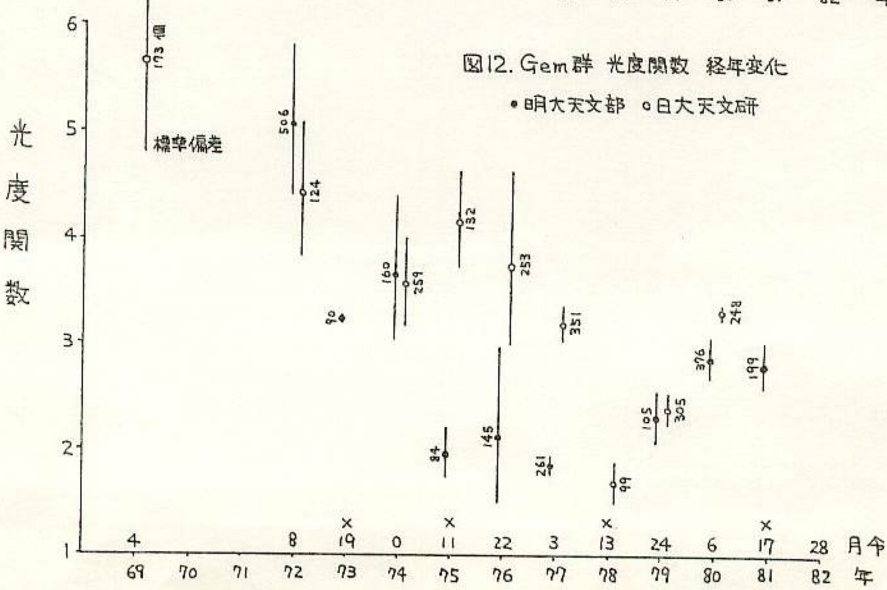


図12. Gem群 光度関数 経年変化

彗星核からのdustの放出

Dust Release from Cometary Nuclei

Hitoshi Hasegawa

月惑星研究会 長谷川均

彗星の核からのdustの放出は，核から放射されたガス分子との衝突によるものと考えると

cmt コメット

$$m_d \frac{dv}{dt} = \underbrace{\frac{1}{2} C_D \pi a^2 (u-v)^2 \frac{\rho_0 R_{cmt}^2}{r^2}}_{\text{放射力}} - \underbrace{\frac{m_d M_{cmt} G}{r^2}}_{\text{引力}} \qquad (1)$$

と書くことができる．ここで m_d はdustの質量，v はdustの放出速度，C_D は抵抗係数，a はdustの半径，u はガスの速度，ρ_0 は核表面でのガス密度，R_{cmt} は核の半径，r はdustと核の距離，M_{cmt} は核の質量，そして G は万有引力定数である．(1)式の右辺第1項は核からのGas流によって流される力，第2項は引力によって核に引かれる力である．ガス流によって核から放射される最大のdustの半径を a_{max} とすると

$$C_D = 2 \qquad m_d = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_d$$

を用いると

$$a_{max} = \frac{3}{4} \frac{\rho_0 R_{cmt}^2 u^2}{M_{cmt} \rho_d G} \qquad (2)$$

となる．これは引力と斥力がbalanceするときの半径で a_{max} より大きいdustは核から放出されることはない．ここで(2)式の未知パラメータを決定する．

$$\rho_0 = \frac{\bar{m} \times \dot{Z}}{u}$$

$\bar{m}$: ガス分子の平均分子量 (H_2O) 2.9×10^{-23} g

$\dot{Z}$: gas production rate

$\dot{Z}$ は

$$F_0(1-A_0)R^{-2}\cos\theta = \sigma(1-A_1)T^4 + \dot{Z}(T)L(T) \qquad (3)$$

を解くことによって得られる（MSSですでに発表済）．ここでは，近似式(4)を用いることにする（Marsden et al. 1973）

$$\dot{Z} = Z_0 \alpha \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-m} \left[1 + \left(\frac{R}{R_0}\right)^{n}\right]^{-k} \qquad (4)$$

日心距離に対する

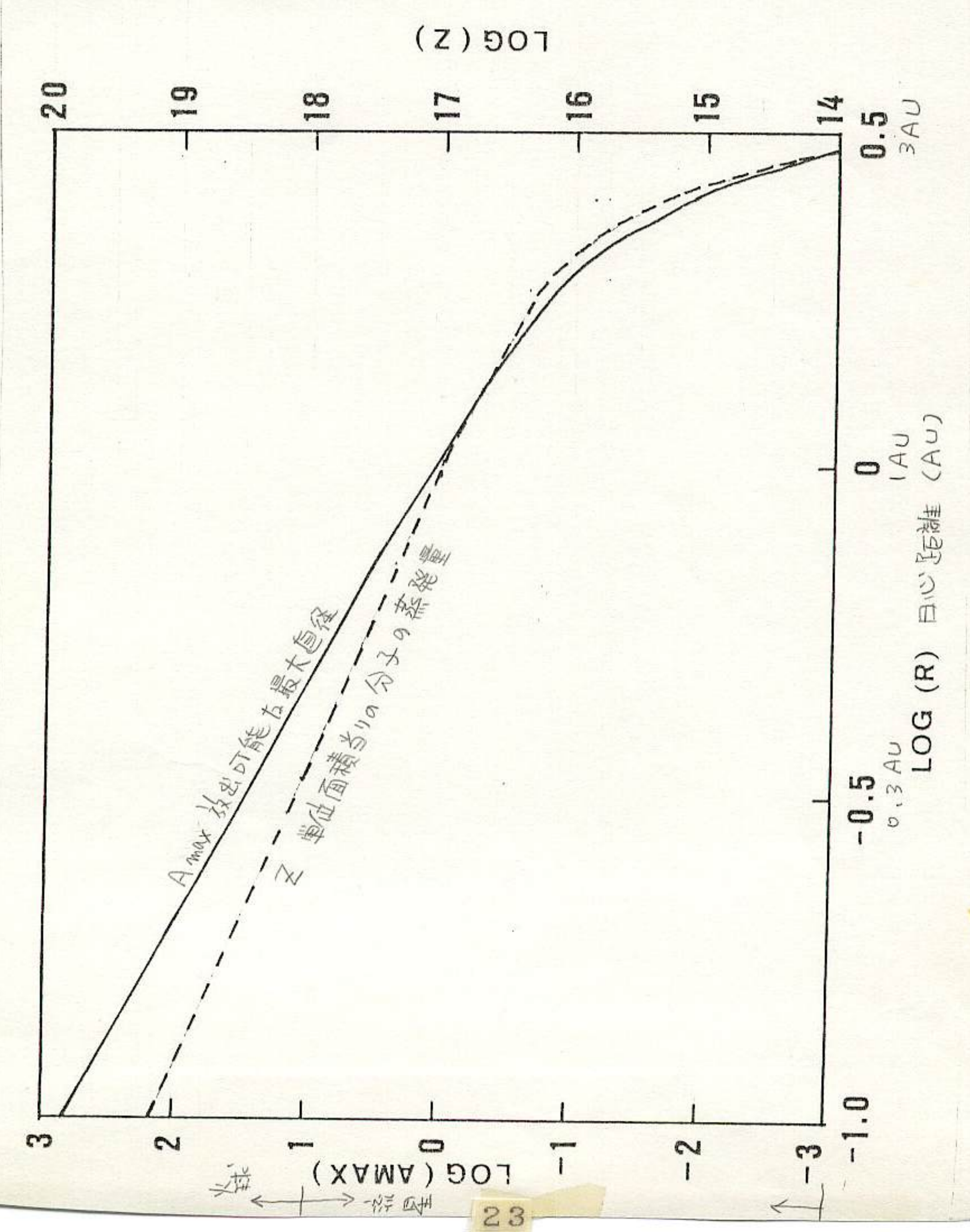
半径：2km 質量：6×10^{16} g 密度：1.79 g/cm³ の彗星について，放出可能なダストの最大直径と単位面積当りの分子の蒸発量を計算した。

(4)は、可視と赤外のアルベドが等しい時に±5%の精度で(3)式を満足する。Z_0は1.AUでの蒸発量($mol \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$) $R_0 = 2.8$ AU, $m = 2.15$, $n = 5.09$, $k = 4.61$ (これらの値はDelsemme, 1972による)とする。Z_0として1×10^{17} $mol \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$を用いる。

uについては、Whipple (1980)が観測から求めた

$$u = 0.535 \underbrace{R}_{\text{日心距離}}{}^{-0.6} \ km \cdot s^{-1} \quad (0.6-7.4\ A.U.のObs.から) \quad (5)$$

を用いる。以上の値を用いて $R_{comt} = 2 \times 10^5$ cm, $M_{comt} = 6 \times 10^{16}$ g ($\rho_{comt} = 1.79$ g/cm³)の彗星について計算してみた。



短周期彗星からアポロ・アモール天体への進化　29-MSS

Evolution of short period comets to Apollo-Amor objects.

月惑星研究会　長谷川　均

81年9月6日の流星物理セミナーで彗星の静かな物理的崩壊について計算し，短周期彗星からアポロ・アモール型小惑星への進化の可能性をした。その中の一例でふたご座流星群の母天体はすでにアポロ・アモール型小惑星に進化してしまったか，又は揮発性物質をすべて失なって消滅してしまったのではないかと述べた．最近になって赤外線天文衛星 IRAS が このふたご座流星群の母天体と思われる小惑星を発見した．軌道要素がふたご座流星群のものと酷似していることがわかった．この小惑星は，軌道の特徴からアポロ・アモール型小惑星に分類される．しかし毎年多量の流星を見せてくれることから，まだ揮発性物質をわずかながら残していることも考えられる．

今回は，前の彗星核の物理的寿命の計算をさらにに一般的な軌道について行なってみた．計算のモデルは，前のものと全く同じである．ここに新めて書くと．

$$\begin{cases} [(1-A)S/R^2]\,\overline{\cos\theta} = \sigma T^4 + L(T)\dot{E} \\ \dot{E} = P(\mu/\pi R' T)^{1/2} \end{cases} \qquad \cdots\cdots (1)$$

$$L(T) = 12420 - 4.8T$$

$$\log P = -2445.5646/T + 8.2312\log T - 0.0167706T + 1.20514\times10^{-5}T^2 - 6.757169$$

A：アルベド，S：太陽定数，R：日心距離，L：潜熱，$\dot{E}$：蒸発率
P：蒸気圧，μ：分子量，R′：気体定数．

となる．彗星核を $\rho = 0.5\,g/cm^3$ の純粋な H_2O の氷として，半径は1kmとした．(1)から得られる蒸発率を1公転で積分して1公転あたりの質量減少率を求め寿命を算出した．アルベド 0.6とし その寿命を a－e ダイアグラムに示したものが Fig.1 である．グラフの中の数字は対数で表わした

彗星核の寿命である. 図中の I, II, III はそれぞれ, おおざっぱに

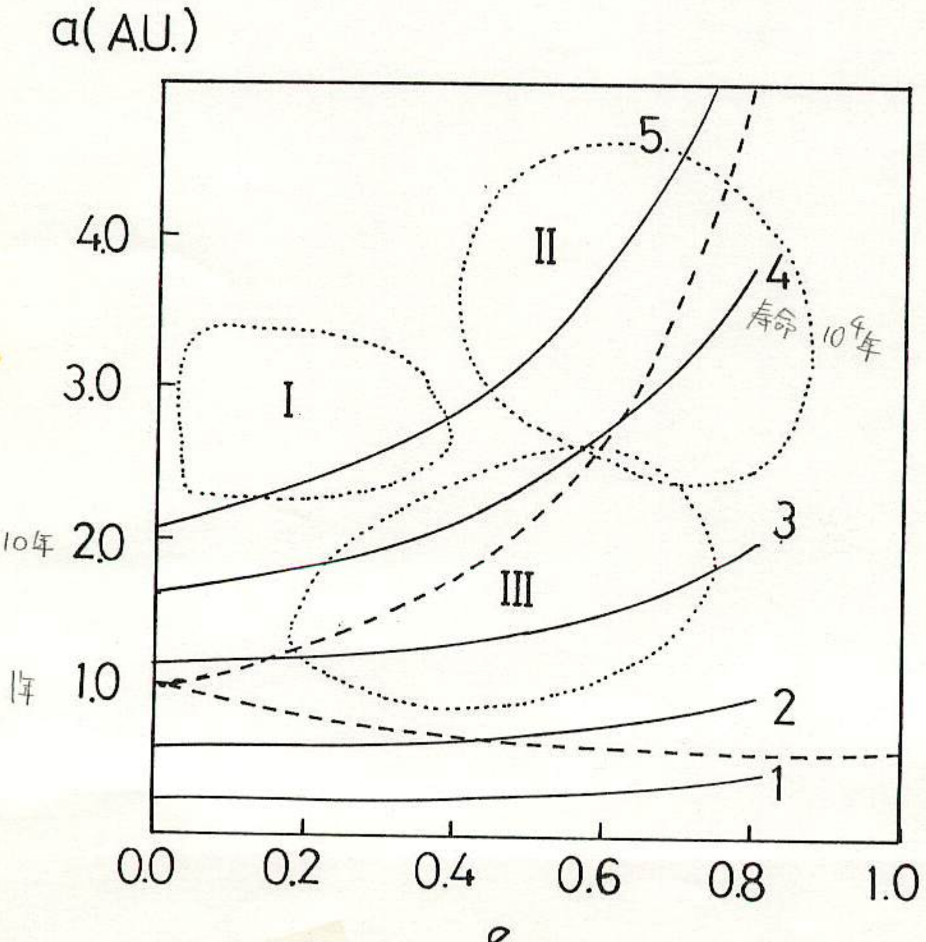
I …… メインベルト小惑星

II …… 短周期彗星

III …… アポロ－アモール型小惑星

を表わす. 図よりアポロ－アモール型小惑星は, 寿命が 10^4 年以下の領域に存在する. 又, アポロ－アモール天体の領域に彗星が存在しないのは軌道の進化の過程で寿命が 10^4 年以下のところでは彗星としては存在できなくなるのであろう. ふたご座流星群の母天体 1983 TB は, まだ流星物質を軌道付近に残していることから彗星から小惑星になりかけた天体ではないだろうか？

Fig.1 a－e ダイアグラム



1.

34 MSS
1984:12:9
長沢 工

散在流星数変化のモデル計算

散在流星はいつもほぼきまった数の出現をするのかというと 決してそうではない. そこにはある程度の規則的変化がある. モデル計算で その変化を考えてみる

1 静止モデル

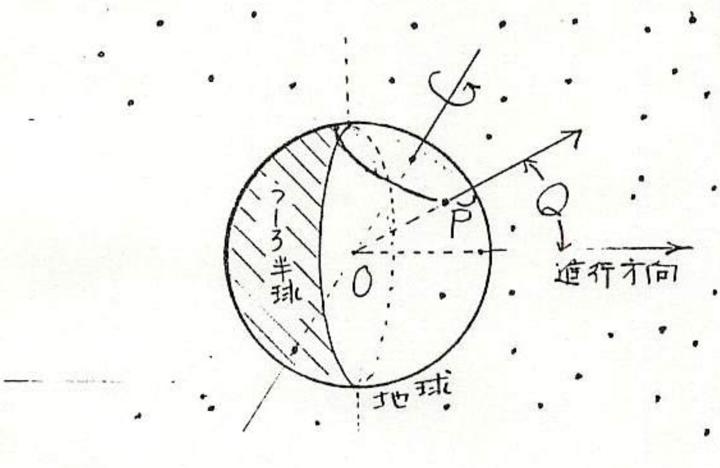
このモデルは

(a) 散在流星の物質がほゞ一様密度で空間に静止しているものとする.

(b) 地球がその中を通過するとき衝突するときを流星出現とする.

(c) 地球の引力を無視し. 幾何学的な衝突だけを考える.

この場合, 地球の進行方向にある半球にだけ流星が出現する. しかし. その位置によって単位面積当りの流星数が違う.



観測点の鉛直上方を向いたベクトル
地球進行の向きのベクトル
} のなす角 : Q

地球の進行の速さ : v_0 (km/h)

流星物質の存在密度 : ρ (個/km^3)

とすると、観測点の単位面積に対する流星出現数 n は

$$
\begin{cases}
0^\circ \leqq Q \leqq 90^\circ \quad のとき \quad n = \rho v_0 \cos Q \\
90^\circ < Q \leqq 180^\circ \quad のとき \quad n = 0
\end{cases}
$$

である. この $\cos Q$ が出現数の変化を決めることになる. ここで

観測点の緯度 : φ

観測点の経度 : λ (東経を正とする)

観測時の恒星時：$\textcircled{H}$
そのときの太陽黄経：λ_s
地球軌道の黄道傾斜角：ε

とすると

$$\cos Q = \cos\varphi\,(\cos\textcircled{H}\sin\lambda_s - \sin\textcircled{H}\cos\varepsilon\cos\lambda_s) - \sin\varphi\sin\varepsilon\cos\lambda_s$$

となる。これによって、時刻を与えれば このモデルに対する流星出現数は計算できる。
しかし、この式はわかりにくいので、書き直しをする

視太陽の赤経：α_s
視太陽時（視太陽の時角＋180°）：t

とすると

$$\textcircled{H} = \alpha_s + t - 180°$$

であり、また λ_s と α_s の間に

$$\tan\alpha_s = \cos\varepsilon\tan\lambda_s$$

の関係がある。この二つの式で $\textcircled{H}$ を α_s と t に書き直し，さらに α_s を λ_s に書き直す。結果を $\sin\varepsilon$ で展開して

$$\begin{aligned}\cos Q = {} & \cos\varphi\sin t - \sin\varepsilon\cos\lambda_s\sin\varphi \\ & - \frac{1}{2}\sin^2\varepsilon\cos\varphi\cos\lambda_s(\cos\lambda_s\sin t + 2\sin\lambda_s\cos t) \\ & - \frac{1}{8}\sin^4\varepsilon\cos\varphi\cos\lambda_s\left[(1+3\sin^2\lambda_s)\sin t + 4\sin^3\lambda_s\cos t\right] \\ & - \cdots\cdots\end{aligned}$$

となる。$\sin^2\varepsilon$ 以上の高次項を無視して考えれば，特定の観測点では

(1) λ_s を一定と考えて　$\cos Q = \cos\varphi\sin t$ ー 定数
これは　$t = 90°$（6時）で極大になる … 夜明けごろ

(2) t を一定と考えて　$\cos Q =$ 定数 $- \sin\varepsilon\cos\lambda_s\sin\varphi$
北半球では $\sin\varphi$ は正であり
$\cos\lambda_s$ が極大（春分）のとき … $\cos Q$ は極小
$\cos\lambda_s$ が極小（秋分）のとき … $\cos Q$ は極大
となる

さらに、初項だけを考えれば
(3) φ が増加するにつれて $\cos Q$ は減少 …… 高緯度で流星数減少
という、一般的関係がみちびかれる。

2 等速運動モデル

静止モデルでは地球進行のうしろ側の半球には全く流星が出現しない。その欠点を補うため、つぎの等速運動のモデルを考える。

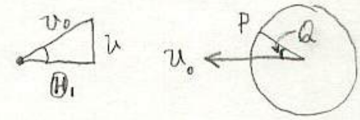
(a) 流星物質は同様にほゞ一様密度で存在する。

(b) すべての流星物質は等しい速度 v で直線運動をしている。

(c) 運動の向きは全くランダムでどの向きに進行している割合も等しいものとする。

(d) 相互衝突は考えない

このモデルに対する出現数の計算はかなり面倒である。ここでは結果だけを示す。



CASE 1　$v < v_0$ のとき

$v/v_0 = \sin\Theta_1$ で Θ_1 を定義して

$$
\begin{cases}
0^\circ \leqq Q \leqq 90^\circ - \Theta_1 \text{ のとき} & n = \rho v_0 \cos Q \\
90^\circ - \Theta_1 < Q \leqq 90^\circ + \Theta_1 \text{ のとき} & n = \dfrac{\rho v_0^2}{4v}\left(\cos Q + \dfrac{v}{v_0}\right)^2 \\
90^\circ + \Theta_1 < Q \leqq 180^\circ \text{ のとき} & n = 0
\end{cases}
$$

CASE 2　$v > v_0$ のとき

Qの値にかかわらず　$n = \dfrac{\rho v_0^2}{4v}\left(\cos Q + \dfrac{v}{v_0}\right)^2$

この結果からこのモデルでは進行のうしろ側にもある程度の流星が出現することがわかる。

なお、流星物質の軌道長半径 a が

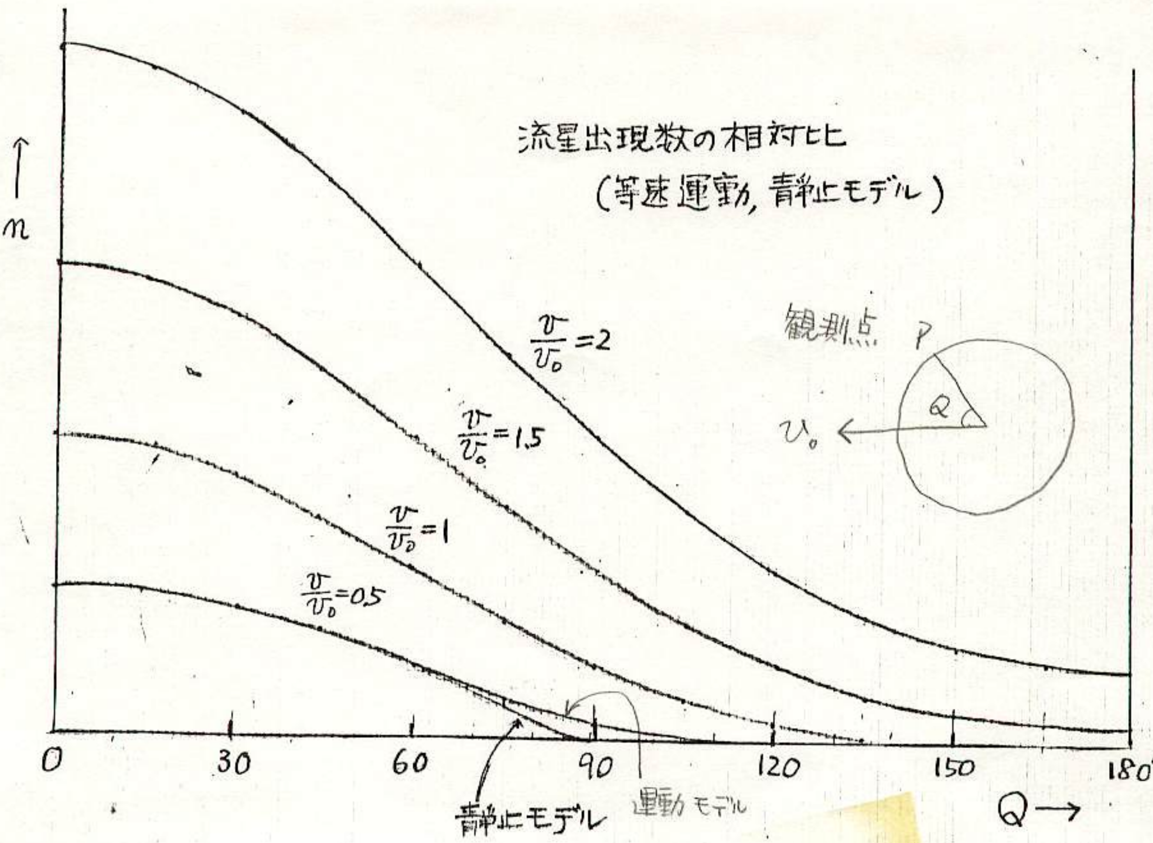
$a < 1$ A.U. なら　$v < v_0$

$a > 1$ A.U. なら　$v > v_0$

である。だからといってそれぞれの場合に上の結果が現実になりたつわけではない。モデルの条件が現実の散在流星のものと一致しているとはいえないからである。

3 より一般的なモデル

現実の流星物質はすべてが太陽を焦点とする2次曲線の軌道上を運動していると原則的には考えてよい。したがって、もっともよいモデルは現実の散在流星と軌道分布の状況をほゞ一致させたような流星物質のモデルである。



しかし、散在流星の軌道分布は現在信用できるデータが十分ではない。したがって、何らかの軌道情報を含むモデルに対して流星出現数を計算しておくことが いまの段階で望まれる。

ただ、この種の計算は かなり面倒で、その上 わかりやすい結論を出すことがむずかしい。私は 目下、 a、e を 定数とし、そのほかの軌道要素はあらゆる角度にまんべんなく分布しているという形のモデルに対する計算をしているが、はっきりした結論に到達していない。ここでは そうしたモデルに対する計算が望まれることを指摘するだけとする。

スペクトル

この分野はＭＳＳの初期に発表が多かった。

観測で得られた流星スペクトルの輝線の同定、有効励起温度の決定、組成比の決定などが行われた。

また、流星物質の組成等を仮定し、流星スペクトルを予測することも行われた。

Spectroscopic Identifications of 6 Shower Meteors

M. Ogasahara (AW. Meteor Sect.)

1978 Oct. 8

(1) Nihon Univ. No. 7601

1976. Dec. 12 $00^h08^m47^s$
−1.5mag. Spor.
HSIR(0-56) Pandol-10min

No.	λ (Å) measured	λ (Å) identified	multiplet No.	Remarks
1	* 5890	5890	1 Na	Strong.
2	* 6347	6347	2 Si II	
	測定値	予想スペクトル値		

(2) Nihon Univ. No. 7702

1977 Dec. 14 $02^h41^m21^s$
−2mag. Geminid
HSIR Pandol-12min.

No.	λ (Å) measured	λ (Å) identified	multiplet No.	Remarks
1	3755	3749	20 Fe	
		3758	21 Fe	
2	3775	3775	73 Fe	
3	* 3860	3860	4 Fe	Strong (3–6)
4	3875	3873	20 Fe	
		3878	20 Fe	
5	3905	3900	4 Fe	
		3907	4 Fe	
6	3940	3934	1 Ca II	
7	3975	3968	1 Ca II	
8	4005	4005	43 Fe	
9	* 4046	4046	43 Fe	Strong
10	4060	4064	43 Fe	

(conti)

No.	λ(Å) measured	λ (Å) identified	multiplet No.	Remarks
11	4135	4132	43 Fe	
12	4220	4216	3 Fe	
13	4270	4272	42 Fe	
14	4325	4326	42 Fe	
15	*4380	4376	2 Fe	Strong
		4384	41 Fe	
16	4425	4427	2 Fe	
17	4450	4462	2 Fe	
18	*5890	5890	1 Na	
19	~7500	7442	3 N	Continuous
		7468	3 N	
20	*7774	7774	O	
				~9000 Å

(3) Nihon Univ. No. 7703 1977 Dec. 15 $01^h 31^m 49^s$
−2mag. Geminid
HSIR Pandol-12min

No.	λ (Å) measured	λ (Å) identified	multipet No.	Remarks
1	*3860	3860	4 Fe	Strong
2	3970	3968	1 Ca II	
3	4150	4144	43 Fe	
		4152	18 Fe	
4	*4380	4376	2 Fe	
5	*7450	7442	3 N	Continuous
	~9000			

(4) Nihon Univ. No. 7804 — 1978 Aug. 14 $02^h 13^m 10^s$
Perseid.
HSIR — Pandol - 10min

No.	λ (Å) measured	λ (Å) identified	multiplet No.	Remarks
1	5450	5453	15 Fe	
2	*5890	5890	1 Na	Strong
3	6120	6150	5 Na	
		6160	10 O	
4	*6350	6347	2 Si II	Strong
5	~7450	7442	3 N	

(5) Tokyo Science Univ. ④ — 1977 Dec. 13 $23^h 47^m 52^s$
Geminid
Tri X

No.	λ (Å) measured	λ (Å) identified	multiplet No.	Remarks
1	3810	3800	21 Fe	
2	*3860	3860	4 Fe	Strong
3	3930	3930	4 Fe	
		3934	1 Ca II	
4	4190	4187	152 Fe	
5	4310	4308	42 Fe	
6	*5170	5170	2 Mg	Strong.
7	5540	5528	9 Mg	
		5531	38 Co	
8	*5890	5890	1 Na	Strong.
9	6250	6253	N_2 1st$^+$	
		6347	2 Si II?	

(6) Tokyo Science Univ. ⑥ 1977 Dec. 15 $00^h 36^m 15^s$

β Gem (?)

Tri X

No	λ (Å) measured	λ (Å) identified	multiplet No.	Remarks
1	* 3860	3860	4 Fe	
2	4170	4173	19 Fe	
3	* 5170	5170	2 Mg	
4	× 5890	5890	1 Na	

References

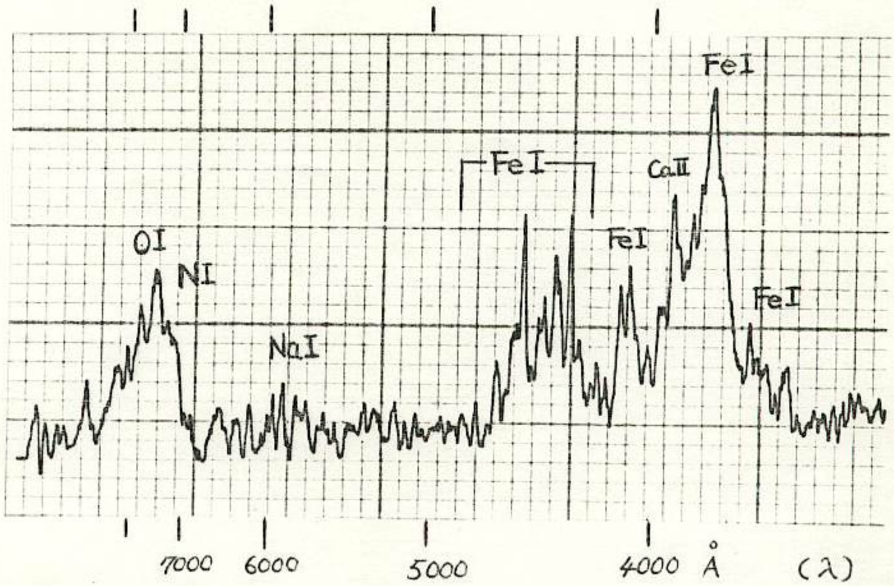
G. A. Harvey (1973)
Spectral Analysis of Four Meteors
NASA SP-319 p. 103 – 129

P. M. Millman et. (1973)
Image-Orthicon Spectra of Geminids in 1969
NASA SP-319 p. 147 – 151

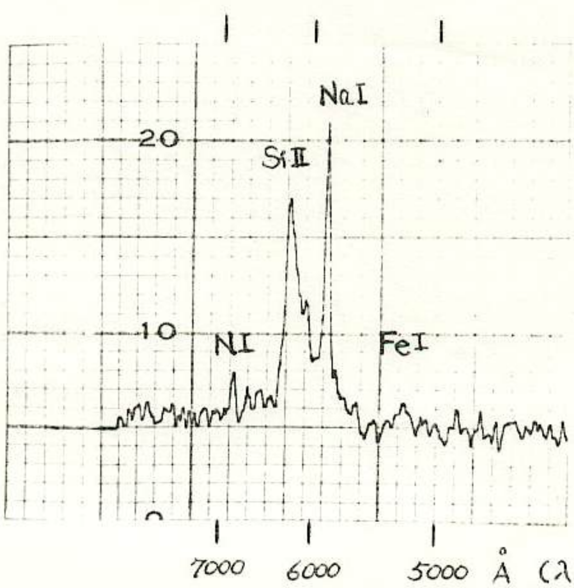
K. Nagasawa (1971)
A Meteor Spectrum in the Infrared Region
Tokyo Astronomical Bulletin, Second Series
No. 213 p 2512

Microphototrace of two IR Meteor Spectrum
Nihon Univ. Astron. Soci.

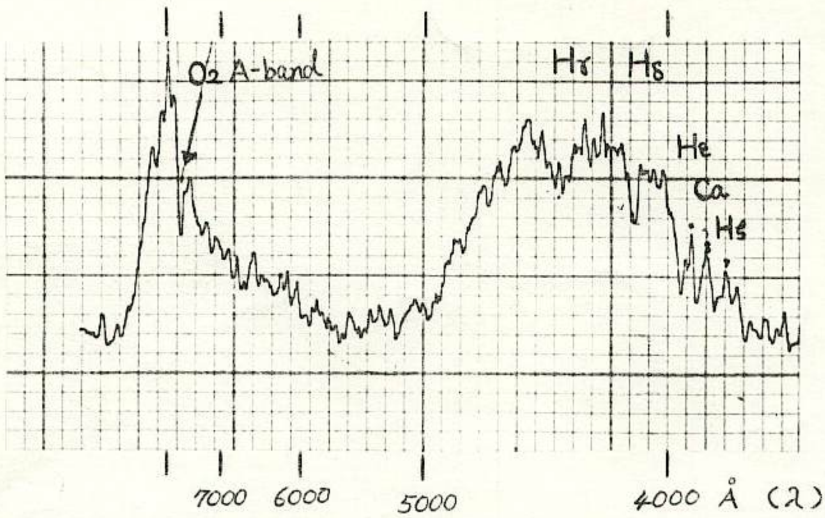
Geminid 1977 Dec. 14 02h41m21s −2mag. HSIR



Perseid 1978 Aug. 14 $02^h13^m10^s$ HSIR

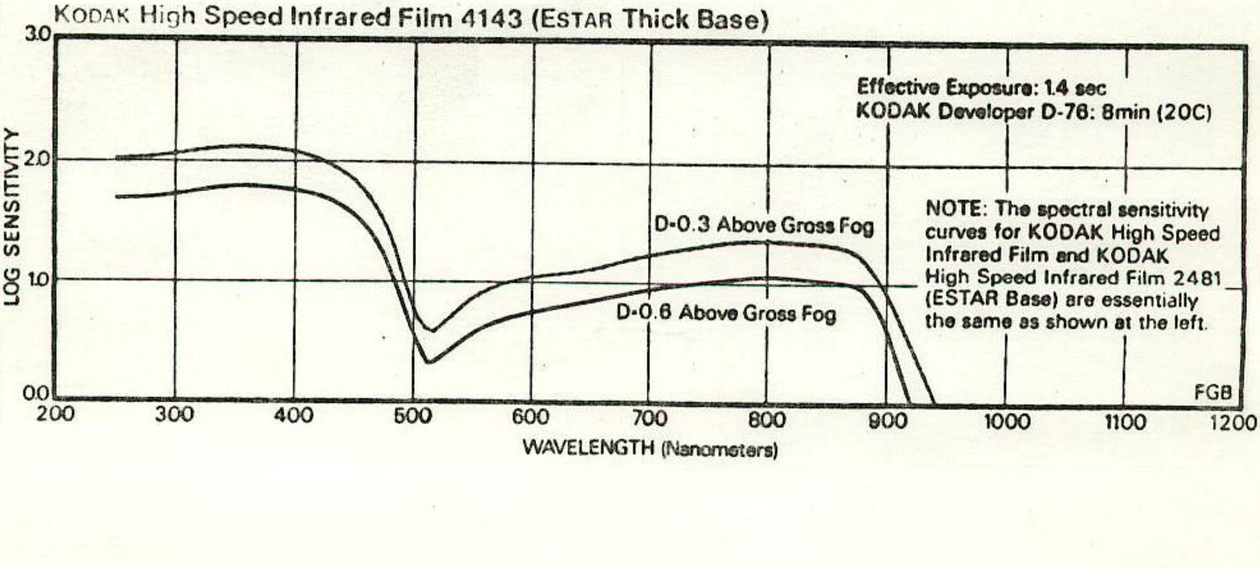


β. Cas IR-Spectrum 1978 Aug. 14 HSIR



(Kodak Plates and Films DKP-159)

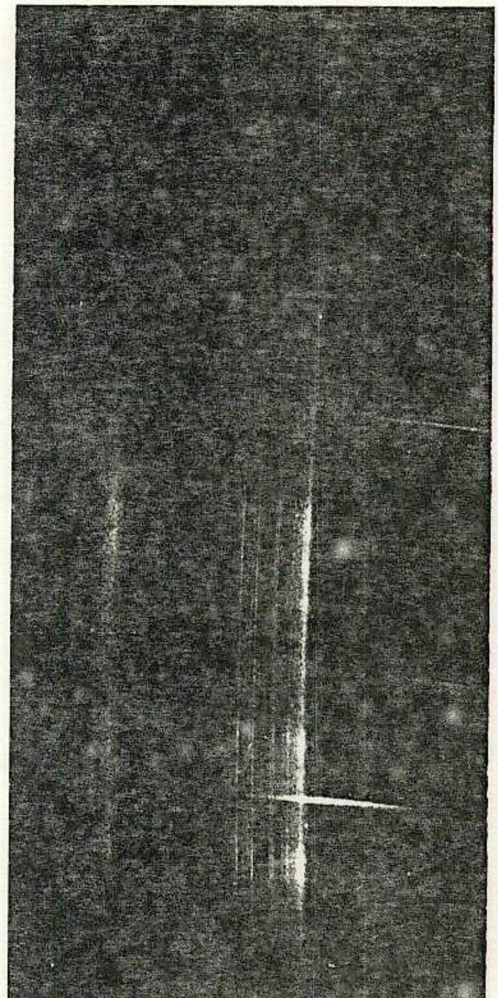
Fig-1 HSIR Spectral Sensitivity



1 st MSS

Geminid Meteor
Infra-red Spectrum
No.7703 1977 Dec.14 02:41:21
-2mag EK High Speed
Infra-red film
Pandol 20°C 12min
TS 30° objective prism
Asahi pentax SP
f 50mm
Mitake Station, Tokyo

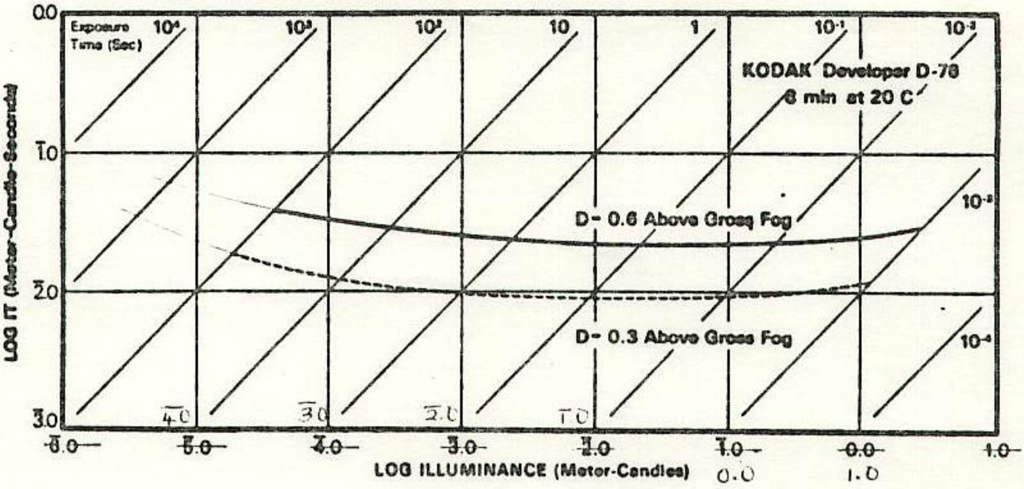
Nihon Univ. Astronomical
Society (AUU)



(Kodak Plates and Films DKP-159)

Fig-2 HSIR Reciprocity-Law Failure

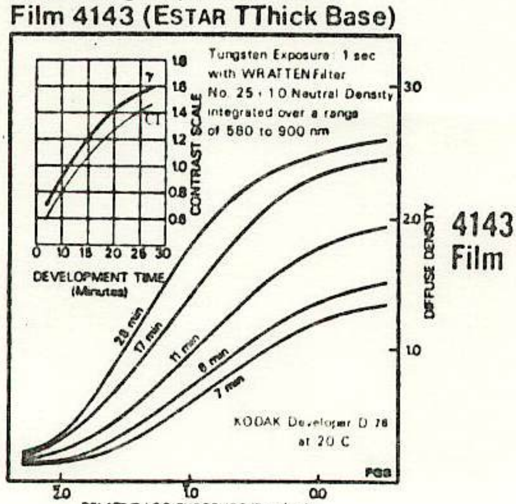
KODAK High Speed Infrared Film 4143 (ESTAR Thick Base)



HSIR

Fig-3 H-D Characteristic Curve

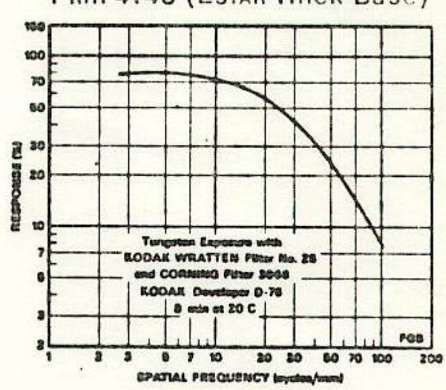
KODAK High Speed Infrared Film 4143 (ESTAR TThick Base)



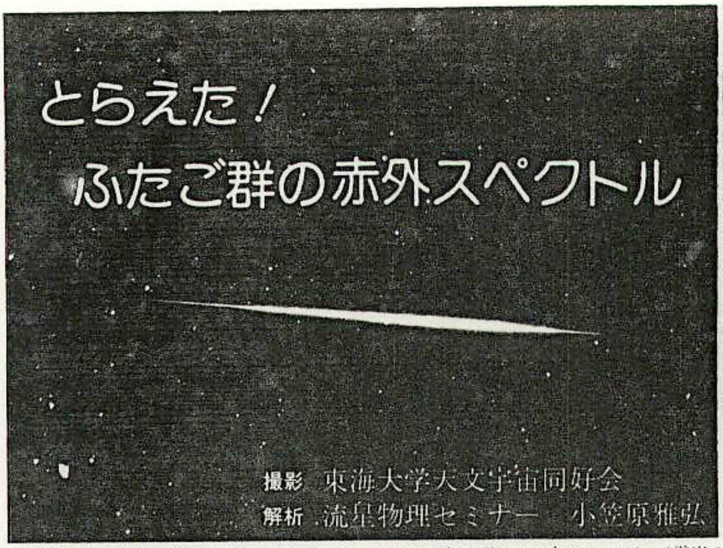
HSIR

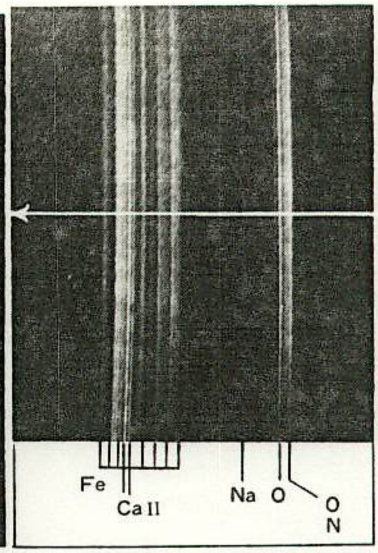
Fig-4 MTF Curve.

KODAK High Speed Infrared Film 4143 (ESTAR Thick Base)



とらえた！ ふたご群の赤外スペクトル





【写真右】 東海大学湘南天文台撮影 データ：1979年12月15日23h30m ～ 39m（露出9分） アサヒペンタックス SPF（f＝50mm・F 1.4） スハイスピードインフラレッド D-19 20℃（5分） フィルターなし 高橋製分光プリズム使用．矢印はマイクロフォトメータの測定位置

撮影のようす

1979年のふたご群は，連日好天に恵まれ多くの流星が観測された．特に極大後に，明るい火球がいくつかみられた．関東地区では KPM（関東写真流星ネットワーク）を中心に，10ヵ所以上で写真による同時観測が行なわれ，現在続々とデータが集まりつつある．その詳細なまとめは後日にゆずろう．

大学天文連盟流星分科会でも，加盟8サークルが南関東各地で行った観測で，12月15日，23時35分35秒に，－4等の火球がながれ，神奈川県平塚市の湘南天文台で観測していた，東海大学天文宇宙同好会のスペクトルカメラによって，この火球の赤外スペクトルが得られた（写真1）．

【第1表】 波長同定表

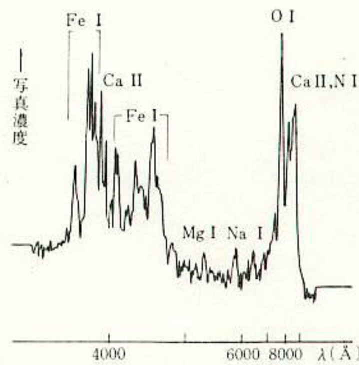
No.	測定値*	測定波長	同定波長	原　子	備考
1	48	3760	3746	5Fe	
			3749	5Fe	
			3759	21Fe	
2	71	**3860	——	4Fe	
3	77	3870	3873	20Fe	S
			3879	4Fe	
4	84	3900	3900	4Fe	
5	91	**3934	——	1Ca II	S
6	99	**3968	——	1Ca II	
7	104	4000	4005	43Fe	
8	111	4010	4010	72Fe	
9	113	4050	4046	43Fe	
10	123	4110	4101	18Fe	
11	136	4200	4202	3Fe	S
12	142	4230	4234	152Fe	
13	148	4280	4272	42Fe	
14	159	4380	4376	2Fe	S
15	166	4420	4427	2Fe	
16	170	4450	4455	4Ca	
			4462	2Fe	
17	240	5200	5167		
			5172	2Mg	
			5173		
18	278	**5890	——	1Na	
19	330	7520	7442	3N	
			7468		
20	338	**7774	——	1O	
21	347	～8400	8446	4O	
22	356	～8800	8662	2Ca II	S
			8542		
			8680	1N	

* マイクロフォトメータによる測定値
** 分散曲線の基準に用いた輝線
S — 強い輝線

測定と解析の結果

マイクロフォトメーターを用いて，40倍でトレースした結果が第1図である．このなかの強い輝線を，ハーベイ（1973）のリストと比較して何本か定め，それらを基準として分散曲線をつくり，波長を同定したのが第1表で，22本の輝線が数えられた．

3860，4202，4376Å の Fe や，3934，3963Å の Ca II，7774Å の O などが強く，本誌1月号 p. 36，S 7702 の流星スペクトルと，たいへんよく一致している．赤外マークと∞マークの中間にピントを合わせたので，可視部～赤外にかけてピントがよく，4本の輝線（N と O とみられる）が赤外部で認められる．



【第1図】 マイクロフォトメータによるトレース

カナダのミルマン，ハリディ（1961）らは論文のなかで，「現在まで，赤外部に輝線が見られたのは速い流星（速度 60 km/s）だけで，ふたご群（35 km/s）や，小惑星的な（13km/s）おそい流星では，赤外部に輝線が見られなかった」と結論している．

しかし，1月号で紹介した S 7702，S 7703，そしてこのスペクトルによって，ふたご群程度のおそい流星でも，赤外部に窒素や酸素の強い輝線の存在することが確実となり，流星の物理を考えるうえで，大きな発見といえよう．

●標題の写真は，電気通信大学天文同好会が撮影した同時流星．データ：12月15日 23h30m～23h40m．マミヤ．f 35mm F2.8 絞り開放．トライ X．自動追尾．

7th Mss

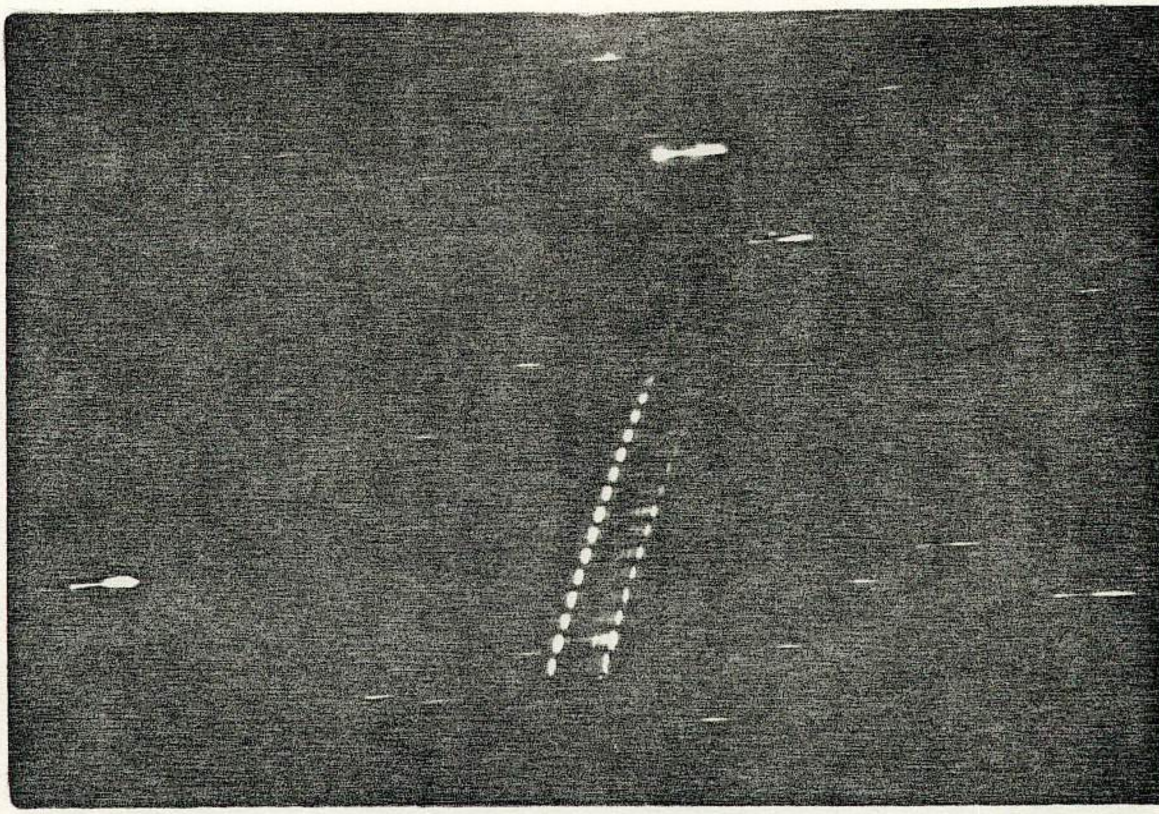
7th MSS

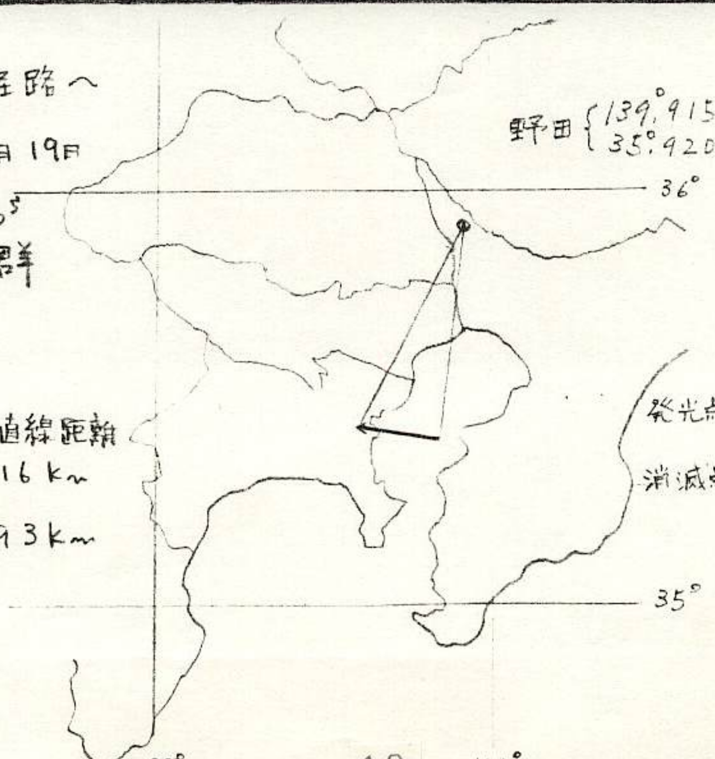
Leo群のスペクトル.

～流星物理セミナー～

1980：1.20(日)

理大 天研





～流星の経路～

1979年 11月 19日

$27^h 23^m 26^s$

Leo群

流星までの直線距離

発光点　116 Km

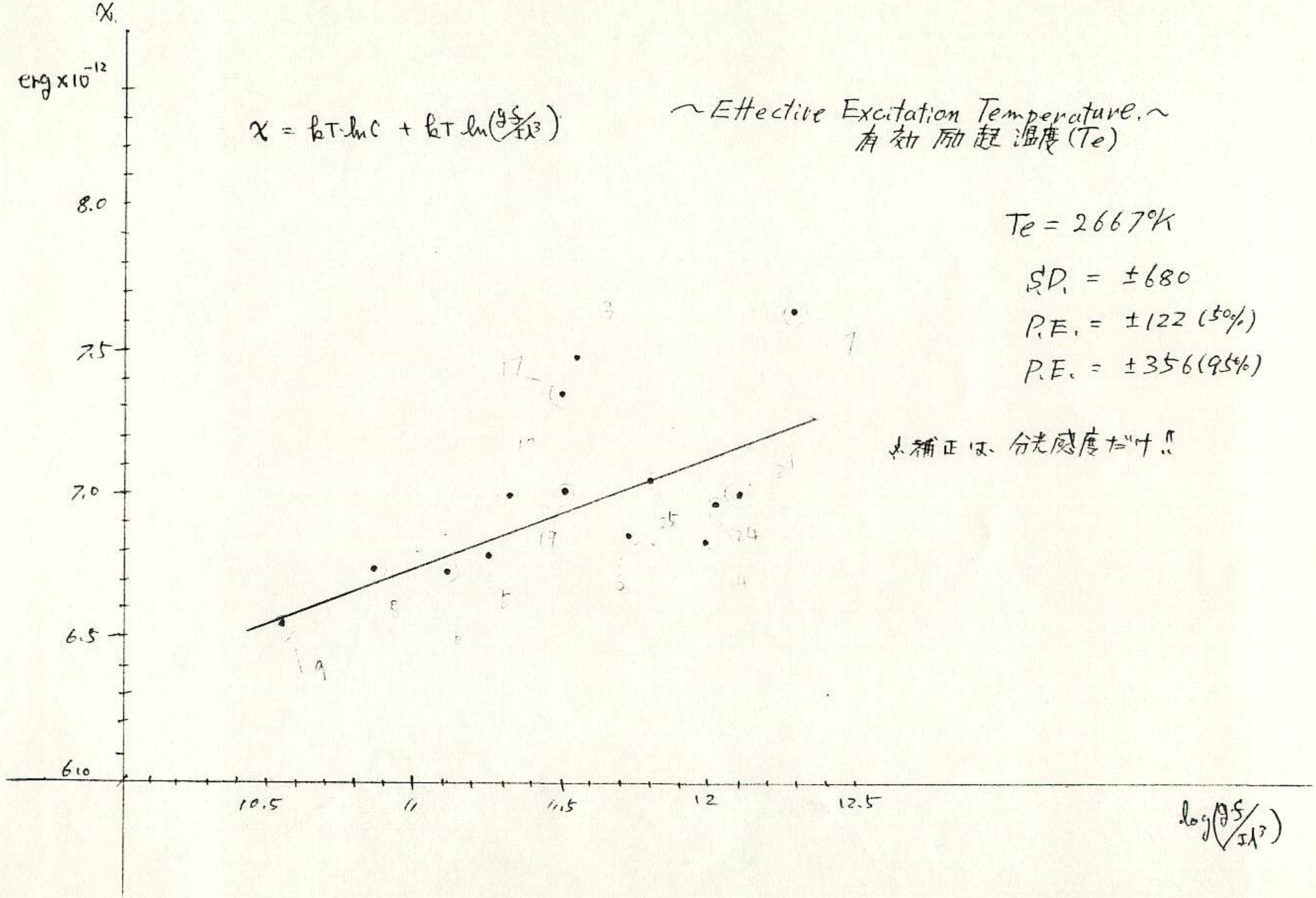
消滅点　93 Km

発光点 {139°.84 35°.41　101.6 Km

消滅点 {139°.61 35°.45　72.6 Km

～Effective Excitation Temperature.～
有効励起温度(Te)

$$\chi = kT \cdot \ln C + kT \ln\left(\frac{gf}{I\lambda^3}\right)$$



$Te = 2667$ °K

S.D. = ±680

P.E. = ±122 (50%)

P.E. = ±356 (95%)

※補正は、分光感度だけ!!

NO.	コンパレーター読み取り値	計算(1) 波長(Å)	計算(2) 波長(Å)	同定波長(Å)	元素	Mul. NO.	励起エネルギー(eV)	log(gf)	D =log[illegible]	I
1	49.739		3696						35.8	8.39
2	49.779	3716	※3719.94	3719.94	Fe I	5			38.0	9.27
3	49.796		3730	3727.62	Fe I	21			40.0	10.14
4	49.851		3765	3763.79	Fe I	21			39.0	9.69
5	49.898		3796	3795.00	Fe I	21			47.4	14.13
6	49.912		3805	⇒3799.55	Fe I	21			46.0	13.27
				3805.34	Fe I	608				
7	49.942		3826	⇒3827.82	Fe I	45	4.77	0.52	51.0	16.61
				3824.44	Fe I	4	3.32	-1.21		
				3820.43	Fe I	20	4.09	0.24		
				3825.88	Fe I	20	4.14	0.29		
8	49.996		3865	3865.52	Fe I	20	4.21	-0.81	54.3	19.26
9	50.028		3888	⇒3887.05	Fe I	20	4.09	-1.03	57.2	21.93
				3888.51	Fe I	45	4.79	-0.40		
10	50.049		3905	3905.53	Si I	3	5.06	0.05	58.0	22.73
				3906.48	Fe I	4	3.27	-1.90		
				3902.94	Fe I	45	4.37	-0.24		
11	50.086	※3933.66	※3933.66	3933.66	Ca II	1	3.14	0.140	59.2	23.99
12	50.116		3958	3961.53	Al I	1	3.13	-0.514	54.9	19.78
				3968.47	Ca II	1	3.11	-0.162		
13	50.175		4008	4005.25	Fe I	43	4.63	-0.37	42.0	11.09
				4007.27	Fe I	277				
				4009.72	Fe I	72	5.29	-0.71	42.6	11.39
14	50.223		4051	4058.93	Mn I	5	5.21	0.26	42.6	11.34
15	50.255		4080	4082.94	Mn I	5	5.19	0.25	45.1	12.74
				4083.63	Mn I	5	5.18	0.24		
16	50.278		4102	4100.75	Fe I	18	3.86		46.5	13.57
17	50.309		4133	4132.06	Fe I	43	4.59	-0.48	45.8	13.15
18	50.338		4162	4172.75	Fe I	19	3.91		45.9	13.21
19	50.378		4204	4202.03	Fe I	42	4.42	-0.55	42.6	11.39
20	50.409		4238	4235.94	Fe I	152	5.33	-0.09	42.2	11.19
21	50.439	4275	※4271.76	4271.76	Fe I	42	4.37	0.02	42.0	11.09
22	50.463		4300	4299.24	Fe I	152	5.29	-0.13	44.0	12.13
				4307.91	Fe I	42	4.42	0.09		

NO.	コンパレーター読み取り値	計算(1) 波長(Å)	計算(2) 波長(Å)	同定 波長(Å)	元素	Mup. NO.	励起エネルギー(eV)	log(gf)	D =log(1/T)	I
23	50.505		4350	4351.77	Cr I	22	3.86	-0.25	39.0	9.69
				4352.74	Fe I	71	5.05	-0.55		
24	50.545	※4404.8		4404.8	Fe I	41	4.35	-0.00	51.3	16.80
25	50.550		4412	4415.12	Fe I	41	4.40	-0.43	40.0	10.14
26	50.559		4423	4422.6	Fe I				40.0	10.14
27	50.627	4515		4517.53	Fe I					
28	50.704	4631								
29	50.724	4662								
30	51.238	※5892.0	5889.953 / 5895.923	※5892.0	Na I	1	2.10 / 2.09	0.117 / -0.184	43.5	11.86
31	51.339	6320.8		6347	Si II	2	10.03	0.253	41.5	10.97
				6371	Si II	2	10.02	-0.074	42.0	
32	51.435	6840.6								
33	51.542	7613.2		7772~5	O I					
34	51.582	8025.7		8222~	O I					

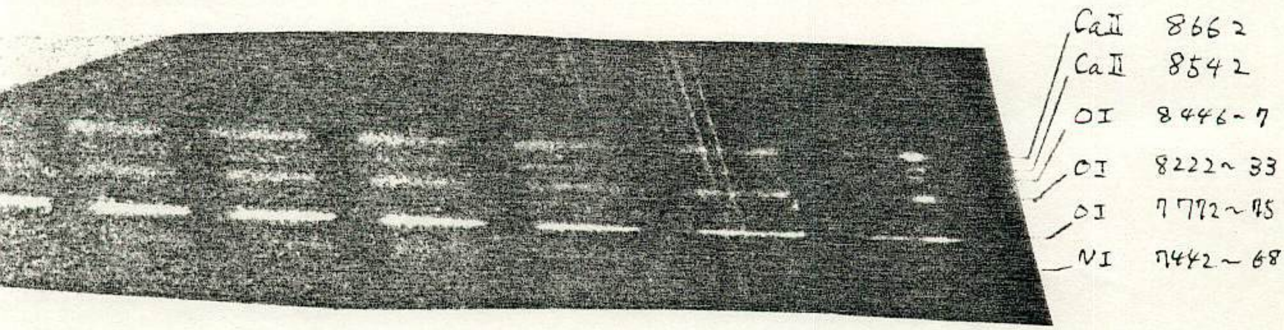
※のある波長は、同定の際仮定された波長である。

I は補正前の相対的明るさ。

NO. はフォトメーターの NO. に対応している。

《グレーティングによる赤外スペクトル》

この流星はグレーティングによっても撮られていた。そして その流星スペクトルは「流星にむかう」にある赤外スペクトルとまったく同じ光輝線が出ている。しかし、非常に残念なことにカメラのトラブルによってこのネガは多重露出になってしまっており、これより直接濃度を測ることはできない。



16 th MSS

流星とそのスペクトル

長沢　工（東京大学地震研究所）
K. Nagasawa

ABSTRACT

Meteors and their spectra : The research of meteors made rapid progress through some large scale observation projects. They are The Arizona Expedition, The Harvard Photographic Meteor Programme, The Prairie Meteorites Network and The NASA LRC Faint Meteor Spectral Patrol. As the results of these observations, the following understandings about the origin, structure and composition of meteoroids are obtained.

(1) Most of Meteoroids and meteorites have their origins in the solar system.

(2) The meteoroids generated from comets are generally light, porous and fragile, while meteorites are dense, compact and hard.

(3) The composition of the meteoroids became gradually clear by the analysis of meteor spectra. Although several papers have been published, the quantitative results are not always satisfactory. It seems especially important to find the way which estimates the amount of silicon in meteoroids.

1. はじめに

ここでは、流星物質の起源，構造，組成について、今までの研究の大略を述べ，さらに、現在わかっていること，問題点などについても述べる。

流星を理解するには，日常の研究の積み重ねが重要であることは勿論であるが，過去の例では，いくつかの大規模な流星観測プロジェクトが行なわれたのを契機として，そこで得られた観測データを土台に，飛躍的に理解が進むということが多かった。今までに実施された，この種のプロジェクトとしては，たとえば，次の4つを挙げることができる。

1931〜33年　The Arizona Meteor Expedition ----眼視による大規模な流星観測で，流星の速度決定に特に努力がなされた。

1952年〜　The Harvard Photographic Meteor Programme --- スーパー・シュミット・カメラによる．4等級までの流星の写真観測。

1963〜75年　The Prairie Meteorites Network ---- 隕石発見を主目的とした，自動カメラによる火球観測システム。

1968年〜　The NASA LRC Faint Meteor Spectral Patrol ····特別設計の明る

い)分光カメラによる，流星スペクトル撮影．

これらのプロジェクトを簡単に紹介しながら，流星の問題について述べていく．

2．流星物質の起源

2．1 大要

流星群が彗星と関係をもつことは以前から推定され，流星物質は彗星を母体として生まれることはかなり前から想像されていた．しかし，彗星との関連が直接にははっきりしない散在流星も多く，流星一般の起源は必らずしも明確であるとはいえなかった。

流星物質が生まれた場所としては，大別して次の3つが考えられる．

A．地球あるいはその近く

B．太陽系内

C．太陽系外

これを区別するには，地球に突入する前の流星物質の軌道を知ればよい．もし流星物質が地球起源なら，それは地球を焦点とする楕円軌道であろうし，太陽系内に起源をもつなら，太陽を焦点とする楕円軌道であろう．そして太陽系外起源なら，太陽を焦点とする放物線または双曲線軌道であるはずである．実際に観測できるのは地球近くでの接触軌道だけであること，いろいろの摂動力が作用していることを考えれば，この分類は厳密に個々の流星物質の起源を示すとはいえないが，極端に長いタイム・スケールを考えるのでなければ，統計的には，この結論が容認できるものと思われる．現実に軌道を決めるには，離れた2点からの観測をもとに，流星物質の位置，速度を決定するだけで十分である．実際には，流星速度を精度よく決めるのが困難で，そのためにいろいろの努力がなされた．

2．2 The Arizona Meteor Expeditionの結果

この観測では，10回/s で振動する鏡面（Rocking Mirror System）にうつした流星の反射像を眼視で観測することによって，流星の速度決定を試みた．その結果

$\boxed{\text{流星の半数以上は，太陽を焦点とする双曲線軌道をもつ}}$

ことが結論された（Öpik 1934）．つまり，太陽系外に起源をもつ流星が多いということである．しかし，この速度決定はかなりの系統誤差を含んでいて，この結論が誤りであったことが，このあとわかってくる．

2．3 The Harvard Photographic Meteor Programme の結果

このプロジェクトでは，4等級の流星まで撮影できる，スーパー・シュミット・カメラを使用して，写真による流星観測を組織的に実施した．このカメラは，$f:0.65$，$\phi:31\text{cm}$ 視野 $55° \times 55°$，回転シャッターを装備し，流星像を一定の時間間隔で切断することにより，速度決定の精度向上を意図していた．有効に撮影できる流星はいわゆる眼視域の普通の流星で，その質量は 10^{-3}～10g 程度のものと考えられる．

このカメラによって撮影された流星は数万個に達したが，その中から413個を選んで，精密な解析処理を行なった結果，次の軌道が求められた（Jacchia, Whipple, 1961）

太陽を焦点とする	楕円軌道	403
〃	放物線軌道	2

太陽を焦点とする双曲線軌道　　7
その他　　1

放物，双曲線軌道をもつ9個の流星のうち8個までが，観測誤差の多少大きいものであった。このことから，次のことが結論された．

> 双曲線軌道の流星は，存在するにしても1％以下．軌道が確実に双曲線であるという流星は発見できなかった．

なお，上記の流星には，母彗星が既知である群流星が268個含まれていたが，その速度は，いずれも母彗星にほぼ等しいことも確認され，群流星物質が彗星から生じたことは，一層確実であると考えられるようになった．後にも述べるが，流星スペクトルで，CN，OHなどの分子による放射も見出されたことは，流星物質が彗星起源であることを，成分的に傍証するものと思われる．こうして，流星物質の起源の問題は，一応の解決をみた．

2．4　The Prairie Meteorites Networkの結果

この観測プログラムは，スミソニアン天体物理研究所がNASAの支援によって実施したもので，新しい隕石を発見することを第一の目的とし，アメリカ中央部に16ヶ所の観測所を設置，それぞれに4台の自動カメラを置いて，火球を監視するものであった．このシステムは1963年開始以来12年間稼動，1970年にLost city隕石を発見している．このカメラで有効に観測できる火球の質量は，10^2～10^6 g程度と考えられる．

このネットワークは，群流星を別にして，約2700の流星，火球を，2ヶ所以上の観測所で同時に写真撮影した．そのうち，発光継続時間が3秒以上の明るい火球334個の軌道リストが発表されている（McCrosky, Shao, Posen, 1976）．そこでは，

楕円軌道　　323
放物線軌道　　3
双曲線軌道　　8

が決定されている．速度決定誤差が約2％であること，求められた軌道の離心率が最大でも1.07であることを考えると，この場合も，確実に双曲線軌道のものが存在するかどうかは疑問であり，この質量範囲でも，太陽系内起源の物質が大部分であることが証明されたと思われる．

なお，隕石となったもの，また隕石の発見はできなかったが，隕石状の緊密な構造をもつと考えられるものは，軌道の離心率が小さく，円に近い軌道を描いていることが認められた．これは，群流星の場合とは違って，隕石が，小惑星に類似したものであると考えさせるひとつの証拠となっている．

3．流星物質の構造

3．1　大要

ここで考えるものは，流星物質の具体的な構造ではなく，大ざっぱに考えた構造である．たとえば，緻密な石状のものか，石でも軽石のように多孔質のものであるか．あるいは，もっとこわれやすい，乾いた土くれのようなものか，さらには，形も変形しやすい綿くずのようなものか，その程度のことを考えようというのである．

構造の見当をつけるには，密度を知ることが第一歩となる．流星物質の密度は，流星が大気中を通過する経路に沿っての速さや明るさを解析することで知ることができる．その大略の筋道は次のようである．

流星の明るさは，流星物質の質量減少に比例すると考えられ，適当な比例係数を与えることができれば，経路に沿って明るさを積分することで大気突入前の質量がわかり，また，経路各点においての質量も知ることができる．一方，大気抵抗による流星の減速は，大気密度および流星物質の飛行方向の断面積に関係する．減速は観測できるので，大気の密度を既知とすれば，流星物質の断面積，つまり大きさがわかる．こうして，流星物質の質量と大きさから，密度の推定が可能となる．

このような密度の推定方法は，抵抗係数など，いくつかの不確定な数値を使用するので，計算する人の考え方によって，その結果はかなりのばらつきができる．しかし，相対的に密度の大小を決めるには非常に有効である．また，観測，拾集された隕石によるデータを使って係数を決定するといった方法によって，最近では，絶対的にも，その結果の信頼性が高まってきている．

3．2 The Harvard Photographic Meteor Programme の結果（Jacchia 他 1967）

精密解析を行なった413個の流星から得られた流星物質の平均密度は，$0.26\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ であり，想像されていたものよりかなり小さい値であった．しかし，そのばらつきはやや大きく，流星群によって，系統的に密度に差の認められる場合もあり，たとえば，「ふたご群」の流星では，平均密度は約 $1\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ にも達した．また，流星軌道の大きさと密度との間に相関も認められている（Verniani 1969）．また，密度が $3\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ を超える隕石的な流星も1個だけ含まれていた。

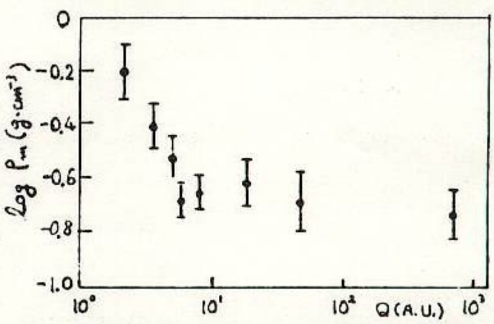


図1　軌道の遠日点距離Qと流星物質の密度ρ

一方，流星が発光中，その経路途中で何回も増光する場合がしばしばあり，これは，流星物質がこわれて，瞬間的に実効的な断面積が増加したためと推測される．したがって，流星物質は，もろく，きわめてこわれやすいものと想像される．その結果，流星物質のモデルとして，ダスト状のものが，きわめて弱い力で結合している，ダストボールが考えられるようになった．これは，たとえばススのようなものであるかもしれない．結論として，

通常の流星をつくっている物質は，平均して $0.2 \sim 0.3\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ の密度をもつ，もろく，こわれやすいものである

ということができよう．

3．3 The Prairie Meteorites Network の結果

このプロジェクトでは，対象となる流星物質の質量範囲が，上記のスーパー・シュミット・カメラによる流星撮影プログラムに比べてずっと大きいため，ダストボールとは考えることができない高密度の物質の割合が多くなっている．Ceplecha, McCrosky (1976) によると，高密度の物質は2種に分類できて，密度が，

$\rho > 3g\,cm^{-3}$ のもの

$\rho \sim 2g\,cm^{-3}$ のもの.

があるという. 前者はコンドライト, 後者は炭素質コンドライトに相当するものと推測される. 炭素質コンドライトと考えられるものは, 落下時に大気中で非常に明るく輝やくが途中の質量減少がはげしく, よほどの好条件に恵まれないと, 現実に隕石として地上まで達することはできない. コンドライトと推定されるものは, これに比べると明るさの変化がゆるやかで, 発光継続時間が長く, 発光の末端高度が低いという特徴がある. そして, 炭素質コンドライトよりは, 隕石として地表にまで到達する確率が大きい.

3．4 流星物質の分類

以上に述べたような観測結果をもとにして, Ceplecha (1977) は, 下に示した流星物質の分類を行なった.

表 1 Meteoroid Populations

		Super-Schmidt $10^{-3} \sim 10g$	Small Camera $10^{-1} \sim 10^{3}g$	P-N fireball $10^{2} \sim 10^{6}g$	density	Assumed Composition
Asteroidal	I	< 1 %	5 %	32 %	3.7 $g\,cm^{-3}$	Ordinary Chondrites
A	II	54	37	37	2.1	Carbonaceous Chondrites
B		6	7	—	1	dense cometary material
C_1	III_A	9	16	9	0.6	regular cometary material
C_2	III_{Ai}	31	30	9	0.6	regular cometary material
D	III_B	< 1	5	13	0.2	soft cometary material

C_1 : short period, ecliptic concentration.

C_2 : long period, random.

この表で, Bに分類されているものは, 「ふたご群」の流星物質に対応し, また, DあるいはIII_Bと分類されたものは, 1946年のジャコビニ群で観測された, 特別に低密度の流星物質を示している. なお, Verniani (1969) によると, この分類表で与えているC_1, C_2, Dの密度の見積りは過大で

C_1, C_2 : $0.2 \sim 0.3\,g\,cm^{-3}$

D : $< 0.01\,g\,cm^{-3}$

であるという.

こうしたことから考えると, 彗星起源と考えられる流星物質でも, 必ずしも一様な密度構造をもつものではないことがわかる. 流星物質の密度は, 軌道の大きさ, あるいは母彗星の年令と, かなり相関があるらしい. たとえば, 上記分類表のDで示されているジャコビニ群の流星物質は, 非常に若い彗星から生じたものと考えられている. また, ごく少数ではあるが, 群流星のなかに, 一般のものと有意な差をもって密度の高い流星が観測されることがある. これは, 彗星核の中心部分にさらに核構造があり, そこから生まれたものではないかという想像もされている. さらに, 小規模の流星群ではあるが, ある一群の流星群の物質が, ほとんどすべてコンドライトではないだろうかと思われるような観測結果

も出はじめていて，流星物質の密度，構造については，解決を要する問題がいくつも残されている。

4. 流星物質の組成

4.1 大要

流星物質の組成は，たとえば，次のような方法で，直接，あるいは間接に求められている。

隕石
スカイラブ，U2などにより高空で採取した微粒子　｝直接に化学分析
深海底堆積物から採取した流星塵，宇宙塵
流星スペクトルの解析

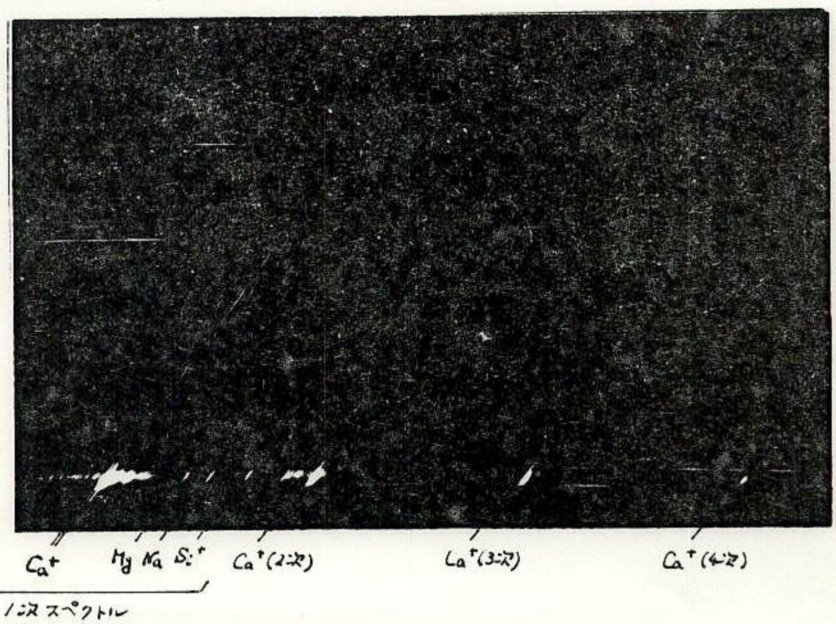
ここでは，流星スペクトルの解析を中心に述べる。

4.2 流星の分光観測

流星の分光観測とは，今のところ，流星の分光写真撮影とほとんど同義である。これは，カナダのMillman，チェコのCeplechaなどによって精力的に実施され，質のよい流星スペクトルも得られて，いくつかの解析結果が発表されている。ソビエトでも流星の分光観測を実施しているとのことであるが，結果の発表は少ない。日本では，1963年以降，東京天文台堂平観測所を中心として，活発な流星群の出現時に観測をつづけ，今までに約100個の流星スペクトルを得ている。

流星のスペクトルは，ほとんどすべてが金属の輝線から構成されていて，Na，Ca，Feなどが特徴的にあらわれる。スペクトル写真は，下に示すように，一見，光の平行線として撮影され，急激に増光した部分で，たくさんの輝線があらわれる。近赤外部まで感度のあるフィルムを使用すれば，O，Nなどのガスの輝線も見ることができる。

図2
流星スペクトル



現在までの観測を総合して，流星スペクトルからは，下記の表に示した原子，イオン，分子が同定されている．

表2　流星スペクトル中の原子，イオン，分子

	Atom	Ion	Molecule
確認	H N O Na Mg Al Si Ca Ti Cr Mn Fe Co Ni	N^+ O^+ Mg^+ Si^+ Ca^+ Ti^+ Fe^+ Sr^+	N_2 OH CN
可能性	Li K Ba		FeO CH

4．3 The NASA LRC Faint Meteor Spectral Patrol (Harvey, 1971)

NASAは，特別設計の無スリット流星スペクトル・カメラを開発し，1968年から，ニューメキシコで，組織的な流星のスペクトル観測を開始した．このカメラは全部で20台あまりあり，機能の異なるいくつかのタイプがあるが，f 0.83～1.3，φ12.5～20cm のもので，一台の視野直径が21°，全部のカメラで，高度35°以上のほぼ全天をカバーしている．分散は，カメラにより 1800～123Å/mm である．このシステムでは，0等より明るい流星が視野に入ると，0.1秒で開く特殊の光電シャッターを使用している．

このプロジェクトでは，最初の2年間で319個の流星スペクトル撮影に成功している．これは，カメラ一台あたり40時間の観測で1個の流星スペクトルを撮影した割合となる．東京天文台が100個の流星スペクトルを得るのに15年を要したことを考えると，これは画期的な能率である．

4．4 スペクトル解析による流星物質の組成

今までの流星スペクトル解析による流星物質の組成比は，たとえば次のようである．まず，上記のNASAのプロジェクトによる結果は（Harvey 1973），

表3　流星の組成

	Sporadic	Taurid	Geminid	Perseid	Leonid
Fe	28	28	28	28	28
Ni	4.1	3.4	3.7		
Mn	0.50	0.01	0.01	0.01	
Cr	0.06	0.01	0.01	0.03	
Ca	(0.32)	0.82	0.62	4.9	2.1
Mg	(36)	69	19	18	49
Na	(2.6)	0.19	0.17	0.22	1.3

この表は，Feを28として，他の元素の相対存在比を示している．（ ）で示したものは，や

や古い励起断面積のデータを使った結果である．

また，Millman (1972)，Nagasawa (1978)による組成比は次のようである

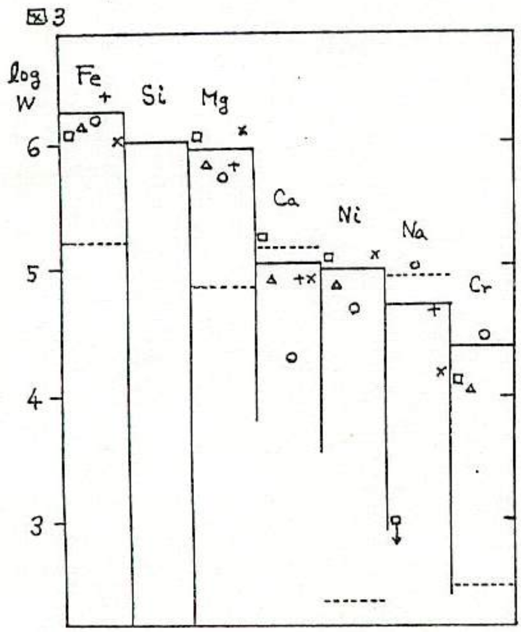
表4

	Millman		Nagasawa	
	Giacobinid	Perseid	Leonid	
Fe	29.3 ± 0.5	25	28	28
Mn				0.01
Co			426	129
Ca	1.2 ± 0.1	5.0	0.03	0.02
Mg	13.2 ± 0.6	14.5	305	99
Na	1.3 ± 0.1	0.5	0.12	—

Millmanの結果は，合計を45となるようにしてある．Nagasawaの結果はFeを28として表記してあるが，数値のバラツキが大きく，まだ問題がある．

このようにして得られた流星物質の組成比を、関係のありそうな他の各種の組成比と比較すると，Millman (1972)によると，次の図のようになる．

図3



The relative abundances, by weight, of seven element commonly found in cometary meteoroids. Values are plotted as log weight and normalized to Si at 6.00. Since Si values for meteor spectra are not available, normalization in this case was to the mean of Fe and Mg.

—— Solar system, Cameron, 1973, also true for carbonaceous chondrites, type C1.

------- earth's crust, Ahrens, 1965.

□ micrometeoroid, Brownlee et al. 1967.

△ microcrater residue, Brownlee et al. 1974.

○ E-rigion ions, Goldberg and Aikin, 1973.

+ 12 meteor spectra, Millman, 1972.

× 4 meteor spectra, Harvey, 1973.

4．5　流星スペクトルの解析法と問題点

現在の流星スペクトルの解析法は，研究者によって細部にはいろいろと差があるが，大筋はほぼ同様である．それは，スペクトルの強度分布から実効的な励起温度を求め，その温度に対する局部熱平衡を仮定して，スペクトルのそれぞれの輝線の強度から，各元素の存在比を求めていくものである．しかし，この方法にはいろいろと問題がある．その最大のものは，この方法では，Siの組成比の計算ができないことである．もし，この方法で強引にSiの量を計算すると，現実とかけはなれた非常に大きな値が得られてしまうからである．これは，流星スペクトルに現われるSi^+の輝線(6347, 6371 A)の励起ポテンシャル

が10eV以上の大きい値であるにもかかわらず，この輝線が相対的に非常に明るいことに原因している．この輝線の同定に誤りがないとすれば，計算法に問題があるか，あるいはSiの励起に何か特別のメカニズムが働いているかのどちらかであろう．いずれにしても，Siの定量のできない計算法は，その他の元素に対しても，どの程度正しい値を与えているのか，うたがわしい．

流星の発光は，熱せられた流星物質そのものによるのではなく，進行していく流星物質がそのあとに残していった，流星から気化した物質と大気との混合した，流星プラズマからである．その状態を正しく知るためには，流星物質からの気化，解離，励起，電離，大気中への拡散など，いろいろの過程を知らなければならない．しかし，現在の流星発光過程についての理解は，まだまだ十分のものとはいえない．流星の組成を正しく計算するためには，発光メカニズムを正しく解明することがぜひとも必要であり，その面の研究も，今後，大いに望まれる．

5．結論と問題点

いままでの説明をもとに，流星物質の起源，構造，組成についての理解をまとめると，次のようになる．

起源‥‥ 軌道からみて，流星物質は，太陽系内に起源をもつものが大部分である．しかし，双曲線軌道をもつ流星物質があるか，ないかについては，いずれとも断定できない．そして

通常の流星，特に群流星‥‥‥軌道，組成からみて，彗星から生まれた．

隕石，あるいは隕石状の堅い物質‥‥軌道からみて小惑星的．

という形に分けて考えるのが，一応妥当であろう．

構造‥‥ 先に表に分類したように，各種のものがある．特に彗星起源と考えられるものは，密度が小さく，多孔質の，もろいものと考えられる．一方，質量の大きいものでは，密度がそれぞれ，3.7g cm³，2.1g cm³ 程度と考えられる，コンドライト，炭素質コンドライトと推定されるものの割合が増えてくる．

組成‥‥ 流星スペクトルの解析から，定性的には，かなりの元素の存在がわかっている．元素の存在比を定量的に求める試みは，かなり成功をしているが，まだ十分のものではなく，特にSiの存在比をどのように決めるかについては，問題が残されている．また，構成鉱物が何であるかという点は，全く手つかずの状態である．今後，発光メカニズムの解明とあわせて，流星物質の組成に関して，一段の研究が望まれる．

参考文献

Ceplecha,Z. and McCrosky,R.E., 1976, Center for Astrophysics,Reprint Series No.442.

Ceplecha,Z., 1977, in "Comets, Asteroids, Meteorites-Interrelations, Evolution and Origins", p143.

Harvey,G.A., 1971, NASA Technical Note D-6298, 1.

Harvey,G.A., 1973, J.Geophys.Res.78, 3913.

Jacchia,L.G. and Whipple,F.L., 1961, Smithsonian Contrib.Astrophys.,4, 97.

Jacchia,L.G.,Verniani,F. and Briggs,R.E., 1967, Smithsonian Contrib.Astrophys., 10, 1.

McCrosky,R.E.,Shao,C.Y. and Posen,A., 1976, Center for Astrophysics, Reprint Series No.665.

Millman,P.M., 1972, in "From Plasma to Planet", Nobel Symposium 21, p157.

Millman,P.M., 1977, in "Comets, Asteroids, Meteorites-Interrelations, Evolution and Origins" P.127.

Nagasawa,K., 1978, Ann.Tokyo Astr.Obs.,2nd series 16, 157.

Öpik,E.J., 1934, Circ.Harv.Coll.Obs.No.391.

Verniani,F., 1969, Space Science Reviews 10,230.

討　論

田村：流星のスペクトルというものは、地球大気による影響を受けているのではないか、つまり，地球大気起源のAtom, ionと，流星起源のものとの区別がはっきりしないのではないか．

長沢：その通りである．近赤外域では，酸素，窒素などの輝線がみられるが，厳密には，その起源が，大気，流星のどちらであるかを確定することはできない．しかし，現在は，これらの輝線は，一応，大気によるものと解釈している．

田鍋：流星の組成表では，ペルセウス群のカルシウム組成比が，他の群に比べて異常に大きいが，母彗星に何か特徴的な違いがあるのか．

長沢：ペルセウス群の流星のスペクトルは，カルシウムの輝線が非常に特徴的であって，それが表の結果にあらわれたものと思う．しかし，これを母彗星の違いによると結論するのは，今のところ無理ではないだろうか．ペルセウス群のように高速の流星では，その速度の影響によってカルシウム輝線が強くあらわれるが，その速度の影響をきちんと補正する解析法がまだできていないためといった方がいいだろう．

菊池：流星スペクトルから求められた組成と隕石の組成との関係はどうか．

長沢：解析から得られた主要成分は，ある種のコンドライト隕石と，大まかには一致しているといえる．ただ，隕石にはたくさんある成分で，流星からは検出されていないものも多い．それは，流星スペクトルでは，観測波長域(3700～9000A)内に輝線をもつ元素しかとらえることができないためである．また，今の解析法では，珪素の定量ができないので，これを隕石のものと比較することができない．酸素も，大気酸素の影響を大きく受けるので，比較は困難である．

25-MSS用
24-MSSにて

54

流星物理セミナー	1983.1.9	鈴木文二	流星スペクトルのシミュレーション

1. 基本式

$$I = \frac{N_0}{N_1}\frac{1}{B_1(T_e)}\frac{2\pi e^2 h}{m}\frac{g_1 \cdot f_1}{\lambda^3}\exp(-\chi_1/kT_e)$$

2. 補正

- ブラーリング → $I_\lambda = I \cdot F \cdot \exp\{-(\lambda-\lambda_0)^2/p^2\}$
- ブレンド → $\sum I_\lambda$
- 分光感度 → 2次回帰分析

3. 問題点

- Siの相対数
- CaI, CaIIの電離度

4. 器械

Canon CX-1

- RAM 96K
- ミニフロッピー 320K × 3
- FDOS
- BASIC

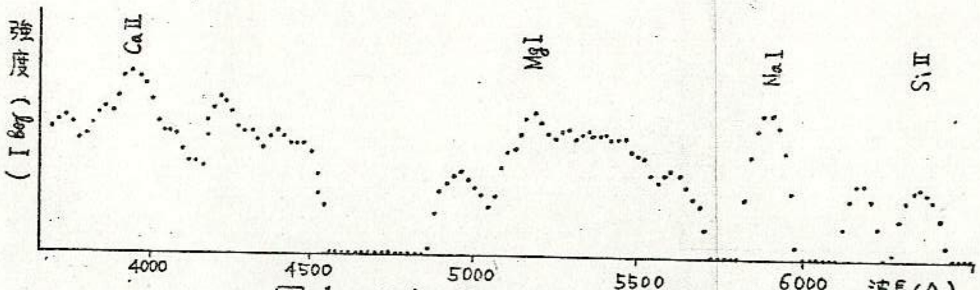


図1 シミュレーション結果

Gem群流星
45°プリズム
Tri-X
⇒

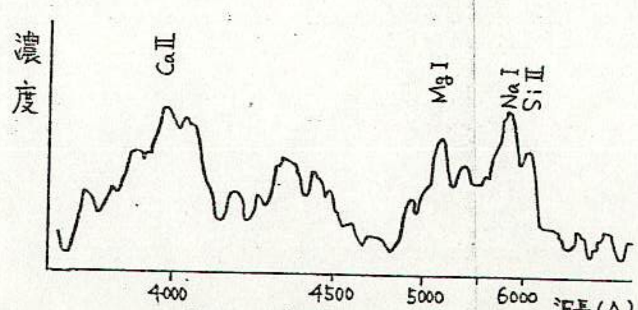


図2 流星スペクトル マイクロフォトメーター スキャン

SIMULATION PROGRAM BSP1********BUNJI SUZUKI**********

———— effective temperature Te= 3200 ————

<partition function calucuration >

element	Fe I	Ca I	Ca II	Mg I	Na I	Si I	Si II
log B(Te)	1.3703	0.016466	0.30332	0	0.29116	0.9453	0.96336
B(Te)	23.46	1.0386	2.0106	1	1.9551	8.8166	9.191

< Atomic abundance >

element	Fe	Ca	Mg	Na	Si
data	1	0.23	5.71	0.000251	5470000
data/Fe	1	0.23	5.71	0.000251	5470000

< ionization >

Ca I	Ca II	Si I	Si II
0.003770492	0.2202295	5.47	5470000

<basic spectra data for BSP1 program>

	multi No.	intensity	wave length	potential χ	log(gf)
<Fe I>					
	5	22418.47	3705.567	3.38	-1.27
	5	23081.7	3722.564	3.4	-1.22
	5	59273.46	3737.133	3.55	-0.57
	5	39291.96	3748.264	3.4	-0.96
	4	44135.03	3824.444	3.23	-1.17
	4	177754	3855.913	3.2	-0.6
	43	1542.754	4005.246	4.63	-0.37
	43	13553.3	4045.815	4.53	0.43
	43	7450.817	4063.597	4.59	0.27
	43	5091.481	4071.74	4.63	0.17
	43	1260.19	4132.06	4.59	-0.48
	42	1884.743	4202.031	4.42	-0.55
	42	1671.696	4250.79	4.45	-0.54
	42	7984.496	4271.764	4.37	0.02
	41	1139.777	4294.128	4.35	-0.85
	42	7635.369	4307.906	4.42	0.09
	42	3984.533	4325.765	4.43	-0.14
	41	175.5635	4337.045	4.4	-1.57
	41	4509.157	4383.547	4.29	-0.32
	41	7476.196	4404.752	4.35	-0
	2	2217.663	4427.312	2.84	-2.89
	2	1514.05	4461.654	2.85	-3.03
	2	2180.092	4482.171	2.86	-2.85
	318	126.4742	4920.509	5.35	-0.09
	318	319.0663	4957.603	5.29	0.26
	318	75.85064	5006.126	5.29	-0.33
	318	4.096391	5044.221	5.29	-1.61
	1	2418.352	5110.414	2.41	-3.34
	37	2621.95	5167.491	3.87	-1
	553	7.039637	5208.601	5.6	-0.8
	37	3166.887	5227.192	3.91	-0.84
	553	7.107919	5253.479	5.62	-0.8
	15	12423.2	5269.541	3.2	-1.35
	37	1963.948	5270.35	3.94	-0.99
	15	9611.372	5328.042	3.23	-1.4
	37	756.2064	5328.534	3.87	-1.5
	15	6321.607	5371.493	3.25	-1.54
	15	3112.169	5397.131	3.2	-1.92
	15	3170.751	5405.778	3.27	-1.8
	15	1407.674	5434.527	3.28	-2.13
	15	2969.337	5446.92	3.25	-1.83
	15	1816.377	5455.613	3.27	-2.03
	15	661.6256	5497.519	3.25	-2.49
	15	793.9528	5506.782	3.23	-2.44
	686	9.453782	5569.625	5.62	-0.6
	686	17.62899	5572.849	5.6	-0.36
	686	5.109808	5576.097	5.63	-0.85
	686	33.5529	5586.763	5.56	-0.14
	686	170.5147	5615.652	5.52	0.51
	686	31.55235	5658.826	5.56	-0.15
	168	58.24548	6318.022	4.4	-1.56
<Ca I ; Ca II>					
	1	3025813	3933.664	3.14	0.14
	1	1638431	3968.47	3.11	-0.162
	2	220820.8	4226.782	2.92	0.243
	21	132.6325	5588.757	4.72	0.21
	21	72.77357	5594.468	4.72	-0.05
	21	50.90095	5590.487	4.71	-0.22
	20	35.64711	6162.055	4.51	-0.55
	20	106.7199	6169.559	4.52	-0.07
<Mg I>					
	2	5952.581	5167.322	5.09	-0.857
	2	17797.3	5172.684	5.09	-0.38
	2	29485.29	5183.608	5.09	-0.158
	9	57.22451	5528.409	6.56	-0.48
<Na I>					
	1	41755.94	5889.953	2.1	0.117
	1	21581.73	5895.923	2.09	-0.164
	5	0.5609916	6154.225	4.1	-1.56
	5	1.113208	6160.747	4.1	-1.261
<Si II>					
	2	77.08163	6347.091	10.03	0.255
	2	37.03964	6371.359	10.02	-0.074

表1 基礎データ

34 MSS

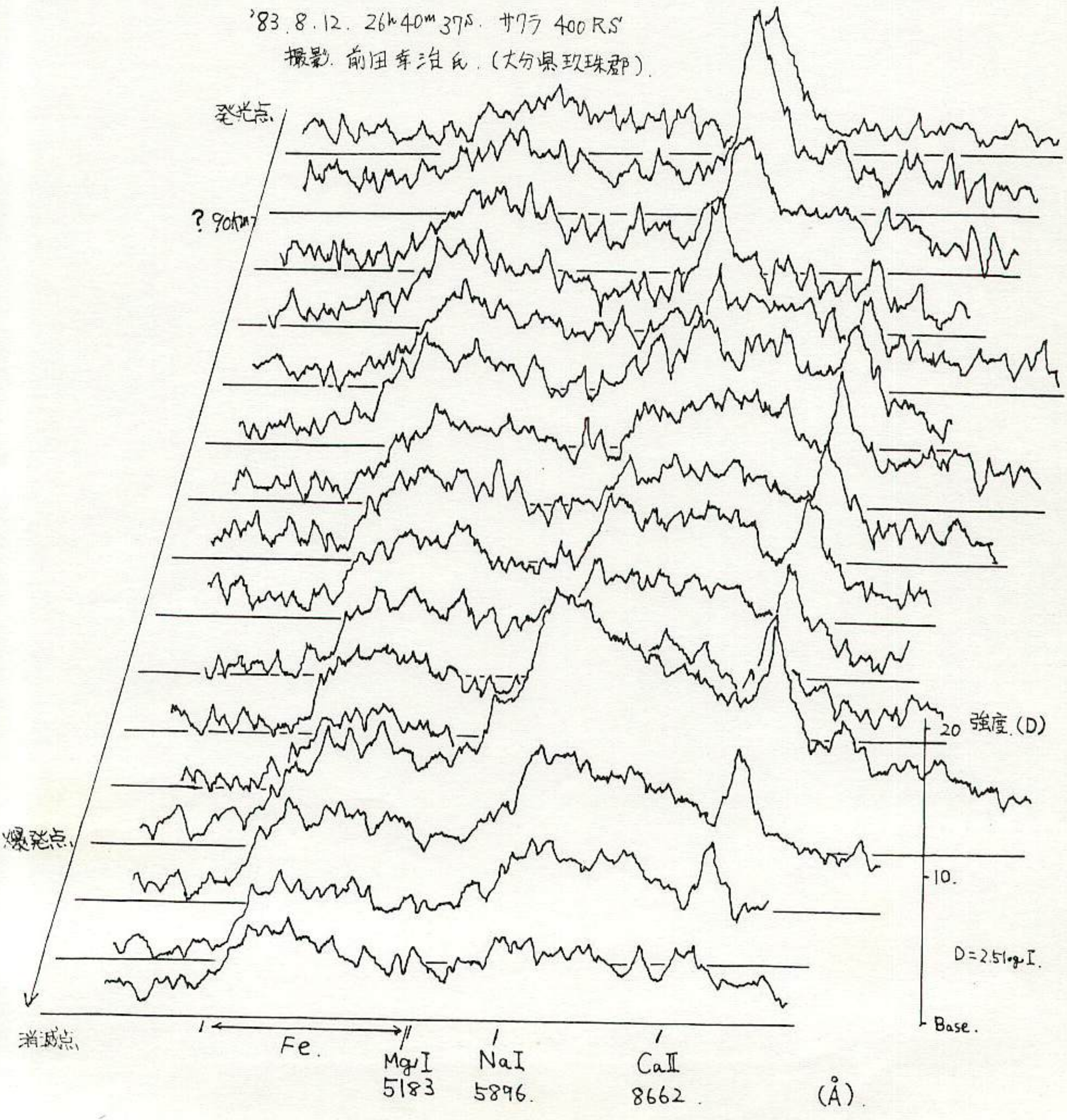
流星のスペクトルについて.

日大文理. 佐々木 道治.

カラーネガの流星の波長同定を行ってみた。. 発光点付近において. NaI (5896) の発光が著しい。カラーネガのため. CaII (8662) が写っている。. しかし. ネガ上においては. 補色にあるので. 実際は. チャートほど多くない。. また. 測定に用いた ミクロ・フォトメータは. 赤い光に感じないので. カラーネガの測定には向かないし. カラーの場合. フィルムの感光波長が. シアン・マゼンタ・レッドの3つにまたがるので. 定量的な解析には向かない。.

今回は. トレースを. 発光点から. 順にならべ. 高度による発光物質の違いを見てみた。.

※. 今後. 流星スペクトルの撮影には. 白黒フィルムを用いて. 必ず光学クサビ(ウェッジ)を焼き込んで下さい。.



軌道計算の精度

軌道計算が最小自乗法によって行われるようになると、その精度（誤差の見積り）についての話題が登場した。

現在までのところ、輻射点の分散を求める話が中心となっている。

軌道計算の精度

保科 顕一

・最初に

現在、35mm版のカメラで数多く、流星写真が撮影され、軌道が計算されているが、その流星が、多点観測もされ、分光も影された精度の良い物なのか、はたまた、全然写っているのかいないのかわからない様な物なのか、さっぱりわからず、統計的処理ができません。

この場では、理論は長くなるので解説しませんが、その軌道計算の精度を求めた結果について考察してみます。

・果たして4点観測は3点観測より精度が良いのだろうか？

直観的には、精度は良くなるはずです。しかし個々の観測の誤差が多いと一概には言い切れません。

計算例　KPM 8203の輻射点の分散　(Fig-1)

	長軸	短軸	軸方向
4点観測	1223.″	102.9″	−75.9°
3 〃	2620″	603.7″	−52.6°
2 〃	1331″	302.3″	−51.5°

KPM 8203 の対地軌道の分散 (Fig-2)

	長軸	短軸	軸方向
4点観測	72.39 km	13.23 km	−74.4°
3	101.3	34.59	−41.9
2	24.74	2.097	−78.9

1. 4点観測は3点観測よりは、明らかに精度が良い

2. 3点観測は2点観測より精度が劣るように見える。

   これは、理論によるものである。2点観測の分散は、個々の大円極の分散の結果に与える影響を計算しているため、個々の大円極が充分それなりに精度良く求められている場合は小さくなる。しかし、3点の場合は、大円極の相互の誤差が大きいため結果としては大きな分散を持つ

・果たして乾板定数法の誤差は、切断点の誤差を表すのだろうか？

乾板定数法の誤差は、測定誤差（種々雑多な影響を含む）を表すはずですが、比較星の精度の劣るものをとってしまっては、どうなるのか…

計算例　乾板定数法の分散　(Fig-3)　標準偏差

	長軸	短軸	軸方向
観測者1 (4)	34.68″	0.1989″	0.5°
2 (5)	25.73″	14.15″	55.2°
3 (5)	22.55″	5.251″	−69.8°
4 (8)	20.85″	10.85	−68.7°

（ ）＝比較星数

大円極の分散　(Fig-4)

	長軸	短軸	軸方向
観測者1 (6)	1963″	23.29″	34.2°
2 (8)	1015″	46.33″	−9.9°
3 (4)	529.5″	57.49″	54.4°
4 (2)	127.7″	7.891″	−81.0°

（ ）＝切断点数

1. 乾板定数法の分散が、大円極に与える影響はほとんどない。

   観測者4の場合、乾板定数の誤差からの伝達を計算しているが、他に比べて飛躍的に小さい

2. 乾板定数法で 極度に歪んだ分散は、大円極に与える影響が大きい
観測者Iでは、極度に歪んだ分散が見られるが、これは切断点の決定に大きく影響しているため、大円極も極度に歪む

○終りに

1. 2点観測では、対地軌道の決定の不確かさは、実際は、20kmを超えているであろう
3点観測の短軸方向の分散が34kmであることから推定して、2点観測ではもっと大きな誤差が考えられる。

2. 35mm版の撮影による、測定精度は充分である。
大円極の分散が対地軌道に与える影響は考えているよりずっと小さい。これは各観測者がそれなりに充分正しい測定をしているが、余りに流星が小さな現象であるために、相互の誤差は大きくなってしまう

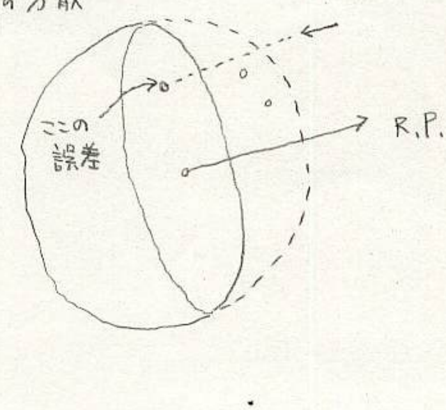
3. 切断点が無いからと言って発光点と消めつ点を測るのは、良くない
他の観測者との比較ができなくなる

○まとめて

今後の観測は、より多点で流星を観測するべきであると考えられる。観測精度は現状で満足できるが、2点観測では、どうなのかさっぱりわからない。しかしこれは10年たってもどうにもならないだろうから、2点は2点観測だけで評価し、特に精密を要する場合には、ぜひとも多点で処理したい

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = k \overset{\text{R.P.}}{\begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix}} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix}$$

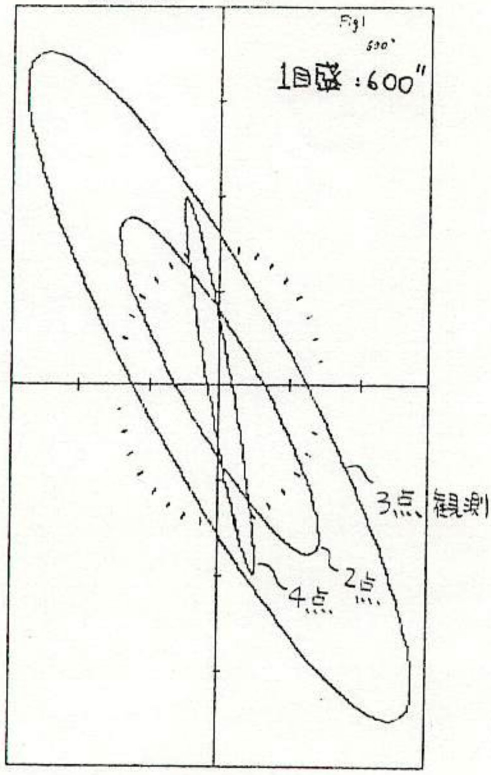
対地軌道の分散



軌道計算の精度 続き

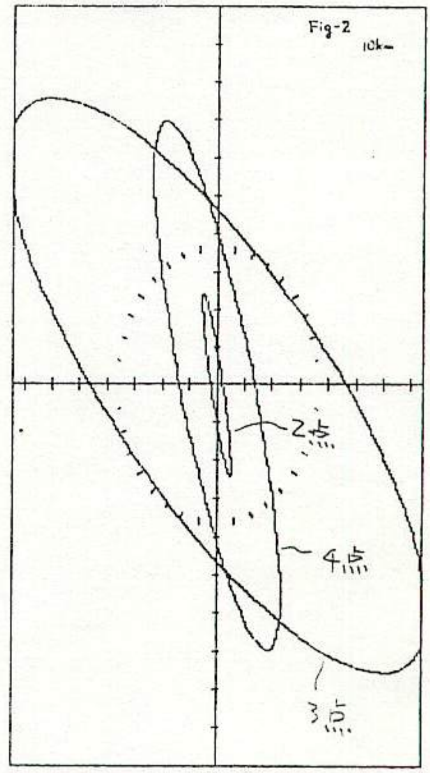
保科顕一

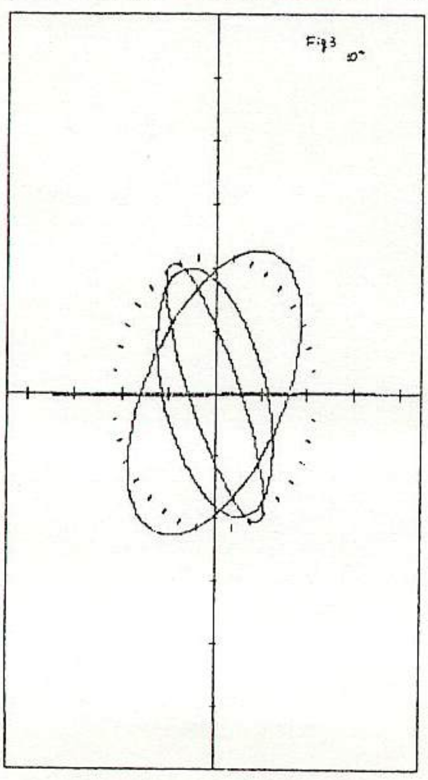
輻射点の分散

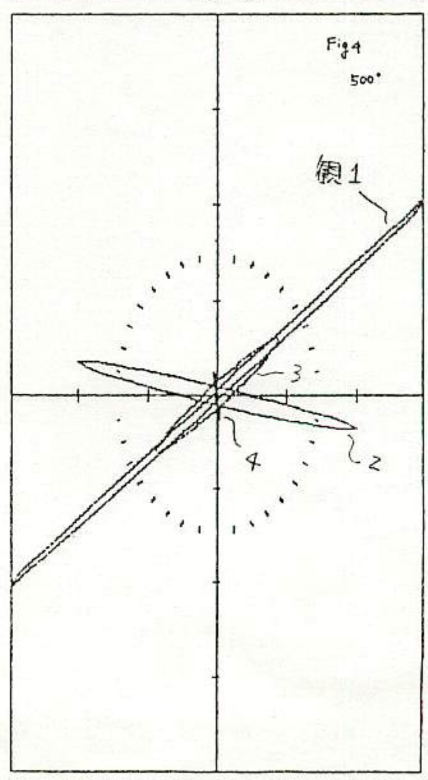


対地軌道の分散

3







流星輻射点の位置精度

東大地震研究所　長沢 工

1. はじめに

ひとつの流星をたくさんの場所から撮影した写真があると、そこからその流星の輻射点を求めることができる。このとき、もっとも確からしい輻射点の位置を求めるだけでなく、その位置精度もあわせて知りたいことが多い。しかし、その計算法をきちんと述べたものはいままでになかった。ここではその計算の方法を示す。

2. 問題の設定

上記の問題は結局のところ、位置精度がわかっている点が天球上にたくさん存在するとき、そのすべての点になるべく近接して通るようなひとつの大円を考え、その大円の極の位置精度を求めるという問題に帰着する。そこで問題をつぎのようにまとめることができる。

球面上でほぼひとつの大円に沿って、r 個の点 $P_1, P_2, \cdots P_r$ がある。ここで点 P_k のもっとも確からしい位置は $P_{k0}(l_k, m_k, n_k)$ で与えられ、また $(\sigma_x^2)_k$, $(\sigma_y^2)_k$, $(\sigma_{xy})_k$ の分散で示される位置の不確かさがある。ただしその不確かさは球の大きさに比べて十分に小さいものとする。問題は、これらのすべての点になるべく近接して通る大円を考え、その極を Q とするとき、もっとも確からしい Q の位置 $Q_0(L_0, M_0, N_0)$ を求めること、また Q の位置の不確かさを示す分散のパラメーター σ_x^2, σ_y^2, σ_{xy} を求めることである。

3 考え方

(1) Q_0 の位置を求める方針

$P_1, P_2, \cdots, P_r$ に近接するひとつの大円に対し、その大円を含んで dh の巾をもつ帯状の区域を考える。そして点 P_k がこの帯の中にある確率を $p_k dh$ とする。このとき $P_1, P_2, \cdots, P_r$ の点がすべてこの帯の中にある確率は

$$p(dh)^r = p_1 p_2 \cdots p_r (dh)^r$$

である。したがってこの確率を極大にする大円が上記の条件を満たす大円で、その極 Q_0 が求める極の位置になる。つまりここでは

$$p = p_1 p_2 \cdots p_r$$

を極大にする条件を求めることが必要になる。

(2) Qの分散を求める方針

Qの存在する付近の球面の小領域を平面で近似し，Q_0を原点として直交座標軸xyが設定されているものとする。

Qの分布が2次元正規分布で，その分散がσ_x^2, σ_y^2, σ_{xy}であるとすると，図1のように，x軸正の向きからξの角をなし，Q_0からεの距離にある点Qの確率密度gは

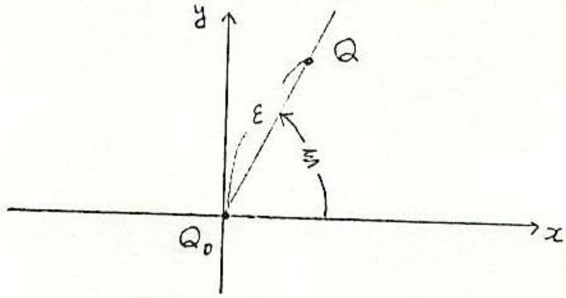


図　1

$$g = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_y^2\cos^2\xi - 2\sigma_{xy}\cos\xi\sin\xi + \sigma_y^2\sin^2\xi}{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2}\right)\varepsilon^2\right] \cdots$$

の形に書くことができる。ここのσ_x^2, σ_y^2, σ_{xy}の3個を未知数と考えれば，適当な3つの条件からこれを求めることができる。よって，Q_0をとりまく都合のよい3方向に対しての確率密度がわかれば，その分散は計算できる。つまり，適当な3方向での確率密度を求めることがこの計算の要点である。

4. 座標軸の設定

計算を進めていくために，ここで扱う座標系を決めておく。球は天球と考え，その中心をOとし，赤経0^h，赤緯$0°$の点をX，赤経6^h，赤緯$0°$の点をY，北極をZとして直交座標軸XYZをとる。球面上の点の位置はこの直交軸に対する方向余弦(l, m, n)の形で示すことにする。

つぎに，球面上の点の分散を表示するために，考えているそれぞれの点Pに対して，ローカル座標xyを決めておく。Pのもっとも確からしい位置をP_0とし，その

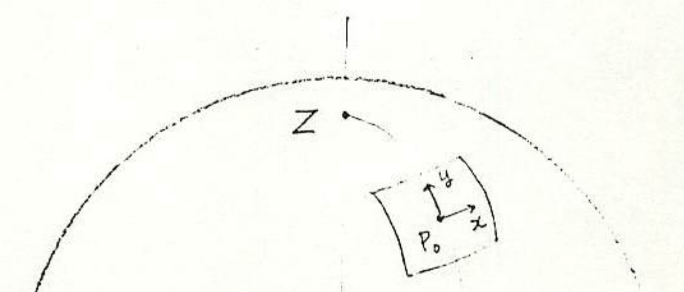


図　2

周辺の小領域を平面で近似することにする。
P_0を原点とし、天球の外側からみて右手系となるように直交座標系xyをとる。このとき、図3のようにy軸が球面上の赤経線P_0Zに一致するようにし、赤緯の増す向きをy軸の正の向きとする。

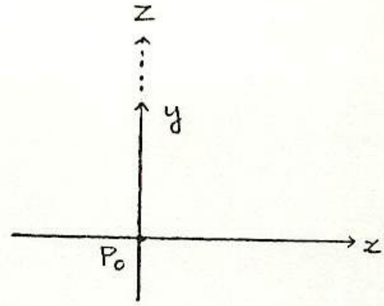


図 3

このようにとった座標系を点Pのローカル座標と呼び、Pの分散はこの座標系について表示することに決める。ローカル座標は、位置に不確かさのある球面上の点のそれぞれに設定できる。

5. 確率密度p_kの計算

3節の考え方にしたがって、ここで$P = P_1 P_2 \cdots P_k$を考える。そのためにはまず、確率密度p_kを求めなければならない。

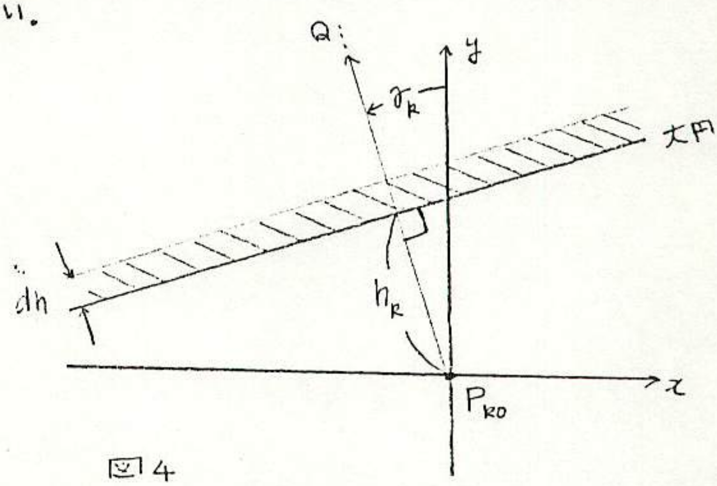


図4

ある大円を考え、その極を$Q(L, M, N)$とする。このとき、Qを極とする大円と点P_{k0}との位置関係が、この付近を平面と見なして図4のようであったとする。点P_{k0}と大円との距離をh_k、大円と直交してQに向かう向きがローカル座標のy軸となす角をγ_kとする。P_kの位置の不確かさが2次元正規分布であるならP_kがこのdhの巾の帯の領域内にある確率は

$$p_k dh = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_k} \exp\left(-\frac{h_k^2}{2\sigma_k^2}\right) dh \qquad \cdots\cdots (2)$$

である。ただしσ_k^2は点P_kの$P_{k0}Q$方向に対する分散で

$$\sigma_k^2 = (\sigma_x^2)_k \cos^2\gamma_k - 2(\sigma_{xy})_k \cos\gamma_k \sin\gamma_k + (\sigma_y^2)_k \sin^2\gamma_k \qquad \cdots\cdots (3)$$

である。

(2)式の計算をするには γ_k, h_k の値を知らなくてはならない。γ_k を y 軸正の向きから反時計まわりに測るとすると、

$$\left.\begin{aligned} \cos\gamma_k &= \frac{1}{\Gamma_k\sqrt{l_k^2+m_k^2}}\left\{m_k(m_k N - n_k M) - l_k(n_k L - l_k N)\right\} \\ \sin\gamma_k &= \frac{-1}{\Gamma_k\sqrt{l_k^2+m_k^2}}(l_k M - m_k L) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (4)$$

である。ただし

$$\left.\begin{aligned} \Gamma_k^2 &= (m_k N - n_k M)^2 + (n_k L - l_k N)^2 + (l_k M - m_k L)^2 \\ \Gamma_k &> 0 \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (5)$$

とする。これによって σ_k^2 の計算ができる。

一方 h_k であるが、考えている小範囲では $h_k = \sin h_k$ としてよいから

$$h_k^2 = \sin^2 h_k = (l_k L + m_k M + n_k N)^2 \quad \cdots\cdots\cdots (6)$$

として求めることができる。

以上をまとめて、確率密度 p_k は

$$\begin{cases} p_k = \dfrac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_k}\exp\left(-\dfrac{h_k^2}{2\sigma_k^2}\right) \\ \sigma_k^2 = (\sigma_x^2)_k\cos^2\gamma_k - 2(\sigma_{xy})_k\cos\gamma_k\sin\gamma_k + (\sigma_y^2)_k\sin^2\gamma_k \\ h_k^2 = (l_k L + m_k M + n_k N)^2 \end{cases}$$

で計算できる。ただし、以後の計算に必要なのは h_k^2/σ_k^2 だけであり、p_k の値そのものは不要である。

6. もっとも確からしい極位置の計算

ここで3節の条件を満たす、大円の極のもっとも確からしい位置 $Q_0(L_0, M_0, N_0)$ の求め方を考える。すでに示した方針から、考えることは

$$p = p_1 p_2 \cdots\cdots p_r$$

の極大値を与える条件である。この p は(2)式から

$$p = \frac{1}{(2\pi)^{r/2}\sigma_1\sigma_2\cdots\cdots\sigma_r}\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{h_1^2}{\sigma_1^2}+\frac{h_2^2}{\sigma_2^2}+\cdots\cdots+\frac{h_r^2}{\sigma_r^2}\right)\right] \quad \cdots\cdots (7)$$

になる．

ここで極の方向余弦 (L, M, N) をいろいろに変化させて，p が極大になる場合を考えればよいのである。しかし，(L, M, N) は σ_k, h_k の両方に含まれているので，直接に p の極大を与えるものを発見するのは難かしい．そこでつぎの手順で逐次近似の計算をするのがよい．

(1) 適当な方法（たとえばなるべく離れた2点だけを使うなど）で近似的な極位置を求める．これを仮に (L_1, M_1, N_1) とする．そしてこれをより正しい位置へ改良することを試みる．

(2) ここで，極位置を僅かに移動したとしても，それぞれの点の σ_k の値はあまり大きく変化をしない．そこで (L_1, M_1, N_1) から計算した σ_k の値はこの移動では変化しないものと考えて固定しておき，h_k に含まれている (L_1, M, N_1) だけを少し変化させて P をより大きくする方向余弦を求める．これを (L_2, M_2, N_2) とする

(3) 得られた (L_2, M_2, N_2) によって σ_k の値を計算し直して再び固定する．そしてまた (L_2, M_2, N_2) を少し変化させ，p をさらに大きくする (L_3, M_3, N_3) を求める

(4) この手順を繰返し，必要精度のところで (L, M, N) が変化しなくなったら計算を打切る．そのときの値を極のもっとも確からしい位置の方向余弦 (L_0, M_0, N_0) とする．

この逐次近似法では，繰返し計算のたびに σ_k を固定しているから，それぞれのステップでは

$$S = \sum_k \frac{h_k^2}{\sigma_k^2} = \sum_k \frac{1}{\sigma_k^2}(l_k L + m_k M + n_k N)^2 \qquad \cdots\cdots (8)$$

をより小さくする (L, M, N) を求めていることになる．L, M, N の間には

$$L^2 + M^2 + N^2 = 1 \qquad \cdots\cdots (9)$$

の関係があって，独立なのは2つだけである。そこで，上の近似をするには，つぎの形式で計算を進めるのが便利である．まず，

$$\left.\begin{aligned} L_{i+1} &= L_i + \delta L \\ M_{i+1} &= M_i + \delta M \\ N_{i+i} &= N_i + \delta N \end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots (10)$$

とおいて (L_i, M_i, N_i) の補正値 $\delta L, \delta M, \delta N$ を求めることにする．これは $\delta L, \delta M, \delta N$ および g を未知数とする方程式

$$\left.\begin{aligned} [ll]\delta L + [lm]\delta M + [ln]\delta N + L_i g &= -\{[ll]L_i + [lm]M_i + [ln]N_i\} \\ [lm]\delta L + [mm]\delta M + [mn]\delta N + M_i g &= -\{[lm]L_i + [mm]M_i + [mn]N_i\} \\ [ln]\delta L + [mn]\delta M + [nn]\delta N + N_i g &= -\{[ln]L_i + [mn]N_i + [nn]N_i\} \\ L_i \delta L + M_i \delta M + N_i \delta N &= 0 \end{aligned}\right\} \cdots (11)$$

を解くことで得られる．ただし

$$
\left.
\begin{array}{ll}
[ll] = \sum_k \dfrac{l_k^2}{\sigma_k^2} & [mn] = \sum_k \dfrac{m_k n_k}{\sigma_k^2} \\
[mm] = \sum_k \dfrac{m_k^2}{\sigma_k^2} & [ln] = \sum_k \dfrac{l_k n_k}{\sigma_k^2} \\
[nn] = \sum_k \dfrac{n_k^2}{\sigma_k^2} & [lm] = \sum_k \dfrac{l_k m_k}{\sigma_k^2}
\end{array}
\right\} \quad \cdots\cdots (12)
$$

とする．

7. 極位置の分散計算 ——準備——

極位置の分散を計算するためにここでいくつかの予備計算をしておく

(1) $Q_0(L_0, M_0, N_0)$ が決定できたとき Q_0 と X を結ぶ大円上で Q_0 から X の方へ ε だけ寄った点を $Q(L, M, N)$ とする．このとき

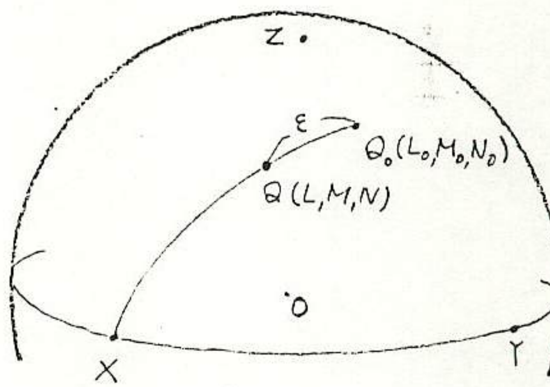


図 5

$$
\left.
\begin{array}{l}
L = L_0 \cos\varepsilon + \sqrt{1-L_0^2}\,\sin\varepsilon \\
M = M_0 \cos\varepsilon - \dfrac{L_0 M_0}{\sqrt{1-L_0^2}}\,\sin\varepsilon \\
N = N_0 \cos\varepsilon - \dfrac{L_0 N_0}{\sqrt{1-L_0^2}}\,\sin\varepsilon
\end{array}
\right\} \quad \cdots\cdots (13)
$$

である．これを微分して $\varepsilon = 0$ とおいた関係から

$$
\left.
\begin{array}{l}
\left(\dfrac{\partial L}{\partial \varepsilon}\right)_{\varepsilon=0} = \sqrt{1-L_0^2} \\
\left(\dfrac{\partial M}{\partial \varepsilon}\right)_{\varepsilon=0} = -\dfrac{L_0 M_0}{\sqrt{1-L_0^2}} \\
\left(\dfrac{\partial N}{\partial \varepsilon}\right)_{\varepsilon=0} = -\dfrac{L_0 N_0}{\sqrt{1-L_0^2}}
\end{array}
\right\} \quad \cdots\cdots (14)
$$

$$
\left.
\begin{array}{l}
\left(\dfrac{\partial^2 L}{\partial \varepsilon^2}\right)_{\varepsilon=0} = -L_0 \\
\left(\dfrac{\partial^2 M}{\partial \varepsilon^2}\right)_{\varepsilon=0} = -M_0 \\
\left(\dfrac{\partial^2 N}{\partial \varepsilon^2}\right)_{\varepsilon=0} = -N_0
\end{array}
\right\} \quad \cdots\cdots (15)
$$

が計算できる．(14), (15) 式が予備計算の第1の関係である．

(2) つぎに Q のローカル座標系 xy を考え
大円 Q_0X が x 軸となす角を ξ とすると（反時計まわりに測る），

$$\left.\begin{aligned}\cos^2\xi &= \frac{M_0^2}{(1-L_0^2)(1-N_0^2)}\\ \sin^2\xi &= \frac{L_0^2N_0^2}{(1-L_0^2)(1-N_0^2)}\\ \cos\xi\sin\xi &= \frac{L_0M_0N_0}{(1-L_0^2)(1-N_0^2)}\end{aligned}\right\} \quad \cdots (16)$$

である．(16) 式が予備計算の才2の関係である．

8. 極位置の分散

これだけ準備をすませてから，極 Q の分散を計算する．
いま極 Q に対して

$$S = \sum_k \frac{h_k^2}{\sigma_k^2} = \frac{h_1^2}{\sigma_1^2} + \frac{h_2^2}{\sigma_2^2} + \cdots + \frac{h_r^2}{\sigma_r^2} \quad \cdots\cdots (17)$$

を考える．また Q が Q_0 に一致したときの S の値を S_0 とする．つまり

$$S_0 = \sum_k \frac{(l_kL_0 + m_kM_0 + n_kN_0)^2}{\sigma_k^2} \quad \cdots\cdots (18)$$

である．
ここで Q が Q_0 から大円 Q_0X に沿って小さい量 ε だけ移動したとする．このとき S は δS だけ増加し

$$S = S_0 + \delta S \quad \cdots\cdots (19)$$

になったとする．(7) 式の形から考えると これは Q に極が存在する確率密度が Q_0 の点に比べて $\exp\left(-\frac{1}{2}\delta S\right)$ 倍になったことを意味する（ε が小さいのでここでは σ_k は固定して考えている）．
一方，一般の関係式 (1) から考えると この倍率は

$$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_y^2\cos^2\xi - 2\sigma_{xy}\cos\xi\sin\xi + \sigma_x^2\sin^2\xi}{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2}\right)\varepsilon^2\right]$$

となるべきものである（σ_x^2, σ_y^2, σ_{xy} は極の分散）．この比較から

$$\left(\frac{\sigma_y^2\cos^2\xi - 2\sigma_{xy}\cos\xi\sin\xi + \sigma_x^2\sin^2\xi}{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2}\right)\varepsilon^2 = \delta S \quad \cdots\cdots (20)$$

の関係が得られる．
ここで右辺の δS を具体的に求めることを考える．

εが小さい量であるから．δSはSのTaylor展開により．εの2次項まで考えて

$$\delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial \varepsilon}\right)_{\varepsilon=0}\varepsilon + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial \varepsilon^2}\right)_{\varepsilon=0}\varepsilon^2 \qquad \cdots\cdots (21)$$

の形に書ける．しかしS_0はSの極小値であるため$\left(\frac{\partial S}{\partial \varepsilon}\right)_{\varepsilon=0}=0$であり

$$\delta S = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial \varepsilon^2}\right)_{\varepsilon=0}\varepsilon^2 \qquad \cdots\cdots (22)$$

となる．これを計算するため

$$S = \sum_k \frac{(l_k L + m_k M + n_k N)^2}{\sigma_k^2}$$

から微分を実行してみる．ただしここでもσ_kは定数としてとりあつかう．計算の結果

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \varepsilon^2} = \sum_k \frac{2}{\sigma_k^2}\left\{\left(l_k\frac{\partial L}{\partial \varepsilon} + m_k\frac{\partial M}{\partial \varepsilon} + n_k\frac{\partial N}{\partial \varepsilon}\right)^2 + (l_k L + m_k M + n_k N)\left(l_k\frac{\partial^2 L}{\partial \varepsilon^2} + m_k\frac{\partial^2 M}{\partial \varepsilon^2} + n_k\frac{\partial^2 N}{\partial \varepsilon^2}\right)\right\}$$

になる．ここへ準備しておいた(14)，(15)式の関係を使えば，

$$\left(\frac{\partial^2 S}{\partial \varepsilon^2}\right)_{\varepsilon=0} = 2\left[\sum_k \frac{\{l_k - L_0(l_k L_0 + m_k M_0 + n_k N_0)\}^2}{\sigma_k^2(1-L_0^2)} - S_0\right] \qquad \cdots\cdots (23)$$

の結果が得られる。

計算をわかりやすくするため

$$\left.\begin{aligned} \delta_x^2 &= \frac{\sigma_y^2}{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2} \\ \delta_{xy} &= \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2} \\ \delta_y^2 &= \frac{\sigma_x^2}{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2} \end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots (24)$$

のおきかえをすれば，(20)式の関係は(22)，(24)式によって

$$\delta_x^2\cos^2\xi + 2\delta_{xy}\cos\xi\sin\xi + \delta_y^2\sin^2\xi = \sum_k \frac{\{l_k - L_0(l_k L_0 + m_k M_0 + n_k N_0)\}^2}{\sigma_k^2(1-L_0^2)} - S_0 \qquad \cdots\cdots (25)$$

となる。ここで$\cos^2\xi$，$\cos\xi\sin\xi$，$\sin^2\xi$はさきに準備した(16)式で与えてある．

ここに得られた(25)式は．QをQ₀から大円Q₀Xに沿って小さい量εだけ移動することから導くことができた．この移動をQ₀Y，Q₀Zの向きに動かすことによってもほぼ同様の関係が得られて，

$$\left.\begin{aligned}\delta_x^2\cos^2\eta+2\delta_{xy}\cos\eta\sin\eta+\delta_y^2\sin^2\eta &= \sum_k \frac{\{m_k-M_0(l_kL_0+m_kM_0+n_kN_0)\}^2}{\sigma_k^2(1-M_0^2)}-S_0\\ \delta_y^2 &= \sum_k \frac{\{n_k-N_0(l_kL_0+m_kM_0+n_kN_0)\}^2}{\sigma_k^2(1-N_0^2)}-S_0\end{aligned}\right\} \quad \cdots(26)$$

となる ただし

$$\left.\begin{aligned}\cos^2\eta &= \frac{L_0^2}{(1-M_0^2)(1-N_0^2)}\\ \sin^2\eta &= \frac{M_0^2N_0^2}{(1-M_0^2)(1-N_0^2)}\\ \cos\eta\sin\eta &= \frac{-L_0M_0N_0}{(1-M_0^2)(1-N_0^2)}\end{aligned}\right\} \quad \cdots(27)$$

である.

こうして得た (25), (26) の 3つの式は δ_x^2, δ_{xy}, δ_y^2 の三元連立方程式であり ここから δ_x^2, δ_{xy}, δ_y^2 を 求めることができる. これを σ_x^2, σ_{xy}, σ_y^2 に換算するには,

$$\left.\begin{aligned}\sigma_x^2 &= \frac{\delta_y^2}{\delta_x^2\delta_y^2-\delta_{xy}^2}\\ \sigma_{xy} &= \frac{-\delta_{xy}}{\delta_x^2\delta_y^2-\delta_{xy}^2}\\ \sigma_y^2 &= \frac{\delta_x^2}{\delta_x^2\delta_y^2-\delta_{xy}^2}\end{aligned}\right\} \quad \cdots(28)$$

の関係を使えばよい これによって 極Qの位置の分散を求めることができる

9. 計算法のまとめ

(1) もっとも確からしい極位置の計算

a. 近似極位置 (L_1, M_1, N_1) の計算

仮に 2点 (l_1, m_1, n_1), (l_r, m_r, n_r) から計算するとすれば

$$\begin{aligned}a &= m_1n_r-n_1m_r\\ b &= n_1l_r-l_1n_r\\ c &= l_1m_r-m_1l_r\end{aligned}$$

として

$$\begin{aligned}L_1 &= a/\Gamma\\ M_1 &= b/\Gamma\\ N_1 &= c/\Gamma\end{aligned}$$

ただし

$$\Gamma^2 = a^2+b^2+c^2 \quad で\ \Gamma > 0$$

(b) 仮の極 (L_i, M_i, N_i) に対する h_k^2/σ_k^2 の計算

$$h_k^2 = (l_k L_i + m_k M_i + n_k N_i)^2$$

$$\sigma_k^2 = (\sigma_x^2)_k \cos^2\gamma_k - 2(\sigma_{xy})_k \cos\gamma_k \sin\gamma_k + (\sigma_y^2)_k \sin^2\gamma_k$$

ただし

$$\begin{cases} \cos\gamma_k = \dfrac{1}{\Gamma_k\sqrt{l_k^2+m_k^2}}\left\{m_k(m_k N_i - n_k M_i) - l_k(n_k L_i - l_k N_i)\right\} \\ \sin\gamma_k = \dfrac{-1}{\Gamma_k\sqrt{l_k^2+m_k^2}}(l_k M_i - m_k L_i) \\ \Gamma_k^2 = (m_k N_i - n_k M_i)^2 + (n_k L_i - l_k N_i)^2 + (l_k M_i - m_k L_i)^2 \\ \Gamma_k > 0 \end{cases}$$

(c) (L_i, M_i, N_i) に対する補正値 $\delta L, \delta M, \delta N$ の計算

未知数 g を加えて

$$\begin{cases} [ll]\delta L + [lm]\delta M + [ln]\delta N + L_i g = -\{[ll]L_i + [lm]M_i + [ln]N_i\} \\ [lm]\delta L + [mm]\delta M + [mn]\delta N + M_i g = -\{[lm]L_i + [mm]M_i + [mn]N_i\} \\ [ln]\delta L + [mn]\delta M + [nn]\delta N + N_i g = -\{[ln]L_i + [mn]N_i + [nn]N_i\} \\ L_i\delta L + M_i\delta M + N_i\delta N = 0 \end{cases}$$

の四元連立方程式を解けばよい。ただし

$$[ll] = \sum_k \frac{l_k^2}{\sigma_k^2} \qquad [mn] = \sum_k \frac{m_k n_k}{\sigma_k^2}$$

$$[mm] = \sum_k \frac{m_k^2}{\sigma_k^2} \qquad [ln] = \sum_k \frac{l_k n_k}{\sigma_k^2}$$

$$[nn] = \sum_k \frac{n_k^2}{\sigma_k^2} \qquad [lm] = \sum_k \frac{l_k m_k}{\sigma_k^2}$$

である

(d) 繰り返し近似

近似を進めるたびに新しい (L_i, M_i, N_i) によって σ_k の値を計算し直す。
必要精度で $\delta L = \delta M = \delta N = 0$ となったとき計算を打ち切る。

(2) 極位置の分散の計算

得られたもっとも確からしい極位置を $Q_0(L_0, M_0, N_0)$ とする。

(a) $\delta_x^2, \delta_{xy}, \delta_y^2$ に関する連立方程式は

$$
\left\{
\begin{aligned}
\delta_x^2\cos^2\xi + 2\delta_{xy}\cos\xi\sin\xi + \delta_y^2\sin^2\xi &= \sum_k \frac{\{l_k - L_0(l_kL_0 + m_kM_0 + n_kN_0)\}^2}{\sigma_k^2(1-L_0^2)} - S_0 \\
\delta_x^2\cos^2\eta + 2\delta_{xy}\cos\eta\sin\eta + \delta_y^2\sin^2\eta &= \sum_k \frac{\{m_k - M_0(l_kL_0 + m_kM_0 + n_kN_0)\}^2}{\sigma_k^2(1-M_0^2)} - S_0 \\
\delta_y^2 &= \sum_k \frac{\{n_k - N_0(l_kL_0 + m_kM_0 + n_kN_0)\}^2}{\sigma_k^2(1-N_0^2)} - S_0
\end{aligned}
\right.
$$

であり、ここから $\delta_x^2, \delta_{xy}, \delta_y^2$ が求められる。ただし

$$
\left\{
\begin{aligned}
\cos^2\xi &= \frac{M_0^2}{(1-L_0^2)(1-N_0^2)} & \cos^2\eta &= \frac{L_0^2}{(1-M_0^2)(1-N_0^2)} \\
\cos\xi\sin\xi &= \frac{L_0M_0N_0}{(1-L_0^2)(1-N_0^2)} & \cos\eta\sin\eta &= \frac{-L_0M_0N_0}{(1-M_0^2)(1-N_0^2)} \\
\sin^2\xi &= \frac{L_0^2N_0^2}{(1-L_0^2)(1-N_0^2)} & \sin^2\eta &= \frac{M_0^2N_0^2}{(1-M_0^2)(1-N_0^2)}
\end{aligned}
\right.
$$

である

(b) $\sigma_x^2, \sigma_{xy}, \sigma_y^2$ への換算

$$
\left\{
\begin{aligned}
\sigma_x^2 &= \frac{\delta_y^2}{\delta_x^2\delta_y^2 - \delta_{xy}^2} \\
\sigma_{xy} &= \frac{-\delta_{xy}}{\delta_x^2\delta_y^2 - \delta_{xy}^2} \\
\sigma_y^2 &= \frac{\delta_x^2}{\delta_x^2\delta_y^2 - \delta_{xy}^2}
\end{aligned}
\right.
$$

10. 与えられた点が2点だけの場合の分散

この場合、大円はこの2点のもっとも確からしい点を通ることは明らかで

$$
l_kL_0 + m_kM_0 + n_kN_0 = 0 \qquad (k=1,2)
$$

となる。したがって分散の計算はずっと簡単になり

$$
\left.
\begin{aligned}
M_0^2\delta_x^2 + 2L_0M_0N_0\delta_{xy} + L_0^2N_0^2\delta_y^2 &\doteq (1-N_0^2)\sum_k \frac{l_k^2}{\sigma_k^2} \\
L_0^2\delta_x^2 - 2L_0M_0N_0\delta_{xy} + M_0^2N_0^2\delta_y^2 &= (1-N_0^2)\sum_k \frac{m_k^2}{\sigma_k^2} \\
\delta_y^2 &= \frac{1}{1-N_0^2}\sum_k \frac{n_k^2}{\sigma_k^2}
\end{aligned}
\right\} \quad \cdots (29)
$$

の形になる。ここから

$$
\left.
\begin{aligned}
\delta_y^2 &= \frac{1}{1-N_0^2}\sum_k \frac{m_k^2}{\sigma_k^2} \\
\delta_x^2 &= \sum_k \frac{1}{\sigma_k^2} - \delta_y^2 \\
\delta_{xy} &= \frac{1}{2L_0M_0N_0}\left\{L_0^2\delta_x^2 + M_0^2N_0^2\delta_y^2 - (1-N_0^2)\sum_k \frac{m_k^2}{\sigma_k^2}\right\}
\end{aligned}
\right\} \quad \cdots\cdots (30)
$$

となる. $\sigma_x^2, \sigma_{xy}, \sigma_y^2$への換算は前と同じである.

11. 輻射点の位置および分散の計算

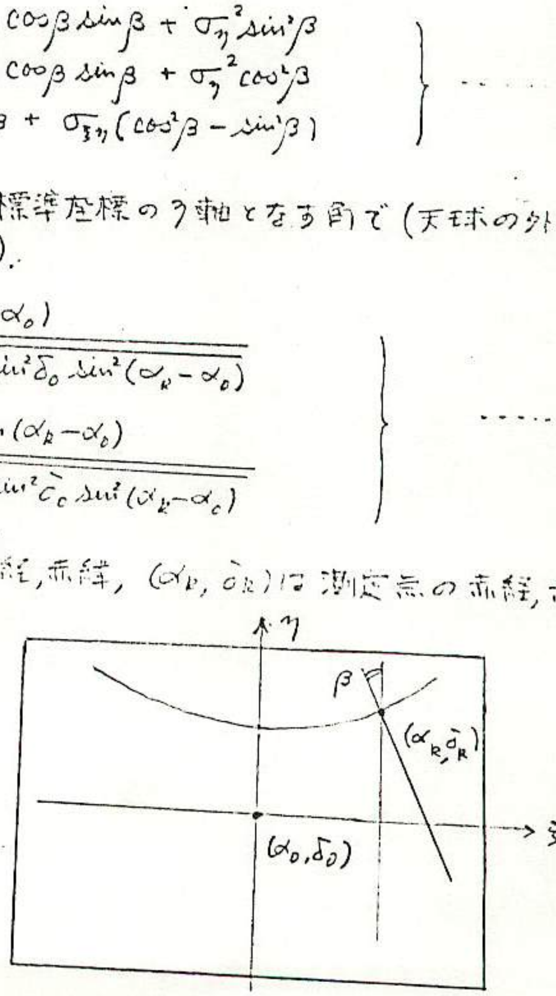
(1) ある流星写真を整約するため、流星経路上の何点かの位置を測定したとする. フィルム整約によって、その測定が標準座標のξ, η方向に対して、σ_ξ^2, σ_η^2, $\sigma_{\xi\eta}$の分散であることがわかったとすると、流星経路上の測定点のローカル座標系による分散 $(\sigma_x^2)_k$, $(\sigma_y^2)_k$, $(\sigma_{xy})_k$ はつぎの関係式で計算できる.

$$
\left.
\begin{aligned}
(\sigma_x^2)_k &= \sigma_\xi^2\cos^2\beta + 2\sigma_{\xi\eta}\cos\beta\sin\beta + \sigma_\eta^2\sin^2\beta \\
(\sigma_y^2)_k &= \sigma_\xi^2\sin^2\beta - 2\sigma_{\xi\eta}\cos\beta\sin\beta + \sigma_\eta^2\cos^2\beta \\
(\sigma_{xy})_k &= (\sigma_\eta^2-\sigma_\xi^2)\cos\beta\sin\beta + \sigma_{\xi\eta}(\cos^2\beta-\sin^2\beta)
\end{aligned}
\right\} \quad \cdots\cdots (31)
$$

ただし β は測定点の赤経線が標準座標のη軸となす角で(天球の外側からみて、η軸から反時計まわりに測る).

$$
\left.
\begin{aligned}
\cos\beta &= \frac{\cos(\alpha_k-\alpha_0)}{\sqrt{\cos^2(\alpha_k-\alpha_0)+\sin^2\delta_0\sin^2(\alpha_k-\alpha_0)}} \\
\sin\beta &= \frac{\sin\delta_0\sin(\alpha_k-\alpha_0)}{\sqrt{\cos^2(\alpha_k-\alpha_0)+\sin^2\delta_0\sin^2(\alpha_k-\alpha_0)}}
\end{aligned}
\right\} \quad \cdots\cdots (32)
$$

である. (α_0,δ_0) はフィルム中心の赤経,赤緯, (α_k,δ_k) は測定点の赤経,赤緯である.



これによって測定点のそれぞれの位置と分散を知ることができれば、いままでに述べた方式で、この流星経路大円の極の位置Q およびその分散 $\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_{xy}$ を求めることができる。

(2) 同一流星を2ヶ所で写真撮影したものとすれば、上記の計算によって、それぞれの経路大円の極とその分散が得られる。それらの極に対して上記の計算方式をもう一度適用し、すべての経路大円の極になるべく近接する大円の極の位置およびその分散を求める。これが流星の輻射点（あるいは進行点）の位置と分散である。

12. 計算実例

ここでは、テレビ観測による「ふたご群」の例を示す。モニターテレビ上の測定であるため、写真に比べて分散は非常に大きい。　2点共TVカメラ　同時流星

(1) 野辺山における観測。経路上8点の測定

$$\text{測定画面の分散}\left\{\begin{array}{l}\sigma_\xi^2 = 274521. \\ \sigma_\eta^2 = 9939. \\ \sigma_{\xi\eta} = -10511.\end{array}\right\}\ \text{単位は}(″)^2\ (\text{角度秒の2乗})$$

経路上の点

α	δ	σ_x^2	σ_y^2	σ_{xy}
163°.9933	36°.9876	274328	10132	−12711
164.8544	36.8984	4094	0366	−14946
165.5901	36.8116	3864	0596	−16854
166.5763	36.6980	3512	0948	−19408
167.6544	36.5257	3069	1391	−22195
168.7671	36.2211	2549	1911	−25068
169.6394	36.1359	2097	2363	−27316
170.4244	35.9276	271655	12805	−29337

$$\text{経路大円の極の位置は}\left\{\begin{array}{l}\alpha = -31°.9299 \\ \delta = 51.8859\end{array}\right.$$

（σ_u, σ_v は誤差楕円の長、短軸　θ は u 軸の x 方向との角）

$$\text{極位置の分散は}\left\{\begin{array}{ll}\sigma_x^2 = 1639991 & (″)^2 \\ \sigma_y^2 = 123510 & (″)^2 \\ \sigma_{xy} = 446722 & (″)^2\end{array}\right.\quad\left\{\begin{array}{l}\sigma_u = 1327″.3 \\ \sigma_v = 41″.2 \\ \theta = 15°.2\end{array}\right.$$

(2) 堂平における観測　経路上17点の測定

$$\text{測定画面の分散}\left\{\begin{array}{ll}\sigma_\xi^2 = 10677. & (″)^2 \\ \sigma_\eta^2 = 85677 & (″)^2 \\ \sigma_{\xi\eta} = -23521 & (″)^2\end{array}\right.$$

経路上の各点の位置，分散は省略して

経路大円の極の位置は $\begin{cases} \alpha = & -3.^\circ 2699 \\ \delta = & 33.8859 \end{cases}$

極位置の分散は $\begin{cases} \sigma_x^2 = & 20566220 & ('')^2 \\ \sigma_y^2 = & 15929893 & ('')^2 \\ \sigma_{xy} = & -18096160 & ('')^2 \end{cases}$ $\begin{cases} \sigma_u = 6040.''9 \\ \sigma_v = 63.''4 \\ \theta = -41.^\circ 4 \end{cases}$

(3) 輻射点の位置，分散

上に計算した2点の位置，分散から

輻射点位置 $\begin{cases} \alpha = & 111.^\circ 9028 \\ \delta = & 32.3469 \end{cases}$

輻射点の分散 $\begin{cases} \sigma_x^2 = 5140130 \\ \sigma_y^2 = 2878591 \\ \sigma_{xy} = 3378318 \end{cases}$

なお，輻射点位置の誤差楕円は

$\begin{cases} \sigma_u = & 2751.''71 \\ \sigma_v = & 668.''45 \\ \theta = & 35.^\circ 75 \end{cases}$

になる。

この計算で，営平観測の経路大円の極の精度が悪いのは，経路の短いためであり，一般に，輻射点を精度よく決めるには，長経路の流星を使うのがよいことがわかる。

13. 補足

(1) 大円には2つの極がある。一方を $Q(L_0, M_0, N_0)$ とすると，他方は $Q'(-L_0, -M_0, -N_0)$ である。ここでQの精度が $\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_{xy}$ と求まったとすれば，Q' の精度は共分散 σ_{xy} だけが符号が変わって，$\sigma_x^2, \sigma_y^2, -\sigma_{xy}$ になる。

(2). ほぼひとつの大円に沿っている流星経路上で，測定点の数を増していくとする。このとき，経路の全長を一定として，両端の点は変えず，その間にはさまる点を多くするものとする。この場合は，測定点の数が m 倍になると，経路大円の極の分散はおよそ $1/m$ になる。

1988.1.10.日
46-MSS

流星軌道の極位置とその分散の計算

(改訂版, まとめ)

17人

東大地震研究所　長沢 工

1) フィルム整約の際の測定点の位置の分散

中心星の座標 (α_0, δ_0)
比較星 i に対して

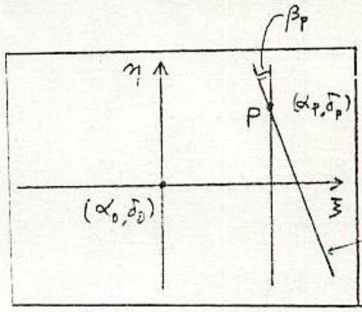
星表から計算した標準座標 (ξ_i, η_i)
測定位置 (x_i, y_i) とフィルム整約結果から計算した標準座標 (ξ_i', η_i')

このとき
$$\Delta\xi_i = \xi_i' - \xi_i$$
$$\Delta\eta_i = \eta_i' - \eta_i$$
として, このフィルム全体の測定位置の分散を $(\sigma_{\xi\xi})_0$, $(\sigma_{\xi\eta})_0$, $(\sigma_{\eta\eta})_0$ とすると.

$$(\sigma_{\xi\xi})_0 = \frac{1}{\gamma-2}\sum_{i=1}^{\gamma}(\Delta\xi_i)^2$$
$$(\sigma_{\xi\eta})_0 = \frac{1}{\gamma-2}\sum_{i=1}^{\gamma}(\Delta\xi_i\cdot\Delta\eta_i)$$
$$(\sigma_{\eta\eta})_0 = \frac{1}{\gamma-2}\sum_{i=1}^{\gamma}(\Delta\eta_i)^2$$
γは中心星を除く比較星の数

流星上の測定点でもこの程度の分散が期待される. この分散を, 中心星の (α, δ) 方向ではなく, 測定点の (α, δ) 方向の分散に換算する

測定点の座標を (α_p, δ_p) とすると
右の図から



$$\cos\beta_i = \frac{\cos(\alpha_p-\alpha_0)}{\sqrt{\cos^2(\alpha_p-\alpha_0)+\sin^2\delta_p\sin^2(\alpha_p-\alpha_0)}}$$

$$\sin\beta_i = \frac{\sin\delta_0\sin(\alpha_p-\alpha_0)}{\sqrt{\cos^2(\alpha_p-\alpha_0)+\sin^2\delta_p\sin^2(\alpha_p-\alpha_0)}}$$

これにより, 点Pの分散は

$$\begin{pmatrix}(\sigma_{\xi\xi})_p & (\sigma_{\xi\eta})_p \\ (\sigma_{\xi\eta})_p & (\sigma_{\eta\eta})_p\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\beta_i & \sin\beta_i \\ -\sin\beta_i & \cos\beta_i\end{pmatrix}\begin{pmatrix}(\sigma_{\xi\xi})_0 & (\sigma_{\xi\eta})_0 \\ (\sigma_{\xi\eta})_0 & (\sigma_{\eta\eta})_0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos\beta_i & -\sin\beta_i \\ \sin\beta_i & \cos\beta_i\end{pmatrix}$$

となる.

2) 流星軌道大円の極の位置と分散

流星経路上の点 $P_1, P_2, \cdots, P_r$ の位置を測定し、点 P_i のもっとも確からしい位置を方向余弦で (l_i, m_i, n_i)、その点の分散を $(\sigma_{\xi\xi})_i$, $(\sigma_{\xi\eta})_i$, $(\sigma_{\eta\eta})_i$ とする。このとき この経路大円の極 Q の位置を方向余弦で (L, M, N)、分散を $\Sigma_{\xi\xi}$, $\Sigma_{\xi\eta}$, $\Sigma_{\eta\eta}$ とする。

このとき (L, M, N) は

$$S = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}\left(l_i L + m_i M + n_i N\right)^2$$

を最小にする条件から決まる。ただし

$$\begin{cases} \sigma_i^2 = (\sigma_{\xi\xi})_i \sin^2\gamma_i - 2(\sigma_{\xi\eta})_i \cos\gamma_i \sin\gamma_i + (\sigma_{\eta\eta})^2 \cos^2\gamma_i \\ \cos\gamma_i = \dfrac{1}{\Gamma_i\sqrt{1-m_i^2}}\left\{m_i(m_i N - n_i M) - l_i(n_i L - l_i N)\right\} \\ \sin\gamma_i = -\dfrac{1}{\Gamma_i\sqrt{1-m_i^2}}\left(l_i M - m_i L\right) \\ \Gamma_i = \left\{(m_i N - n_i M)^2 + (n_i L - l_i N)^2 + (l_i M - m_i L)^2\right\}^{1/2} \end{cases}$$

である。$(L. M. N)$ を実際に計算するには逐次近似が必要である。

(L, M, N) が得られたとき Q の分散はつぎの関係で計算できる。

$$\begin{pmatrix} \Sigma_{xx} & \Sigma_{xy} \\ \Sigma_{xy} & \Sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta_{xx} & \delta_{xy} \\ \delta_{xy} & \delta_{yy} \end{pmatrix}^{-1} = \mathbb{D}^{-1}$$

$$\mathbb{D} = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}\mathbb{B}_i^T\left(\mathbb{A}\mathbb{A}^T - \mathbb{L}\mathbb{L}^T\right)\mathbb{B}_i$$

ただし

$$\mathbb{B}_i = \begin{pmatrix} l_i & 0 \\ m_i & 0 \\ n_i & 0 \\ 0 & l_i \\ 0 & m_i \\ 0 & n_i \end{pmatrix} \quad \mathbb{L} = \begin{pmatrix} L & 0 \\ M & 0 \\ N & 0 \\ 0 & L \\ 0 & M \\ 0 & N \end{pmatrix} \quad \mathbb{A} = \begin{pmatrix} -\sin A \\ \cos A \\ 0 \\ -\sin D\cos A \\ -\sin D\sin A \\ \cos D \end{pmatrix}$$

$$\begin{cases} L = \cos D\cos A \\ M = \cos D\sin A \\ N = \sin D \end{cases}$$

である。

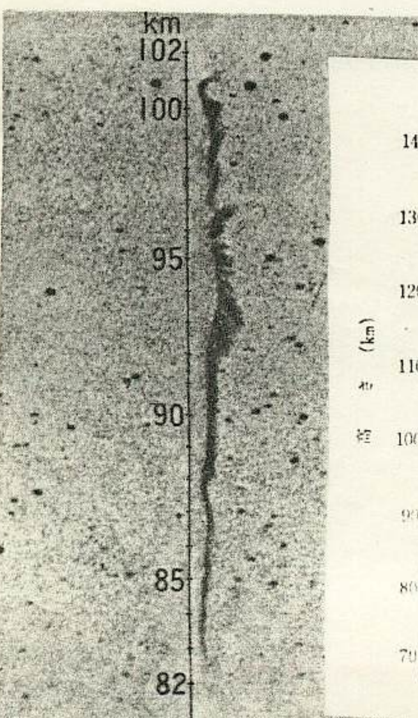
痕

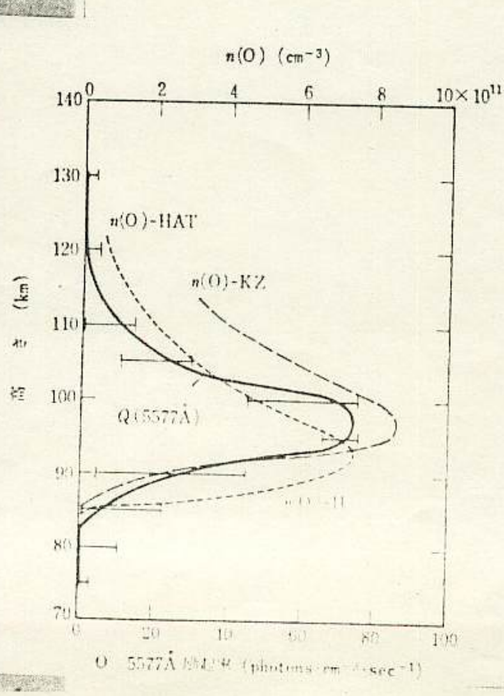
流星痕の正体はまだわかっていません。　あんなに美しい現象のことがわからないなんてくやしい！　流星本体以上にきまぐれなうえに、すぐにうすく広がってしまうので微細構造やスペクトルがなかなかとらえられないのでしかたありません。　発光理論にしても、それらしい候補はあるものの、ひとつにはしぼりきれていません。　おかげで、痕の話になるたびに議論白熱。　われわれの目が黒いうちになんとか痕のなぞを解きあかしたいものです。

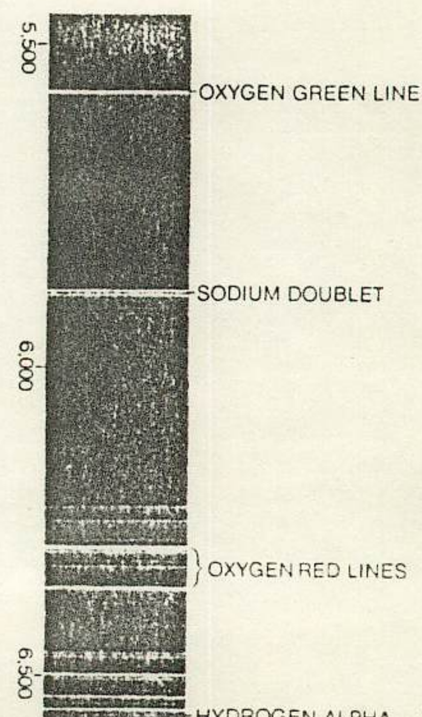
8 MSS
80.3.16
by 二見

夜天光と流星痕

赤外域の発光について超高層大気や夜天光に関して調べていくうちに夜天光と、流星痕との間に興味深い関連があることがわかった。夜天光はそのほとんどが地球大気の発光現象であり、その発光元素もよくわかっている。最も強く光る元素はOI 5577Åであり、またNaD線もよく光る。OI 5577Åの励起機構は3体衝突($O+O+O \rightarrow O_2+O^*$)とされておりその励起率はO原子密度に大きく影響される。下のグラフはロケット観測によるOの励起率と密度で高度82程度より下では大気密度が濃いため禁制遷移であるOI 5577は発光しなくなる。またNaD線も非常によく似たグラフとなる。写真の痕は流星自体は60km以下まで飛んだ火球であるが痕は82km程度で消えている(天文ガイド77年10)。これはOI 5577が励起しなくなる高度とよく一致している。・流星が通過するとN_2,O_2を解離して赤外域の光輝線NIやOIを出す。そしてN,O原子が残る。このO原子が3体衝突をして光るOI 5577Åが痕の主な発光要素と考えることはできないだろうか。もちろんNaD線等他の元素も光るだろうが、O原子密度がまず関係してくるのではないか??







10th. MSS　1980. Jul. 13

流星痕（Meteor Train）

小笠原 雅弘
Masahiro Ogasahara

流星痕については長い間、その正体が不明とされてきたが、最近 Baggaley によって Na の emission ではないかという理論計算がなされている。Na (5890 Å)、O (5577 Å) などの大気光データと痕の観測的事実をつき合わせて検討を試みる。Fig. 1 (a) は質量 10g の Perseid としてモデル計算を行なった結果の光度曲線（= mass loss）で寺田（1980）の計算である。(b) はこれまで調べられた 6 例の痕の高度分布を示す。(c) は Hughes (1959) によってまとめられたスーパーシュミットによる痕の続点（persistent points）を示している。我々の観測する痕は 90〜100km に多いことがわかる。永続点の平均高度は、94.3 ± 5.8 km（標準偏差）で (d) 図の Rocket による Na の高度分布の max 94 km と全く一致しているのは興味深い。

一方 (e) 図はもうひとつの痕の候補である OI (^{3}P) 5577 Å の発光高度を調べたもので、Na に比べ 5〜6 km 高いことがわかった。(f) 図の大気光の Rocket Data とよく一致している。O の 3 体衝突メカニズムが考えられており、

$$3\mathrm{O}(^3P) \xrightarrow{3\,\odot} \mathrm{O}_2^{*} + \mathrm{O}(^1D, {}^1S) \cdots (1)$$

その放射率 Q(z) は

$$Q(z) = \frac{k_{57} \cdot A(^1S - {}^1D)_{5577\text{Å}}}{A(^1S - {}^1D) + A(^1S - {}^3P) + k_d n(M \cdot z)}\, n^3(\mathrm{O}, z) \cdots (2)$$

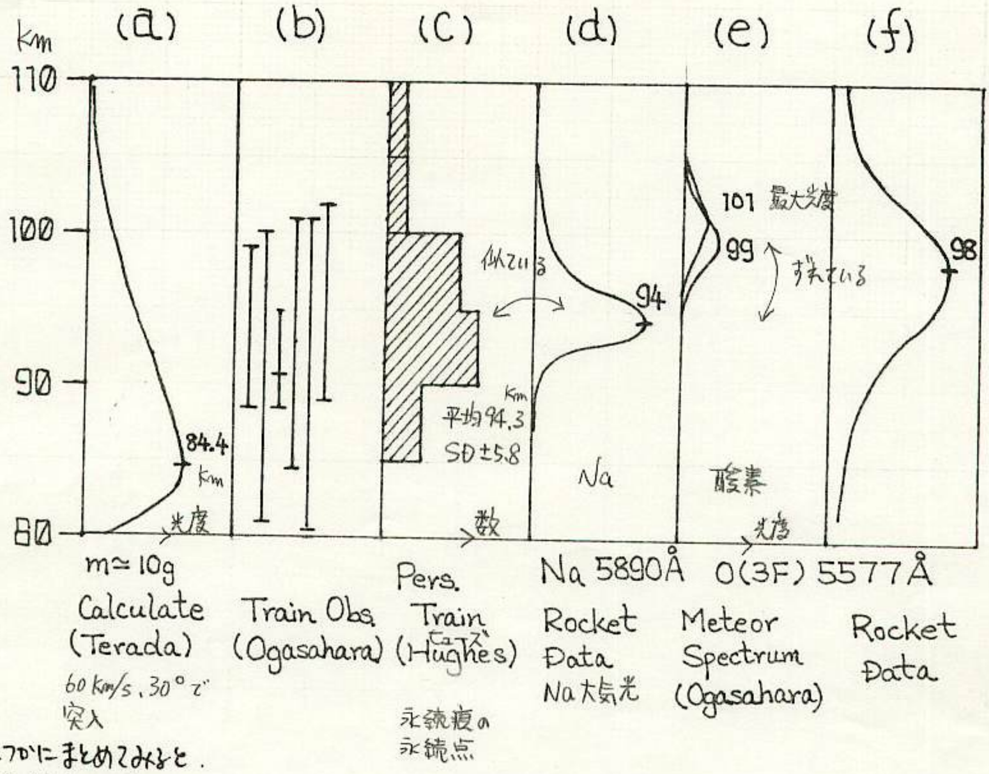
n(O) としては Keneshea, Zimmerman (1970) の値を用い、quencher として、大気分子と meteor からの粒子 (Fe) を仮定し、Fe (Z=58) として column $r \simeq 10$ cm 程度と考えると、(e) の O (5577 Å) のスペクトルの高度分布をよく表わす。したがって O 5577 Å の max は 98〜100 km で、痕の高度分布とはずれがあり、説明するのはむずかしいようである。したがって観測的事実としては痕を Na とみるのが妥当であろう。

さて痕が Na であるとして永続させるためのファクターとしてはどんなものがあるか考えてみよう。

$NaO + O \rightarrow \underline{\underline{Na}} + O_2$
↓
Train

(流星速度と出現高度は強い相関がある。
〃 と痕の高度は弱い 〃

Fig. 1



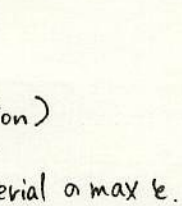
いくつかにまとめてみると.

1. Material
2. Diactivated material
3. Atomospheric density (mean free pass, diffusion)
4. Wind Shear

などが考えられる. Fig1 (a)~(c) をくらべるとわかるように. material の max と. 痕の persistent points は 10km もの差がある. この原因は何だろう. 100kmでは mean free pass が 1.63×10^{-1} m なのに対して. 85kmでは 1.02×10^{-2} m と 10倍も違っていて衝突確率が高くなるので. Zのメカニズムが働き. 痕が永続できないのではないだろうか.

80~120km の Wind Shear を流星風レーダーのデータでみると. 短時間(数十分~)でも大きな変動がある. 平均すると 30~100 $\mathrm{m\,s^{-1}}$ の風が吹いていて. 東西流が卓越している. 大気潮汐. 内部重力波などさまざまな影響がある.

理大の痕 対策 フィルター054, 058, フィルターなしの3台カメラ.



. 19

h m ~ h m (J.S.T.)

Plot Time h m

Weather

Transparency

Seeing

P=

B_0= $\triangle L_0$=

L_0= L_0'=

	g	f	R
N			
S			
Total			

~~Faculae E W~~

~~Telescope~~

~~(Refr. / Refl.) D= mm f= mm~~

~~Remarks~~

メモ．ガイド撮影中、空が急に明るくなったので見上げると、
牡羊座付近に流星痕が明るく輝いていたので、
あわてて双眼鏡でのぞいてみると、見事なコイル状に
見る事ができた。痕はどんどんぼやけながら南に流れて
いき、1分後位には殆んどコイル状はわからなくなった。
よく痕の写真等を見ると、こまかいスジ状になっているのを見かけるが、
あれは、このようなコイル状のものが時間につれて移動してフィルム上に
あの様に写し出されたものではないかと思われる。
痕はその後もどんどんぼやけながらも20分位肉眼で
見えた。

~~Observer~~

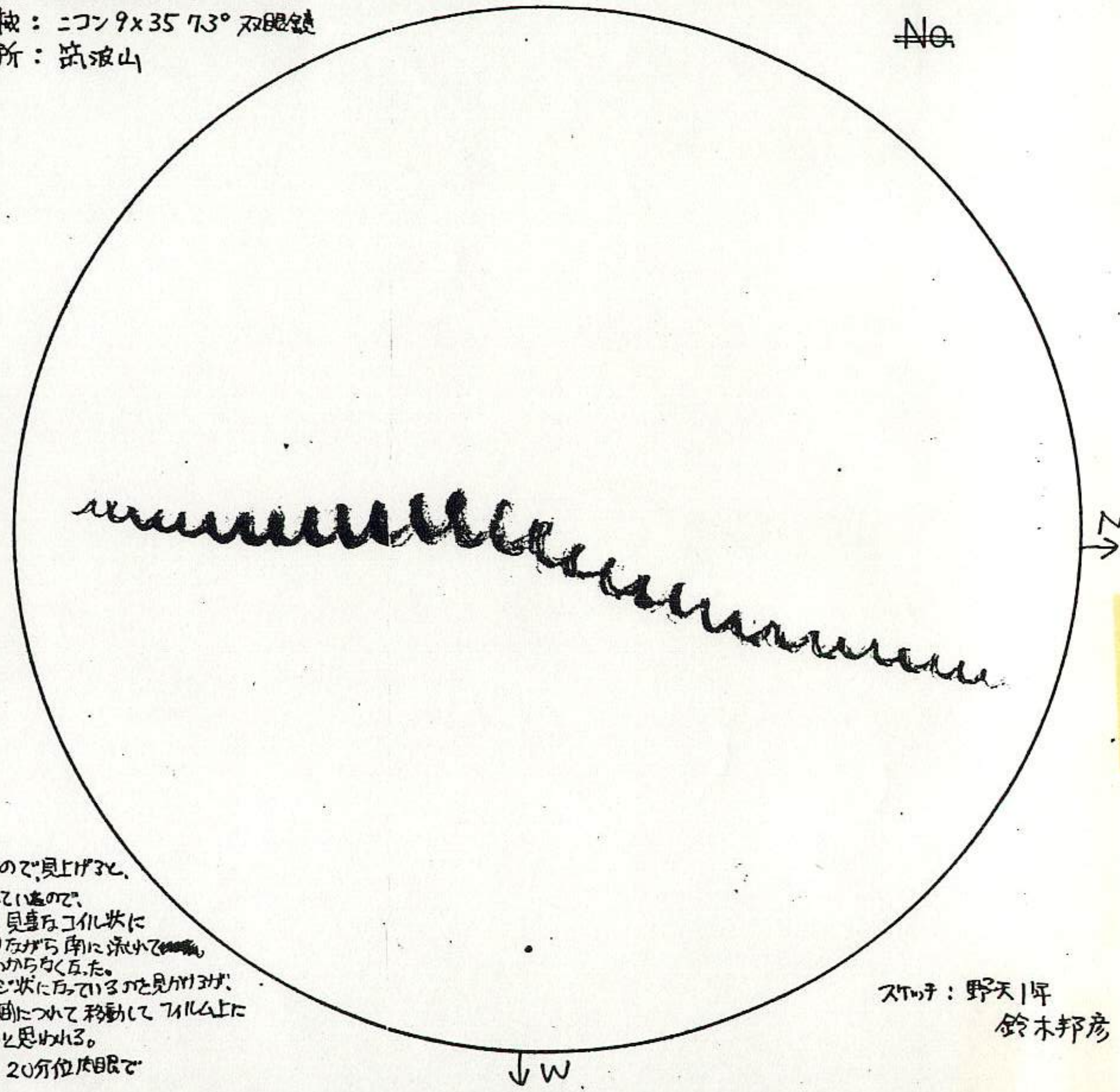
1982.10.22-23 03h14m 頃の大流星の痕の様子

時刻：流星発生後10.5～15.5頃

器械：ニコン 9×35 7.3° 双眼鏡

場所：筑波山

~~No.~~



スケッチ：野天1年
鈴木邦彦

~~Astronomical Union Of Universities Solar Section~~

24-MSS

痕の色の眼視観測及び 4色写真撮影

from 田口泰雄(信州大)

NO 1

DATE 6

表1. 各群流星の痕の色(田口泰雄によるもののみ)

年月	流星群 *は色変り流星	各群の特徴(1)	痕の色(2)	観測地 (後"遠は...)	各群の(1) 地心速度	流星の色(等級) (無記入は-2等)
1966 Aug.	↙Agr δ	緩	緑	大阪・東大阪	41 Km/sec	BW (-4以上)
1968 Nov	↙Leo	甚速,痕	赤	東京,世田谷 八雲	71.6	R
1973 May	↙Agr η	速・痕	黄(薄明の時)	大阪,花園	66.6	BW
Aug	↙Per	〃	黄	東京,雲取山	60.5	BW
1976 Oct	↙Ori	速・痕	黄	美ヶ原	67.5	BW
1977 Aug	↙Per	速・痕	オレンジ→緑	戸隠	60.5	BW
Oct	↙Ori	〃	青	松本市岡田	67.5	BW
Nov	↙Leo	甚速,痕	赤	〃	71.6	R
Dec	↙Umi	緩	赤	〃	34.1	R
1978 May	↙Agr η	速・痕	オレンジ	松本市岡田	66.6	O
Ag	↙Per	〃	オレンジ→緑	美ヶ原	60.5	BW
1979 Jan	↙Dra	速	黄	松本市岡田	41	Y
May	↙Agr η	速,痕	オレンジ	〃	66.6	O
Jul	↙Agr δ *(3)	緩	黄,(短痕黄)	〃	43.7(4)	Y (-3)
	↙Per 分岐	速・痕	オレンジ	美ヶ原	56.5	BW
Aug	↙Per (注1)	〃	緑	聖山	60.5	BW
	↙Per *(5)	〃	オレンジ	〃	〃	R (-3)
	↙Cap	緩	黄	〃	23.5	Y
Oct	↙Ori	速,痕	黄	美ヶ原	67.5	BW

1979	↙And
	↙Tau
	↙Cet
Nov	↙Leo
Dec	↙Gem
	↙Cyg
1980 Apr	↙Lyr
	↙Vir
Aug	↙Per
Oct	↙Ori
Nov	↙Leo
Dec	↙Gem
1981 JAN	↙Dra
May	↙Agr η
Aug	↙Per
〃	↙Per *
〃	↙Cyg
Oct	↙Ori
Nov	↙Tau
	↙Leo
Dec	↙Gem
1982 JAN	↙Dra
May	↙Agr η
	↙Agr η *(6)
Aug	↙Per
	↙Per *
Oct	↙Ori
	↙Ori *(1)
Nov	↙Leo
Dec	↙Gem
	↙Aur

Clan

↙Ori 82' 10月27日27h 14m 54s 出現,流星痕の分光.

カメラとフィルム ① Re-2475. フィルターなし

② 〃 Y48

③ 〃 R60

④ High Speed インフラレッド R70

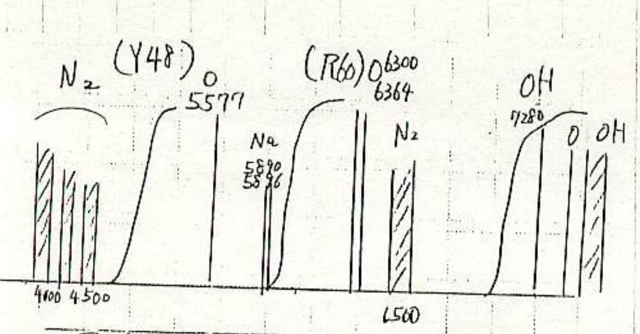
①~④ 同時に 出現後 19s後~49s後, 79s後~109s後

139s後~ 169s後を撮影

NO
DATE . 7.

緩	オレンジ	美ヶ原		Y
〃	青	〃		O
〃	緑灰色	〃		?
甚速，痕	赤	松本市岡田	71.6	R
緩	黄	松本市横田	36.3	BW
〃	はだ色	〃		Y
速	オレンジ	松本市岡田	48	O
緩・火球	ピンク	〃		〃
速・痕	緑	聖山	60.5	BW
〃	黄	信州大	67.5	〃
甚速，痕	赤	松本市岡田	71.6	R
緩	黄	〃	36.3	BW
速	黄	大阪，東大阪	41	Y
速・痕	オレンジ	松本市岡田	66.6	O
〃	緑	聖山	60.5	BW
〃	オレンジ	松本市岡田	〃	R
緩	黄（短痕）	聖山		Y
速・痕	黄	信大	67.5	BW
緩	黄	〃		?
甚速，痕	赤	松本市岡田	71.6	R
緩	黄	〃	36.3	BW
速	黄	松本市浅間	41	YW
速，痕	オレンジ	大峰	66.6	O
〃	緑	〃	〃	G
〃	黄緑	聖山	60.5	YW
〃	オレンジ	松本市岡田	〃	R or Pink
〃	ヤマブキ色	〃	67.5	Y
〃	赤かっ色	〃	〃	O
甚速，痕	赤	〃	71.6	R
緩	黄色＋紫（中心部ピンク）	〃	36.3	BW
〃	オレンジ（短痕赤）	〃		O

Clan



予想される流星痕の輝線

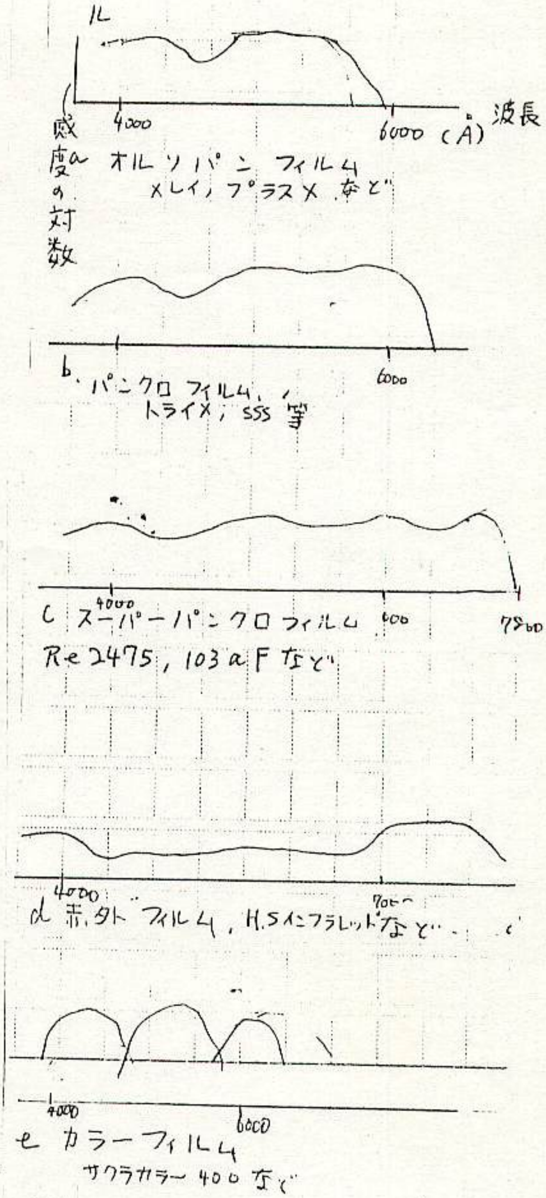


図2. 各フィルムの特性

83' 1月9日

流星痕の4色分光の報告

24-MSS


【写真1】 東京都五日市町で撮影された大火球

撮影：日本大学天文学研究会五日市観測所. ミノルタ SRT super 50mm F1.7. 回転シャッター 48.35cut/秒.

去る10月23日午前3時14分47秒，埼玉県秩父市上空にマイナス5等のオリオン群の火球が流れました. この火球を日本大学天文学研究会（東京都五日市町），電気通信大学の4連カメラが捕え，また東京理科大学天文研究会（千葉県野田市）は，流星のスペクトル写真の撮影に成功しました.

活発だった'82オリオン群の活動

大学天文連盟流星分科会では，10月14/15～25/26の計12日間協定観測を組みましたが，悪天候のため，20/21～22/23の3日間しか観測できませんでした. 第1図は各校のCHR（1時間修正流星出現数）のグラフです. 極大は20/21，CHRで30前後とかなり活発で'80年の月明の観測と比較しても，オリオン群の活動は年々活発になってきているようです. 母彗星と考えられる，ハレー彗星の回帰と何らかの関連があるのでしょうか. そうであれば流星物質が，彗星回帰以前にすでに戻ってきている可能性も考えられます.

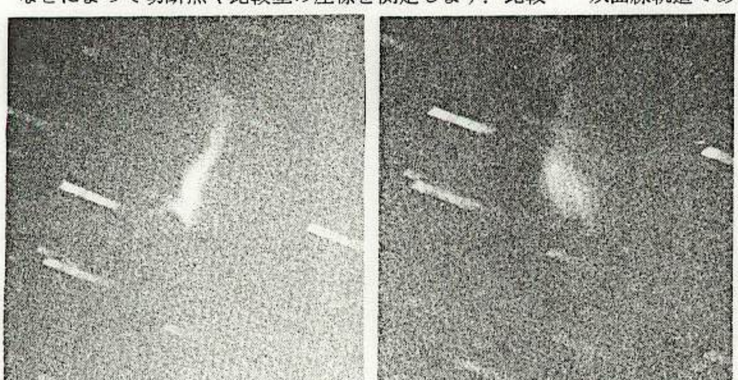
軌道計算の実際

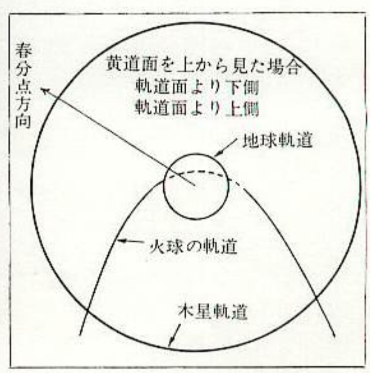
撮影された火球の写真1は，コンパレーター，引伸機などによって切断点や比較星の座標を測定します. 比較星の位置は，SAO星表などによって調べ，種々のデータをカードパンチし大型計算機にかけます.

計算には，東京理科大学天文部のMeteor 4というプログラムを使用しました. 第2図は，発光点と消滅点の位置を地図上にプロットしたものです. 火球が，秩父の上空から北西の方向に流れたことがよくわかります. 輻射点は $\alpha=94°.421$，$\delta=+16°.958$ でオリオン群の火球に間違いないことを示しています.

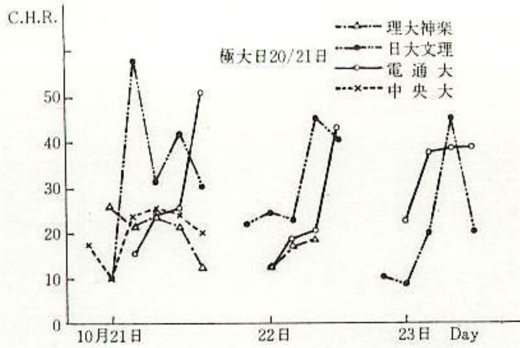
つぎに対地速度を調べてみると，各切断点における速度はかなりのばらつきがあります. これを直線近似して火球の速度を決定します. この火球の平均速度は69.21 km/secと，平均的なオリオン群の観測速度66 km/secに比べて多少速いという感じです. 日心軌道の計算にあたっては，天頂引力，日周光行差その他の補正を行い計算します. 計算結果とともに軌道図が第3図のように出力されます.

また第1表の計算結果を見てわかることは，離心率：e が1.0651と双曲線軌道になっていることです. 本当に双曲線軌道であるかは，現段階でははっきりと断言でき


【写真2】 火球の痕のスペクトル写真.（左）03^h15^m，（右）03^h17^m. 東京理科大学天文研究部（野田市）



【第3図】 太陽を中心とした火球の軌道図



【第1図】 各校のCHRの変化（極大日20/21日）

ませんが，回転シャッターの速度やその他の要因を考察し再度計算する必要があると思います．

貴重な流星痕のスペクトル写真

この火球の痕のスペクトル（写真3）を3枚連続で捕えました(そのうちの2枚)．痕のスペクトル写真はまったく前例がなく，たいへん重要なデータです．痕についての多点での観測があれば，対地軌道計算と同じ要領で，移動から火球の流れた付近の大気の動きを計算することができます．

眼視観測によれば，オレンジ色の痕が数分～数十分にわたり観測されているので，他でもかならず痕の撮影に成功しているのではないかと思います．

流星の写真測光

写真の濃度から火球の明るさを求めるもので，変光星等の写真測光と原理的にはまったく同じです．測定には，日大天文学研究会（文理）のネガを研究室のマイク

【第1表】 軌道計算の結果

出現時刻＝1982年10月22日27ʰ.2464

観測者	東経(度)	北緯(度)	海抜(m)
日大天文学研(五日市)	139.19222	35.72883	260.0
電通大(正丸)	139.18500	35.93583	300.0

視輻射点位置　$\alpha=94^\circ.421$，　$\delta=16^\circ.958$

―対地軌道―

No.	東経(度)	地理学的緯度	地心緯度	高度
1	139 2.01	35 59.05	35.8020	128.59
29	138 55.81	36 7.45	35.9417	81.77

切断点高度の減少(平均)＝ 1.37(km)

大気減速補正速度＝66.22(km/sec)

真輻射点位置　$\alpha=94^\circ.416$　$\delta=16^\circ.848$

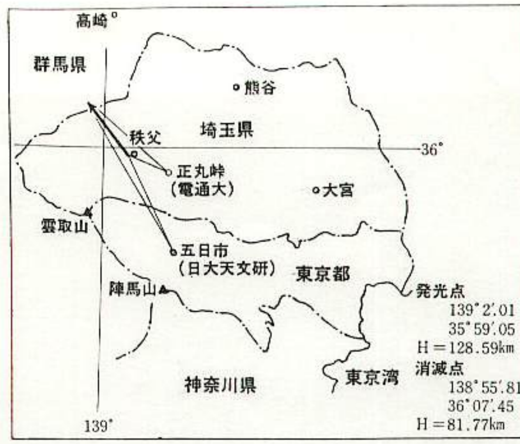
地心速度＝ 68.24(km/sec)　視一真輻射点距離＝ 0.14(度)

方位角＝329.78　高度　＝68.52(km)

―火球の軌道要素―

R =0.9950054 (A.U.)	V = 43.39 (km/s)
Ω = 28.57 (DEG.)	i =166.31 (DEG.)
a = ·8.94 (A.U.)	e = 1.0651
K = 1.453	P = 26.73 (YEAR)
ω = 78.78(DEG.)	q = 0.582(A.U.)

R：天文単位，V：日心速度，Ω：昇交点黄経，
i：軌道傾斜角，a：軌道長半径，e：離心率，
K：ホイップルのK条件（$0<K<1$：惑星起源，
$K<1$：彗星起源）P：周期，ω：近日点引数，
q：近日点距離，対地軌道のNo.は切断点を示す．



【第2図】 発光点，消滅点の位置

ロ・フォトメーターで測光しました．ここで問題になるのは，ネガの周辺部と中央部で周辺減光によってベースの濃度が異り，爆発部分の濃度がマイクロ・フォトメーターでトレースできないことやハレーションのために，きわめて測光がむずかしいということです．とりあえず，H-D 特性曲線を延長し，だいたいの明るさを求めてみました．

したがって，今後の整約法はいろいろ考えなくてはならないと思います．

また爆発時には，マイナス6等を上回っているようです．爆発時には，流星物質がフラグメンテーションを起こし，一気に燃えつきてしまったのではないかと思います．それに伴なう見かけの速度減少もうかがえます．

火球の解析に必要な観測報告

軌道計算については，第1図からもわかるように，みこみ角が小さいので決定には多少の誤差が含まれていると思います．二点ではなく多点での計算を行い，より正確な軌道を決定したいと思います．写真測光においても，測光質量を求め火球の直径，密度，またスペクトルから成分についても求めて行きたいと思います．

'82年は好条件の流星群がかなりありましたが，悪天候のために満足な観測が出来なかったかわりに，偶然にもこのような火球を観測することができました．オリオン群は見かけの速度も速く，写真では写りにくい対象であり，母彗星と考えられるハレー彗星の回帰が1986年であることからも，この火球についての多面的な解析が必要です．この火球について何か観測された方は，ぜひ下記までご連絡ください．

大学天文連盟流星分科会
〒154　世田谷区豪徳寺1-52-12
佐々木　道治　Tel　03-420-5040
KPM 関東写真流星ネットワーク
〒183　府中市清水ケ丘2-27-8 光荘1号
二見　広志　Tel　0423-62-5311（呼出し）

※タイトルの写真は，埼玉県正丸峠で撮影された大火球．
撮影：電気通信大学．オリンパスOM2．f 50mm F 1.8

~~12 th~~ MSS　流星物理セミナー
24　S.58. 1. 9.

24-MSS

NO.
DATE

24th MSS 1983 Jan.9

最近の大気光観測から

小笠原 雅弘

流星痕の成因を考えるうえで大気光のデータは欠かせない.
(高橋, 1983) 昭和57年宇宙観測シンポジウム(宇宙研)で報告されたデータのなかから流星にとっても関連の深い Na, OH, O (5577Å) について紹介する.

[I] Na (内海・広野, 1982)

九州大の色素ライダー(レーザパルスを上空に発射して. その散乱光をとらえて高層大気の状態を調べるもの)による. 80−100Km ナトリウム層の観測から. 1981 Aug.13 ペルセウス群極大時期に平常の2〜3倍のナトリウムの増加がみられた. fig-1
この現象は 1978, 79年にもみられた(長沢 他 1979)
この時期. かなり多量の流星が大気中にとびこんで濃密なナトリウム層を形成したと考えられる.

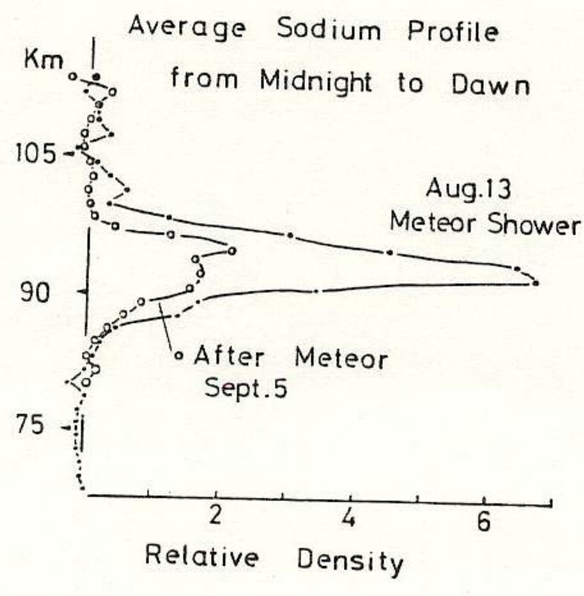


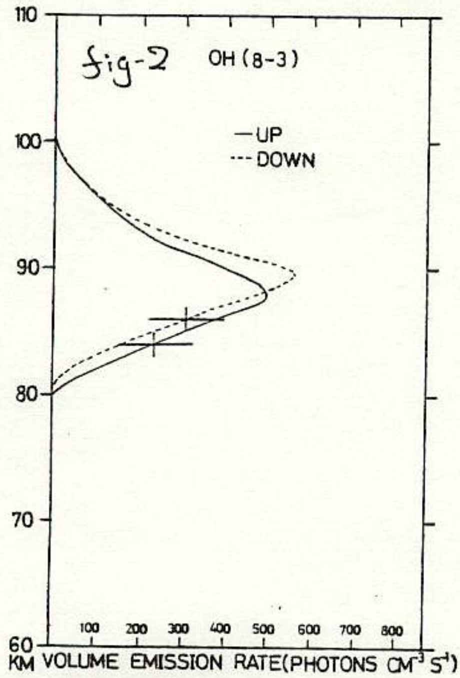
fig-1

流星シャワーの後, 90Km付近のNa濃度が高くなる。

真夜中から夜明けまでの平均のナトリウム層のプロファイルで，•が流星雨時で，oは，その後の9月5日のもの。

[II] OH マイネルバンド （中村・高野 1982）

1981 Aug. 24 21h00m JST 内ノ浦 KSC より打ち上げた S-310-10号機に搭載した測光装置により得られたOHの強度プロフィールを fig-2に示す. 最大発光率高度は90±2km Zimmerman et al (1981) の O_3, H の分布データから求めた理論値 85～86km よりかなり高いことが指摘されている.

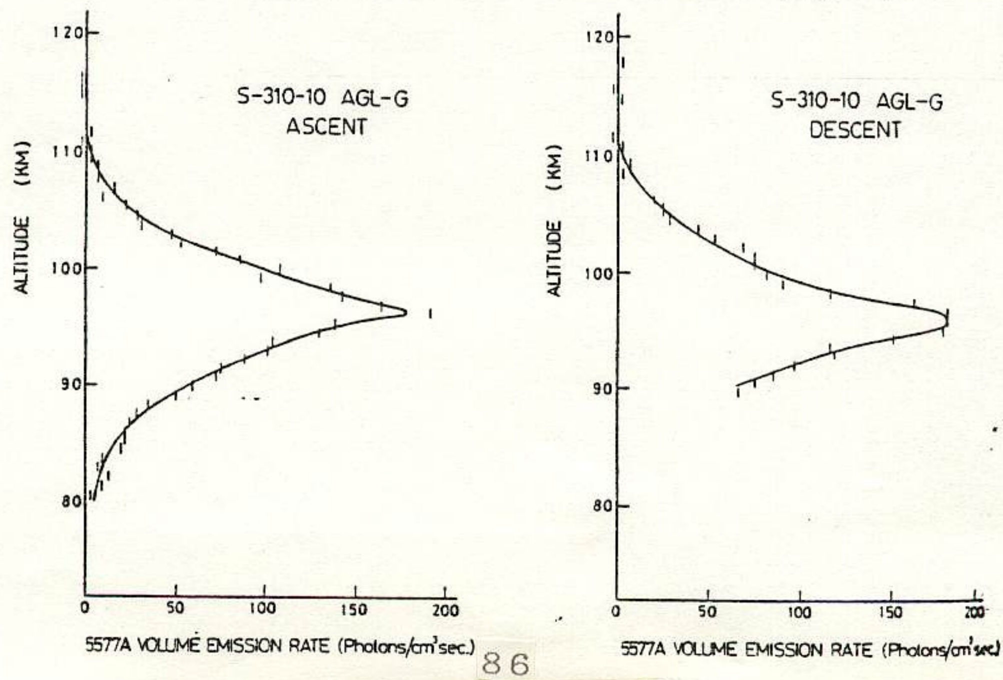


[III] O (5577A)

S-310-10号機に同時に搭載された東京天文台グループによるデータ 5577Aの発光率ピークは 96km であった.

fig-3

fig-3
O (5577Å)



１９８５年ペルセウス群　　　　　　州　　　栗原直樹会(信大)

高感度ネガカラーと赤外フィルムによる分類

☆☆観測の背景☆☆

ペルセウス群の流星の性質がかわってきていると指摘され始めたのが、くわしい年ははっきりわからないが１９８０年代の前半。　一般に青白い流星と言われていたペルセウス群の中に暖色系（黄，オレンジ，赤，ピンクなど）のものがあると指摘された。

また、年，地域により流星の色が変る。（田口）　赤っぽい、ゆっくり流れる、ペルセウス群とは異った性質を持つ流星の存在（１９８２年ころから？）なども指摘された。

色の変化については、エルチチョン火山の噴火により大気中に放出されたダストの影響による（１９８４．佐野高校）とか、流星の発光する大気の状態の変化が関係する（田口）などの説明がなされている。

また、この流星の性質については、増光のパターンなどによりいくつかのタイプに分類する試みがなされている。（田口ほか）

そして、こうした特異流星の近年の増加から、これから母すい星が回帰する。あるいは、すい星がこわれている可能性があるという予想が発表された。（１９８５．流星会議．田口）

☆☆目的☆☆

今まで、ペルセウス群の流星をいくつかのタイプに分ける試みは、写真で得られた流星と、その眼視からの観察によるものが主であった。

今回は、これらに加えて、ある特定の波長で流星をとらえた場合に、さらに細い分類ができるのではないかという予想で流星のタイプ分けを目的とした。　たとえば、同じ色ののっぺりした流星でも赤外域で増光の違いがないか、など。

また、本来ならスペクトルを観測して、色がわりをおこさせている元素が何であるのか調べたかったのであるが、そこまではできなかった。

☆☆方法☆☆

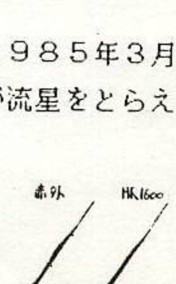
カラーフィルム（フジＨＲ１６００）と赤外フィルム（コダック、ハイスピードインフラレッド）＋Ｒ６０フィルターの二連で、同写野を写す。

レンズは、多くの流星を写すには広角レンズの方がよいが、増光のパターン・色をみるためには、焦点距離の長いレンズの方が望ましく、結局、その両方を満足させるということから、ｆ５０ｍｍのレンズを使用することにした。

この方法については、ペルセウス群の観測の予備テストをかねて、１９８５年３月のコトχ群で全く同じ方法を試みてみた。　その結果、１枚のみであったが流星をとらえることができた。

－記載－

等級は眼視で０等。　ＨＲ１６００で写された流星は全体に赤で末端近くで１回の増光がみとめられる。　それに対して赤外フィルムで写された写真では増光が末端近くと、経路のまん中あたりの２

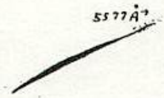
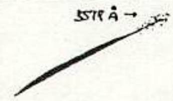


 ≪Si, K≫

回みとめられる。

このコト群の結果から、実際にカラーフィルムと赤外フィルムで異った流星の像を得られることがわかった。

1985．田口によって分類されたペルセウス群はつぎの通りである。

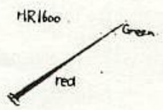
typeⅠ いわゆるペルセウス群とされてきた、増光の著しいものである。その発光点あたりで5577Åの緑色がでる。	
typeⅡ 発光点あたりに5577Åの緑色があらわれる。　高密度の、核からの流星ではないかとされているもの。　末端にかけてなめらかな増光。	
typeⅢ 全体に緑色（1983．1985．）で、5577Åの緑色がでる。　増光はtypeⅡと同じだが色が異なる。 ←赤外で写らない	
typeⅣ ゆっくり流れるのっぺりしたタイプで、5577Åの緑色がない。核からの高密度のもの。	
typeⅤ 最後に増光（爆発？）して終る特異なもの。　5577Åの光はみられない。	

注 by 田口
← 1986は type I, II, IV, V で このような色変わり流星が全体の5%

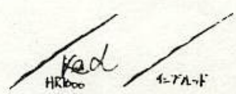
☆☆結果☆☆　《　》は田口注

湯の丸（8／10～14），松本市岡田（7／16．8／15．16．18．）の観測で得られた写真は次の通りである。

A．1985．7．16．　2h09m25s出現　typeⅡ
，－2等。　ペルセウス群の分枝群と思われるもの。　赤い流星で発光点付近で緑色。　はやい。　インフラレッドはこのとき使用していない。



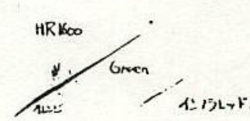
B．1985．8．13．　3h13m43s出現　？
0等。　全体に赤で4回の増光がある。　短痕はみられなく、写真にも5577Aと思われる緑色はない。



《タイプⅠ・SiとOか？》

C．1985．8．14．　0h55m56s　？
1等。　ペルセウス群の分枝と思われるが像が淡くて分類不能。

D．1985．8．14．　0h50m01s出現　typeⅠ
1等。　写真で緑→オレンジに見える典型的な色がわり流星。インフラレッドではオレンジ色の部分のみかすかに写っている。

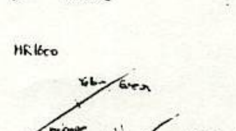


《Si》

E．1985．8．14．　1h26m32s出現　typeⅢ
1等。　ゆっくり。全体に緑色。　短痕が残る。　ボワッとした感じの流星。　インフラレッドの方には写っていない。

《Mgのみか？》

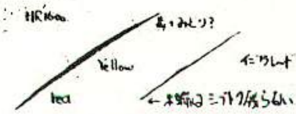
F．1985．8．15．　1h22m44s出現　typeⅡ
－1等。　色がわり（緑→黄→オレンジ）。　インフラレッドでは緑色の部分は写っていない。



黄色とオレンジ色の境界あたりでインフラレッドの方に増光のピークがある。

《Si？》

G．1985．8．15．　1h36m13s　　　typeⅡ
－1等。　（緑？）→黄色→赤の色がわり。　ゆっくりで、短痕が残る。



☆☆考察…？☆☆

今回の観測では、分類するというほどの数の流星をとらえることができず、赤外とカラーの組合せでの分類はできるまでに至らなかった。

Bの流星については、全体に激しい増光がみられるが、全体に赤で、短痕がなく、typyⅠのような緑色の光は全くない。　増光のみをみるとtypeⅠだが、以上のようなことから、typeⅠとは考えにくい。　したがってⅠ～Ⅴのどれにも属さない新しいタイプのものと考えられそうである。　すなわち、増光の著しい、短痕を残さない、5577Aの光がみられない流星である。（これも密度の大きい核からの流星？）

☆☆今後の方針☆☆

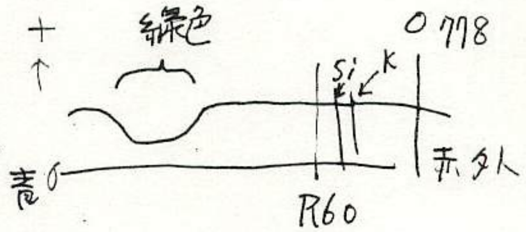
赤外域あたりの光をとり出して区別するという方法では、同じような色の流星を相対的に区別することはできるかもしれないが、年による流星の色がわりというものがあるとすれば、絶対的なタイプ分けの基準にはなり得ない。　もし、次回、ある特定の波長に注目するとすれば、5577Aの緑色あたりがいいかもしれない。　この波長は、短痕の主要なスペクトルとされているもので、色がわりの年変化にそれほど左右されることがないと思われる。（痕の出やすい年、出にくい年の差は出るが…）

また、増光のパターンにより流星が分類できたとしたら、そのパターンの流星が年によりどんな色に見えるかということで、スペクトルの同時を得られればよいのではないかと思う。

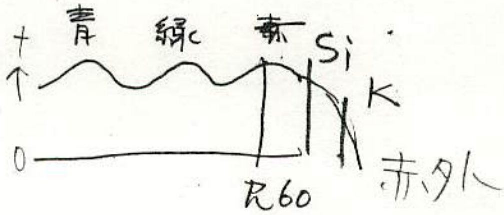
（注2）栗原氏はこの他トライX—赤外，カラー・トライX・赤外を多数写している。

（注3）by 田口

インフラレッドは⇒
の感度で緑は写らない



（注）カラーはとなる
HR1600 ⇒



インフラに写る光輝線は

Si（635 nm）— 大
K（658 nm）— 中
Ca（赤外）— 小
O（778）— 大

トライXにはKは写らず。

またO(778)は速い流星のみ。年によってかなり変化。

流星痕の発光機構（流星物理セミナー）24th MSS　1983年1月9日(日)　高橋文穂（日電）

流星痕の発光メカニズムとして考えられるものは、簡単にまとめると次の通りである。

(1) Na（発光色：オレンジ，発光層：90－95km）

$Na(^2S) + O_3 \longrightarrow NaO + O_2$
$NaO + O \rightarrow Na(^2P) + O_2$
$(NaH + O \rightarrow Na(^2P) + OH)$
$Na(^2P) \longrightarrow Na(^2S) + h\nu(D_1, D_2)$　$(\tau \simeq 1\mu sec)$　　τ：放射確率の逆数

(2) OH Meinel帯（発光波長：5500Å－4.4μm，発光層 85－95km）

$H + O_3 \longrightarrow OH(v \leqq 9) + O_2(^1\Delta g)$（$O_3$は．$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$で生成）
$O + O + M \rightarrow O_2(^1\Delta g) + M$
$O + HO_2 \rightarrow OH(v \leqq 6) + O_2(^1\Delta g)$
$O_2(^1\Delta g) + H \rightarrow OH(v \leqq 9) + O$

(6-1)バンド（6495Å，τ=3min），(7-2)バンド（6862Å，τ=1min），(8-3)バンド（7275Å，τ=26sec）
(8-2)バンド（5886Å，τ=3m18s），(9-3)バンド（6256Å，τ=1m18s），etc，．

(3) OI オーロラ緑線（発光波長：5577Å，発光層 95－105km）

$O + O + O \rightarrow O(^1S) + O_2(^1\Delta g)$
$O(^1S) \longrightarrow O(^1D) + h\nu(5577Å)$　$(\tau = 0.74 sec)$

(4) NO_2 連続光（発光波長：4000Å－1.4μm，発光層 90－110km）

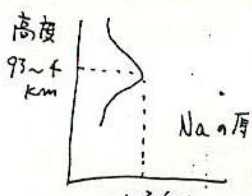
$NO + O \rightarrow NO_2^*$
$NO + O_3 \rightarrow NO_2^* + O_2$
$NO + O + M \rightarrow NO_2^* + M$
$NO_2^* \longrightarrow NO_2 + h\nu(4000Å - 1.4\mu m)$

定量的な評価は．これから試みるつもりであるが．1982年10月の流星痕の色からすると．
Na と OH の可能性が強い。

24-MSS.

流星痕の問題点
1. 発光機構
2. 〃 の持続機構
3. 〃 の高度領域一定
4. 有痕率が流星群によって決る．

観測データ
1. 発色光　オレンジor赤（Liller & Whipple (1954)）レンガ色
　緑黄→緑白色（Hughes (1975)）
2. 発光持続　<1 sec ～ >1h
3. 発光高度　94.3±5.8 km
4. 有痕率　Oliver　55%　Per.Ori.Leo



1. 発光時間の長いことを考えると．空気分子との化学反応によって高いエネルギー状態に励起され発光すると考えざるを得ない．
2. 流星物質中には（Fe_2SiO_4，$FeSiO_3$）等 O が多く．仮定としては 50% 程度ではないか。
その O が インパクトとなって Na，OH 等を光らせるのではないか。

10人以上にお知らせするため，コピーにします。田口泰雄

30-MSSにて
発表はしていない。

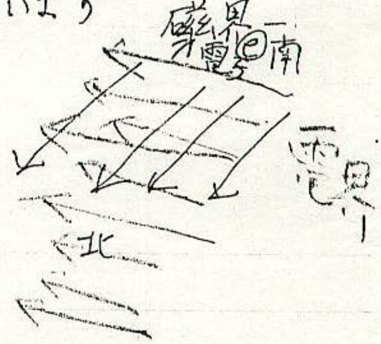
Date　　　　　　　　　　　　　　No.

前略

流星痕と永続痕についていくつか思いあたることがありますので，御報告します。

まず，永続痕のエネルギーですが，これは流星痕がらせん形をした，電離した大気が地球の磁場内を高層大気の風によって流される。
つまり，コイルが磁場内で運動することにより，電気エネルギーが生じるからではないでしょうか。
フレミングの右手の法則

また，痕の発生についても，地球磁場に対し垂直な電界があればよいと思います



高層大気中に右図のように磁界に対し垂直な電界が存在するとした時，流星物質が突入しその径路にそって，大気が励起した後，電子がらせんを描いて上の方へ（右ネジの進む向き，同封資料図2）逃げる．つまり，らせんを描いて，下方に電流が流れる。そうすると，磁界ができ拡散をおさえる（右図）

また，電離，励起した，らせん状(コイル状)の大気が発光したものが痕であろうと思われます。初期は流星物質の突入の運動エネルギーの一部で発光する。
その成分は大気だから，オーローラと同じ成分

Date　　　　　　　　　　　　　　　　No.

(N_2^+の 4200Å付近の青色の帯状のスペクトル, 5000Å付近の NOの帯スペクトル, Oの5577Åの禁制線, NaのD線5893Å, Oの6300Å, N_2の6500Å付近の帯スペクトル, OHの7280Å等)で, まずOの5577が強く発光。その後風によって流され, 電流が生じ, その電気エネルギーが発光のエネルギーに変わる。そのため, 自己誘導も生じるのではないでしょうか. そして, 状態の変化が永続痕の色変化になるのではないで。

また, 痕の拡散を妨害する磁力線は, 周囲の大気の電子密度によって変化し, 10, 11月は磁力線が弱くなるので分裂する。(資料図5, 図4, 図3)
さらに風も磁力線も含めた運動の可能性も考えられます。

回転シャッターの切れ目に見える光跡はスペクトルからCa, Mg, Fe等が光っているのがわかっていますが, まず, これが電波を反射させるのではないでしょうか。その後らせん形(=コイル状)の痕が電波を反射するのではないかと思われます. これは拡散ではなく, やや時間をおいてから痕ができる(=大気が励起, 発光する)からではないかと思います. (天ガ, 79年10月号加藤進, 流星レーダー, P76.77) また, 永続痕は大気の電離が続くため, FMの反射も続くのではないでしょうか。

また, スペクトルでもカラーでも Oの5577の輝線が, 高速の流星の経路の初めの部分に写っている場合もありますが, これが曲っていたり, ボヤケているのは, 高い部分で流星が発光せず, 痕だけ光っているのではないかと思います。
これならば, 「月天 83. 11月号」のよいどれ流星, 「流星と火球と隕石と」のP27の流星も説明できると思います。

さらに, 流星の発光にも, 大気の電子密度, 磁界, 電界が関係すると

Date　No.

すれば，年による，流星や痕の色の変化も説明できます。
ex（天ガ，天象，78，80，83のレポートのカラー写真参照　）

また同じ群でも光度変化やFMのエコーのパターンが年により変わってもおかしくはないと思います。また，分枝群の活動の変化や，輻射点の地平線に近い時の水切り流星と呼ばれる流星も磁界，電界を含めた，大気への突入角度の変化で説明できるのではないでしょうか。その場合，地球の電子密度，磁界，電界を左右するのは太陽の活動ではないかと思います。この考えはどうでしょうか？間違いや考え違い等が含まれているとすれば どこなのか，御教えいただければ幸いです。

草々

PS　また，この考え方は，これでよいか，82 Oriの大流星の痕で調べてみます。　私は，82．11月の大天連の時には，この考えがあったのですが，スケッチ（らせん状）を見て，右ネジ状でないと思い，ほぼ1年近く，この理由がわからず悩んでいました。しかし，とっさのスケッチですし，望遠鏡で見たか双眼鏡で見たのかを確かめておけばよかったと後悔しています。御一笑に付していただければ幸いです。　この考えが成り立つならば，スペースシャトルのオーロラ実験にもらせん形（コイル状）が見られるのではないでしょうか。

また，今だから言えますが，信大でも，奇妙な流星を記録しているのですが，大部分はわけのわからないものとして，データもろくにとられず，記録も散逸してしまっています．私が信大に長く留ったのもこの記録を残しておきたかったからです。

重野好彦様

田口泰雄

PSのPS　私の個人的都合により4月から1年間，観測ができません。後のことは工学部の佐藤君にまかせ，大阪の実家に帰ります。

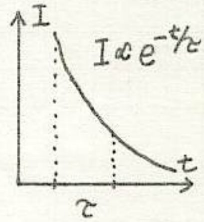
化学反応としての永続痕

32nd M.S.S. 1984・7/22

大西 洋

1. 流星痕を流星痕たらしめる要因

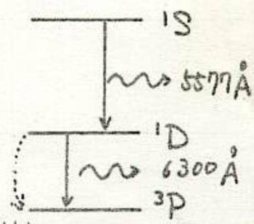
流星本体: ～10^4 K のプラズマによる. 原子あるいはイオンの許容遷移. したがって. 寿命τは μs～ns で非常に短い。



いわゆる"短痕": ms程度の寿命? 弱い永続痕との識別の問題. 酸素原子(OI)による禁制線か?

OI: $\lambda = 5577$ Å. $\tau = 0.74$ sec (緑)

$\lambda = 6300$ Å $\tau = 110$ sec (赤) ×



τが長いと. 今度は衝突による失活・消光が効く.

他の原子との衝突によりエネルギーのやりとりをして、光としてエネルギーを出さない

しかし. 大体は指数関数型強度減衰をするだろう.

永続痕: 非常に長寿命 ～hour. 単純な指数関数型減衰をしていない. ではどうして光るのか??

2. 励起化学種の供給

おしなべて. 発光は高励起化学種A^*から. より低い励起種Aへの遷移によって起こる。 $A^* \longrightarrow A + h\nu$

ゆえに. 効率のよい(消光されにくい)発光を継続して行うためには. 流星本体が通過した後にも何らかの方法でA^*が供給されることが望ましい。 ──→化学反応の必要性

永続痕のA^*として. 現在有望な化学種は. (高橋 文献 1983)*

$Na^*(^2P) \longrightarrow Na(^2S) + h\nu\ (D_1, D_2)$ $\quad \lambda_{D_1} = 5895.92$ Å, $\lambda_{D_2} = 5889.95$ Å

$OH^*(v: \text{excited}) \longrightarrow OH + h\nu$ $\quad \lambda \sim 6000$ Å

*) 24th. M.S.S. 文献 NO. 2409　他に "天文と気象" (1983) 4, 5
**) 7th. M.S.S.　〃　1706

3. 素反応のくみたて.

$$2H_{2(g)} + O_{2(g)} \longrightarrow 2H_2O_{(g)}$$

例えば. このような一見単純な反応でも. 数百の素反応が互いに関係して進行しており. 現在でも完全には解明されていない。

典型的なくみたて方の例として次のようなものがある。

	i) Open-Sequences	ii) Closed-Sequences = chain reaction
①	$A_1 \longrightarrow B_1 + X_1$	$A_1 + Y_1 \longrightarrow B_1 + Y_2$
②	$A_2 + X_1 \longrightarrow B_2 + X_2$	$A_2 + Y_2 \longrightarrow B_2 + Y_3$
③	$A_3 + X_2 \longrightarrow B_3 + X_3$	$A_3 + Y_3 \longrightarrow B_3 + Y_4$
④	$A_4 + X_3 \longrightarrow B_4$	$A_4 + Y_4 \longrightarrow B_4 + Y_1$

Y_i : chain-carriers (catalysts)

$$A_1 + A_2 + A_3 + A_4 \longrightarrow B_1 + B_2 + B_3 + B_4$$

①→②→③→④

$$\begin{array}{ccc} ① & \longrightarrow & ② \\ \uparrow & & \downarrow \\ ④ & \longleftarrow & ③ \end{array}$$

①～④のどこかで発光できる励起種ができて. 永続痕となっている?

i)の場合. 流星体からの供給物質 (impact) は A_1 で. 励起種の収率は A_1 に対して1以下.

ii)の場合には. 条件が適当ならば収率は非常に大きくなる可能性がある。　しかも. 流星体からの供給物質が ~~X~~ Y_1 であれば. 再生によって反応の継続時間も長くなるはずである。(定量的検討は次回)

4. 拡散の影響

i), ii)のどちらにせよ. 反応の進行には複数の化学種の衝突を必要とするから. 流星プラズマの密度に大きく影響される。

しかし. 長沢(1980)** によれば. プラズマ密度の減少は非常に速く. ms のうちに. 大気密度と同程度となってしまう。

観測機器

写真、ＴＶ、グレーティング、液晶板、四連など、いずれもアマチュアらしい考え方で、より良い観測をめざしています。中にはとうとうこれを発売する人まで出ています。

6th MSS

自動流星カメラ用 インターバルタイマー の製作

第6回 流星物理セミナー 1979.11.11

明治大学天文部 OB 重野好彦

仕様　動作　時間間隔 ΔT だけ スイッチ が ON となり、ΔT′ だけ スイッチ が OFF となる動作が繰り返される装置。 ΔT：4m59s／9m59s／19m59s／29m59s。 ΔT′：全てのΔT に対して一律に 1s。

出力　スイッチ が ON のとき 出力端子間の電圧は、AC100V 及び DC6V。

精度　日差：0.1～0.2 s。

使用目的　24 m/m 広角レンズ を使用して 火球のパトロール、輻射点の計算等。

ミノルタのセンサースイッチとは

本装置に適したカメラ　自動フィルム巻き上げ装置のあるカメラであること。

シャッターは電子式のものがよい。電子式シャッターは電気接点の ON/OFF によってシャッターを作動させているので、その電気接点をインターバルタイマーで制御してやればよい。電気接点が外から操作できない構造のカメラの場合は、シャッター用の電池の代りにインターバルタイマーで制御された電源を使えばよい。(著者はこの方法を使用している)

ところで機種によっては シャッターが B (バルブ) のときだけ機械式になるものがある。通常の B 撮影 (例えば星野写真撮影など) のときには、電子式シャッターでは どんどん電気を消費してしまい、ついには電池が切れてシャッターが閉じてしまうことになる。これを改善するために上記の機構になっているのだが、本目的に使用する場合には大変都合が悪い。

機械式シャッターのカメラの場合は モータードライブに電気接点があり、しかも B が使えるものがよい。

機械式シャッターで シャッターボタン以外では動作しないカメラの場合は、シャッターボタンを押してくれる電気仕掛の装置を作らねばならない。

この構造は?

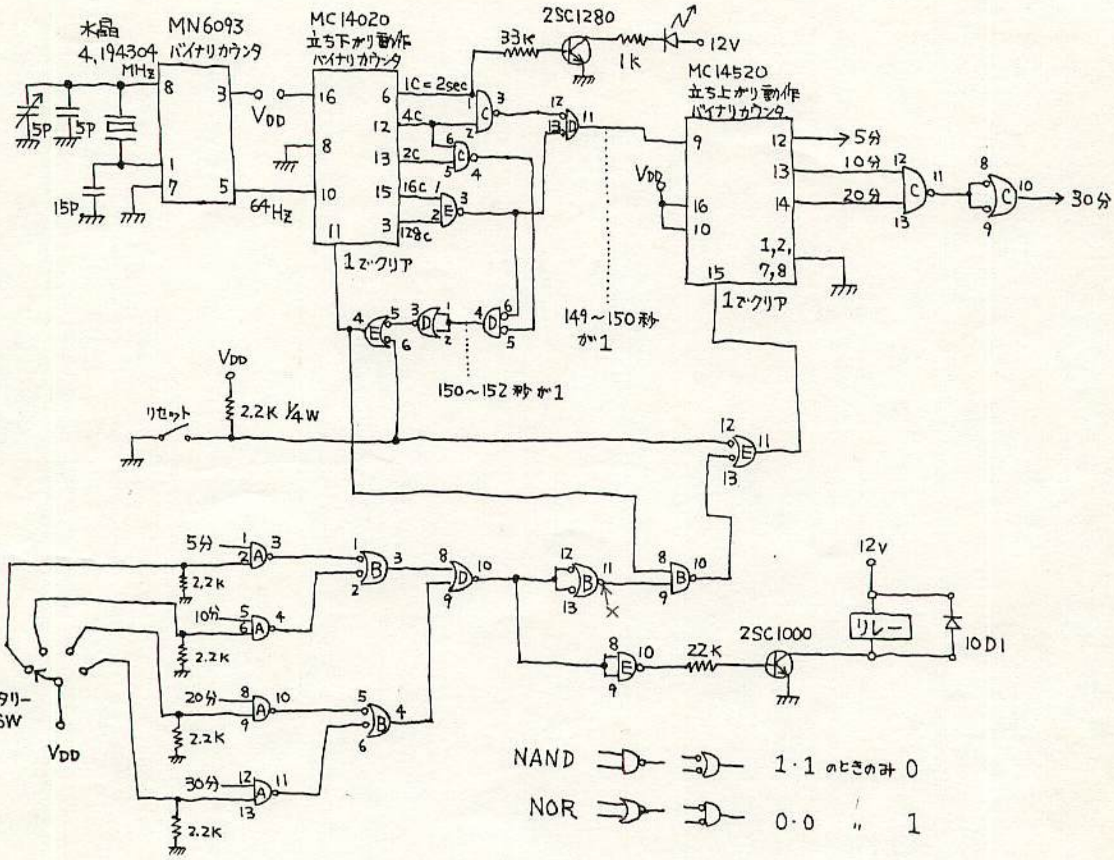
参考文献　ディジタル回路設計スタディ，CQ出版社

費用　15000円程度

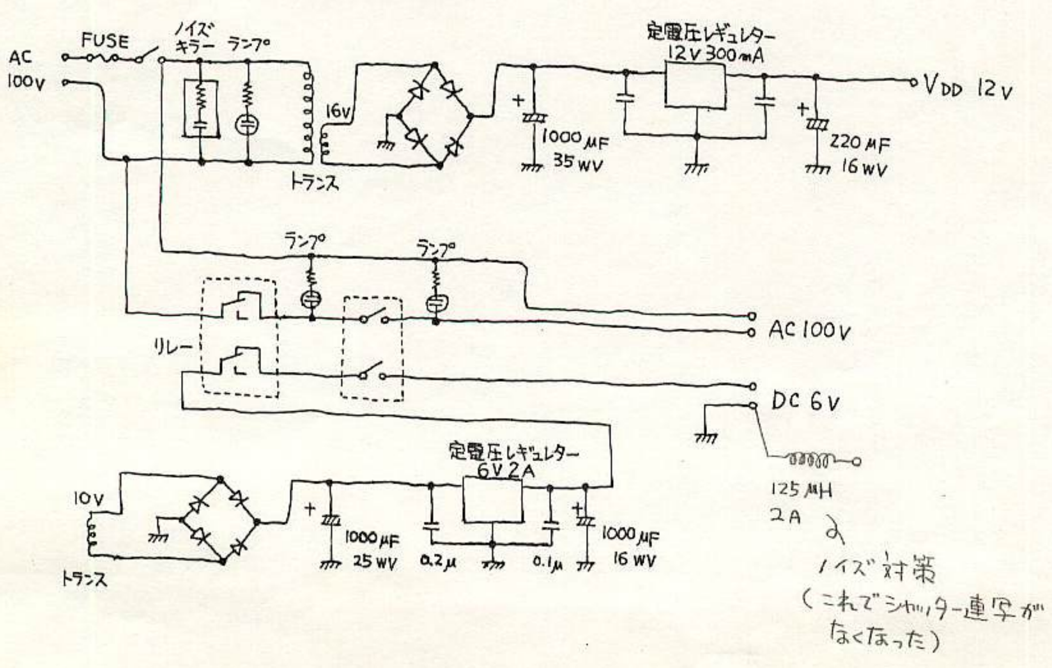
スイッチが ON になったとき シャッターが連続して 2～3回 連写してしまうが、対策は無いものか。

インターバル タイマー 全回路

タイマー部回路



電源部回路



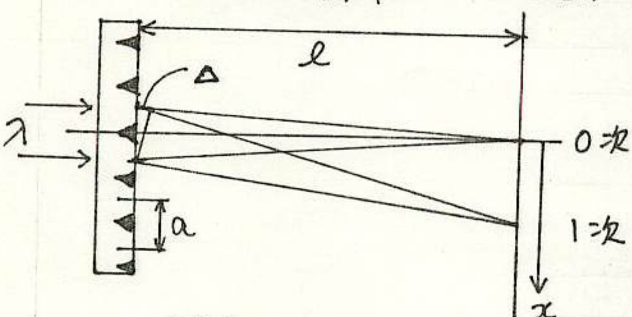
ホログラフィック・グレーティング*1 ＜原理・作り方＞

1. はじめに

流星のスペクトル写真をとるには グレーティングかプリズムが必要ですが，市販品はいまだ高価です。そこで、市販と比べれば効率の点で不利ですが，大学程の設備のある所では 自由な仕様のものが手軽に作れる ホログラフィック・グレーティングに目をつけ，流星用に実際に作ってみました。

2. ホログラフィック・グレーティング

市販のグレーティングは 平面ガラス板にダイアモンド・カッターで平行縞を 1mm当り 100〜3000本も切ったものから作ったレプリカですが，作るのが大変で非常に高価なものです。
しかし 原理は簡単です（図1） 10×10 cmで3000本/mmのものは2〜3週間かかる。

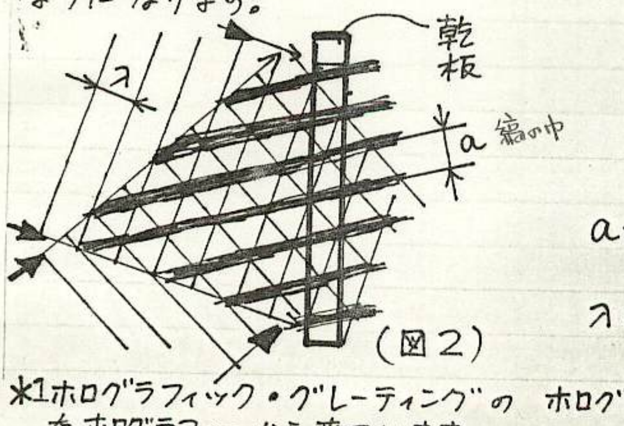


$$\frac{\Delta}{a} = \frac{x}{\ell} \quad \text{—①}$$

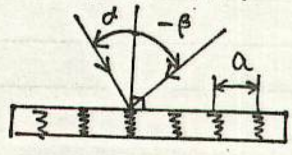
$$\Delta = n\lambda$$

図1

ところで ホログラフィック・グレーティングというのは，この平行縞を切るかわりに，レーザー光という干渉性の良い光で干渉縞を作り，それを高分解能の乾板（3000本/mm）に記録したものです。 作り方は非常に簡単で図2のようになります。



（図2）

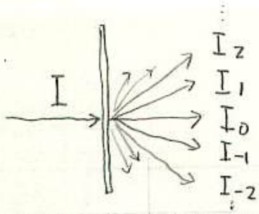


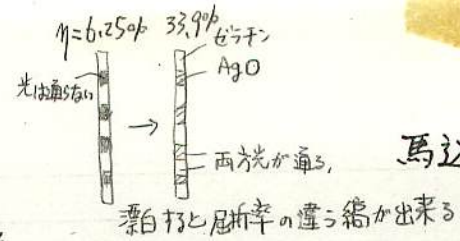
（図3）

$$a = \frac{\lambda}{\sin\alpha - \sin\beta}$$

λはレーザーの波長.

*1 ホログラフィック・グレーティングの ホログラフィックは 立体写真で有名なホログラフィーから来ています。





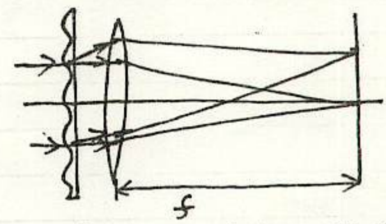
馬込 伸貴　7-13-80

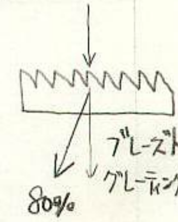
3、回折効率

グレーティングの良さを評価する値として入射光強度に対する1次回折光強度の比をとります。ホログラフィックですと格子の形がsinになるため、理論最大値があり、振幅型で6.25%、位相型で33.9%です。一方、機械切りではカッターしだいで80%も可能です。*2

$\eta = \frac{I_1}{I} \times 100\%$

ただ縞を入れただけ

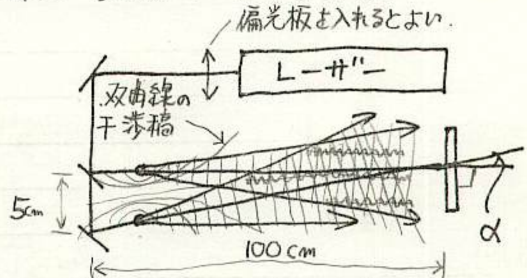




4. グレーティングの設計

35mmカメラに50mmのレンズを付け、流星が中心に飛んだ時±1次が全部撮影できることを考えます。フィルムの短い方が24mmですので①式から $l=f$ として、$f \times \frac{\lambda}{a} < x = 12$ mm, $\lambda_{max} = 800$ nm より、格子巾 $a = 3.33\mu$, 300本/mm となります。余裕をとり $a = 4\mu$, 250本/mm にしました。これより、400nm〜800nm がフィルム上5mmにうつります。

5. グレーティングの製作



レーザーはHe-Neで
$\lambda = 632.8$ nm
乾板はアグファ 10E75
光学系のセッティングは
$\alpha = 9.1°$, $\beta = 0°$ にとります。(これが $a = 4\mu$ の条件)
現像はD-19, 20°C, 5分, あとは普通と同じで, 水洗後, フェリシアン化カリウム(25g/l)で漂白。(現像で回折効率も変る。)
注意としては、光路長, 偏光, 振動, 乾板のうらおもて など。
分けた2光線から乾板までの距離を同じにする。

6. おわりに

ホログラフィック・グレーティングは設計に近い252本/mmで、25%の回折効率のものが作れました。これは大学の設備があれば作ることができますので、在学中の人はぜひ研究の対象として良いものをつくり、多くのスペクトル・カメラを動かしてほしいものです。

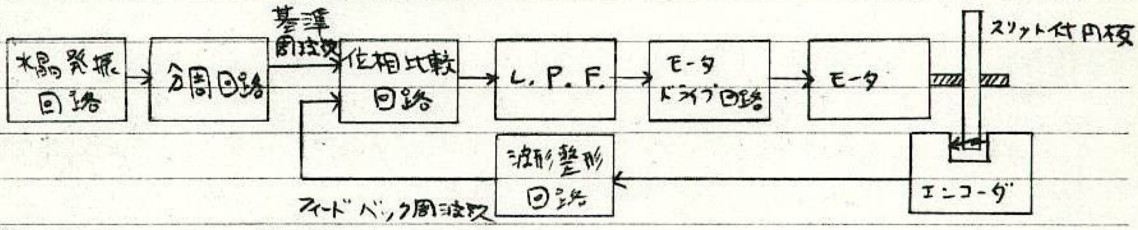
*2. ホログラフィックでもブレーズド・グレーティングは可能ですが大変むずかしいものです。

No.

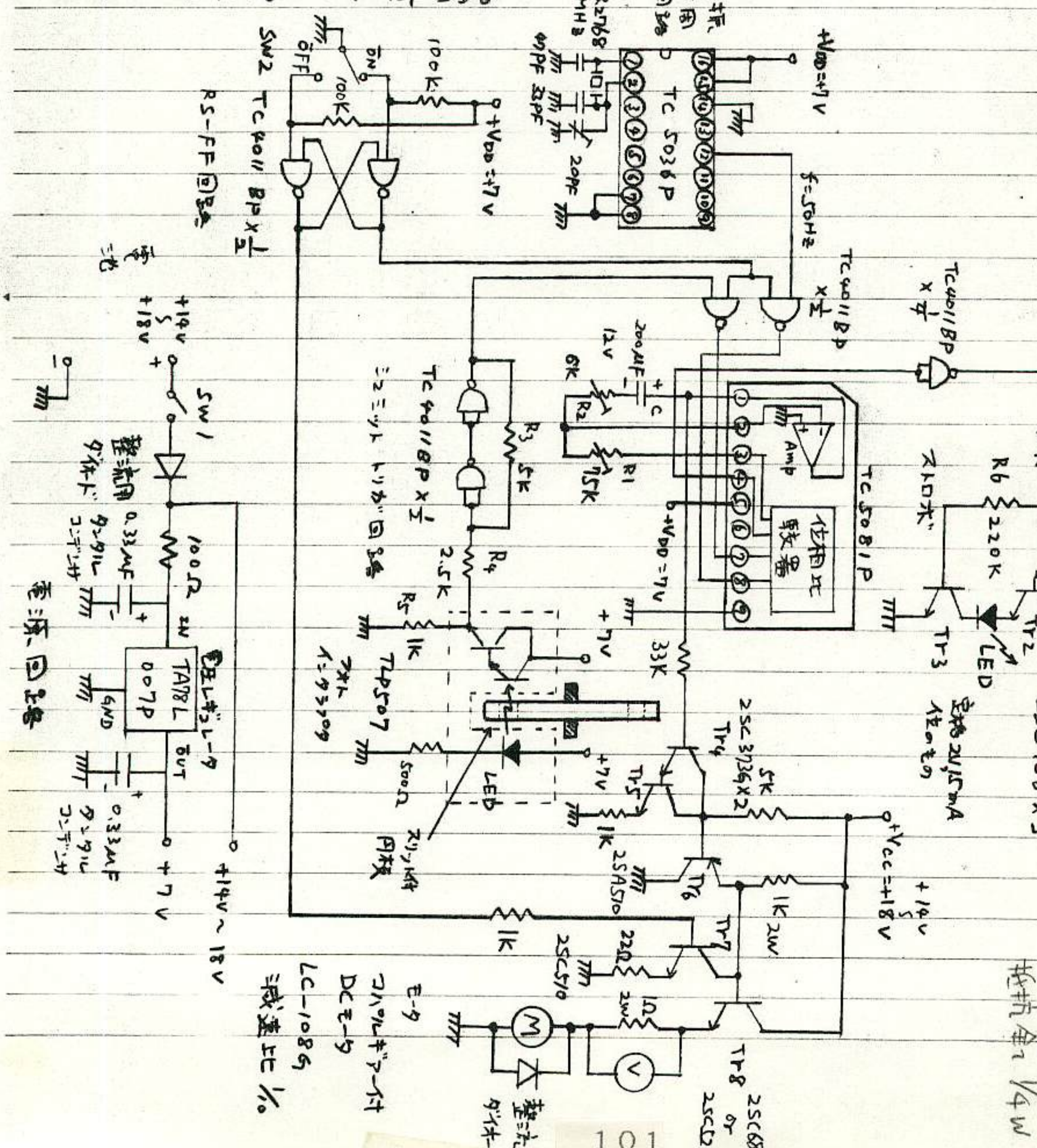
PLL方式によるモータ制御回路の回転シャッターへの利用

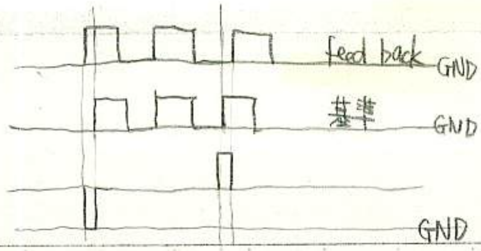
加藤 隆之

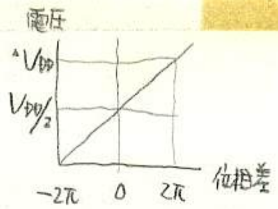
1. PLL方式によるモータ制御回路のブロック図



2. PLL方式によるモータ制御回路

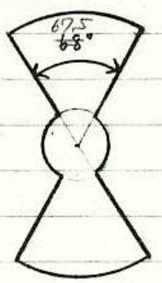




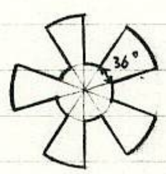


Remark
① L.P.F. の R1, R2, C はモータによって調整が必要
② 発振回路はトリマコンデンサを調整して目的の基準周波数が得られるようにする
③ フォトインタラプタのフォトトランジスタの部分の負荷抵抗R5の値は、基準周波数が50Hzの時のもので、基準周波数によって調整が必要(周波数が高くなる程、抵抗値は小さくする必要がある)
④ ストロボの回路の抵抗R6は、LEDに流れる電流を制限するもので、LEDの定格によって調整が必要
⑤ Tr8は、モータをドライブするPower Tr.で、モータの直流抵抗によって、変える必要がある。

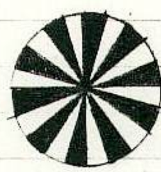
3、シャッタ板、スリット付円板、ストロボスコープ



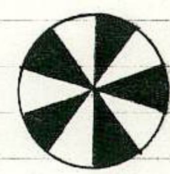
シャッタ板



スリット付円板



(i) 蛍光灯と兼用



(ii) ストロボ専用

ストロボスコープ

シャッタ板、スリット付円板、ストロボスコープは上図に示すとおりである。このスリットを用いるとモータの回転数は10r.p.s.となるので上図のシャッタ板と組み合わせると、開閉比 =
5:3 ~~3:5~~, 切断数/sec. = 20となる。 切断数/sec.を変える方法としては、(i) シャッタ板の羽根の枚数を変える、(ii) スリットの数を変える (iii) 基準周波数を変える 等が考えられるが、(ii), (iii) の場合は、回路に於て調整を要する場合がある。System全体の調整が十分に行なわれていれば回転シャッタの回転ムラは、1回転に付き数百分の1回転程度となると思われ、回転シャッタとしては十分な精度を持っているといえる。回転シャッタの精度を上げる方法として、(i) スリット付円板の精度を上げる、(ii) スリット数を増加させる 等が考えられるが (i) は特に重要である。 ストロボスコープとしては上図に示すような2種類のものを考えることができる。いずれもストロボ光のみ使用する場合は基準周波数を変えても使用できるが、その場合、(i) のストロボスコープは蛍光灯と兼用ではなくなる。上図よりわかるようにストロボスコープの黒の部分とスリットの部分のパターンは、(ii) の場合は、一致し (i) の場合は、スリット数の2倍となっている。スリット数を変えた場合は、ストロボスコープのパターンも変える必要があり、この場合も、上図のように (ii) のタイプのストロボスコープでは、スリットと一致させ (i) のタイプでは、スリットの2倍の細かさになるようにすればよい。

トランジスタ回路 CQ出版 1976年

48MSS

「四連カメラ」パンフレット

流星の写真観測には回転シャッターが不可欠です。しかしその製作には手間がかかるために、あまり普及していません。

そこでまとめて製作し、販売することにしました。そのため四連カメラの加工を引き受けてくれる板金屋さんを捜していましたが、ようやく業者を見つけることができました。

夏のＰｅｒに間合うように四連カメラを受注生産したいと思います。仕様及び注文方法は以下の通りです。

［仕様］

適用 ｶﾒﾗ、ﾚﾝｽﾞ：３５m/mフィルムカメラ、５０m/m標準レンズ

プリズム使用：高橋プリズム（厚さ４ｃｍ）を付けた状態で取り付けられる様に、φ６．５の穴が５つ開けてあります。（回転シャッターの軸受部分をはずし、羽根を裏返しにして軸受を取り付ければ、さらに2cm浮かすことができます）

取り付け架台：高橋システム架台、五藤マークＸ（詳しくは設計図参照）

チョッパー：２枚羽根、５０，６０切断／秒(50,60Hzに同期)

モーター：ﾋｽﾃﾘｼｽ・ｼﾝｸﾛﾅｽ・ﾓｰﾀｰ(商用電源ＡＣ１００ｖ(50,60Hz)を使用)
出力３ｗ、電流０．２Ａ、トルク２００gcm、ギヤー無し(ﾀﾞｲﾚｸﾄ・ﾄﾞﾗｲﾌﾞ)
オリエンタルモーター社製、型番２ＨＫ３Ａ－Ａ、価格 6,700円
ﾘｱｸｼｮﾝ・ｼﾝｸﾛﾅｽ・ﾓｰﾀｰ(型番 2SK4GN-A(4w)) に ｷﾞｬｰﾍｯﾄﾞ を付ければ、低速化できます。(ねじ穴の位置は、2HK3A-Aと変わりません)

板金加工：長瀬工業株式会社（横浜市港北区）

その他：カメラ取り付け用１／４インチねじが付属として付いています。
完成品ですので、購入してすぐ使用できます。

お届け日：１９８８年8月8日（ただし７月末までに注文の方）。売れ残った場合には、在庫販売をします。

注意：回転シャッターが高速で回ります。十分注意して取り扱って下さい。

備考：注文が少ないときには、板金加工にイニシャルコストがかかるため、製造中止もしくは値上げする場合があります。

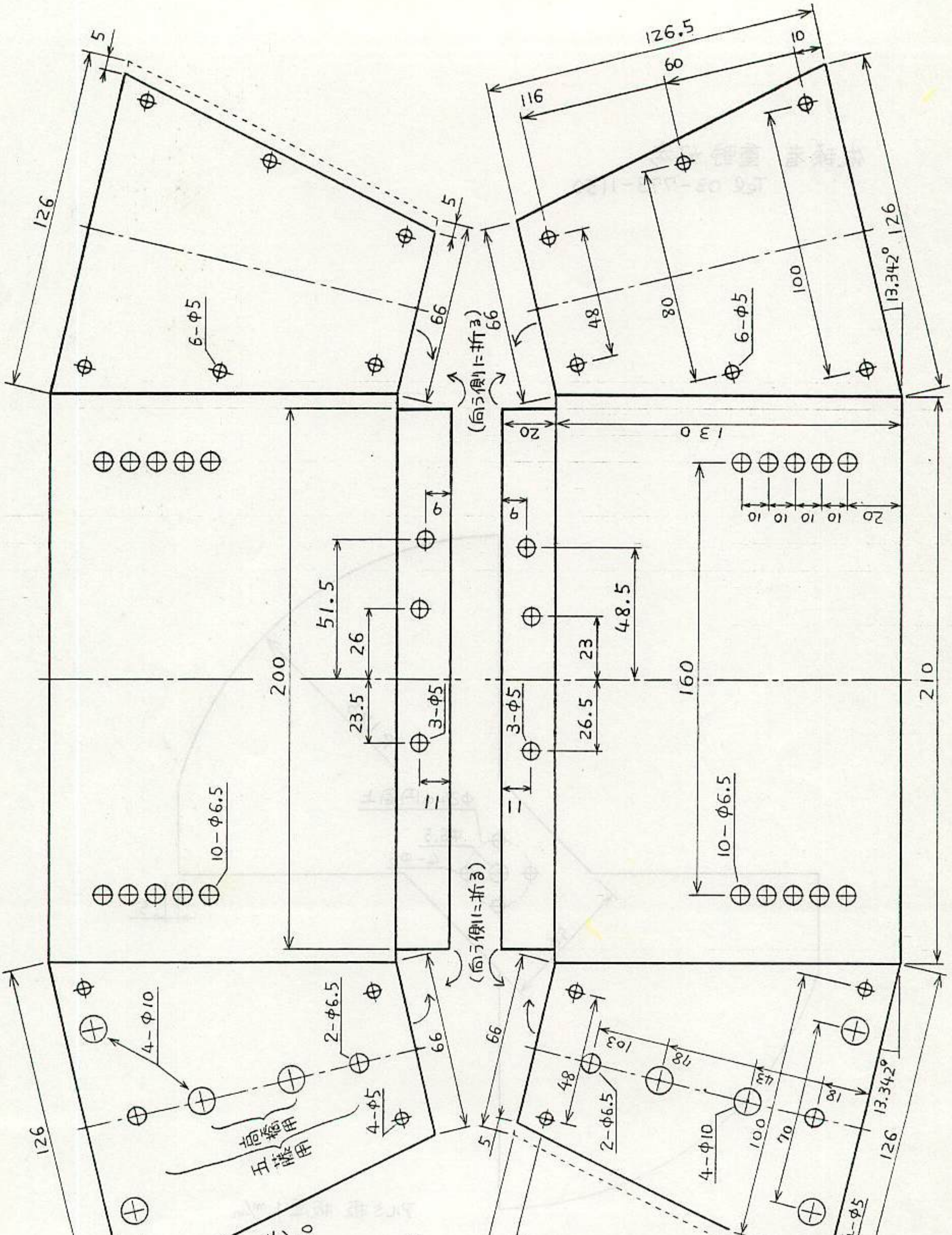
［注文方法］

下記の住所まで直接送金して下さるか、または銀行に振り込んで下さい。銀行振込の場合は、別途ハガキ等で注文の旨をご連絡下さい。入金をもって注文とします。

価格　２０，０００円　＋　送料　１，０００円

銀行口座：三菱銀行元住吉支店　普通預金 254-4255816

〒211 川崎市中原区木月住吉町 2024　Tel 044-411-2291　　重野好彦　　1988.07.03



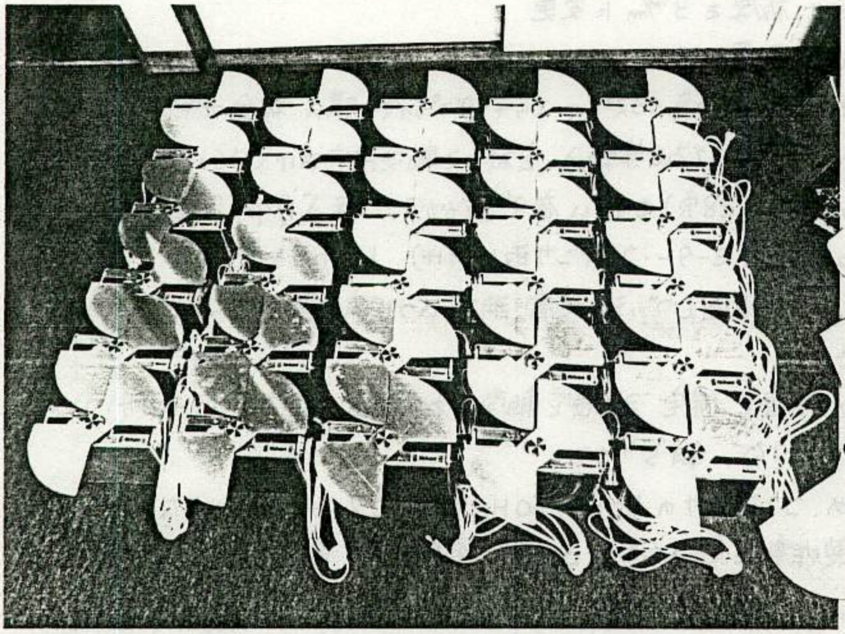
依頼者 重野好志
Tel 03-773-1150

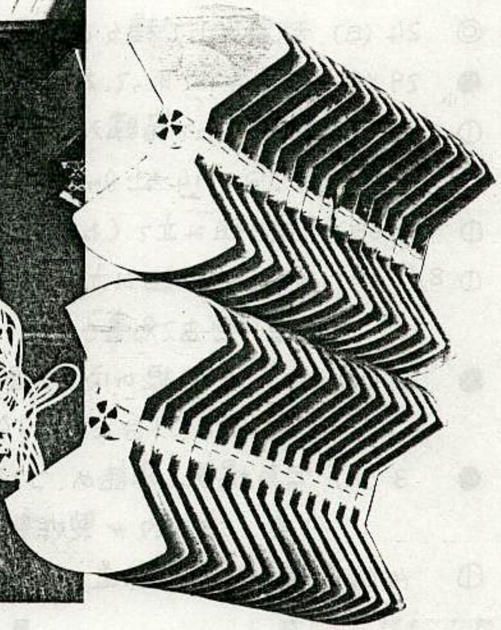
アルミ板 板厚 2 m/m
図面スケール 1/2

――四連カメラ製作記――

重野好彦

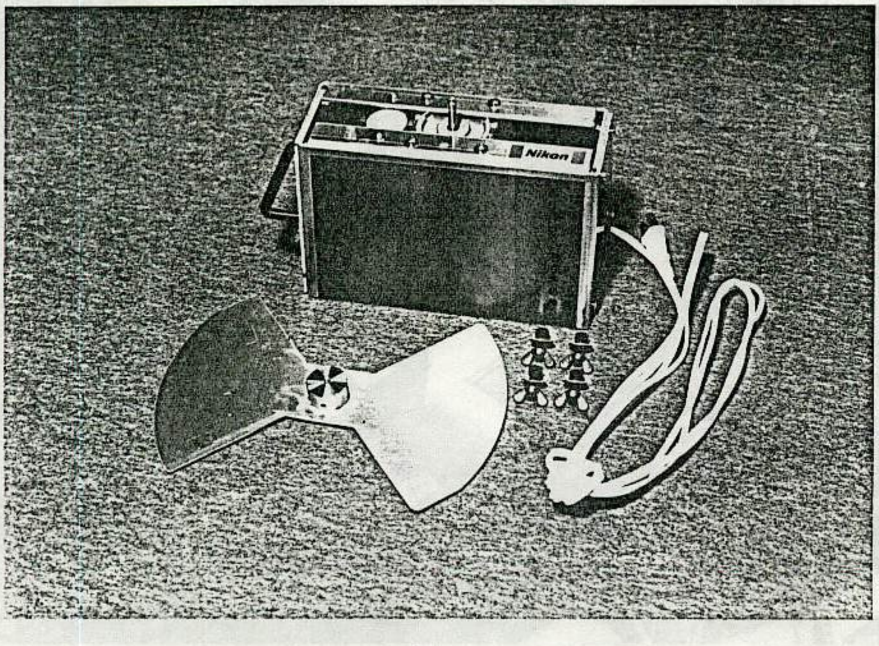
昨年の「DC-ACインバータ」に引き続き、夏休み工作シリーズの第2段として今年は、「四連カメラ」の製作を行いました。以下は四連カメラ製作の記録です。





「購入全部品」

M3ボルト10㎜100ヶ、ナット100ヶ、平座金200ヶ、バネ座金100ヶ、M4ボルト8㎜150ヶ、15㎜420ヶ、20㎜120ヶ、ナット420ヶ、平座金1240ヶ、バネ座金360ヶ、六角穴付き止ねじ8㎜30ヶ、六角棒スパナ(ヘックスキー)30本、M5平座金120ヶ、1/4インチ六角穴付きボルト20㎜200ヶ、蝶ナット200ヶ、平座金400ヶ、M8蝶ナット60ヶ、平座金60ヶ、100vプラグ付きコード白3m30本、φ10コード通しブッシュ30ヶ、軸受用アルミつまみφ29穴径φ6 30ヶ、取っ手アルミ黒 幅80㎜ M4ねじ付き30本、



オリエンタル・ヒステリシス・シンクロナス・モーター・2HK3A-A 30台

アルミ板ボディー3㎜厚2ピース30台、回転シャッター アルミ1㎜厚2枚羽根30枚

その他、φ3.2ドリル、φ6.0ドリル、M4タップセット、つや消し黒スプレー2本、エッチングプライマー2本、+ドライバー ……

『製作日記』

① 6/15（水）板金加工を長瀬工業に決定

26（日）「四連カメラ」パンフレット作成

7/2（土）有限要素法による構造解析を行い、板厚2mmではたわみが大きいことがわかる

◎ 5（火）スカイウォッチャー誌に広告掲載

6（水）マークⅡ用に取り付け部分改良

14（木）長瀬工業にて打合せ、板厚を3mmに変更

◎ 24（日）秋葉原にて種々の部品買い出し

29（金）秋葉原にて取っ手、ねじ、渋谷 東急ハンズにてエッチングプライマー購入、板金ボディー入手

① 30（土）郵便局にて箱購入、秋葉原にてねじ等購入、会社にて軸受用穴あけ（φ6×32穴、φ3.2×128穴、M4ねじタップ立て×128穴）を行い夜9ʰまでかかる、夜δAqr写真観測

① 31（日）四連組み立て（ねじ止め、モーター・コンデンサ取り付け）1台につき15分

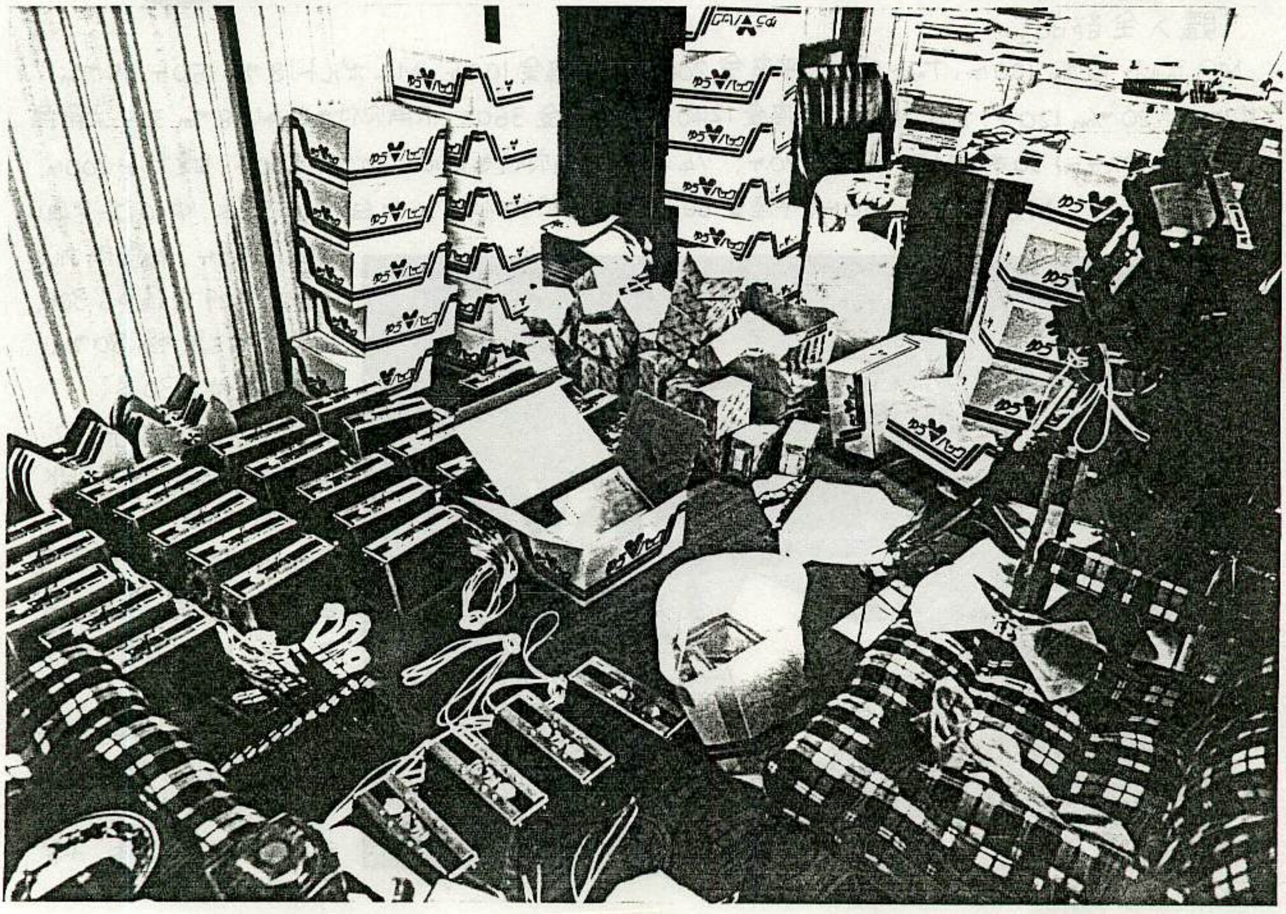
① 8/1（月）残り10台組み立て、コード通しブッシュ接着、羽根のつや消し黒スプレー（エッチング後）、郵便小包あて名書き

2（火）会社で羽根の穴あけ直し、帰宅 羽根と軸受のねじ止め、モーター・コンデンサ・コードのハンダ付け、1台につき7分、朝5ʰまで

3（水）写真撮影、箱詰め、コンデンサの50Hz/60Hz切換えスイッチがじゃまなので、取り除き作業、注文数が製作数を越えたため、送り先の変更作業、朝4ʰまで

① 4（木）箱の封印、郵送 ……… 9～10月に増産決定!!

1988.9.2. 金好



50MSS用

流星の出現時刻の撮影

関戸信雄、渡辺朝雄

１・はじめに

流星の写真観測において最も大きな問題点は、流星の出現時刻の観測だけは眼視等に頼らざるを得ず、観測精度に限界が有るばかりでなく、観測者の疲労も大変大きいと言うことです。この問題を解決するため、特殊な符号に従って開閉する電子シャッターを用いて流星の写真を撮影することにより、流星の軌跡に直接、時刻を示す符号を写し込む方式を開発しました。これにより、流星の発光点や、消滅点の時刻を０・１秒以下の確度で求めることも可能です。

２・出現時刻測定の重要性

流星の写真を撮影することにより、その流星の見かけの出現位置が正確に判ります。また、流星の見かけの明るさ（等級）も判ります。互いに離れた２か所以上の地点で同じ流星を撮影すれば、その流星の真の出現位置が判ります。また、写真撮影に際し、回転シャッターをカメラレンズの前で回転させながら撮影すれば、フィルム上の流星の軌跡は等速で切断され、これにより流星の見かけの落下速度が判ります。実際に回転シャッターを用いて流星の写真を撮影した例を写真１に示します。２カ所以上の地点で同時に同じ流星を撮影する場合、いずれか１カ所以上の地点で回転シャッターを用いることにより、その流星の真の出現位置と共に真の落下速度を求めることが出来ます。

もし、その流星の出現時刻が判ったとすると、その流星の日心軌道が判り、その流星の基になった粒子が太陽系内をどのような軌道を描いて旅してきたかが判り、流星の研究に大変役に立つ情報を提供してくれます。我々の地球は毎秒約３０Ｋｍの高速で太陽の回りを公転しています。一方の流星物質は地球とは別の軌道を描いて太陽の回りを巡っていますので、出現時刻の測定が１秒違うと軌道の計算誤差は何十Ｋｍにもなってしまいます。この為、流星の観測において、流星の出現時刻の観測がきわめて重要であるにもかかわらず、よい観測法がなく、出現時刻の観測だけは眼視に頼ってきたのが現状です（タイムマークを入れる方法も結局は眼視によって行っていることになります。）。

３・出現時刻の撮影

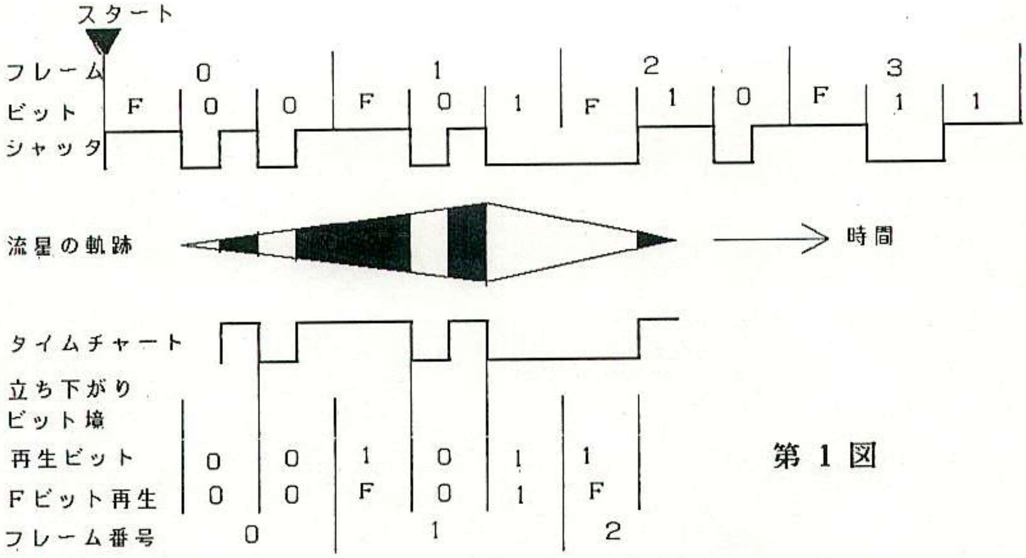
回転シャッターを用いて流星を撮影するとフィルム上の流星の軌跡に流星の見かけの落下速度が写し込まれることはすでに述べた通りです。この場合は、流星の軌跡が時間的に等間隔に切断されています。

回転シャッター方式に代わり、時刻に関係した何等かの符号を流星の軌跡に書き込めば、流星の出現時刻を知ることが出来るはずです。これを実現したものを写真２に示します。これは、流星の代わりに遠方にある光点を赤道儀を高速で回転しながら、カメラレンズの前においた液晶からなる電子シャッターを特殊な符号に従って開閉しながら撮影したものです。詳しい測定原理については後ほど説明しますが、この写真から光点が矢印で示した点を２５ｈ４０ｍ１９．１ｓに通過したことが正確に判ります。また、回転シャッターを用いた場合と同様に光点の移動速度（流星の落下速度）も判ります。この場合、赤道儀を手で回したため大きな回転むらを生じているのが明確に判ります。

４・測定原理

まず、符号の作り方を説明します。第１図を見てください。電子シャッターを図のシャッタと書かれた符号に従って開閉します。図の上の部分がシャッターが開いている時を、また下の部分がシャッターが閉じている時を示します。これはデジタル伝送で用いられるＣＭＩ符号と言うものを応用したものです。

CMIコード



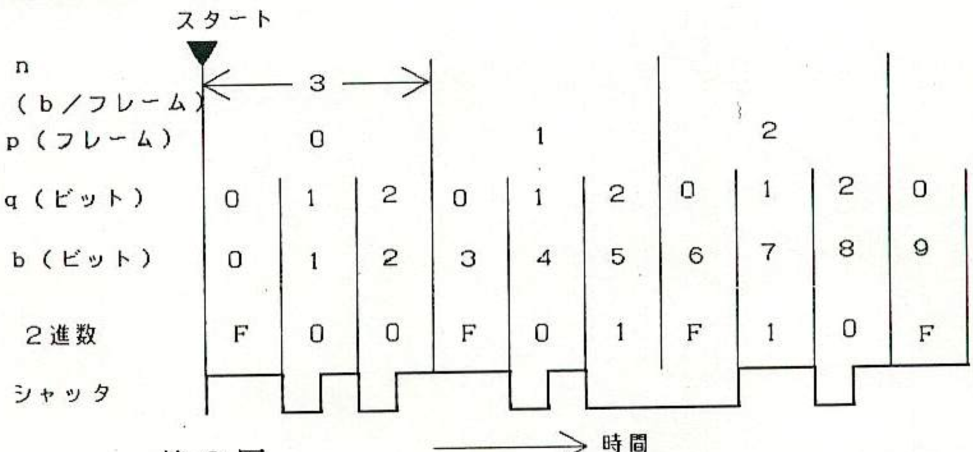
第１図

この符号列は、図のビットと書かれた、時間的に等間隔に区切られた部分の組合せから出来ています。これらの各ビットは後ほど説明するように、０、１又はフレーム（F）の３種類の内の１つに該当します。これらのビットがある数だけまとまってフレームを構成します。図の場合、説明を判り易くするため、１フレームが３ビットからなる場合を示します。
フレームビットにより各フレームの境界が示されます。各フレーム中のフレームビットを除く残りのビット（この場合は２ビット）により２進数でそのフレームの番号、即ちフレーム番号を示します。フレーム番号は最初（装置のスタートボタンを押したとき）が０で、以後１つづつ増加します。フレーム番号は、０は００、１は０１、２は１０そして３は１１のように示されます。この結果、フレーム番号はスタートからの経過時間に比例することが判ります。また、フレーム内の各ビットの区切りは更に細かい時刻の区切りを示します。
さて、これら０、１及びフレームの３種のビットは次のようにして区別されます。
ビット０は、ビットの中間点で立ち上がります（シャッターが開く）。
ビット１は、自分より１つ前のビット１に対し極性を反転します。即ち、１つ前のビット１がシャッター開なら自分は閉、１つ前がシャッター閉なら開の様になります。この場合、１つ前のビット１と自分との間に介在するビット０には関係しません。
フレームビットFは、それ自身ビット１ですが、通常のビット１と異なり、自分より１つ前のビット１と同極性です。これによって、ビット１とフレームビットとが区別されます。

さて、この様な符号にしたがって開閉する電子シャッターを用いて流星を撮影中に、たまたま図示の時刻に流星が出現したとします。すると、シャッターが開いている間だけ、つまり図の塗りつぶされた部分のみ、流星の軌跡がフィルムに写ります（流星の軌跡）。

この様にして撮影された流星の軌跡は、軌跡が１フレーム以上写っていれば、次のようにして解析することが出来ます。
図のタイムチャートは流星の軌跡に対応して作られたもので、その流星を撮影したときのシャッターの動きを表しています。
タイムチャートの立ち下がり、即ちシャッターが閉じる瞬間にマークをいれます。これは、前記のビットとビットの境目を示します。なぜならば、ビットの中間での変化はビット０の時生ずる立ち上がりのみだからです（立ち下がり）。

立ち下がりのマークから内挿及び外挿によって残りのビットとビットの境界をマークします。
後は、各ビットを解析し、０か１か又はフレームビットＦかを決定します。
ビットの中央で立ち上がっているものはビット０です。残りは一応ビット１とします。
ビット１の内、自分と１つ前のビット１と同極性のものをフレームビットＦとします。また、自分より１つ前のビット１は撮影されていないが、１フレームのビット数（この場合は３ビット）から言ってフレームの先頭にあるものもフレームビットとします。
最後に、各フレームの先頭にあるフレームビットに続く残りのビット列（この場合は２ビット）からそのフレームのフレーム番号を読み取ります。ただし、フレームビットに続く１フレームが一部しか撮影されていない場合は、代わりに前のフレームの終わりの部分のビット列を使います。ただし、前のフレームのフレーム番号は自分のフレーム番号より１つ小さいことに注意する必要があります。
これで、流星の軌跡の各部が、シャッターをスタートさせてから何秒経過してから撮影されたものであるかが判ります。

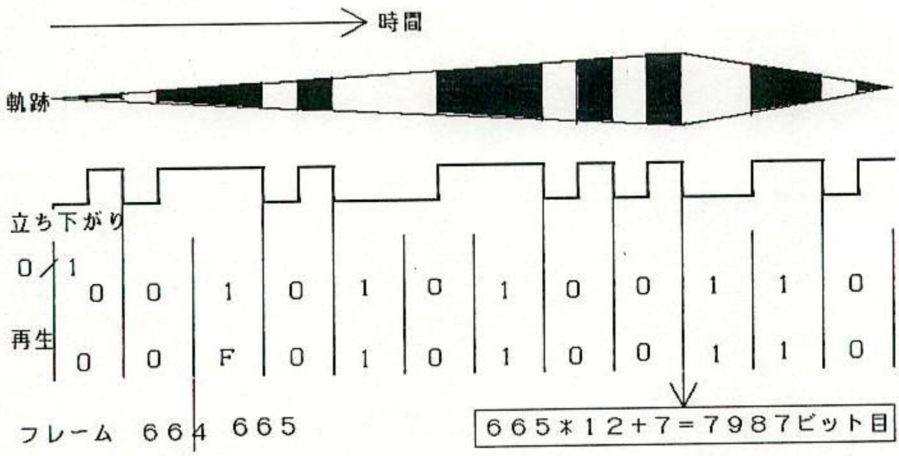


第２図

次に、フレーム番号とフレーム内の各ビットの位置から、シャッターをスタートさせてからの経過時間を求める方法を説明します。第２図を見てください。図はこれまでの説明と同様に１フレームが３ビットからなる場合につき、各部の経過時間を求めるための説明図です。
ｎは１フレーム当りのビット数（ｎビット／フレーム）、ｐはフレーム番号、ｑは各フレーム内での各ビットのビット番号、ｂは各ビットがスタートから数えて何ビット目にあるかを示す数字です。ビットは０から順に１、２、・・と数えます。
すると、スタートから第ｐフレームの第ｑビット目の始まりはスタートから
　ｂ＝ｐ＊ｎ＋ｑ　ビット目にあります。
各ビットの繰り返し速度をｆ（ビット／秒）とすると、ｂビット目の始まりは、シャッターのスタートから　ｂ／ｆ　秒経過しています。
フィルム上の軌跡が解析できるためには流星の軌跡が１フレーム以上撮影される必要がありますが、言い替えると、１フレームの継続時間が流星の発光時間より短いことを要します。即ち、流星の発光時間をｔ（秒）とすると
　ｔ＝＞ｎ／ｆ　でなければなりません。
また、カメラのシャッターを開けている間（露出時間内）に同じフレーム番号が２度以上現れると解析を行う上で混乱を生じますので、露出時間をＴ（秒）として

$T \leqq n / f * 2^{n-1}$

を満足するようにしなければなりません。
以上のようにｔ及びＴの式を満足させる様にｆ及びｎを定めることにより実際の流星の観測を行うことが出来ます。



第３図　　　　　ｎ＝１２の例

第３図はｎ＝１２ビットの場合を示します。前に説明した方法により解析を行い０、１及びＦを再生させます。この場合自分より１つ前のビット１と同極性のビット１は写っていませんが、全部で１２ビット写っている内の最も前にあるビット１をフレームビットとします。ここでは１フレームの最後の２ビットが写っていないので前のフレームの最後の２ビットを代わりに用います。この場合前のフレームのビットは００なので、これに１を加え０１として自分のフレームの最後に付け加えます。この結果、図の矢印の位置がスタートから７９８７ビット目の始まりであることが判ります。

詳しい説明は省略しますが、軌跡が１フレームと１ビット以上写っていれば、軌跡を逆向きにたどると矛盾を生じ間違いであることが判ります。

表1　ｆ及びｎの決定と観測対象

No	ビットレート f (b/s)	ビット数 n (b/fr)	フレーム t (s/fr)	露出可時間 T	移動天体の種類と速度	f=50㎜でのフィルム上の寸法 mm/halh bit	mm/frame
0	・5	１２	２４	13h39m	見掛.25d/s の衛星	.22	5.26
1	１０	１０	１	8h32s	見掛　5d/s の流星	.22	4.37
2	２０	１１	・５５	9m23s	見掛 20d/s の流星	.44	9.72
3	２５	１２	.４８	16m23s	見掛 20d/s の流星	.35	8.46
4	２５	１７	.６８	12h22m	見掛 20d/s の火球	.35	12.10

↑
切断数/sec
に相当

（温度を25°Cに保っている）

表１にｆとｎの種種の組合せにより色々な観測対称の撮影に適することが示されています。流星の観測ばかりでなく人工天体の撮影等も行えます。

５・装置の構成

ワンチップ・マイクロコンピュータを用い、内蔵のタイマーによる割り込み処理によって符号を発生させ、液晶からなる電子シャッターを駆動させました。写真３に電子シャッターを取り付けたカメラを、また、写真４に駆動装置を示します。シャッターの透過率は約４０パーセントですので高感度フィルムを用いれば流星の撮影を行うことが可能です。
ディップスイッチによってｆ及びｎを変えられる様にし、別に設けたスタートボタンを押してスタート時刻を標準時に同期させます。
また、液晶の動作を正常に保つためと結露の防止を兼ねて、液晶の温度を適温に保つ様、抵抗器とサーミスタを用いマイクロコンピュータにより温度制御を行いました。

６・観測

装置が完成してからまだ日が浅く、まだ本格的な観測のチャンスに恵まれていません。そこで遠方の光点を疑似流星として、赤道儀を高速で回転させながら撮影したものが前に説明した写真２に示すものです。これによって、この方式が流星の出現時刻の撮影に極めて有効であることが示されたと思います。

７・今後の課題

実際の流星の撮影を行い流星の日心軌道の計算を行うことは言うまでも有りません。
多数の液晶を並列に接続して用いることは容易なので、４連カメラ等を構成することが可能です。本装置を多数の観測地に設置して観測を行えば、流星の軌道計算の確度を大幅に向上させることが出来ます。特に、希にしか出現しない火球の自動パトロールを行うには強力な武器となるでしょう。
ハードウエア的には、液晶の透過率を向上させることが望ましく、これには偏光板を用いないタイプの液晶を用いるのが良いでしょう。

写真３

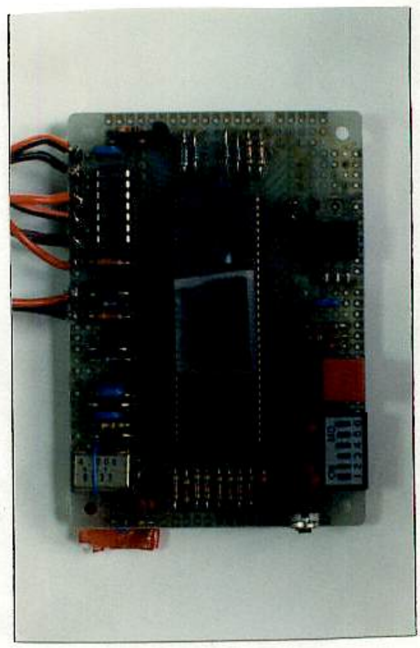


写真４

隕石落下シミュレーション

大気圏に突入した流星物質は、大気の抵抗と地球の引力をうけて落下し、摩擦によって暖められ、蒸発してゆきます。　この過程を計算機で再現しようという試みを隕石落下シミュレーションとよびます。　はじめは、観測にかかった大火球の経路を延長して隕石の落下地点を推定し隕石を回収することをめざしていましたが、最近ではどのような条件をみたした火球なら隕石として地表まで到達できるのかを判定できるまでに進歩しました。　ついには、この手法を応用して火星での流星現象を考える人もでるしまつです。

8th MSS

長沢 工

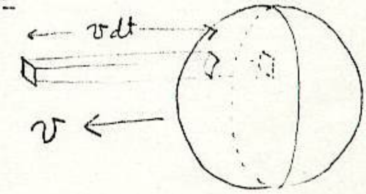
流星の光度変化

わかりやすいように、ここでは、流星体は、平均密度ρ_mの、コンパクトな球として考え、一定の速度vで直線で進行するものとしておく。(球でない、一般の形に対しては、係数がやや複雑になるが、同様の結果がみちびかれる)

流星体は、はじめの半径がr_0で、天頂角Zで大気に突入、時刻t_eに高さh_eの点で消滅したものとする。

(1). 摩耗の深さは、衝突大気の、相対運動エネルギーに比例する

流星体の単位断面積に対して、時間dtのあいだに衝突する大気は、その点の大気密度をρとして、



体積: $v\,dt$,　質量: $\rho v\,dt$

運動エネルギー: $\frac{1}{2}\rho v^3 dt$

その間にdfの深さだけ摩耗したとすると

$$\varsigma \rho_m df = \frac{1}{2}\Lambda \rho v^3 dt$$

$$df = \frac{\Lambda}{2\varsigma\rho_m}\rho v^3 dt = \sigma \rho v^3 dt \quad \cdots\cdots (1)$$

ς: 気化熱(1gの流星体を気化する熱エネルギー) $\sim 10^8 \sim 10^{10}$ ergs/g

Λ: 熱輸達係数 ~ 0.02

$\sigma = \frac{\Lambda}{2\varsigma\rho_m}$

ここでdfの摩耗が流星体の半径をdsだけ減らしたとする。この時点の球の半径をrとすると、摩耗量を等しいとおいて

$$\pi r^2 df = 4\pi r^2 ds \longrightarrow df = 4ds \quad \cdots\ (2)$$

よって $f = 4s \quad \cdots\ (3)$

半径をsだけ減らすには、その4倍の摩耗の深さが必要。

(2) 発光のエネルギーは単位時間に摩耗する質量に比例する

dtの間に減少する質量$-dm$は、断面積$F \times df \times \rho_m$である。

ここでdfを書き直すために少し細工をする。(式(9)まで)

まず、大気は静力学的平衡を仮定することとし、高さhのところの密度ρは

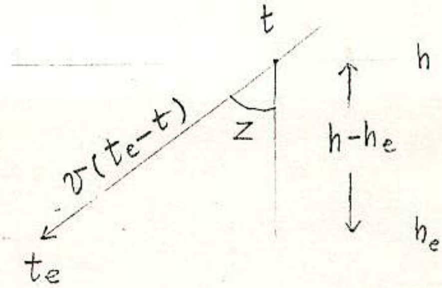
$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{a}} \quad \cdots\cdots\ (4)$$

ρ_0: 地表の大気密度

a: スケールハイト $\sim 6 \sim 8$ km

次にhとtの関係を求めて、dfを書き直してみる。

時刻 t_e に高さ h_e であるから 左の図から



$$v(t_e-t)\cos Z = h-h_e \quad \cdots\cdots (5)$$

よって

$$\left.\begin{aligned} -v\cos Z\,dt &= dh \\ v\,dt &= -\sec Z\cdot dh \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (6)$$

したがって (1) は

$$\begin{aligned} df &= \sigma v^3 \rho_0 e^{-\frac{h}{a}}\,dt \\ &= -\sigma v^2 \sec Z\,\rho_0 e^{-\frac{h}{a}}\,dh \quad \cdots\cdots (7) \end{aligned}$$

積分して、全部の摩耗の深さ f は

$$f = a\sigma v^2 \sec Z\,\rho_0 e^{-\frac{h}{a}} \quad \cdots\cdots (8)$$

(7), (8) および (6) から

$$df = -\frac{1}{a} f\,dh = \frac{1}{a} f v\cos Z\,dt \quad \cdots\cdots (9)$$

これで 質量減少 dm が書けて、$F \times df \times \rho_m$ は

$$-dm = \underbrace{\pi r^2}_{\text{断面積 } F}\ \underbrace{\rho_m}_{\text{密度}}\ \underbrace{\frac{1}{a} f v\cos Z\,dt}_{df} = \frac{\pi\rho_m v\cos Z}{a} r^2 f\,dt \quad \cdots\cdots (10)$$

いっぽう、はじめの半径が r_0 であるから

$$r = r_0 - s = r_0(1-x), \qquad x = \frac{s}{r_0} \quad \cdots\cdots (11)$$

また (3) により $f = 4s$ で (10)式は 次のようになる

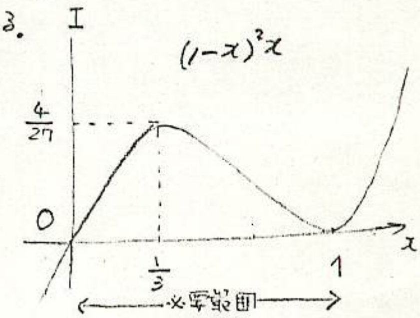
$$-dm = \underbrace{\frac{4\pi\rho_m v\cos Z}{a} r_0^3}_{\text{定数でQとおく}} (1-x)^2 x\,dt$$

$$\therefore\ -\frac{dm}{dt} = Q(1-x)^2 x \quad \cdots\cdots (12)$$

したがって 発光エネルギー I は $(1-x)^2 x$ に比例して変る。

$x = \frac{1}{3}$ で 極大 $(1-x)^2 x = \frac{4}{27}$

(半径が $\frac{2}{3}$ になったところでもっとも明るくなる)



$\boxed{\text{(1), (2)の仮定によって明るさの変化を書くことができた}}$

(11)式は 半径の減少によって明るさがどう変るかを示す式であり、時間にしたがって(つまり経路に沿って)の変化を示すものではない。次に時間変化を考える

3 光度の時間変化

(11), (3), (8) 式から

$$\left.\begin{aligned} X &= \frac{s}{r_0} = \frac{f}{4r_0} = \underbrace{\frac{a\sigma v^2 \sec Z}{4r_0}}_{\text{定数でPとおく}} \rho_0 e^{-\frac{h}{a}} = P\rho_0 e^{-\frac{h}{a}} \\ &= P\rho \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (13)$$

流星半径の減少割合は大気密度に比例する
消滅点の大気密度ははじめの半径に比例する

消滅点では $X = 1$ であるから

$$P\rho_0 e^{-\frac{h_e}{a}} = 1 \quad \cdots\cdots (14)$$

(5)の関係をつかって X を t の関数に書き直すと

$$X = P\rho_0 e^{-\frac{1}{a}\{h_e + v(t_e - t)\cos Z\}} = \underbrace{P\rho_0 e^{-\frac{h_e}{a}}}_{1} \cdot e^{-\frac{v\cos Z}{a}(t_e - t)}$$

$$= e^{-\frac{v\cos Z}{a}(t_e - t)}$$

$$= e^{-\alpha(t_e - t)} \quad \cdots\cdots (15) \quad \left(\alpha = \frac{v\cos Z}{a}\right)$$

$(t_e - t)$ は消滅より何秒前であるかを示すもので、これをつかって (12) は

$$-\frac{dm}{dt} = Q\left\{1 - e^{-\alpha(t_e - t)}\right\}^2 e^{-\alpha(t_e - t)} \quad \cdots\cdots (16)$$

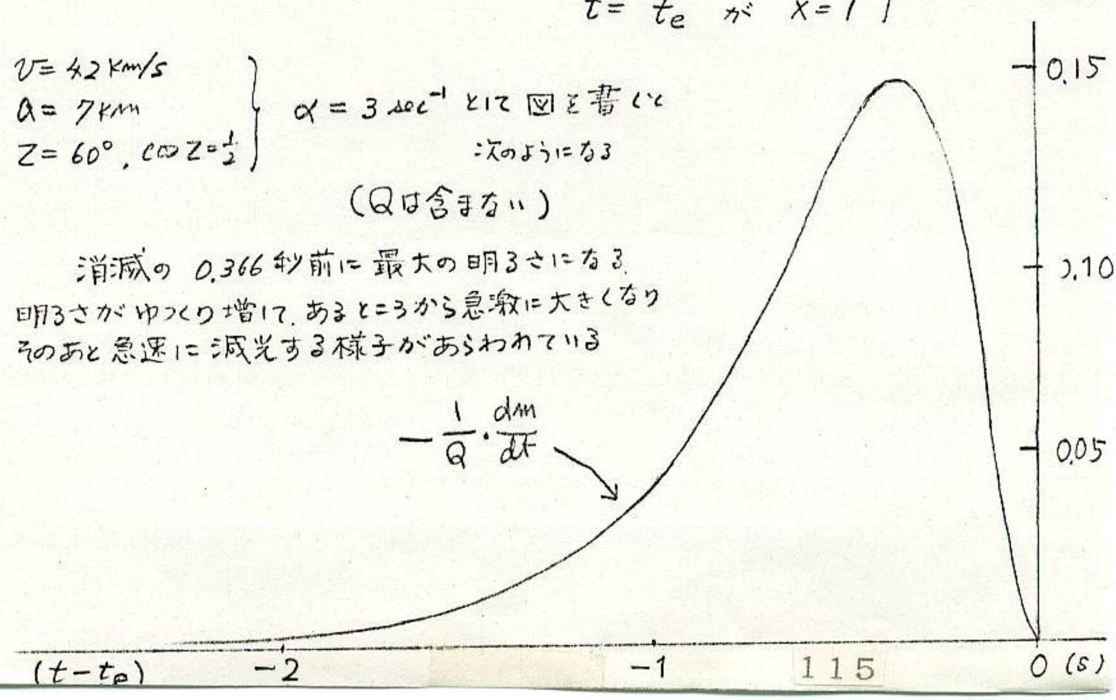
これが光度の時間変化を示す式である

$$\left.\begin{aligned} t &= -\infty & &\text{が} & X &= 0 \\ t &= t_e - \frac{\ln 3}{\alpha} & &\text{が} & X &= \frac{1}{3} \\ t &= t_e & &\text{が} & X &= 1 \end{aligned}\right\} \text{に対応}$$

$$\left.\begin{aligned} v &= 42\ \mathrm{km/s} \\ a &= 7\ \mathrm{km} \\ Z &= 60^\circ,\ \cos Z = \tfrac{1}{2} \end{aligned}\right\} \alpha = 3\ \mathrm{sec}^{-1} \text{ として図を書くと次のようになる}$$

(Qは含まない)

消滅の 0.366 秒前に最大の明るさになる。
明るさがゆっくり増して、あるところから急激に大きくなり
そのあと急速に減光する様子があらわれている



4 絶対等級への換算

質量減少 $-\frac{dm}{dt}$ と 単位時間の発光エネルギー I との関係は 光力係数 τ を使って

$$I = -\frac{v^2}{2}\tau\frac{dm}{dt} \quad \cdots (17)$$

と書くことができる。τの決定には、いろいろ問題があるが 例えば v の函数として

$$\tau = kv \quad \cdots\cdots (18)$$

という形などによく書かれる　　($k \sim 10^{-5}$ sec/Km)

さらにこの I は 絶対等級 M と次の関係で結びつけられる。

$$M = 24.30 - 2.5\log I \quad \cdots\cdots (19)$$

実視等級 m に直すためには、観測点までの距離、大気の吸収などによる影響の補正が必要である。

球でない形の流星体の計算をする場合には、質量 m、平均密度 ρ_m に対して

$$m = \frac{4}{3}\pi r_e^3\rho_m$$

で定義される等価半径 r_e を考え、これを球の半径 r と同じように扱うことによって考えをすすめていくことができる。この場合には形状因数も式の中に入ってくる。

いずれの場合も $\frac{s}{r_0} = x$ を考えると

$$\left.\begin{array}{ll} 1-x & \propto \text{半径} \\ (1-x)^2 & \propto \text{表面積, 断面積} \\ (1-x)^3 & \propto \text{体積, 質量} \end{array}\right\} \text{となり、取扱いに便利である。}$$

---

note
- ここで示した関係は、なめらかな光度変化をする場合に限られる。爆発的に flare up する場合は、一応の理論はあるが 流星体の剛性率や 流星体がこわれたときの大きさ など未知の量が複雑にからみ合い 現実への適用が困難である。
- 大気の静力学的平衡の仮定による関係 $\rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}$ は、現実の大気では成立ってはいない。数値計算をするなら、現実の大気密度構造に合わせて光度変化を求めることは容易である。
- ここでは流星速度一定の仮定をした。隕石落下のときのように流星体が低空まで達する場合には、速度が変化するほか、前面に圧縮された空気層ができるので、条件が異なり別の取扱いをしなければならない。群流星でも末端で減速するから、厳密には理論を少し修正する必要がある。
- 眼視、写真観測によって得られる光度曲線は、観測者と流星との距離の変化、見かけの角速度の変化、などの影響を含むので、ここで示した理論曲線と同じものではない。理論曲線と比較するときは、補正によって各点での光エネルギー量に換算してから比べるべきである。

星の手帳 1980、冬号. 9th MSS

★★★★★★★★★★★★★★

隕石落下の力学

東大地震研究所
長沢　工

●長井隕石（山形県）

●はじめに

記憶されている方も多いことであろうが，7月には，空飛ぶ宇宙実験室「スカイラブ」の落下が世の中を騒がせた．落下の直前になるまで，どこに落ちるのかわからず，人びとをはらはらさせたが，結局，インド洋からオーストラリアにかけての地域で落ちて，被害もなく，一件落着したようである．

スカイラブは，もともと人間が打上げたものであるから，落ちるといっても，人間に責任があるのは明らかである．人工衛星の打上げは，いわば，「天に向って唾する」ようなものである．しかし，人間が打上げなくても，天空から地上に落下して人間を驚かせるものがある．それは，いうまでもなく，「隕石」である．

科学博物館の村山定男氏などの研究によると，南極地域での発見を別にして，日本では，今までに，確実なものとして，30個余りの隕石が発見されているという．落下直後に発見されたものもあれば，永い時間が経ってから発見されたものもあり，いつ落ちたかわからないものもある．

科学的な立場からいうと，隕石は，落下後なるべく早く回収して研究することが望ましい．たとえば，隕石の年齢や空間においての宇宙線の影響を知るために，そこに含まれる放射性同位元素の量を調べることが行なわれるが，半減期の短い元素は，時間が経つとすぐになくなってしまうので，なるべく早い分析が必要なのである．また，隕石中に含まれる有機物，アミノ酸を調べることは，生物の発生，地球外生物について考える上で重要なことであるが，このような物質はもともと非常にわずかしか存在しないため，隕石を永く放置すると，地球上の物質によって汚染され，検出された物質がはじめから隕石に含まれていたかどうか，はっきりしなくなってしまう．研究者が隕石を少しでも早く発見したいと願うのは，このような理由によるものである．

●隕石発見，回収のシステム

落下後，なるべく早く隕石を発見，回収するためには，隕石の落下を監視し，落下地点をなるべく早くつきとめて捜索するシステムが必要である．その目的で，アメリカでは，カメラによる火球監視システムとして，プレーリー・ネットワーク（大平原計画）が組織され，1963年から活動をはじめた．7年後，初めての隕石が1970年1月に発見された．これがロスト・シティ隕石4個で，最初の発見は落下後6日目であった．

プレーリー・ネットワークは，火球観測では多くの成果を挙げたが，隕石発見は上記の1回だけで，1975年に活動を終えた．

一方，カナダでは，少しおくれて1968年から，モープ（MORP）といわれる火球観測網がつくられ，いまなお観測が続けられている．ここでは，1977年2月に，初めて，イニスフリー隕石を発見している．これは落下後12日目の発見であった．

このほか，チェコスロバキア，東独を中心にした，ヨーロッパ・ネットワークといわれる火球監視システムがあり，イギリス，ソビエトにも独自の火球観測網があるが，いずれもまだ隕石発見には結びついていない．ただ，チェコスロバキアでは，1959年に，流星観測中に得られた写真から，プリブラム隕石を発見した実績をもっている．このときは，落下後13日目に最初の1個を発見している．

隕石落下の経路を写真で観測し，それによって隕石を発見した例は，いまのところこの3例だけであるが，カメラによる火球監視は，隕石発見のためだけでなく，火球の太陽系中の軌道を正確に決め，火球物質の起源を追求する手がかりをも与えるので，その点からの期待も大きい．

残念ながら，日本には，このような常設の火球監視ネットワークはない．しかし，アマチュアの方の写真による天体観測がたいへん盛んであり，中にはかなり組織的に流星の共同観測を実施しているところもあるので，晴夜に，隕石落下を伴うような大火球が出現したとすれば，誰かの観測にかかって，経路写真の撮影される可能性はかなり高いと思われる．これは，1977年5月の小国火球が2か所で写真撮影された例からもわかることであ

る。

日本では，1958年の岡部隕石以来，落下が観測され，発見，回収された隕石はない．この次は，ぜひ，写真観測で経路をとらえ，それにもとづいて落下地点を推定し，発見に結びつけたいものである．

●隕石に働く力

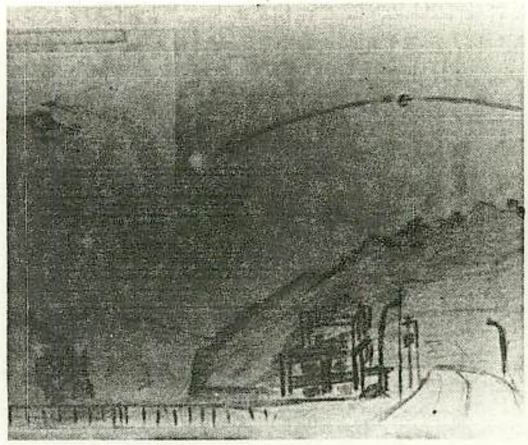
では，現実に大火球が2か所以上で写真撮影されたものとしよう．この場合，隕石の落下地点はすぐに計算できるであろうか．実は，これはそう簡単な問題ではない．そこで，隕石落下の力学についての多少の説明も加えて，落下地点の計算をする概略の筋道をここで述べることにしよう．この方法によると，条件がよければ，35ミリカメラで撮影した火球経路をもとにして，1～2㎞ぐらいの精度で，落下地点の推定ができるのではないかと思われる．

まず，火球の経路が少なくとも2か所の地点で写真撮影され，その写真のどちらか一方では，回転シャッターによって像が切断されていることを，計算の前提条件にしておこう．

隕石が地表に近づくと，大気の抵抗が大きくなって急激に速度が落ち，発光も弱くなって，光跡が写真に写りにくくなる．これには，見かけの高度が低くなり，厚い大気層に光が妨げられることの影響もある．写真で経路がはっきりわかるのは，普通，地上から20kmぐらいの高さまでであろう．それ以下のところが，いわゆるダーク・フライトで，経路のわからない部分である．隕石の落下地点の推定は，要するに，このダーク・フライト部分の実経路を求めていくことにほかならない．

撮影した火球経路がほとんど直線であったとしても，その直線を延長して，地表に達する点を落下地点とすることはできない．高空では，隕石に働く力の大部分が，進行を妨げる向きだけに作用する大気抵抗であり，経路を曲げる力は格段に小さいため，ほぼ直線状の経路となる．しかし，落下の末端部になると，経路を曲げるいろいろの力が大きく作用するようになるので，隕石のコースは大きく曲がりだす．こういうことをいろいろ考え合わせると，落下の道筋を決めるには，隕石に作用する力をなるべく正確に見積り，それによって運動方程式を立て，それを解いていくという力学的な方法が，遠まわりのようであっても，いちばん確実なのである．

そこで，大気中を通過する隕石に，どんな力が作用するかをまず考えてみよう．この種の力で誰にでもすぐ思いつくものは，〝地球の引力〟があり，さらに〝大気の抵抗〟がある．この2つの力が隕石に働く力のうちでもっとも大きいものである．そのほか，〝風〟に影響されることも多くの方は気がつかれるにちがいない．これら



▲小国火球末端の飛行スケッチ（1977年5月10日新潟県荒川町花立駅前で佐藤達雄さんが描く）

の力は説明の必要もあるまい．

そのほか，あまり気づかないかもしれないが，原理的には，〝大気の浮力〟も隕石には作用する．しかし，この影響は小さいので，無視しても大したことはない．このほかに，流体力学で取り扱われている各種の力も隕石に作用するはずである．たとえば，隕石が回転していれば，野球のボールと同じことで，カーブをするように力が働く．平たい形をしていれば，飛行機の翼のように，揚力が生じるかもしれない．このように，隕石の形，進行の向き，回転状態などによって生じる力を総称して，ここでは〝流体力学的な力〟ということにする．隕石の形も回転も観測ではよくわからないので，この種の力が実際にどのように作用しているかを推測することは，ほとんど不可能である．

隕石に直接作用する外力はほぼこのくらいであるが，このほかにまだ考えなければならない力がある．火球の写真は，通常，大地に固定したカメラで撮影される．そして，その対地経路は，地球に固定した座標系によって計算されることが多い．ところが，地球の自転のため，この座標系は1日に1回の割合で回転している．このように回転する座標系から見ると，運動する物体に対しては，見かけ上の力として，〝転向力（コリオリ力）〟と〝遠心力〟が作用することが知られている．したがって，地球に固定した座標系で計算するときには，この2つの力も含めて考えなければならない．もっとも，この力の影響も，そう大きいものではない．

●隕石落下の基礎方程式

こうしたことを頭に入れてから，ここで，隕石落下の運動方程式を作ってみよう．はじめは，わかりやすいように，浮力，風の力は無視し，また，転向力，遠心力も考えないことにする．よくわからない流体力学的な力の

9th MSS

影響も考慮しないことにしよう．地球は重心のまわりに球対称の質量分布があって，引力は重心からの距離だけで決まるものとする．

地球の重心を原点とする直交座標系で，

隕石の位置を　$(x,\ y,\ z)$

隕石の速度を　$(v_x,\ v_y,\ v_z)$

であらわすことにする，また，

$$\left.\begin{aligned} r^2 &= x^2+y^2+z^2 \\ v^2 &= v_x{}^2+v_y{}^2+v_z{}^2 \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

で，r，v を定義しておく．さらに隕石の質量を m とする．これで，隕石の運動方程式は次のように書くことができる．

$$\left.\begin{aligned} \dot{v}_x &= -\frac{x}{r^3}GM - \frac{C_D}{2m}S\rho v v_x \\ \dot{v}_y &= -\frac{y}{r^3}GM - \frac{C_D}{2m}S\rho v v_y \\ \dot{v}_z &= -\frac{z}{r^3}GM - \frac{C_D}{2m}S\rho v v_z \\ \dot{x} &= v_x \\ \dot{y} &= v_y \\ \dot{z} &= v_z \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (2)$$

左辺のドットは時間による微分を示している．はじめの3つの式で，右辺の第1項は地球引力による項，第2項は大気抵抗の項である．また，GMは地心引力定数，C_Dは抵抗係数，Sは進行方向から見た隕石の断面積，ρ は大気密度である．抵抗係数，地心引力定数の具体的な数値として，C_Dは0.5〜1ぐらいであり，またGMは次に示す値である．

+14

$$GM = 3.986005 \times 10^{-4}\mathrm{m^3 s^{-2}}$$

隕石が摩耗することなくとんでいくのなら，仮定した質量mに対して，C_DとSに適当な値を与え，観測された経路末端付近の任意の位置，速度を初期条件として，上記6個の微分方程式を解けば，隕石落下の経路が得られる．しかし，隕石は途中で摩耗し，質量を減らしながら進行するのが通常であるので，その関係を与える方程式がもうひとつ必要である．これは普通次の形に書かれる．

$$\dot{m} = -\frac{\Lambda}{2}\frac{S\rho V^3}{\zeta} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3)$$

ζは単位質量の隕石を気化させるのに必要な気化熱，Λは隕石が失っていく運動エネルギーのうち，隕石物質の気化に使われた割合で，熱輸達係数という．

ζ，Λなどの値を見積るのはむずかしいが，ごく大ざっぱな値をあげると，石質隕石で，

$\zeta = 10^{10}〜10^{11}\mathrm{ergs.\ g^{-1}}$

$\Lambda = 0.02〜0.05$

ぐらいである．

この，(2)，(3)の7個の微分方程式を，火球経路末端の初期条件を入れて同時に解くことにより，そのあとの時々刻々の隕石の位置，速度，質量がきまり，そのコースの地表との交点として隕石の落下位置が決まる．これらの方程式を解析的に解くことは困難なので，数値的に解くのが普通である．たとえば，ルンゲ・クッタ法とか，ミルン法などを使って，適当な時間間隔で積分していけばよい．コンピュータを使えば，この計算はぞうさもない．微分方程式の数値解法については，ここでは説明しきれないので，他の適当な書物を参考にしてもらうことにしよう．

●基礎方程式の精密化

前節で述べた基礎方程式に小さい力の項を加えて，もう少し精密化することを考えよう．

(2)，(3)式には，隕石の断面積Sが含まれているが，この実際の値はよくわからない．ただ，隕石の質量が小さくなるにつれてSも小さくなることは推定できる．そこで，計算の便宜から，次の置き替えをする．

$$S = Am^{\frac{2}{3}}\rho_m{}^{-\frac{2}{3}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (4)$$

ここのρ_mは隕石の密度である．この式は，断面積は体積の⅔乗に比例するという単純な関係を示したもので，この比例係数Aを形状因数という．

形状因数Aは隕石の形によって多少変わるが，全体の大きさが相似的に変化しても変わらず，通常の隕石では，だいたい1〜2前後の値なので，これを一定値として扱うことが多い．

転向力，遠心力を考えに入れるためには，地球の重心を原点とし，自転軸をz軸とする地心直交座標系をとると都合がよい．ここでは，赤道平面をxy面上とし，経度0度の向きにx軸，東経90度の向きにy軸をとり，また北極方向にz軸をとることにしよう．これはもちろん地球に固定した座標系である．この座標系によると，転向力のx，y成分は，

x成分：$2\,\omega v_y$

y成分：$-2\,\omega v_x$

という形に，また遠心力のx，y成分は，

x成分：$\omega^2 x$

y成分：$\omega^2 y$

という形に書くことができる．ωは地球自転の角速度で

$\omega = 7.292115 \times 10^{-5}/\mathrm{s}$

である．

(2)式に(4)式を代入し，転向力，遠心力の項を加え，さらに地球ポテンシャルの2次項J_2も加え，浮力，風の影響も考慮に入れることにする．

まず，風速を，地心座標系のx，y，z成分に分解して，w_x，w_y，w_zとし，これから次の量を定義する．

$$
\left.
\begin{aligned}
u_x &= v_x - w_x\\
u_y &= v_y - w_y\\
u_z &= v_z - w_z\\
u &= \sqrt{u_x{}^2 + u_y{}^2 + u_z{}^2}
\end{aligned}
\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (5)
$$

これは，風の影響をさしひいた，大気に対する隕石の速さを示す量である．これをも使うことによって，基礎方程式は，より精密な次の形に書き直すことができる．

$$
\left.
\begin{aligned}
\dot{v}_x &= -\frac{x}{r^3}GM\left\{1-\frac{3J_2a^2}{2r^2}(5\sin^2\beta-1)\right\}\left(1-\frac{\rho}{\rho_m}\right)\\
&\quad -\frac{C_DA}{2}m^{-\frac{1}{3}}\rho\, m^{-\frac{2}{3}}\rho u u_x + 2\omega v y + \omega^2 x\\
\dot{v}_y &= -\frac{y}{r^3}GM\left\{1-\frac{3J_2a^2}{2r^2}(5\sin^2\beta-1)\right\}\left(1-\frac{\rho}{\rho_m}\right)\\
&\quad -\frac{C_DA}{2}m^{-\frac{1}{3}}\rho_m{}^{-\frac{2}{3}}\rho u u_y - 2\omega v_x + \omega^2 y\\
\dot{v}_z &= -\frac{z}{r^3}GM\left\{1-\frac{3J_2a^2}{2r^2}(5\sin^2\beta-3)\right\}\left(1-\frac{\rho}{\rho_m}\right)\\
&\quad -\frac{C_DA}{2}m^{-\frac{1}{3}}\rho_m{}^{-\frac{2}{3}}\rho u u_z\\
\dot{x} &= v_x\\
\dot{y} &= v_y\\
\dot{z} &= v_z\\
\dot{m} &= -\frac{1}{2}\sigma C_D A m^{\frac{2}{3}}\rho_m{}^{-\frac{2}{3}}\rho u^3
\end{aligned}
\right\} \cdots (6)
$$

ここでJ_2は地球の形の２次の力学係数，aは地球の赤道半径で，

$$J_2 = 0.00108263$$
$$a = 6378140\text{m}$$

を使うとよい．また，βは隕石の地心緯度，σは摩耗係数といわれる量で，それぞれ，

$$
\left.
\begin{aligned}
\sin\beta &= z/r\\
\sigma &= \Lambda/2\,C_D\,\zeta
\end{aligned}
\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (7)
$$

で定義される．(6)式中の因数（$1-\frac{\rho}{\rho_m}$）は，浮力の影響の補正である．(6)式を数値積分していけば，より精密な隕石の経路が求められる．この式のうち，GM，J_2，a，ρ_m，C_D，A，ω，σは定数，または近似的に定数として扱う数値，その他の文字は隕石の位置によって値の変るものである．

●計算の初期値

微分方程式(6)を数値的に解くためには，隕石の位置，速度，質量に対して，適当な初期値を与えなければならない．

この計算は，回転シャッターで像の切断されている火球経路の写真が得られているという前提であるから，火球経路上の位置，速度を決定することは，原理上少しの困難もない．これは，流星の写真観測を整約する上では，決まりきった手法であるので，その手順についてここで述べることは省略する．経路末端付近で，適当な一点を選んで，その位置，速度を積分の初期値としてとればよい．ここで問題となるのは質量の初期値である．これはどのようにして決めたらよいであろうか．

通常，地上に落下する隕石は，数百ｇ～数kgのものが非常に多いので，その辺の値をいくつか適当にとって計算してみるのもひとつの方法である．現に，イニスフリー隕石の場合は，10kg，4kg，0.5kgの３つの値を仮定して計算したということである．しかし，隕石落下の場合は，一般に相当に長い経路写真が得られ，回転シャッターによる像の切断で減速の状況がはっきりわかることが多いので，だいたいの質量の推定計算をするのは，それほどむずかしいことではない．

火球経路がほぼ直線のところでは，その減速は，ほとんど大気抵抗が原因である．その場合の火球の運動方程式は，進行方向を座標軸の向きにとって，概略，次の形に書ける．

$$m\,\dot{v} = -C_D S \rho v^2 \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (8)$$

記号の意味は前と同じである．少しこの式の意味を説明すると，断面積Sの物体が単位時間に通過する空間の体積がSv，その中に含まれる大気の質量が$S\rho v$であり，隕石がこの大気に衝突して，すべてをvの速度に加速するとすれば，その運動量は$S\rho v^2$となる．逆にいえば，隕石は$S\rho v^2$の運動量を失ったということになる．現実には，そこのすべての大気をvの速度に加速するわけではないので，その割合を示すのが抵抗係数C_Dである．運動量の変化が力であるから(8)式が成り立つことになる．

ここで，(4)式を使って，断面積Sを形状因数Aで置き直し，少し形を書き直すと，質量mに関する式，

$$m^{\frac{1}{3}} = \frac{C_D A \rho v^2}{-\dot{v}\rho_m{}^{2/3}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (9)$$

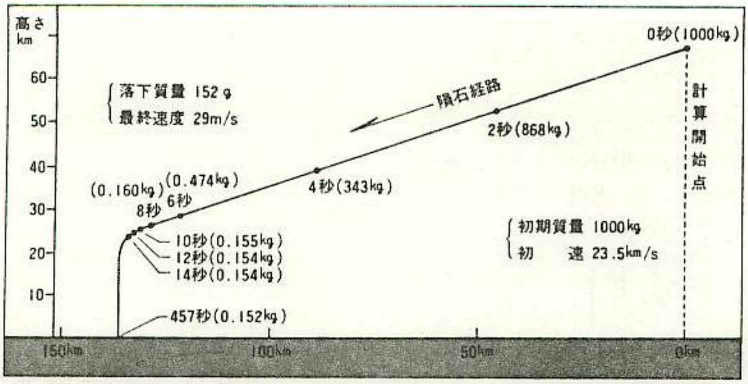
が得られる．回転シャッターで切断された火球像から，火球の速度v，加速度$\dot{v}$が経路上の点に対して得られ，大気密度ρは，火球の高さに応じて，標準大気の表などから知ることができる．その他の量のC_D, Aは概略はわかっている値である．石質隕石を仮定すればρ_m＝3.7g/cm^{3}ぐらいの値をとればよいであろう．(9)式によって，大略の火球の質量を計算することができるので，それを計算の初期値として使うことができる．

●小国火球による計算例

こうして，いろいろ説明してきたが，実をいうと，日本では，こうした計算を適用することができた隕石落下の例はない．したがって，この計算法がどのぐらいうまくいくのか，実際のテストはされていないのである．

1977年５月10日の小国火球は，２か所で写真撮影がされてはいるが，消滅点の部分までは撮影できず，回転シャッターによる像の切断もなかった．そのため，落下地

9th MSS



隕石落下経路の一例（側面図）

図1

隕石密度 $\rho = 3.73 g/cm^3$

形状因数 $A = 2$

摩耗係数 $\sigma = 3.18 \times 10^{-12} s^2/cm^2$

抵抗係数 $C_D = 1.2$

この計算によって得られた結果のいくつかを，個条書きにすると，次のようになる．

(1) 高度30km付近まで落下すると，隕石の速度は急激に小さくなり，それまでほとんど直線だった経路が曲がりはじめる（図1）．

(2) 高度20km以下のところでは，風による吹き流しを別にすると，ほとんど鉛直に落下する（図1）．ただし，これは小国火球の眼視による落下観測とは一致していない．

(3) 初期質量が大きいほど落下地点は先になる．この場合，高速で濃密な大気中を通過する距離が長くなるため，途中の摩耗が激しく，最終落下質量はかえって小さくなるという，逆説的な結果となった．

(4) 初期質量を1000kgと仮定すると，初速を23.5km/sとした場合がもっとも眼視観測とよく合う．この場合の落下経路の側面図を図1に，落下点付近の平面図を図2に示した．風を考慮に入れると，隕石は東南東の方向に約4km吹き流されてB点に落下する．

(5) 初速が20km/sを超すと，隕石の摩耗は非常に激しくなり，大きな隕石の落下する可能性は急に小さくなる．図3に小国火球の場合の初速と落下質量の関係を示した．この火球の速度は，本誌で筆者がすでに述べたように，地震計の記録から，約21.7km/sであることがわかっているので，この図からも，小国隕石を期待する可能性の小さいことが想像できる．

(6) 地球自転による転向力や遠心力がないとして計算すると，ごく大ざっぱにいって隕石の落下位置は，西へ

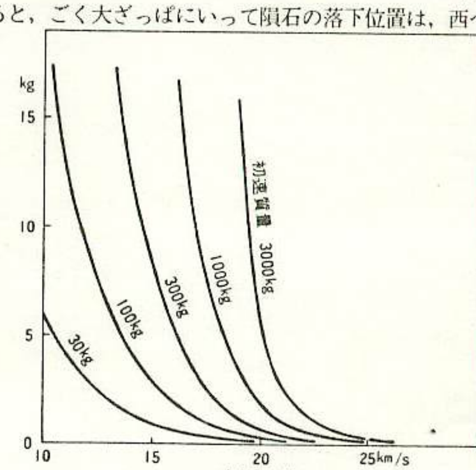
点の推定計算をするためには，火球の速度，加速度がよくわからないということに加えて，非常に長い距離にわたって微分方程式の積分計算をしなければならないという悪条件が重なっていた．その上，地表と火球経路とのつくる突入角が小さいため，位置決定の小さなズレが隕石落下位置の大きな誤差になるという，これまた都合の悪い状態であった．

それでも，とにかく写真があることだし，隕石さがしも熱心に行なわれているというので，筆者は，隕石の質量，速度などの条件をいろいろと仮定して，全部で50回ほどの計算をしてみた．その結果を整理して，かなりいろいろのことがわかってきたので，それをここで一応まとめて紹介しておこう．

積分は，写真経路の末端に近い1点の，（$\varphi = 36°.964$ N，$\lambda = 140°.299$E，$h = 67.442$km）を出発点として行なった．また，高層の風は，当日午後9時の，茨城県の館野高層気象台のラジオゾンデによる観測値を，高度25kmまでそのまま採用した．隕石の初期質量は，3kgから10tまでの間のいろいろの値をとり，その他の定数の値としては，ロスト・シティ隕石の結果を参照して，次の値をとった．

隕石落下点の計算例

図2



▲小国火球の落下質量と初速の関係

図3

130m，南へ60m程度ずれるだけである．地球自転の影響はそう大きなものではないことがここからもわかる．

一般にいって，隕石落下を期待するには，突入角度が，たとえば，45度以上ぐらいあり，速さがもっとゆっくり（15km/s以下）であることが望ましい．そういう意味で，この計算例はむしろ特殊なものであるといえるかもしれない．

●計算の問題点と注意点

ここで示した計算法には，まだいくつかの問題点があるので，一応それについても述べておこう．まず問題となるのは，前に一応の値を与えておいた近似的な定数が，どの程度正しいかということである．

中でも，特に影響が大きいものは，抵抗係数C_Dであろう．隕石の落下角度が水平に近く，あるいは末端に近いところの経路が写真に撮影できず，長い落下コースを積分計算で求めていかなければならないときなどは，C_Dの値を少し変えただけで，隕石落下の位置はかなり大きく変わってしまう．C_Dの値は実は一定ではなく，いろいろの条件で少しずつ変るので，実際の計算にはどのような値を与えるか，まだ検討の余地が多い．

摩耗係数σの値も，かなり問題を含んでいる．しかし，消滅点付近まで経路の写真撮影がされている場合は，その後のダーク・フライトの部分の質量減少はそう大きなものではないので，隕石の落下位置に対しては，大きな影響はない．現実には，そう気にしなくてもいいであろう．

実際の隕石落下では，しばしば，隕石が途中で破砕して，飛び散る現象が見られる．この場合には，ここで述べた議論は適用できない．写真でその現象が撮影されていれば，それぞれの経路について，今までの方法を適用できるが，ダーク・フライト中に分裂がある場合には，落下位置にかなり大きいずれが生じることと思われる．

計算の過程では，隕石の位置は，地心直交座標（x，y，z）を，緯度，経度，高さによる座標（φ，λ，h）に変換しなければならない．日本における経緯度は，通常，日本測地系による値で示されているので，この2つの座標値は次の関係であらわされる．

$$\left.\begin{aligned} x &= (N+h)\cos\varphi\cos\lambda + \Delta x \\ y &= (N+h)\cos\varphi\sin\lambda + \Delta y \\ z &= \{N(1-e^2)+h\}\sin\varphi + \Delta z \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(10)$$

$$N = a_e/\sqrt{1-e^2\sin^2\varphi}$$

経度λは東経を正，緯度φは北緯を正としている．Nは東西線曲率半径といわれる量，a_e，eは日本測地系で採用している地球楕円体の赤道半径と離心率で，

$a_e = 6377397.15\text{m}$

$e^2 = 0.0066743721$

である．また，Δx，Δy，Δzは，その地球楕円体と地球重心とのずれである．このずれの量に対しては，いろいろの値が求められているが，ここでは，ひとつの例として，

$\Delta x = -136\text{m}$

$\Delta y = +521\text{m}$

$\Delta z = +681\text{m}$

を挙げておこう．より厳密には，高さhに，ジオイド高の補正も必要である．(10)式の関係で，（x，y，z）から（φ，λ，h）を求めるためには，逐次近似などの手段が必要であるが，具体的な方法はここでは省略する．

最後に，フィルム上での位置計算について，ひとつだけ述べておく．火球経路は，背景の恒星と比較して求めるのであるが，その赤経，赤緯は，その時の視位置を使ってあらわさなくてはならない．これは非常に重要なことである．もし，1950.0の位置を使って実経路の計算をしたりすると，場合にもよるが，隕石落下位置の数kmの誤差につながることもあると考えられる．

●おわりに

前にも述べたように，ここで紹介した計算方法は，実際の隕石落下に適用してみたことがない．いってみれば，テストがすんでいないわけであり，まだ，いろいろと不備の点を含んでいるかもしれない．たとえば，落下したのが隕鉄であった場合には，どうしてそれを判断し，各種の定数をどのようにすればよいかは，筆者もまだ検討をしていない．もし，この計算を実行しようという方がいるなら，この計算法のそういう弱点を十分考えたうえで適用していただきたい．

仮りに，好条件で写真撮影された隕石落下があったとしても，日本には山地が多いので，落下位置が山地になれば，捜索は非常に困難となることを覚悟しなくてはならない．こういうことを考えると，隕石発見を目的として観測のネットワークをつくるとすれば，なるべく平野部に目標を置いた方がよいように思われる．しかし，もし関東平野に隕石が落下したような場合には，人口密度も高く，目撃者も多いことであろうから，写真の測定をしているぐらいの間に，もう誰かが隕石を発見してしまうかもしれない．とにかく，隕石とは，そうやたらに落ちるものではないので，隕石発見だけが目的なら，隕石落下の力学を考えることは，いつ適用できるか，あてのない努力であるかもしれない．

しかし，とにかく，準備をしておかなければ，必要が生じたときに役立たない．隕石落下が推定されてから，あわてて計算プログラムを組むといった泥縄式の事態にならぬよう，できるだけの準備はしておくにこしたことはないと筆者は考えている．

15th MSS

日本天文学会　1981年春季年会

太陽系

25 隕石落下の条件

小笠原 雅弘・長谷川 均

隕石の落下は大変まれな現象である．地球大気に突入してきた物体の質量のうちどれ位が隕石として落下できるのだろうか．隕石落下を記述する微分方程式を4次ルンゲ・クッタ法を用いて数値実験を行なった．

方程式中には未知のパラメータがあるので、Smithonian の McCrosky らが落下を精密に写真観測した（O-Chondrite）Lost City Meteorite と、大気外質量は 3.5×10^{4} kg と推定されたが、途中で消滅してしまったC-Chondrite と考えられるPN40503 の結果を用いて決めてみた．特に問題になる σ（ablation coefficient）を $1\sim10\times10^{-12}\,S^2/cm^2$ の範囲で変えて計算した結果がTable 1である．発見された隕石の全質量は17kgであった．そこでO-Chondriteでは $\sigma\sim3.2\times10^{-12}\,S^2/cm^2$ を用いた．

図1はO-Chondriteで大気外質量を $10^2\sim10^5$ kg とした場合、速度によって落下質量がどう変わるかを示している。速度が20km/s をこえると隕石となって残存する割合が極端に小さくなることがわかる．C-Chondrite は 20km/s の速度で質量が $10^2\sim10^5$ kg の範囲では隕石として落下できない（燃えつきる）ことがわかった．地球上で発見されるC-Chondriteが極端に少ないのはこのためではないだろうか．．　図2は a/e ダイヤグラムである．$i=0°$ のときの地球への突入速度が20km/s以下の領域をハッチで示した．地球上で発見される隕石は、この範囲に含まれるものが多いと考えられる．

Table-1

$\sigma\times10^{-12}$	1	3	5	10
落下質量 Ter. mass	177	19	3	Lost

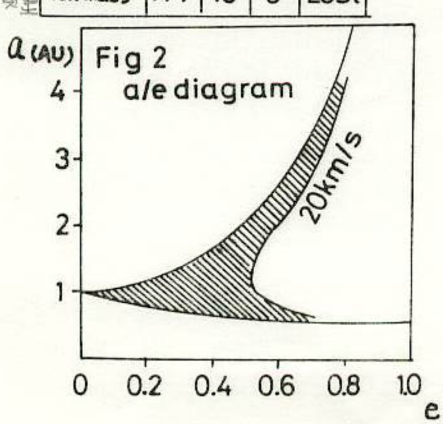


Fig 2
a/e diagram

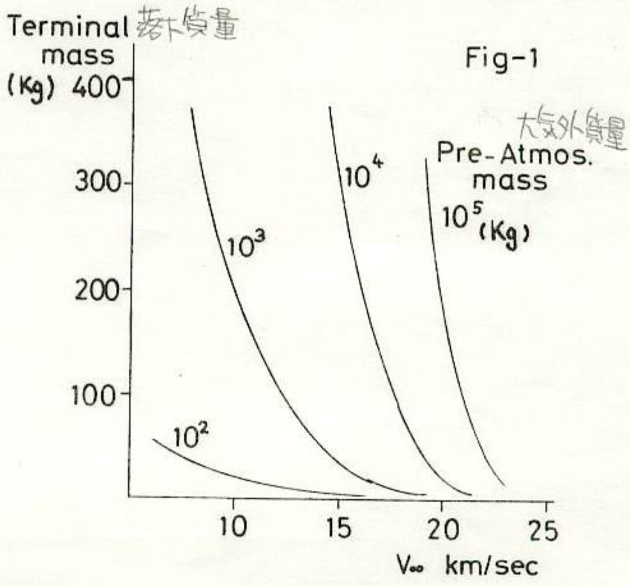


Fig-1

19th MSS 1982 Jan. 15

Atmospheric Ablation in Meteorites
——隕石の大気中での摩耗——

小笠原 雅弘
Masahiro Ogasahara

Bhandari らは 多くの隕石で宇宙線の粒子トラックと宇宙線生成 ^{21}Ne の測定にもとづいて 大気外質量を調べた（Bhandari et al. 1980）その中で 大気外速度が 測定されたり 推定されたりしてわかっているものを Table 11 にまとめている 残存率 ξ は以下の式であらわされるという

$$\xi = (0.8 \pm 0.1) \exp[-(0.50 \pm 0.15) \times 10^{-12} v_\infty^2]$$

隕石落下の力学から σ 1×10^{-11}，3×10^{-12} と置いたときの残存率を図示して Bhandari らの結果と比較してみた。

$\sigma = \exp(-\frac{\sigma}{2} v_\infty^2)$

$\sigma \approx 1.0 \pm 0.3 \times 10^{-12}$

L (Lost City)，P (Pribram)，I (Innisfree) である。

これら 3例は 他のものに比べて残存率が小さい

他のものは 大気外速度の 推定値が 大きすぎるのではないだろうか。

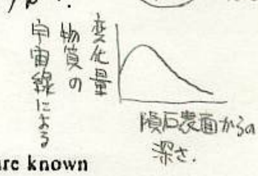
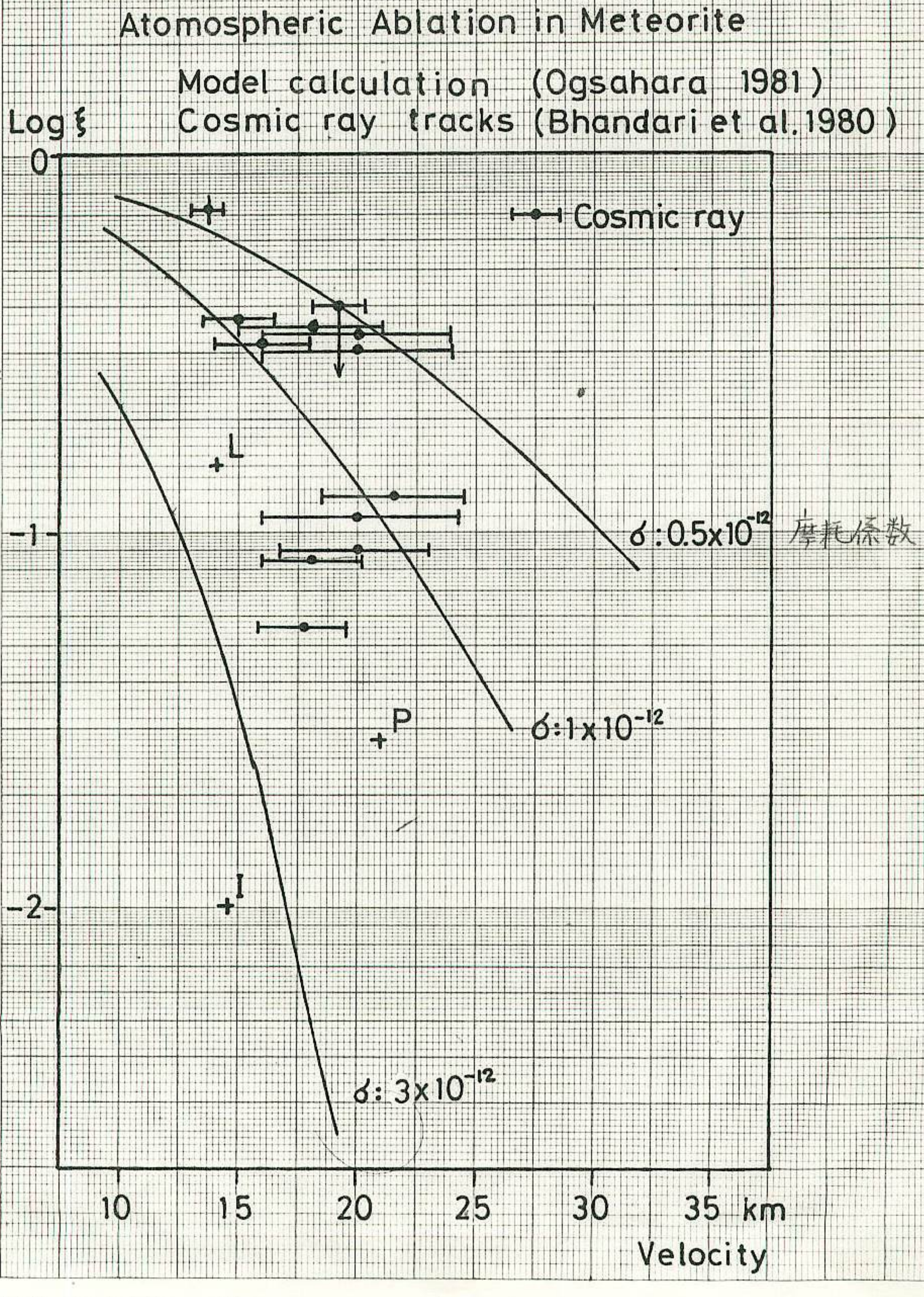


Table 11. Meteorites for which accurate or approximate atmospheric velocities are known

Name	V_∞ (km s^{-1})	摩耗率 Ablation %	Ablation class	Reference on Velocity	Reference on Ablation
Archie	17.7 ± 2.0	94.4	III	Millman (1969)	Present work
Bruderheim	15 ± 1.5	62.6 (M)	X	Millman (1969)	Present work
Dhajala	21.5 ± 3	86.7	II (III)	Ballabh *et al.* (1978)	Bagolia *et al.* (1977)
Innisfree	14·54	99 (M)	III (IV)	Halliday *et al.* (1978)	Goswami *et al.* (1978)
Kunashak	18 ± 3	63.4 (MT)	X	Millman (1969)	Present work
Lost City	14.2	84.9 (M)	II (III)	McCrosky *et al.* (1971)	Present work
Nikolskoe	18 ± 2	91.6 (MT)	X	Millman (1969)	Present work
Norton County	16 ± 2	69	II	Millman (1969)	Present work
Paragould	19.2 ± 1.5	59.2 (M)	X	Millman (1969)	Present work
Pasamonte	20 ± 4	> 69 (M)	X	Millman (1969)	Present work
Peace River	20 ± 4	66 (MT)	X	Millman (1969)	Present work
Pesyanoe	20 ± 3	> 91	X	Millman (1969)	Present work
Pribram	20.9 ± 0.1	> 97.2	X	Ceplecha (1961)	Present work
Sioux County	20 ± 4	> 89	X	Millman (1969)	Present work
St. Severin	14 ± 1.4	27 ± 3	I	Nordemann *et al.* (1970)	Cantelaube *et al.* (1969)
Washougal	55 ± 3	99.97 ± 0.01	X	Millman (1969)	Carver and Anders (1975)

M = Model estimates; MT = Tentative assignment based on "model" method.

ミルマンの速度は推定値



Atomospheric Ablation in Meteorite
Model calculation (Ogsahara 1981)
Cosmic ray tracks (Bhandari et al. 1980)
Log ξ
残存率
Cosmic ray
L
P
I
σ: 0.5x10^-12 摩耗係数
σ: 1x10^-12
σ: 3x10^-12
0
-1
-2
10
15
20
25
30
35 km
Velocity

42MSS

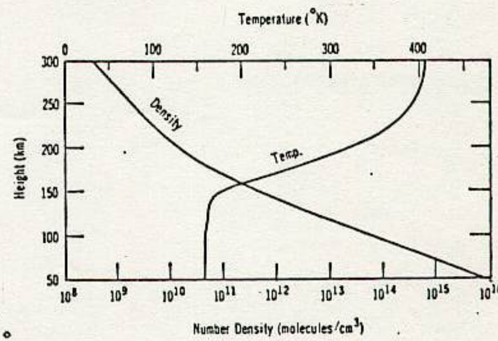
火星で流星はみえるか

1987.1.11 流星物理セミナー第4~~1~~2回会合
渡辺美和（江東区木場６－６－Ｇ３０３）

§１はじめに

流星という現象が起るためには次のような条件が必要であろう。
すなわち　①惑星軌道付近での流星物質の存在
　　　　　②惑星上での大気の存在
　　　　　③大気中での発光メカニズムの存在　　である。

§２火星の大気モデルと発光モデル



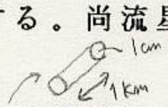
火星の大気圧は地表で約６ミリバール、その組成は二酸化炭素が約９５％をしめる。

またその高度分布は右図のように推測されている。

更に火星の公転速度は２４㎞/sであり、これは地球のそれと比べやや小さい。

ここからつぎの基礎数字を設定する。
すなわち　大気の分子量＝４４（地球の場合２９）
　　　　　流星物質の大気への突入速度＝５５㎞/s

流星現象のモデルとしては長沢モデル（＊１）を用い、地表に対して４５°の角度で突入するものとする。尚流星物質の大きさは直径１㎝、密度０．３g/㎤とする。



これらから表１の値を得る。

ここでｎは１㎤当りの分子数、Ｎは地表と４５°の角度で直径１㎝のパイプを置いた時の高さｈ㎞以上のところでこのパイプに含まれる分子数を示し、Ｅは分子量４４の大気分子Ｎ個が流星物質と衝突したときその半分が流星物質を加熱するとした時の高さｈ㎞までに使用されたエネルギー（Ｊ）、ｍは直径１㎝（質量0.157g）の流星物質のうち衝突により気化（長沢モデルにより１ｇを気化させるためのエネルギー7730Ｊを使用）される質量を示す。ｍが0.157 に達した時この物質は消滅する。

§３まとめ

火星では流星が見られそうである。そして約１００㎞で消滅する。多少経路が長いことを除けば地球のそれとあまり変わり無さそうである。大気組成の差は公転速度の差でほぼ相殺されている。高層での大気分子の密度が最も影響しているがこの薄さのレベルも大差がないようである。

もちろんこの計算はラフなものであり、実際にはもっと複雑であるところをかなり無視している。大気の分布についてもマリナーの古い値である。1964年 4号

地球では見られない流星群が火星で人知れず乱舞していることがあるのかもしれない。

高さ(km)	N	E	m	m(e)
160	3.679×10^{17}	2.03×10^{1}	0.003	
155	5.889×10^{17}	3.26×10^{1}	0.004	
150	9.389×10^{17}	5.19×10^{1}	0.007	
150	1.494×10^{18}	8.26×10^{1}	0.011	
145	2.374×10^{18}	1.31×10^{2}	0.017	
140	3.764×10^{18}	2.08×10^{2}	0.027	
135	5.974×10^{18}	3.30×10^{2}	0.043	
130	9.474×10^{18}	5.24×10^{2}	0.068	
125	1.502×10^{19}	8.31×10^{2}	0.108	
120	2.382×10^{19}	1.32×10^{3}	0.171	0.0028
115	3.772×10^{19}	2.085×10^{3}	0.270	0.0038
110	5.982×10^{19}	3.31×10^{3}	0.428	0.006
105				0.014
100				0.031
95				0.072
90				0.166
85				0.381
80				

＊ｍ（ｅ）は長沢モデルによる地球流星の質量消失の値である。（突入速度６０㎞/s）

＊１流星発光の機構　（長沢工　1983.12 東京近郊地区流星観測者会第21回集会）

参考

地球以外の惑星に流星現象はあるか（１）　渡辺美和
（1984.3東京近郊地区流星観測者会第22回集会）
地球以外の惑星に流星現象はあるか（２）　渡辺美和
（1985.3東京近郊地区流星観測者会第25回集会）
HANDBOOK OF PHYSICAL PROPERTIES OF PLANET MARS
(NASA SP 3030)

地球より経路が長く、発光点ー消滅点は高い。

火星と0.05AUに近づく彗星、17ヶ。

0.0016AU　1975 コホーテク
0.0153AU　テンペルII

測光

この分野は、小笠原氏を中心に研究・発表がおこなわれた。

写真撮影された流星のネガの「黒み」から実際の流星各点の明るさを求め、さらに発光前、発光中の光学的質量を求めることが行われた。

また、PerseidsとGeminidsの最大光度から、群流星を構成する流星物質の質量分布を求める研究も行われた。

NO.
DATE

5th MSS Meeting 1979 Sp.

流星写真測光 — 1

小笠原 雅弘

写真測光の実際についてあまり詳しくまとめたものが少ないようなので、できるだけくわしく実際にそくしてまとめてみたい。

・写真測光の基礎

透過率 (Transparency)

$$T = \frac{F}{F_0} \quad \text{——①}$$

F_0 : 入射光束
F : 透過光束

として定められる。

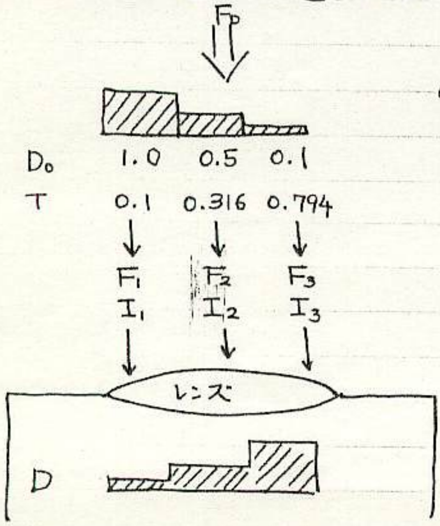
マイクロフォトメータで測定できる*平行光濃度 (Density) D は

$$D = \log_{10}\frac{1}{T} \quad \text{——②}$$

である。

*平行光濃度は入射・透過光ともfilmに垂直な平行光束としたときの黒み。

Dと(Intensity) I は一般にH-D特性曲線であらわされる。Wedgeを焼き込んだfilmを測光するさいには、はじめに写しこむWedgeの濃度を測定しておく。— D_0とする。



①で $T = \frac{F}{F_0}$ $F_0 = 1$ とおくと $T = F$ となり

Fが光強度Iとしてfilmに写しこまれる
それを我々は測定するわけである。

したがって、

$$\log T = \log F = \log I = \log 10^{-D_0}$$

$$\therefore I = 10^{-D_0} = T$$

NO.
DATE

ちなみに Nihon Univ. Wedge No.1の DataをTable-1に示す.

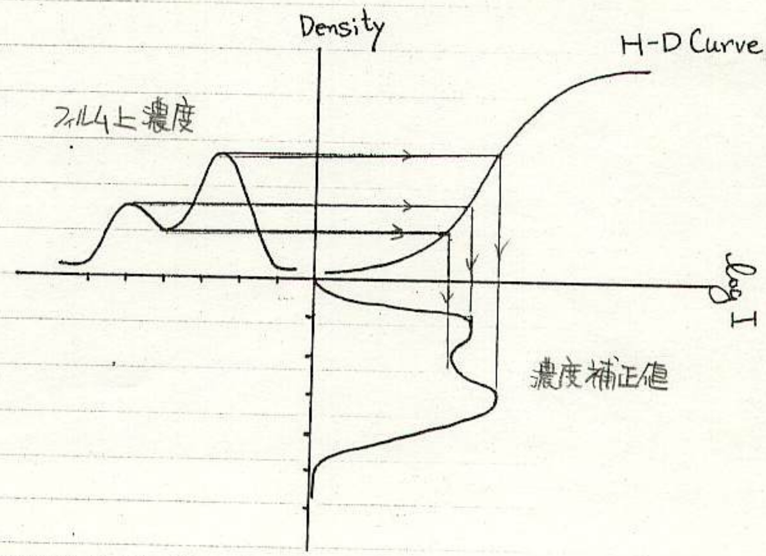
Table-1

Step No.	Density	Trans.
1	0.02	0.955
2	0.08	0.832
3	0.19	0.646
4	0.28	0.525
5	0.44	0.363
6	0.69	0.204
7	0.85	0.143
8	1.00	0.100
9	1.16	0.0692
10	1.31	0.0490
11	1.53	0.0295

この値を横軸に、film上のwedgeのDensityを縦軸に目盛れば H-D Curveが完成する.

そのD→I変換をFig-1に示す.

Fig-1



こうして相対強度 I_1 がわかる. つぎに back-ground, filmの分光感度, 大気の吸収, 分光器の特性なども補正して真の相対強度を求めなければならない.

以上の補正を一つの式にまとめると

$$\log I = \log I_2 - \log S - \log Ext. \quad —— ③$$

まず background をさしひく

$$\log I_2 = \log I_1 - \log I_B \quad —— ④ \longrightarrow I_2 = I_1 - I_B$$

つぎに film の分光感度 (spectral sensitivity) の補正を行う. これには メーカー発表値 (High Speed Infrared については Kodak Infrared Films p.4) を用いる.

$$\log S = 1 - (\log S_{(3750)} - \log S_\lambda) \quad —— ⑤$$

$S_{(3750)}$: 3750A における spectral sensitivity
S_λ : ある波長λ 〃 〃 〃

地上においては大気の吸収によって青色光ほど強く吸収されるので その補正を行う.

$$\log Ext. = \log_{10} 10^{-0.4\Delta m}$$
$$= -0.4 \cdot \Delta m \quad —— ⑥$$

Δm (Atmospheric Extinction) 大気減光

$$\Delta m = a\, F(z) \quad —— ⑦$$

a : extinction coefficient 減光係数
$F(z)$: air mass 空気量

a は波長により異なり. 大気の状態によっても大きく異なるが. ここでは 透明度が良好な場合として Allen の値を近似計算した

$$a = 0.01007\, EXP\,(1.5769 \cdot \lambda^{-1}) \quad —— ⑧$$
$$(\lambda^{-1} = \mu^{-1})$$

(Allen, 1963)

$F(z)$ は光が大気外から地表に到着するまでの経路に沿う 空気量で

$$F(z) = \sec z - 0.001867(\sec z - 1) - 0.002875(\sec z - 1)^2 \quad \text{—— ⑨}$$

(Hardie, 1961)

z : zenith distance 天頂距離

$z < 60°$ では $F(z) = \sec z$ で良い

$\sec z$ は (α, δ), 観測値の緯度 φ, 恒星時 Θ を用いて計算できるのはよく知られている.

$$\sec z = \{\sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos(\Theta - \alpha)\}^{-1} \quad \text{—— ⑩}$$

④〜⑩ を ③に代入することによって補正ができる.
grating を用いるときは分光系の特性が大きく影響してくるが, prizm では 4000〜9000A 域ではそれほど大きくはないと考えられる.

1979 Sep. 9 5th-MSS

13th MSS 1981 Jan. 18

流星写真測光 —— II.

小笠原 雅弘

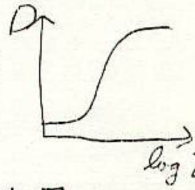
(I は 1979 Sep. 9 5th MSS Refs. を参照)

計算式は 長沢 工氏の 17th 流星会議発表を参考にした.
今回は実際の流星の写真測光の手順を追ってみる.

(1) H−D 特性曲線

Honeycutt, Chaldu (1970) によると. H-D 特性曲線は次式で与えられるという.

$$E = a + bD + c\log(1-10^{-D}) + d\,10^{D} \quad \text{—— (1)}$$



A.A.S. Phot. No.2 p.14

I : Intensity　　D : Density

Step Wedge を用いて. a, b, c, d の値を定める. 最小自乗法を用いて定数は決定すればよい.
測定された流星像の Intensity を Em, Background Ebg として.

$$E = E_m - E_{bg} \quad \text{—— (2)}$$

(2) 見かけの等級

固定撮影法の場合について述べる. 恒星と流星では角速度が異なっているために補正をしなければならない. ガイド撮影では恒星の移動量が 0 になるので補正がむずかしい.
恒星は δ の値によって角速度がちがうので. すべて $\delta = 0°$ にあると換算する. その時の光度を m_0 とすると.

$$m_0 = m_c - (2.5p)\log(\cos\delta) \quad \text{—— (3)}$$

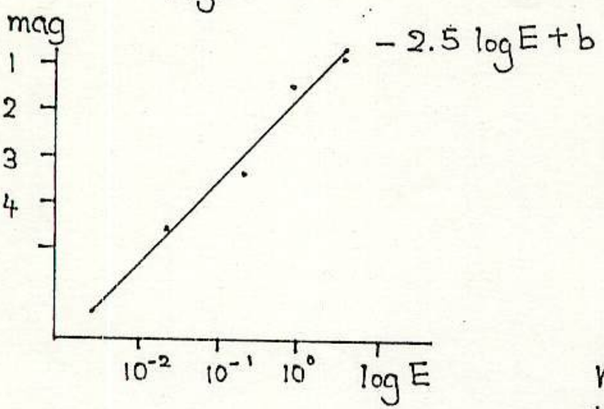
m_c : mag. of comp. Stars
p : 相反則不規定数
δ : 赤緯

子沢山 TX
$E = I t^p$, $P = 0.8$

Iriarte et al., (1965) の Five Color Photometry of Bright Stars から A type stars をさがして V mag. を用いる. この表では暗い星が無いので. Yale Catalogue of Bright Stars (1964) で補うこともある.

Oh Be A Fine Girl Kiss Me!

Fig. 0



m_0と．その恒星のIntensityを用いて．Fig-0のようなmag-Intensityの関係を導びく．

$$mag. = -2.5\log E + b \quad \text{—— (4)}$$

nヶのComp. Starsを使って．bを定める．

$$\therefore\ b = \frac{\sum m_{0i} + \sum 2.5\log E_i}{n} \quad \text{—— (5)}$$

流星の角速度υ_mは．発光点の方向余弦（l_A, m_A, n_A）消滅点の方向余弦（l_B, m_B, n_B）．Duration — Dur. sec. とすると．

$$\upsilon_m = \cos^{-1}(l_A l_B + m_A m_B + n_A n_B) / Dur. \quad \text{—— (6)}$$

とあらわされる．（υ_m deg. sec^{-1}）

$\delta = 0°$における恒星の角速度は$0.004178° sec^{-1}$．流星の角速度υ_mとすると．角速度を補正した流星の明るさは．(4)式で求めたmag.を用いて．

$$m_1 = mag - (2.5p)\log.(\upsilon_m / 0.004178) \quad \text{—— (7)}$$

恒星の明るさを上げる

回転シャッターの開口比を$1/x$とすると．それによる補正量は．$(+2.5\log x)$となる．したがって流星の見かけの明るさmは．

$$m = mag + 2.5\log x - (2.5p)\log(\upsilon_m / 0.004178) \quad \text{—— (8)}$$

pの値は（長沢，1979）によれば Tri X では 0.821 程度であるという．

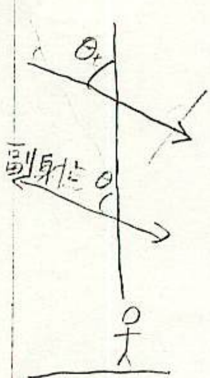
(3) 絶対等級

見かけの等級が算出されたので．絶対等級に換算する．Observerから d km だけ離れていると．見かけの等級に$(10 - 5\log d)$を加えねばならない．

天頂からはなれるにしたがって大気吸収をうけるが，比較星も同高度にあるとみればこの補正は行なわなくともよい．

13th MSS

流星の進行方向による補正をする必要がある。流星中点の方向余弦を（l_c, m_c, n_c）その流星の見かけの輻射点の方向余弦を（l_r, m_r, n_r）とすれば、視線と流星進行方向の成す角θ°は、



$$\theta = \cos^{-1}(l_c l_r + m_c m_r + n_c n_r) \text{ ——— } (9)$$

であらわされるから、見かけ等級に $-(2.5P)\log(\sin\theta)$ を加えなければならない。

輻射点に近い流星ではこの補正はかなり大きい。

したがって流星の絶対等級Mは、

$$M = m + (10 - 5\log d) - (2.5P)\log(\sin\theta) \text{ —— } (10)$$

(4) 測光質量

測光質量（Photometric Mass）mp は、

$$m_p = \frac{2}{\tau}\int_0^{t_{end}} \frac{M(t)}{(V(t))^2}\,dt \text{ ——— } (11)$$

ただし、$\tau = 10^{-19}\cdot V$ (cgs)（Verniani, 1964）として各切断点ごとに計算して加えてゆけばよい。

現在、これらの処理はTRS-80マイクロコンピューターを用いて処理すべくソフトを開発中である。

(5) 1979 Dec. 14 23h26m39s の火球の測光質量

1979年のGem.は好天に恵まれて各地で盛んに観測が行なわれた。Dec. 14 23h26m39s の火球は近畿地方で何人かによって同時撮影された。上田昌良氏の協力でこの火球の写真測光を行ない、質量を計算することができたので報告する。

軌道（KPM 落合孝志氏計算）

発光点	λ 136°.1413	φ 34°.6312	H 91.9 km
消滅点	135.8543	34.6034	49.4

$V = 30.68 - 0.5279\ EXP(1.4387t)$

R.P. α 114°.23 δ +32°.21

VG 29.96 ± 0.60 km/s

VH 30.76 ± 0.32 km/s

日心軌道

$A = 1.04$ AU $q = 0.17$ AU $e = 0.837$

$\omega = 324°.93$ $\Omega = 261°.58$ $i = 18°.91$

(A) 測光

NALMI-III マイクロ・フォトメーターを用いて流星像を測光したのが Fig-1 である。ウェッジが入っていないので以下の恒星を比較星にとって Density-Mag. スケールを作成して等級を決めた。

α Can	0.35 mag.	F5	(δ: 5°)
α Gem	1.58 mag.	A	(δ: 32°)
ϕ Gem	4.99 mag	A_4	(δ: 27°)
θ Gem	3.61 mag	A_3	(δ: 34°)

(Iriarte et al. 1965 より)

こうして mp を各切断点ごとに計算していって求めたのが質量変化のグラフ（Fig-2a）である。

これによると流星の大気外での質量は 2.10g あったことになる。

次回は、このようにして決められた質量と、その流星の最大等級の関係を Perseids と Geminids について まとめて報告する予定である。

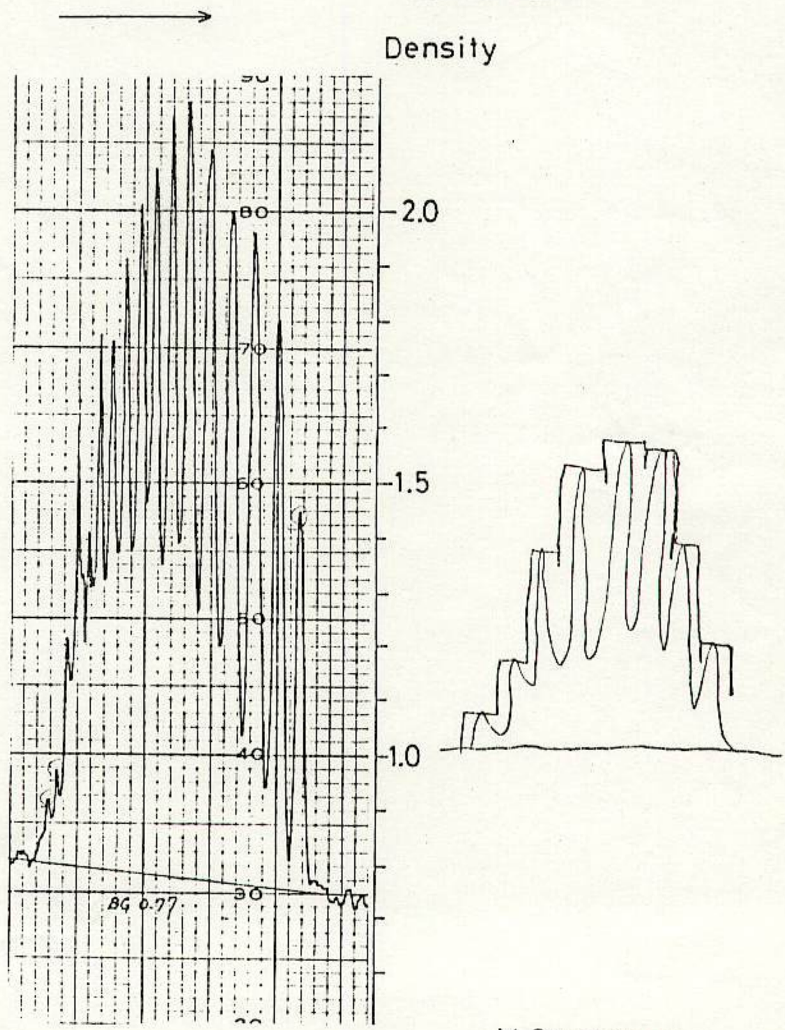
1981 Jan. 15.

13th MSS

Fig-1

(Microphoto Scan)

Geminid Ueda 1979 Dec.14
23h26m39s



0 1 2 Scale (mm)

M.Ogasahara

Fig. 2a

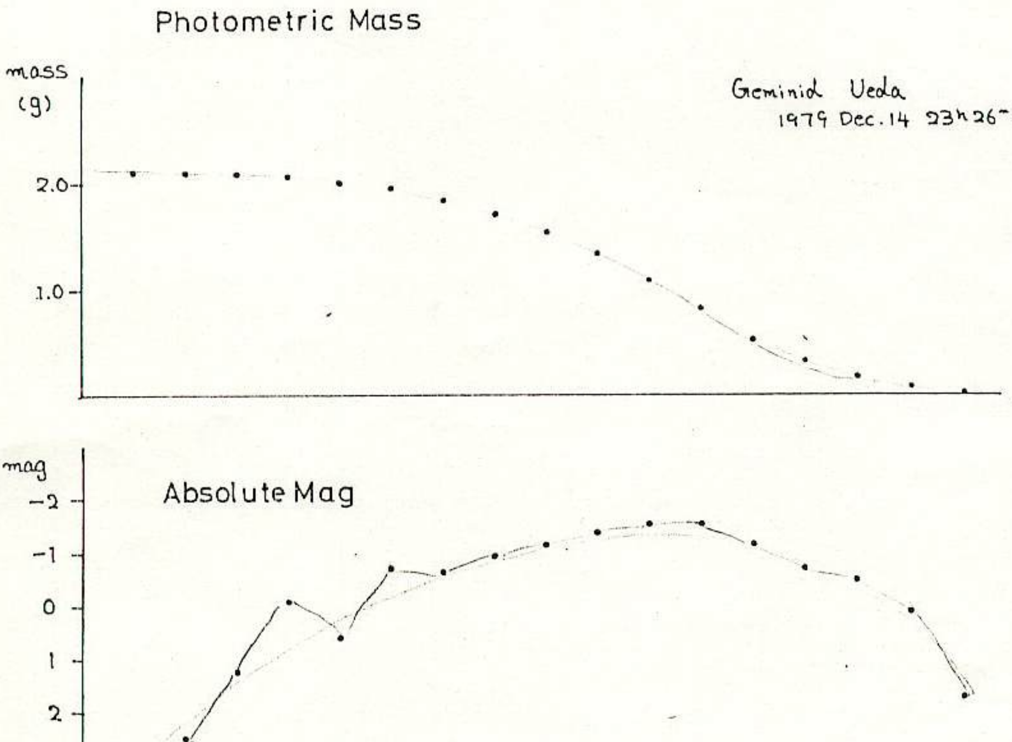
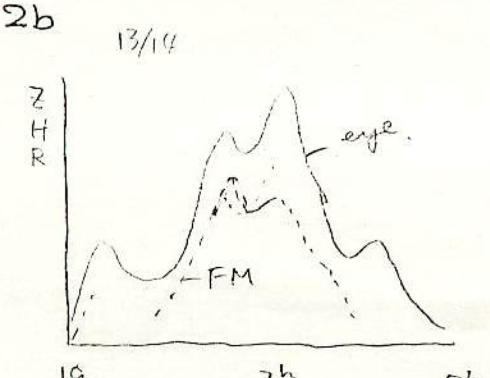

Photometric Mass
mass (g)
2.0
1.0
Geminid Ueda
1979 Dec. 14 23h 26m 39s
mag
-2
-1
0
1
2
Absolute Mag
0.5
1.0
1.5
sec.

Fig 2b


13/14
Z
H
R
eye.
FM
19
2h
5h

14th. MSS 1981 Mar.29

流星写真測光――Ⅲ

―― Perseids,Geminidsの等級と質量 ――

(Relationship between magnitude and mass in Perseids, Geminids)

PerseidsとGeminidsの写真測光結果について報告する.

Table-1 Perseids

Date	Mp(g)	m_{max}	(Exp.)	m vis.
1974 Aug.12 00h40m47s	0.091	-1.2	-	-2
1975 Aug.13 01 52 33	0.133	-2.2	-	0
1975 Aug.13 02 12 30	2.077	-3.9	-6.5	-3
1978 Aug.14 02 13 09	0.262	-2.7	-	-1
1980 Aug.12 00 32 58	0.205	-1.9	-3.5	-3

Table-2 Geminids

1977 Dec.11 02 45 03	0.002	+3.5	-	?
1977 Dec.14 03 33 33	1.828	-2.1	-	-2
1977 Dec.14 04 16 28	0.321	-0.7	-	-1
1977 Dec.15 01 31 48	2.283	-2.4	-	-2
1977 Dec.15 02 25 54	1.233	-1.8	-2.6	-2
1979 Dec.14 23 26 29	2.101	-1.5	-	-2

Fig-1にこれらの結果とSmithsonian, Russianの結果をまとめる. Fig-1は横軸にmag. 縦軸にLog massをとっている. Perseids, Geminidsともに直線で表わされることがわかる.

写真最大等級→質量を求める式

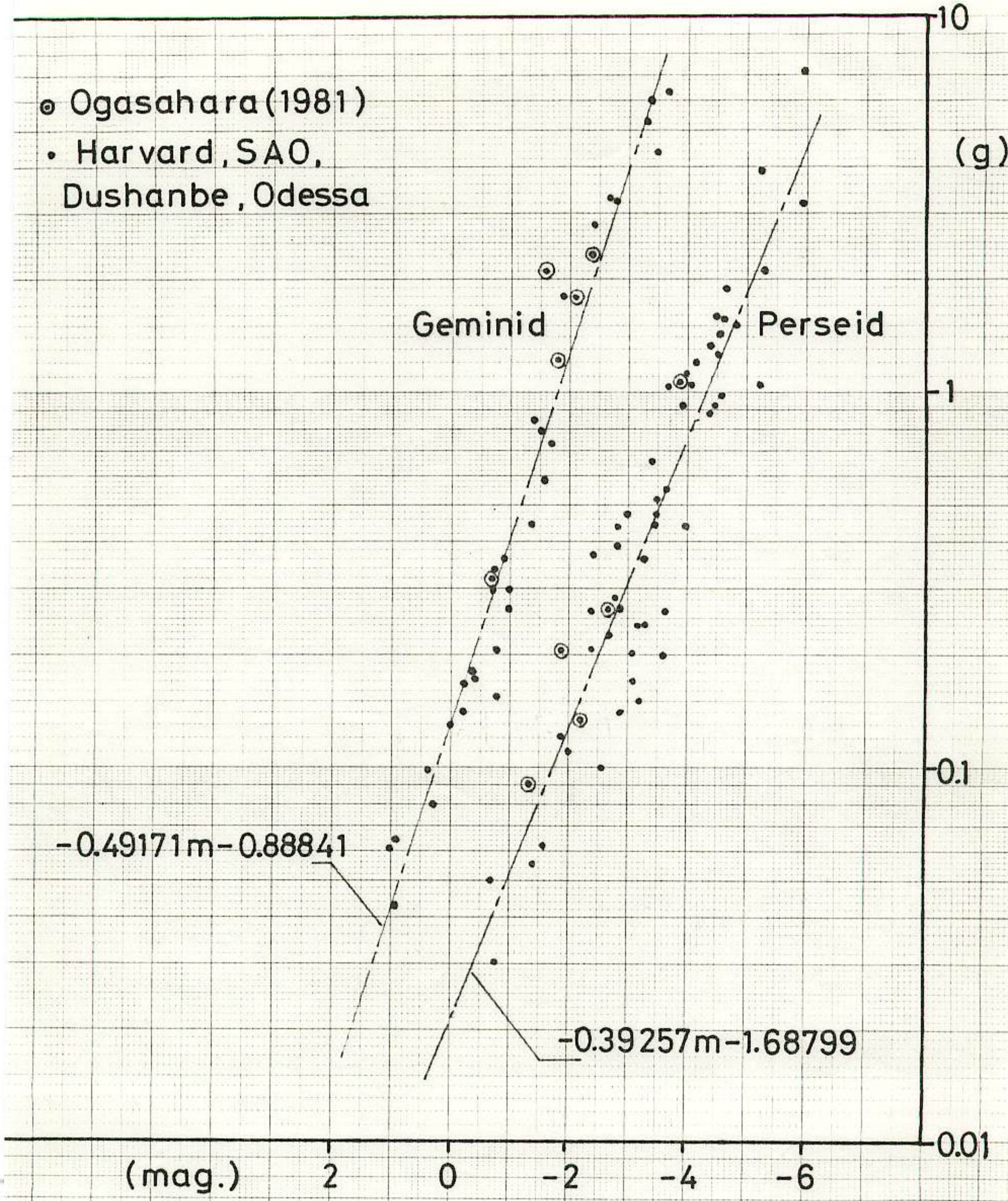
これらのデータを最小自乗法で近似した結果は.

Perseids (56data) $\boxed{\mathrm{Log.}\ M = -0.39257m - 1.68799}$ ――(1)

Geminids (37data) $\boxed{\mathrm{Log}\ M = -0.49171m - 0.88841}$ ――(2)

Mpは質量(g). m(絶対等級)は写真最大等級 Mp mag.をあらわす. Table 3, 4はこの式で求められる質量を表にしたものである.

(双子は眼視と写真の等級が合致する
Perは 〃 あまり合致しない



Ogasahara (1981)
Harvard, SAO, Dushanbe, Odessa
Geminid
Perseid
-0.49171m-0.88841
-0.39257m-1.68799
(g)
10
1
0.1
0.01
(mag.)
2
0
-2
-4
-6

$M = 10^{-0.39m - 1.69}$

Table-3 Perseids

mag	mass(g)
− 6	4.65
− 4	0.763
− 2	0.125
0	0.021
+ 2	0.003
+ 4	5x10^{-4}

Table-4 Geminids

mag	mass(g)
—	—
− 4	11.98
− 2	1.24
0	0.129
+ 2	0.013
+ 4	0.001

同じ最大等級であっても mass は1桁ちがう. 流星の測光質量 Mp は.

$\tau = 10^{-19} \cdot V$ として.

$$Mp = \frac{2}{\tau}\int_0^t \frac{I(t)}{\{V(t)\}^2}\, dt \quad \text{——— (3)}$$

であらわされる. Perseids では. $V = 6 \times 10^6$ cm/sec. で Geminids の $V = 3.5 \times 10^6$ cm/sec. とくらべて約2倍となり. Mp の式で V が2乗できいてくる. すなわち全体としては $2^3 \fallingdotseq$ 約10で Mp は Perseids の方が1桁小さくなる. 同じ −2 mag の流星でも Perseids では約0.1g. Geminids では約1g となる.

Hawkins (1964) によると. 質量 M は.

$$M = \frac{10^{(26.72 - 0.4\, m_v)}}{6.84\, v^4 \cos Z} \quad \text{——— (4)}$$

$$Z \simeq 45^\circ$$

であらわされるという. C.I (color index) を −1.9 として $m_v = m_p + 1.9$

$$\left.\begin{array}{l} \therefore M = \dfrac{10^{(25.96 - 0.4 m_p)}}{6.84\, v^4 \cos Z} \\ M = 0.20679\, v^{-4} \times 10^{(25.96 - 0.4 m_p)} \\ \qquad\qquad \text{for Perseids} \quad v^4 = 1.296 \times 10^{27} \\ \boxed{\therefore \operatorname{Log} M = -0.4 m_p - 1.8377} \\ \qquad\qquad \text{for Geminids} \quad v^4 = 0.1501 \times 10^{27} \\ \boxed{\therefore \operatorname{Log} M = -0.4 m_p - 0.90075} \end{array}\right\} \text{(5)}$$

データをまとめた結果 (1), (2) とほぼ一致する.

Geminidsでは. 視 Vis. Mag.と. 写真の最大Mag.が一致するが. Perseidsでは写真の最大Mag.がVis. Mag.より明るくなる傾向がある.

(1), (2)式を用いてGeminidsの光度関数を質量の関数におきかえるのは問題ないだろうが. Perseidsでは問題があろう.

次回は(1), (2)式を用いて各流星群の光度関数を質量の関数におきかえたものを報告する.

M. G.

References.

Harvard <144> F. L. Whipple (1954) Photographic Meteor Orbits and their Distribution in Space

SAO <413> L. G. Jacchia, F. L. Whipple (1961) Precision Orbits of 413 Photographic Meteors

SAO <2529> R. E. McCrosky, A. Posen (1961) Orbital Elements of Photographic Meteors

SAO —— L. G. Jacchia et. al. (1967) An analysis of the Atmospheric Trajectories of 413 Precisely reduced Photographic Meteors

Russian <164> P. B. Babadzhanov, E. N. Kramer (1967) Orbits of Bright Photographic Meteors

Prairie <336> R. E. McCrosky et. al. (1976) Prairie Network Fireball Data

Prairie —— R. E. McCrosky et. al. (1977) ———— II. Trajectories and Light Curves

---

Japan <187> T. Ochiai — Preprint

豆まき現象

豆まき現象に関しては、ＭＳＳ発足当初活発な議論が行われ、特に１１回には４件の発表があり、一応終息しました。

結論としては、ランダムな出現であっても人間がそれを観測した場合、なんらかの傾向を感じとってしまうと言うことです。パソコン画面にランダム出現の流星を飛ばして見せる実演が行われ。確かに豆まきっぽい現象を出席者一同感じました。

私の流星観測　その8

―― 流星の豆まき現象について（第1報）――

重野好彦

《χ^2（カイ2乗）検定》

今月から何回かに分けて流星の豆まき現象について書いてみたいと思います。この問題については流星観測者の間でかなり以前より話題になっていたようです。とにかく流星観測をしたことのある人でしたらだれでもが感じることなのでごく当然のことのように考えられていました。ところでこの問題がアマチュアの間で研究・発表され出したのは1977年ごろからです。今から5年程前より観測の主体が眼視から写真へと移り、眼視観測データの新しい利用法として考え出されたのがこの問題の解析なのです。

1. はじめに

流星の出現の様子は一般に一様でないと云われている。群流星に於ても散在流星に於ても、時々固まった多くの出現が見られるようだ。また続いて何個も出現することがある。…… つまり単位時間あたりの流星出現数には増減があり、それが観測者を通して一様でない出現であると思わせている。これがいわゆる流星の豆まき現象と呼ばれるものである。

この現象については、様々な解析方法が考えられるが、本報では統計的手法の一つであるχ^2検定を行なった。

2、χ^2検定

χ^2検定で分析することのできる例題として次のようなことがある。「何回かの実験で得られた結果がある程度ばらついているようだが、それぞれの結果は同一の現象なのか、違った現象なのか」これを流星の場合で置き換えると、「流星の出現が多くなったり少なくなったりする様だが、それは偶然そうなるのか、偶然ではないのか」となる。

具体的に分析法を述べると、観測した時間をある時間間隔で区切ったそれぞれの区間内での流星個数をn_i、その平均値を$\bar{n}$とすると$n_i-\bar{n}$は正規分布すると考えられる。また$\chi^2=\sum_{i=1}^{n}(n_i-\bar{n})^2/\bar{n}$で求められる$\chi^2$値は、確率的にどの様な値をとるか分かっている。したがって観測で得られたχ^2値を確率値と比較することによって観測結果の出現確率を知ることができる。つまり確率が小さい程珍しい現象であり、統計的には5%以下だと特異な現象だと考えられる。

3、例題

5回の観測でいづれも流星数は4個であった。観測時間を10に分けてみたところ表1の様な出現をしていた。このときのχ^2値より求めた出現不均一の様子を確率%で示した。

結果は表1より観測NO，1と2が確率5%以下で特異な出現の様子であると言える。

表1　流星出現の様子とその確率

観測NO＼時間	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	確率
1	0 個	0	0	0	0	0	0	4	0	0	0.1 %
2	0	0	0	3	0	0	1	0	0	0	2
3	0	0	2	0	0	0	0	0	0	2	6
4	1	0	0	2	0	0	0	0	1	0	25
5	1	0	1	0	0	1	0	0	0	1	75

4. 観測結果及び結論

前述のχ^2検定を流星観測に当てはめて得られた結果が表3である。

1) 表3より区切り時間の長いものは、観測の初めと終りごろで空の状態が変化したり、流星出現数が変化したりしたことによる影響が出る。観測者の目によって短周期の出現の不均一として見られるのは10分以下の区切り時間である。

2) 観測No.1,3,4,6,7,9は全ての区切り時間に於てランダムな出現である。

3) 観測No.2は5時間に渡るPer群の観測で、時間の経過とともに輻射点高度が高くなり流星数が増加してくる。よって区切り時間が長いものほどランダムな出現でないとの結果が出ているのは当然のことである。

4) 観測No.5,8で出現確率4%という結果が出ている。つまりこの観測のこの区切り時間では25回に1回しか起こらない現象が見られたわけである。しかし9回の観測で6つ又は9つの区切り時間で調べたのだから、全部で60通りの結果が出ている。よって$\frac{1}{25}$の現象が出たとしても何も不思議でないことになる。

結論として群、散在に限らず多少特異な出現をしている観測もあるが、ランダムな出現ではないと断定するまでには至っていない。

表3 流星観測のχ^2検定結果

観測NO、観測日、群、観測時間、流星数

1、1972-8-12/13、Per群のみ、1^h10^m、141コ
2、1974-8-12/13、 〃 、5^h、466コ
3、1975-8-9/10、 〃 、2^h、32コ
4、1975-8-12/13、 〃 、2^h、77コ
5、1971-12-12/13、Gem群のみ、4^h、127コ
6、1972-12-12/13、 〃 、2^h20^m、218コ
7、1974-12-14/15、 〃 、4^h、298コ
8、1975-8-9/10、散在のみ、2^h、59コ
9、1975-8-12/13、 〃 、2^h、29コ

χ^2検定により求められた流星観測の出現確率

区切り時間＼観測NO	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10秒	% 25<				25<				
20	〃				〃				
30	〃				〃				
1分	〃	25<	25<	25<	20	25<	25<	4	25<
2	〃	9	〃	〃	4	〃	〃	25<	〃
5	〃	3	〃	〃	25<	20	〃	10	〃
10	〃	1	〃	〃	〃	6	〃	25	〃
20	〃	〃	〃	〃	〃	25<	〃	5	〃
30	〃	〃	〃	20	〃	〃	〃	10	〃

1980.1.5 みーん

私の流星観測　その9

── 流星の豆まき現象について（第2報の1）──

重野好彦

《周期性の検定》

1. はじめに　前報に於て流星出現の不均一性を統計的に調べたが、ほぼランダムな出現であるとの結論が得られた。本報ではフーリエ・スペクトルを用いて、流星出現の周期性について検定を行なったので報告する。

2. 計数データのスペクトル解析について　一般にスペクトル解析がよく用いられている現象には、太陽黒点の増減周期や地震波の卓越振動数の検出などがあげられる。これらの現象は時間に対する計量的な変化（振幅など）をデータとして持ち、このデータの連続をフーリエ変換することによって、振動数成分の検出が行なえるものである。ところで流星の出現やある現象の起こる周期などは、あるかないか、1か0かといったデータであり、単位時間あたりの数として扱う計数データである。よって本報では計数データを計量データに変換して、フーリエ変換することにする。

3. 計数データの計量データへの変換

A法：時間を一定間隔で区切り、その中で現象の起った数（度数）を求め、その値を計量データとする。（図1−a）

B法：現象の出現時刻を t_i $(i=1,2,\cdots,N)$ とするとき、$t_{i+1}-t_i$ は隣合った出現時刻の差（時間ずれ）であって、計数データの場合これを一つの周期と考えることが出来る。同様に $t_{i+2}-t_i$, $t_{i+3}-t_i$, $\cdots$, $t_{i+N}-t_i$ などもそれぞれ周期と考えることが出来る。ここで $t_{i+j}-t_i$ に於て $((j=1,2,\cdots,N), i=1,2,\cdots,N)$ ……（1）式　と i, j を変化させることにより N^2 個だけ時間ずれの値が得られる。いま観測時間をLONGとすると、時間ずれは0〜LONGの値をとる。そこで0〜LONGの間を一定間隔で区切り、それぞれの間隔内にある時間ずれの値の数（度数）を求め、その値を計量データとする。（図1−b）　ただしこの場合、時間軸は時刻歴ではなく時間ずれとなる。また時間ずれの値は実際にはLONGまでは求めず、LONG／2まで求めればよい。（1）式で $i+j$ がNの範囲からはみ出す場合、すなわち $i+j>N$ の場合は、$t_{i+j} \longrightarrow t_{i+j-N}+\mathrm{LONG}$ とし、もとにもどって最初から t_i の値を巡回的に用いるものとする。

4. 計数データの例題のスペクトル解析　例題は、1978年11月28日火曜に町田街道西生田に於て得られたもので、17時5分より16分間166台の自動車が通過した時刻を測定し、そのデータを流星の出現時刻に見たてている。なお観測点の100m程手前には周期110秒の信号があり、現象の出現に周期性を持たせている。

図1−aは、A法によりデータを数−量変換した結果得られた度数分布である。図1−bは、同様にB法により数−量変換した度数分布である。ただしこの場合度数の値が条件によって大きく異なるので、その最大値を100として相対的な値とした。

例題波のフーリエ・スペクトルを描いてみると、図2となる。図で縦軸は、フーリエ振幅をその最大値を

100として相対的な値で表わした。また横軸は周期である。

図2で、特にB法によるグラフから107秒と53秒に卓越した周期のあることが分かる。ここで特に強い107秒は信号の周期の110秒に近い。また次に強い53秒は、このちょうど半分の周期であり、曲がって来た自動車によるものと考えられる。A法によるグラフからもそれに近い様子が窺われる。しかしB法のものに比べるとぎざぎざが大きい。

5. 数一量変換法の選択　A.B法を比較した場合、A法は精度が低いものと考えられる。つまり有効桁数が非常に小さい。例えば群流星がデータの場合区切る間隔を1分にすると、A法の度数は0～5程度となってしまう。しかしB法では桁違いに大きな度数を持つことが出来る。また度数の平均に対して、そのまわりの分布を考えるとき、A法では明らかに偏りがある。一方B法では偏りは少ない。ところでデータがランダム波ならば、振幅の分布は正規分布になることが知られているので、この点から見てもB法を用いることが適当である。よって本報ではB法を用いて話を進めることにする。（つづく）

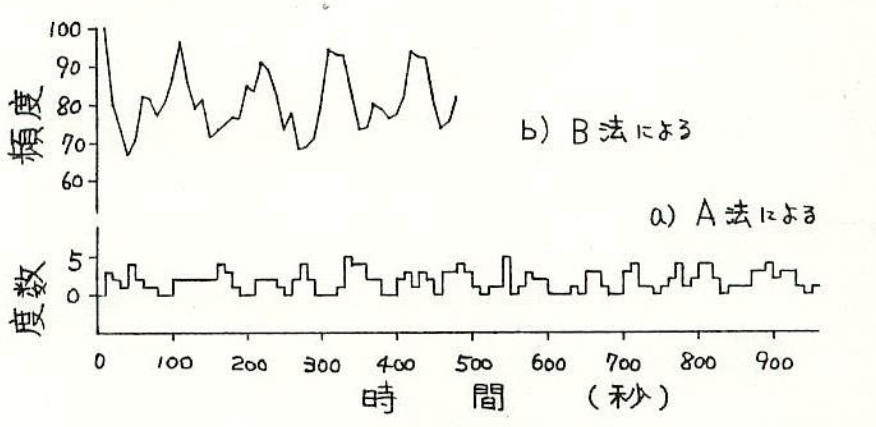


図1　町田街道　自動車通過時刻の度数分布

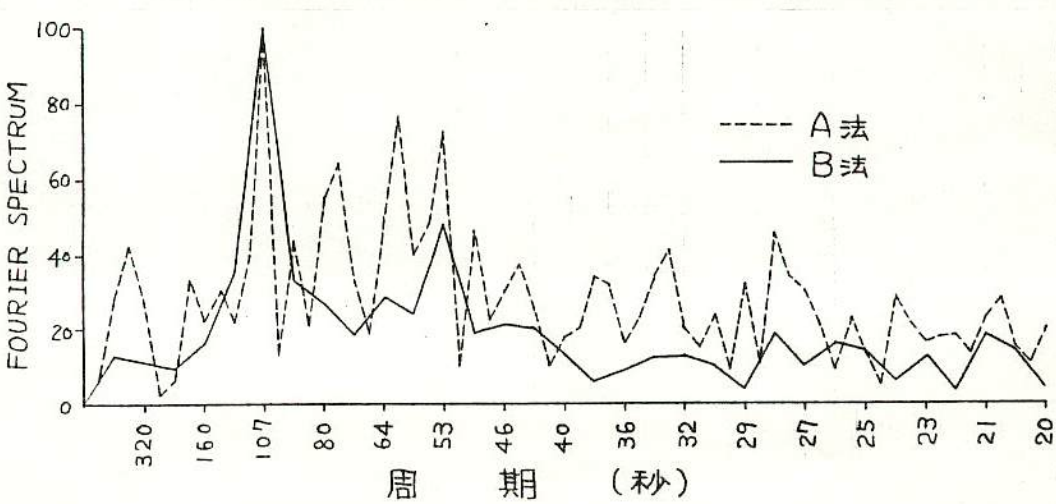


図2　町田街道　自動車通過時刻のフーリエスペクトル

1980.3.7.金　み～ん

私の流星観測　その10

―― 流星の豆まき現象について（第2報の2）――

重野好彦

《周期性の検定》

6. 流星観測データの計算結果

図3はPer群流星のフーリエ・スペクトルである。a.のグラフには明らかに640秒に卓越した周期が見られる。そして他の周期には高いフーリエ振幅は見られない。よってこの場合640秒付近を周期にして流星が出現したと考えてもよさそうである。次にb.c.のグラフを見るとこの場合はいくつものピークが現われている。そこでこの様なグラフについては、後で他とまとめて考えることにする。

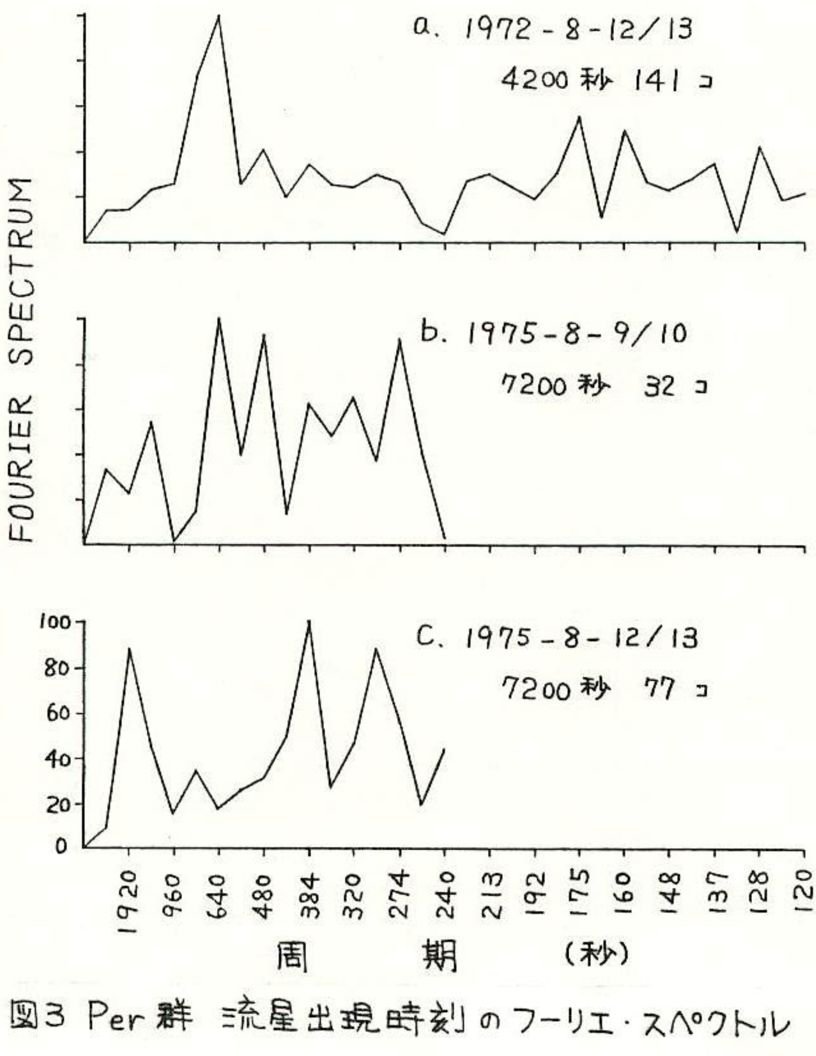


図3 Per群 流星出現時刻のフーリエ・スペクトル

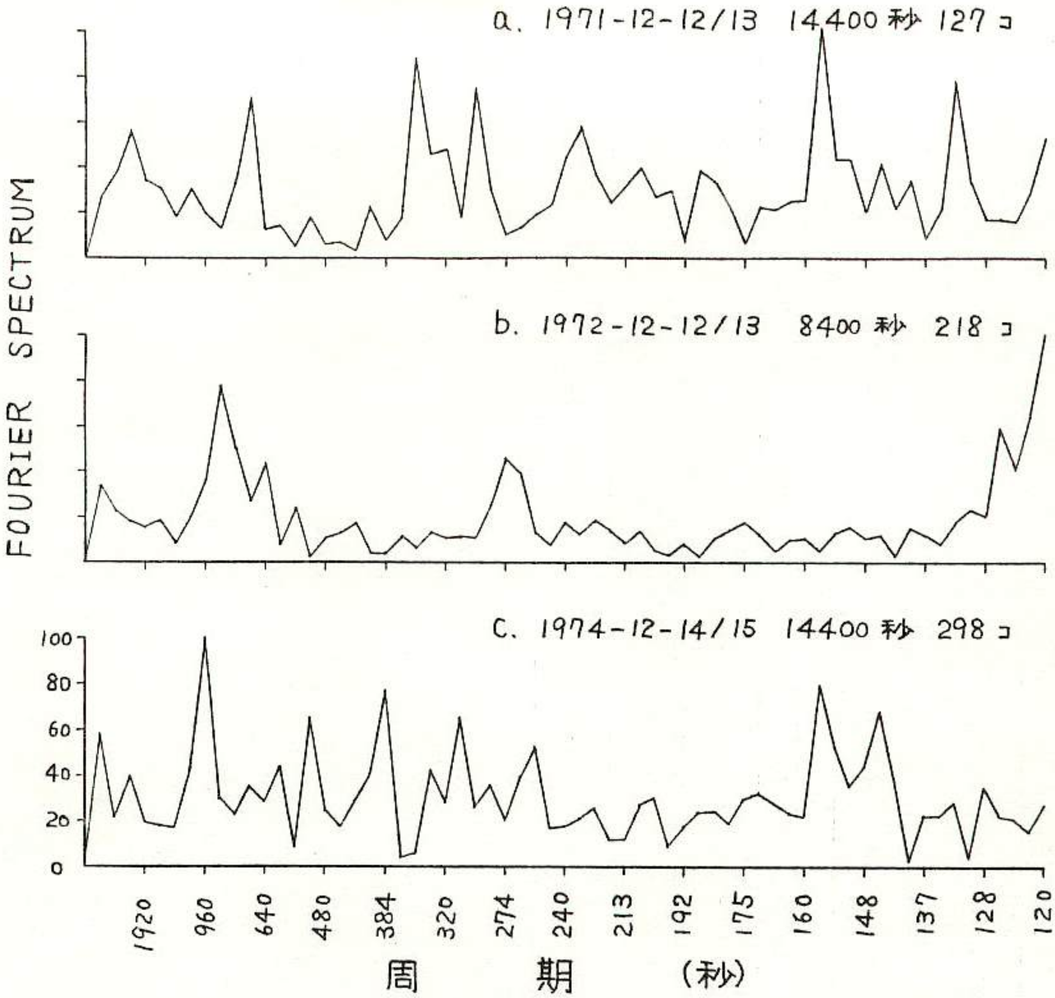


図4 Gem群 流星出現時刻のフーリエ・スペクトル

図4はGem群流星のフーリエ・スペクトルである。それぞれのグラフでいくつかのピークが見られる。これも後でまとめて考える。

図5は散在流星及びランダム・データのフーリエ・スペクトルである。ここでランダム・データとは計算機に一様乱数を発生させ、それを観測時間内(この場合7200秒間)に適当にばらまいたものである。

さてグラフにいくつものピークが現われたことについて考えてみる。もしデータ波がランダムな波(ホワイト・ノイズ)であれば、フーリエ・スペクトルのグラフは平坦なものとなることが期待される。しかし実際には、ランダム・データのグラフを見ても分かるようにかなりのぎざぎざが現われている。これはデータ個数がまだまだ十分でないことが原因となっている。とすると、図3.4.にも同様のことが当てはまる。図3-aを除けば、他のグラフは何れも数多くのピークを持ちランダム・データのものと様子がよく似ている。
一般にこのような場合は確率的に考えて有意差検定などを行なうのであるが、ここでは普通この種のグラフに於て行なわれている方法で考えてみる。

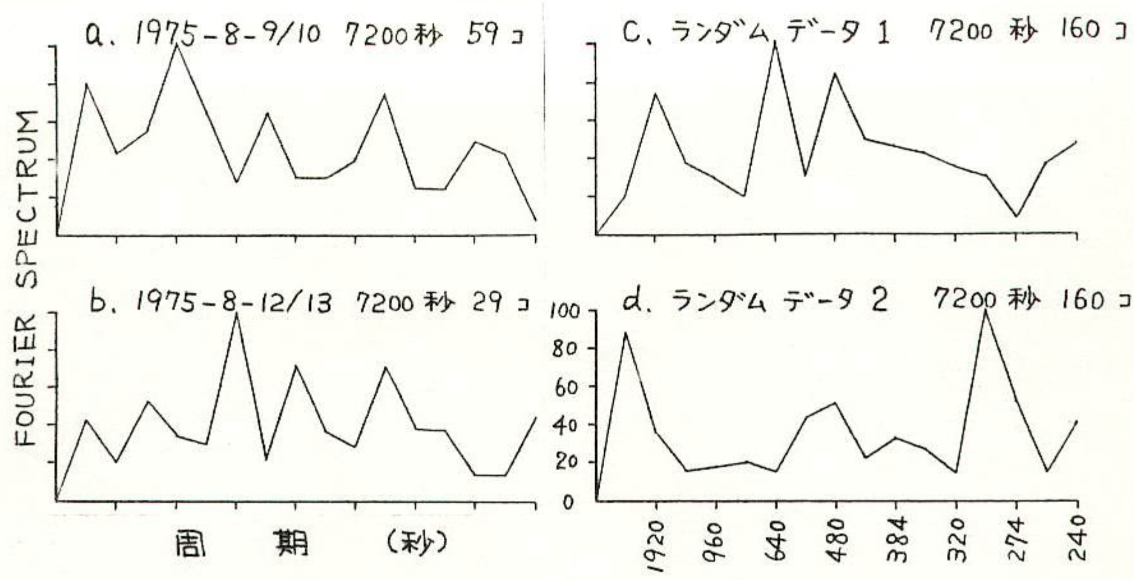


図5 散在流星・ランダムデータ 出現時刻のフーリエ・スペクトル

スペクトルの平滑化：移動平均法的に考えて、グラフをなめらかにすることにより、波のもっている本質的なものを浮き出させることが出来る。本報には平滑化したグラフは載せていないが、人間の目による平滑化もへたな計算より信頼がおけるので試していただきたい。要点は大きな山の連なるところは平滑後も高い丘になるということである。

卓越周期の再現性：平滑をしないぎざぎざのグラフであっても、その時々の観測に於ては存在した状態なのであって、決してなおざりには出来ない。いくつかの同じ群のグラフを並べてみると卓越周期の再現性のあるなしが分かる。何時の観測データでも見られる周期であれば、正しくそれは有意な周期となる。

7、結論

以上が流星の出現の周期性についての結果である。結論として言えることは、どの観測データについてもいくつかの周期でピークがあり、その時々の観測に於てはそれらの周期性を持っていたということである。ただ最終的にはその再現性をもって議論すべきであるから、本報の結果を見る限りではこれといった周期性はないとの結論になるだろう。

8、おわりに

ここまでの報告では、全て流星の出現がランダムであるとの結論を得て来た。しかし実際には弱い相互関係や周期性などは存在するかも知れない。もしそうであったとしても観測者はあくまでも確率的にしか議論出来ないのであって、結局流星の出現や分布に関する問題をとやかくすることはかなり難しいということになるだろう。

1980.3.7. 金 ミーン

P9

私の流星観測　その11

── 流星の豆まき現象について（第3報）──

重野好彦

《ランダム・データの豆まき現象の論証》

1. はじめに

第1～2報では、豆まき現象についての解釈が間違っていた可能性がある。本報では豆まき現象を次の様に考えたい。つまり単位時間あたりの出現個数の変化ではなく、次の出現までの待ち時間の増減であると。よって本報では待ち時間の確率の問題について述べることにする。

2. ランダム・データの待ち時間

時 分 秒				
0, 1,49	0, 1,53	0, 2, 7	0, 2, 7	0, 3,37
0, 4,20	0, 5,36	0, 5,51	0, 5,55	0, 5,56
0, 8, 3	0, 8,20	0, 8,21	0, 9,34	0, 9,45
0,10,11	0,10,49	0,11,50	0,12,12	0,13,33
0,14,12	0,14,24	0,15, 0	0,15,10	0,16, 6
0,16, 9	0,17,55	0,18,15	0,19,52	0,20, 3
0,20,20	0,20,24	0,20,46	0,20,56	0,20,59
0,22,48	0,22,51	0,22,54	0,23, 8	0,23,20
0,23,34	0,23,57	0,24, 7	0,24,48	0,26,15
0,28,26	0,28,26	0,29,24	0,29,26	0,29,33

上の表は第2報のランダム・データ2の一部である。7200秒間に160コであるから、平均的には45秒に1コの割合になるのであるがどうだろう。初めの10分間の15コを見てみる。4秒以内に次の出現のあるものを数えると、5回9コもの流星がその仲間に入っている。また最長待ち時間は127秒である。10分台、20分台などはそれ程ではないが、とにかくこの様なデータによって観測者は時々固まった出現があると感じるのである。

1980.9.28. 武蔵高 大西洋

$P(t>S)\cdot P(t>T)=P(t>T+S)$

ここでこのことを確率的に考えてみる。一般に待ち時間の出現確率 $f(x)$ は以下の式に従がうことが知られている。

$$f(x)=ae^{-ax} \quad \cdots\cdots (1) \quad \text{指数分布}$$

上式はグラフでは図1のようになる。この図から次の2つのことを読みとることが出来る。まず、次の出現は今の出現のすぐ直後の確率が高い。そして、今の出現の後ある程度時間が経過したならば、次の出現の確率の単位時間あたりの減少量は少ない。よって次のような結論となる。

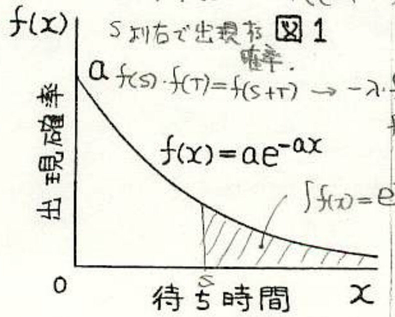


図1

$f(S)\cdot f(T)=f(S+T) \rightarrow -\lambda\cdot f(T)=f'(T)$

$f(T)=e^{-\lambda t}$

3. ランダム・データの豆まき現象の論証

流星観測者は、はたして観測中に単位時間あたりの流星数を認識しているのだろうか。もしこれをしっかりと認識しているならば、豆まき現象の存在などは問題にならなかったかも知れない。観測者はこの

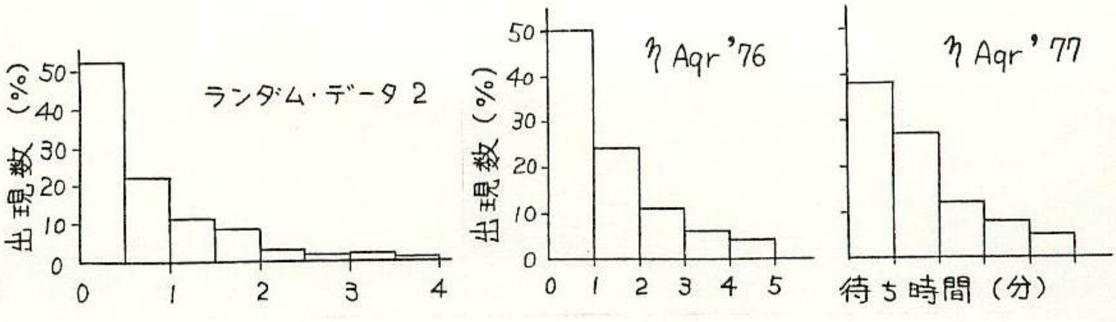


図2　待ち時間と出現数の関係のグラフ

場合流星数よりも待ち時間をより強く認識しているに違いない。つまり観測者はランダム・データ2の例で言うならば、次の出現は約45秒後であって欲しいのであり、45秒後を極大にした正規分布が頭の中に浮かんでいるのである。ところが実際には図1のような指数分布をしているのであって、この間には大きな溝があるわけである。よってこの溝を埋めるために人間は、豆まき現象なる言葉を発明したものと考えられる。つまりランダム出現であっても人間にとっては豆まき現象は見られるのである。(図3参照)

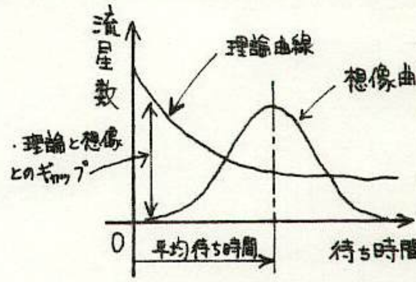


図3　理論と想像とのギャップ

4. おわりに

論証に於て、多少偏見のあるような述べかたをしましたが、これは多分に意図的なところがあります。つまり豆まき現象を観測したことを話題にすることはかまわないが、だからと言って流星物質の分布についてとやかく言うことは少し早計ではないかと思われるからです。

ところで、ランダムな出現であっても豆まき現象が見られるのなら、豆まきが見られるのは流星の出現に限ったことではないでしょう。たとえば客の到着時刻とか、電話の通話時間などがその例となります。この問題については、次の第4報で報告したいと考えています。

ともあれとかく我々が問題にすべきはずの確率を避けて通りがちなのは、想像との食い違いの大きいことが原因になっているのかも知れません。

参考文献(第1～3報)

1. 大崎順彦：地震動のスペクトル解析入門，鹿島出版会(1977.4.).
2. 森口繁一：日科技連数値表(A)，日科技連出版社(1976).
3. 落合孝志(日大天文研)：FM電波観測の研究，連星32号(大天連)(1977.12.4.).

この研究を行なうに当って、須貝則朗君(明大天文部)に協力していただきました。

1980.3.8.土.　み～ん

私の流星観測　その13

―― 流星の豆まき現象について（第４報）――

重野好彦

《生活現象への当てはめ》

1. はじめに　豆まき現象について、第1〜3報を4回に渡って連載してまいりました。これまでの感想はいかがでしょうか。考えてみますとどうでもよいようなことをかくもここまで長々と（3年以上も）研究？してきたものだとつくづく思っております。　しかしおかげで副産物もいろいろと得ることができました。振動の運動方程式、フーリエ・スペクトル、計数データの計量データ化、そして待ち時間の確率の問題など、それぞれどれも初歩的なことだけですが、なんとか話ぐらいはできるようになりました。

さてその中で少し特異なものに待ち時間の確率の問題があります。今回は豆まき現象についての第4報として流星に限らずものごと全てに当てはまるこの現象についての話をして、本研究のまとめとすることにします。

2. 生活現象への当てはめ　第3報で述べました通り、ランダムな出現をする現象はことごとく豆まき現象を引き起こすのですから、当てはめるべき現象は浜の真砂ほどもあるということになるでしょう。そこでその中でも生活に密着したよくありそうなことについて当てはめてみたいと思います。

3. 出合い頭　図1を見て下さい。ここは田舎の道路だとします。自分は今自動車でA道を通っており、十字路を通過しようとしています。するとB道を1台の自動車が走り過ぎて行きました。ここらへんは交通量の少ないところですから、十字路を横切るのにB道の車に注意する必要はないでしょう。――これは果して安全でありましょうか、――否、待ち時間の確率から考えると最も危険なことです。　今通り過ぎた後、次の車が通り過ぎるまでの待ち時間は、図2の様な指数分布となります。よって次の車がやってくるのは今の車が通り過ぎたすぐ直後の確率が高いということになります。　ところが一般に我々は図2の破線で示した様な曲線を想像しがちであります。よってこのギャップを豆まき現象と呼んでいるわけです。

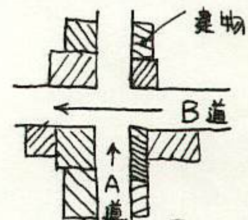


図1

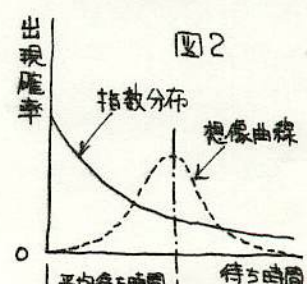


図2

ところで、道路に踏み切りがある場合はどうでしょう。――この場合こそ電車が通り過ぎた直後に渡ることが最も安全と言えるでしょう。ただし単線の場合ですが。

4. 忙しい時に限ってまた仕事が舞い込む　私の今年の2月8日（金）の1日を紹介します。「論文発表の原稿を書き4^hに寝る。朝8^hに起き、P型望遠鏡と100 mmレンズと三脚を持って友人宅を尋ねる。12^h友人と新宿のカメラ屋へ接写リングなどを買いに行く。12^h30^mゼミの後輩と待ち合わせていたが会うことができない。14^hごろ大学に着く。論文のコピーをするが、コピー

の機械が途中で故障となる。16ʰから論文発表用のスライドの撮影をする。18ʰごろ天文部の後輩が暗室を借りに来たので、無断で一夜貸す。18ʰ30ᵐ スライド・フィルムを写真屋に出しに行く。19ʰ ゼミの後輩の下宿でスキヤキ・パーティーをする。」となっています。 つまりこの日は一ぺんに数多くの仕事が重なってしまったのですが、これには2つの理由が考えられます。一つは仕事を1日で片付けてしまおうと考えたため重なったもの。そしてもう一つは待ち時間の確率により予期せぬ仕事が重なって舞い込んだためです。一つの仕事の後にまた他の仕事が舞い込む待ち時間は0秒後の確率が最も高いので、運が悪いと次々と仕事が舞い込むことになります。その代り一日中何もやることがなく「ポケー」っとしている日などというのもあるわけです。 そう考えますとただでさえ一日中忙しい某国首相などは、確率の大当りの日には死ぬほど忙しかったことと心中察する次第であります。

5. お話し中　電話をかけます。するとお話し中でした。一たん切ってもう一度電話をかけます。するとまたお話し中でした。さて、その次また続けて電話をかけますか、それともしばらく待ちますか。この問題は、待ち時間の確率の問題の他に通話時間の長さの分布に関係があります。電話屋さんの統計によりますと通話時間の分布は、やはり指数分布になるのだそうです。つまり短い通話時間の人が多い中にあって、長い通話をする人は人数は少ないけれどその通話時間ときたら限度知らず。ということになります。一方短い方では通話時間0秒というのは無いわけですから、0秒付近に於ては多少違った分布をしています。 通話時間の分布が指数分布をしているならば今の問題はどうなるでしょう。1度目にかけた時お話し中だった。これだけではいつからお話し中なのかがわかりません。2度目にかけた時やはりお話し中だった。こうなると少なくとも何秒間以上お話し中であるかということがわかります。ここで次のことが言える様になります。先方が短い通話で終らせるつもりであるなら、2回目に電話をかけた時にはもうすでに通話は終っているはずです。つまりつながるはずです。ところが2度目にやはりお話し中だったとしたら、短い通話で終るのか、長話しとなるのか、どちらとも言えなくなって来ます。一般にはここでしばらく待つのが良いかと思われます。そして今一度かけてみて、もしお話し中だったとしたら、もう長話しの末期的症状ですからしばらくは電話のことを忘れた方がよさそうです。その他にもいつも長電話である人に電話をかけて、もしお話し中であったとしたら、やはり同様の処置をとることが必要です。

6. おわりに　「いい気持で風呂につかると決って電話がかかってくる」「人が傘を持たないで外出したときに限って雨が降る」そして、「無断駐車をしたときに限って駐車違反でつかまる」これらは全て、確率的に言えば偶然の、人間に言わせれば奇妙な一致によるいたずらです。このような奇妙な一致を人間が観測すると、その人間はダグウッド・バムステッド症候群という症状を引き起こします。この症状が悪化してくると、「魔がさした」「運が悪い」などということになってきます。
私たちの経験の中にもこれらの症状はまだ数多くあると思います。こんな症状（現象）を見つけて行くことはけっこうおもしろいことです。なにか新しい発見があるかも知れません。皆さんもちょっと気にとめてみてはいかがでしょうか。

1980. 7. 27. 日 MHHH

＊ 追加報告（個人計数観測でのデータ記録の見逃し補正）

流星の計数観測を個人で行なったとき、記録をとるために観測のできない時間が生じます。そこでこの見逃し時間の補正について考えてみましょう。

h m s				
0, 1,49	0, 1,53X	0, 2, 7X	0, 2, 7X	0, 3,37
0, 4,20	0, 5,36	0, 5,51X	0, 5,55X	0, 5,56X
0, 8, 3	0, 8,20X	0, 8,21X	0, 9,34	0, 9,45X
0,10,11	0,10,49	0,11,50	0,12,12	0,13,33
0,14,12	0,14,24X	0,15, 0	0,15,10X	0,16, 6
0,16, 9X	0,17,55	0,18,15X	0,19,52	0,20, 3X
0,20,20	0,20,24X	0,20,46	0,20,56X	0,20,59X
0,22,48	0,22,51X	0,22,54X	0,23, 8X	0,23,20
0,23,34X	0,23,57	0,24, 7X	0,24,48	0,26,15
0,28,26	0,28,26	0,29,24	0,29,26X	0,29,33X

上の表は第2〜3報に出てきたランダム・データ2の一部です。表の通り30分間で50個の流星が出現しています。今この出現の計数観測を個人で行ない、流星1個の記録に20秒を要したとします。上表にはそれによって見逃した流星に×印を付けてあり、そして観測できた流星数は26個となります。　見逃し時間を考えて補正流星数は以下の通りです。

全観測可能時間$=1800^s$、見逃し時間$=20^s \times 26^コ = 520^s$

$$補正流星数 = \frac{1800^s}{1800^s - 520^s} \times 26^コ = 36.6^コ$$

補正流星数：$36.6^コ$ に対して実際の流星数は$50^コ$であり、$36.6^コ/50^コ \times 100 = 73\%$ とずれが生じました。　これは次の理由によるものです。つまり見逃し時間は全て流星が出現した直後に発生します。よって待ち時間の確率から考えて一番出現し易い時間ばかり見逃していたわけです。　（同様に見逃し時間：15, 25, 30 秒 のときの補正流星数は 43.6, 40.7, 42.9コ）

この様な見逃し時間の補正は正確に行なうことは困難で、見逃し時間のない観測をする必要があります。さもないと記録をとっているときに限って流星が多く出現するとぼやくことになるでしょう。

発行 ©1980.9.28.（日）　50部

発行者　重野好彦　211 川崎市中原区木月住吉町2024　044-411-2291

** 本報は天文セミナー（戸田雅之 発行）の1980年2月号〜8月号に連載したものです。

輻射点

単一流星（同時流星にならなかった流星）からの輻射点決定法は、長沢工による「多数の流星写真による流星群輻射点の高精度決定法（1978）」（東京天文台報）により確定されました。

最近話題となったのは、ジャコビニ流星群の輻射点を写真及びＴＶ観測で求めたことです。

また同時流星で求めた輻射点の精度に関して、誤差楕円の求め方が話題となっています。

1978.10.8. 1st MSS

1977年 オリオン座流星群の輻射点とその広がり

木村直人

〈計算方法〉

発光点と消滅点を結ぶ経路大円の極を用いて計算する。
多数のデータなので、最小自乗法によって最もらしい解を得る。
輻射点の広がりとは、輻射点と経路大円の角距離を出し、その標準偏差を広がりとする。

〈天頂引力補正〉

観測地の λ, φ 及び流星出現時刻(地方恒星時)がわかっているので、流星速度 V_∞ を仮定して補正を行う。

〈フィルム測定〉

理想的には、XYコンパレーターを用いて測定すれば良いが、時間がかかる。
そこで、引き伸し投影によって、拡大した像から標準座標法によって位置を決定。
測定精度は 40″ 前後.

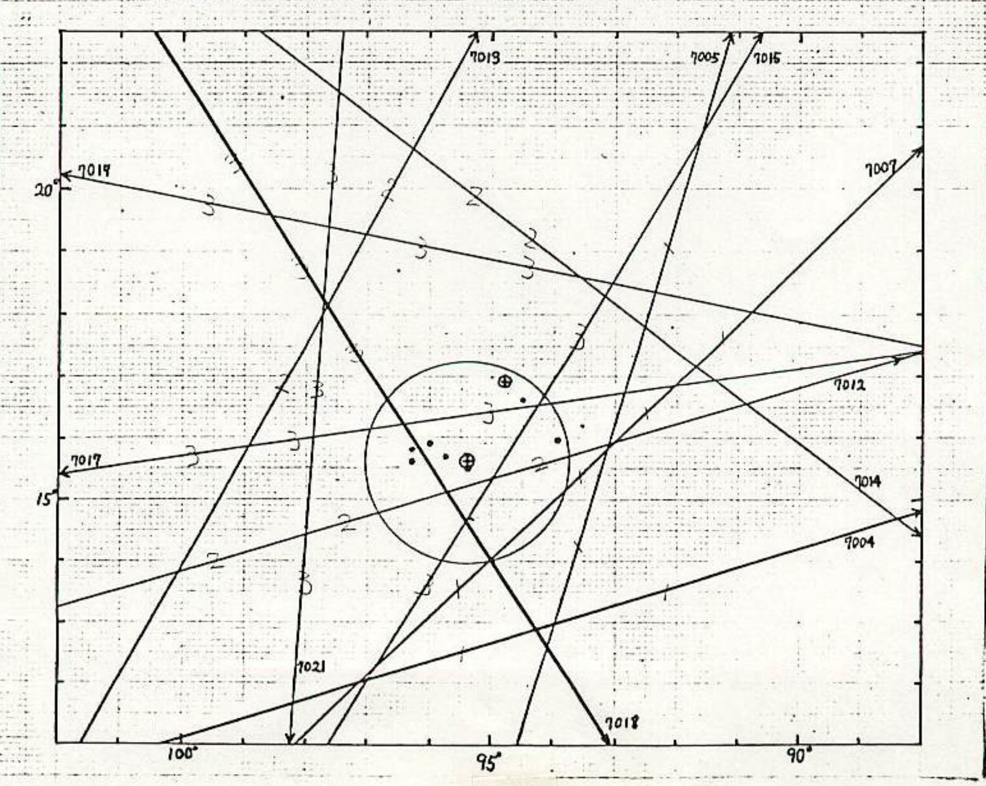
〈重み計算〉

経路の長さ、輻射点からの距離により求める。

$$W \propto \frac{\sin^2(S_2 - S_1)}{\sin^2 S_1 + \sin^2 S_2}$$

Wの値は合計が流星の個数になるように調整。

天頂引力補正後の流星経路図



KOKUYO

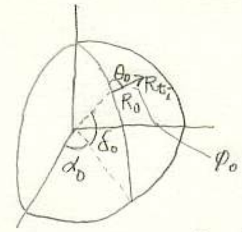
1979.6.24　4回M.S.S.

流星群の輻射点移動

日大天文研 OB
木村直人

時刻t_0において輻射点$R_{t_0}(\alpha_0, \delta_0)$が、$\theta_0$方向に速度$\varphi_0$で移動しているものとする。その時、時刻$t_i$において輻射点$R_{t_i}$の位置は

$$R_{t_i} = \begin{pmatrix} \cos\delta_i \cos\alpha_i \\ \cos\delta_i \sin\alpha_i \\ \sin\delta_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \\ Z_i \end{pmatrix}$$



$$= \begin{pmatrix} \cos\alpha_0 & -\sin\alpha_0 & 0 \\ \sin\alpha_0 & \cos\alpha_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\delta_0 & 0 & -\sin\delta_0 \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\delta_0 & 0 & \cos\delta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_0 & \sin\theta_0 \\ 0 & -\sin\theta_0 & \cos\theta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\{\varphi_0(t_i - t_0)\} \\ 0 \\ \sin\{\varphi_0(t_i - t_0)\} \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots (1)$$

$$= \begin{pmatrix} (\cos\{\varphi_0(t_i-t_0)\}\cos\delta_0 - \sin\{\varphi_0(t_i-t_0)\}\cos\theta_0 \sin\delta_0)\cos\alpha_0 - \sin\{\varphi_0(t_i-t_0)\}\sin\theta_0 \sin\alpha_0 \\ (\cos\{\varphi_0(t_i-t_0)\}\cos\delta_0 - \sin\{\varphi_0(t_i-t_0)\}\cos\theta_0 \sin\delta_0)\sin\alpha_0 + \sin\{\varphi_0(t_i-t_0)\}\sin\theta_0 \cos\alpha_0 \\ \cos\{\varphi_0(t_i-t_0)\}\sin\delta_0 + \sin\{\varphi_0(t_i-t_0)\}\cos\theta_0 \cos\delta_0 \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots (2)$$

で与えられる。

輻射点の移動とは、位置(α_0, δ_0)と速度(θ_0, φ_0)を求めることによって、移動を知ることができるわけである。

今、4つの未知数に対して次のように式の変形をしてみる。

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0 &= \alpha + \Delta\alpha \\ \delta_0 &= \delta + \Delta\delta \\ \theta_0 &= \theta + \Delta\theta \\ \varphi_0 &= \varphi + \Delta\varphi \end{aligned}\right\} \quad \text{-----} \quad (3)$$

そして、α_0の近似置としてαを、δ_0の近似値をδとして…というように、それぞれの近似値を与えて、その補正量$\Delta\alpha$, $\Delta\delta$…を求めるようにしてみる。
ここで、補正量は小さな量で、次の近似が成り立つとする。

$$\sin(\alpha + \Delta\alpha) = \sin\alpha \cos\Delta\alpha + \cos\alpha \sin\Delta\alpha$$

$$\fallingdotseq \sin\alpha + \Delta\alpha \cdot \cos\alpha \quad \text{----} \quad (4)$$

(3)を(2)に代入すると、

$$\left.\begin{aligned}
X_i = {} & (\cos\{\ \}\cos\delta - \sin\{\ \}\cos\theta\sin\delta)\cos\alpha - \sin\{\ \}\sin\theta\sin\alpha \\
& - \Delta\varphi(t_i - t_0)[(\sin\{\ \}\cos\delta + \cos\{\ \}\cos\theta\sin\delta)\cos\alpha + \cos\{\ \}\sin\theta\sin\alpha] \\
& + \Delta\theta(\sin\{\ \}\sin\theta\sin\delta\cos\alpha - \sin\{\ \}\cos\theta\sin\alpha) \\
& - \Delta\delta(\cos\{\ \}\sin\delta + \sin\{\ \}\cos\theta\cos\delta)\cos\alpha \\
& - \Delta\alpha[(\cos\{\ \}\cos\delta - \sin\{\ \}\cos\theta\sin\delta)\sin\alpha + \sin\{\ \}\sin\theta\cos\alpha] \\[1ex]
Y_i = {} & (\cos\{\ \}\cos\delta - \sin\{\ \}\cos\theta\sin\delta)\sin\alpha + \sin\{\ \}\sin\theta\cos\alpha \\
& - \Delta\varphi(t_i - t_0)[(\sin\{\ \}\cos\delta + \cos\{\ \}\cos\theta\sin\delta)\sin\alpha - \cos\{\ \}\sin\theta\cos\alpha] \\
& + \Delta\theta(\sin\{\ \}\sin\theta\sin\delta\sin\alpha + \sin\{\ \}\cos\theta\cos\alpha) \\
& - \Delta\delta(\cos\{\ \}\sin\delta + \sin\{\ \}\cos\theta\cos\delta)\sin\alpha \\
& + \Delta\alpha[(\cos\{\ \}\cos\delta - \sin\{\ \}\cos\theta\sin\delta)\cos\alpha - \sin\{\ \}\sin\theta\sin\alpha \\[1ex]
Z_i = {} & \cos\{\ \}\sin\delta + \sin\{\ \}\cos\theta\cos\delta \\
& - \Delta\varphi(t_i - t_0)(\sin\{\ \}\sin\delta - \cos\{\ \}\cos\theta\cos\delta) \\
& - \Delta\theta\sin\{\ \}\sin\theta\cos\delta \\
& + \Delta\delta(\cos\{\ \}\cos\delta - \sin\{\ \}\cos\theta\sin\delta)
\end{aligned}\right\} \cdots (4)$$

ここで $\sin\{\ \}$ は $\sin\{\varphi(t_i - t_0)\}$ を意味する。

(4)式を見やすくするために、定数項を定数 R_{ij} で置き換えると、

$$\left.\begin{aligned}
X_i &= R_{11} + \Delta\varphi\cdot R_{12} + \Delta\theta\cdot R_{13} + \Delta\delta\cdot R_{14} + \Delta\alpha\cdot R_{15} \\
Y_i &= R_{21} + \Delta\varphi R_{22} + \Delta\theta R_{23} + \Delta\delta\cdot R_{24} + \Delta\alpha R_{24} \\
Z_i &= R_{31} + \Delta\varphi R_{32} + \Delta\theta R_{33} + \Delta\delta R_{34}
\end{aligned}\right\} \quad ---- (5)$$

となる。

時刻 t_i に流星 $M_i(L_i, M_i, N_i)$ が出現したとすると、

$$\begin{aligned}
R_{ti}\cdot M_i &= X_i L_i + Y_i M_i + Z_i N_i \\
&= A_i + \Delta\varphi B_i + \Delta\theta C_i + \Delta\delta D_i + \Delta\alpha E_i \qquad ----- (6) \\
&= \varepsilon_i \\
&\fallingdotseq 0
\end{aligned}$$

となる。

但し、6)式において、Ai, Bi, Ci, Di, Ei は次を意味する。

$$\left.\begin{aligned} A_i &= R_{11}\cdot L_i + R_{21}\cdot M_i + R_{31}\cdot N_i \\ B_i &= R_{12}\cdot L_i + R_{22} M_i + R_{32} N_i \\ C_i &= R_{13} L_i + R_{23} M_i + R_{33} N_i \\ D_i &= R_{14} L_i + R_{24} M_i + R_{34} N_i \\ E_i &= R_{15} L_i + R_{25} M_i \end{aligned}\right\} \quad \text{----} \quad (7)$$

(6)式を観測方程式として、最小自乗法によって補正量を計算してみる。

$$\left.\begin{aligned} \tfrac{1}{2}\,\partial\varepsilon_i^2/\partial\Delta\varphi &= \Delta\varphi[B^2] + \Delta\theta[BC] + [AB] \\ \tfrac{1}{2}\,\partial\varepsilon_i^2/\partial\Delta\theta &= \Delta\theta[C^2] + \Delta\varphi[BC] + \Delta\delta[CD] \\ \tfrac{1}{2}\,\partial\varepsilon_i^2/\partial\Delta\delta &= \Delta\delta[D^2] + \Delta\theta[CD] + \Delta\alpha[DE] \\ \tfrac{1}{2}\,\partial\varepsilon_i^2/\partial\Delta\alpha &= \Delta\alpha[E^2] + \Delta\delta[DE] + [AE] \end{aligned}\right\} \quad \text{----} \quad (8)$$

したがって、正規方程式は、

$$\left\{\begin{aligned} [B^2]\Delta\varphi + [BC]\Delta\theta \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad &= -[AB] \\ [BC]\Delta\varphi + [C^2]\Delta\theta + [CD]\Delta\delta \qquad\qquad &= 0 \\ [CD]\Delta\theta + [D^2]\Delta\delta + [DE]\Delta\alpha &= 0 \\ [DE]\Delta\delta + [E^2]\Delta\alpha &= -[AE] \end{aligned}\right\} \quad \text{---} \quad (9)$$

となる。

求まった補正量を(3)式により代入して未知数を知ることができる。精度を上げるために、求まったものを新に近似値として、その補正量を求めるという事を数回繰り返すと良い。

[計算例]

1977年12月のGem群について計算をしてみた。その結果

視輻射点、	(113°78, 31°06)
その広がり	0°604
真輻射点、	(113.83, 31.53)
広がり	0°416

となった。流星数は19個で、すべて出現時刻のわかっているものを用いた

同じデータを用いて輻射点移動を計算

引伸しグラフ用紙
標準座標

12月 11日	(113°68, 31°14)
12日	(113°79, 31°22)
13日	(113.91, 31.30)
14日	(114.03, 31.38)

時刻はJ.S.T. 0時. 広がりは、0°52 ?

この計算は、初期値をうまく取らないと解が収束しなく発散してしまう。
また、データも長期間のものでないと、やはりうまく解が出ない。
今回用いたデータも、あまり良いものではなく、輻射点の移動を考えるには、少し無刹な感じがする。

NO.
DATE

18th MSS

主要流星群の真輻射点リスト（速報）

KPM ネットワーク

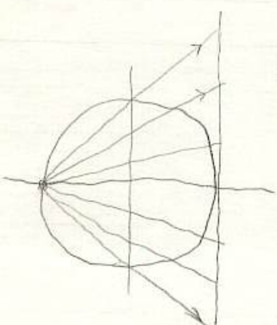
しぶんぎ、ペルセウス、ふたご の各群について
KPM リストより真輻射点をぬきだしてプロット
した。

	データ数	年
Quadrantids	25	1955-1979
Perseids	41	1964-1980
Geminids	52	1969-1979

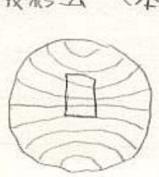
投影法は、ステレオネット作成と同じ平射図法を用いた。
しぶんぎ、ふたごとも輻射点の集中は良いが、ペルセウスでは、赤経にして10°近い範囲にちらばっている。群自体の老齢化による拡散であろうか。

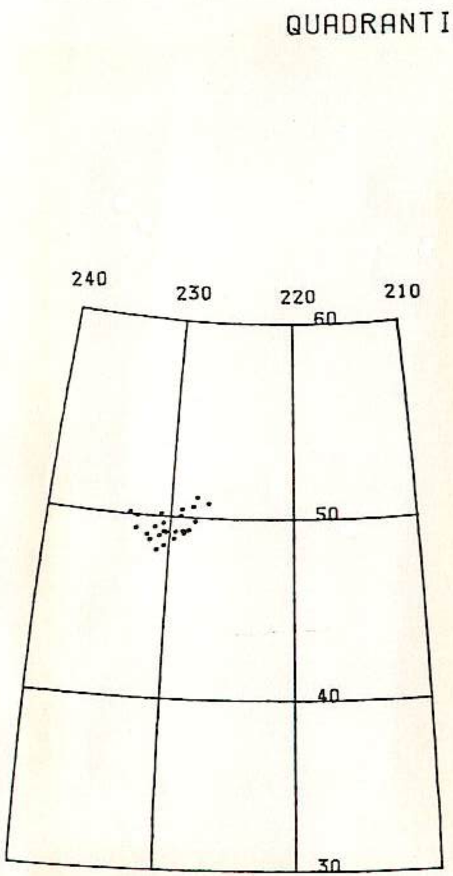
作図は、TRS-80 + マイプロットで行なった。

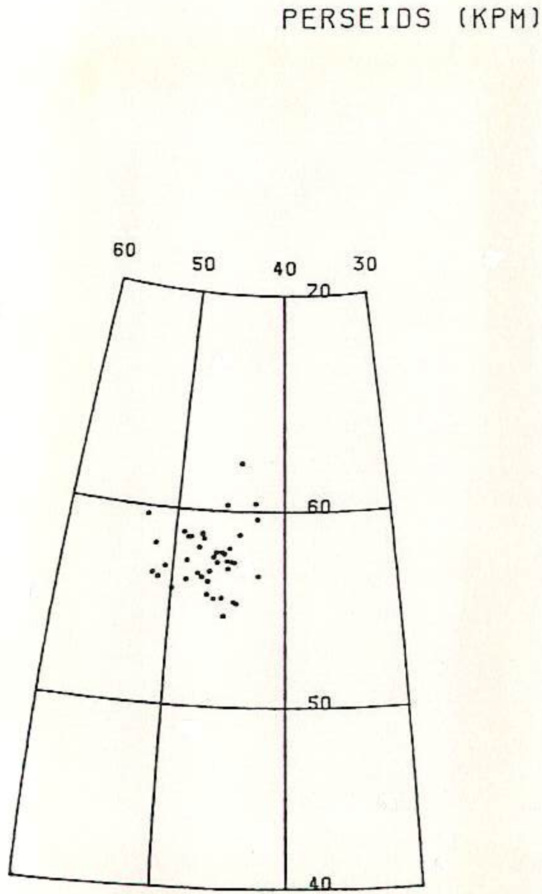
製作 MSS-J 笠原、雅弘
1981 Oct. 15



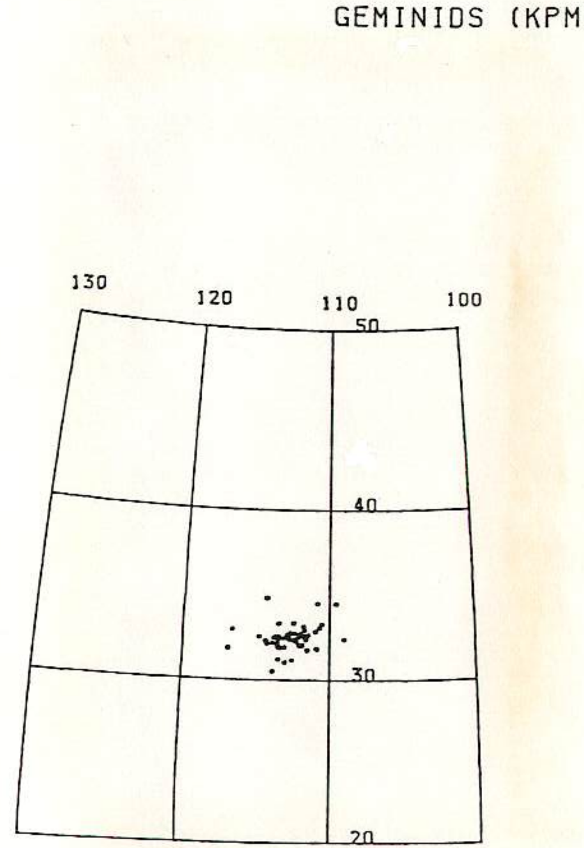
平射投影法（本報はこれ）







3日間の真輻射点



3日間の真輻射点

次回 41MSS 10月5日(日)

40-MSS

KPMリストにおけるGem群の真放射点の分布

KPM. 佐々木 道治.

KPM.DMSによって処理された154個の同時流星のうち、Gem群の流星は、1976～82年の7年間で53個である。全てのネガの測定精度の平均は.44.9秒である。

1. 出現時刻を.1950.0分点の太陽黄経に変換
2. 太陽黄経(X軸).真放射点の赤経α(Y軸)をとり.プロットし直線近似をする。(1次).
3. 同様に.太陽黄経(X軸).真放射点のδ(Y軸)についても行う。

1～3.により.Gem群の放射点の移動量を求めた。

$$\alpha = 112.99 + 1.20 * (L_\odot - 261.1252) \quad 分散\ 0.61$$
$$\delta = +32.86 - 0.68 * (L_\odot - 261.1252) \quad 分散\ 0.54$$

観測年表

$$\begin{cases} \alpha \fallingdotseq 113 + 1.1 * (L_\odot - 261.3) \\ \delta \fallingdotseq 32 - 0.1 * (L_\odot - 261.3) \end{cases}$$

また.ここでGem群の平均放射点と平均太陽黄経は.

$$\begin{cases} \alpha = 112.99 \\ \delta = +32.86 \end{cases} \quad L_\odot = 261.1252 \ (1950.0)$$

観測年表.

$$\begin{cases} \alpha = 113 \\ \delta = +32. \end{cases}$$

であった。

以上をもとにして.$L_\odot = 261.1252$における補正した.放射点をプロットしたものが図2であり.補正前の放射点のプロットが図1である。さらに.図2には.放射点.の移動方向を書き加えた。

結果.
- ○観測年表の放射点の移動量に比べて.δの移動量はだいぶ大きい。
- ○放射点.の広がりは.もっと大きい。(2～3deg)

12月10～15日の観測

図1

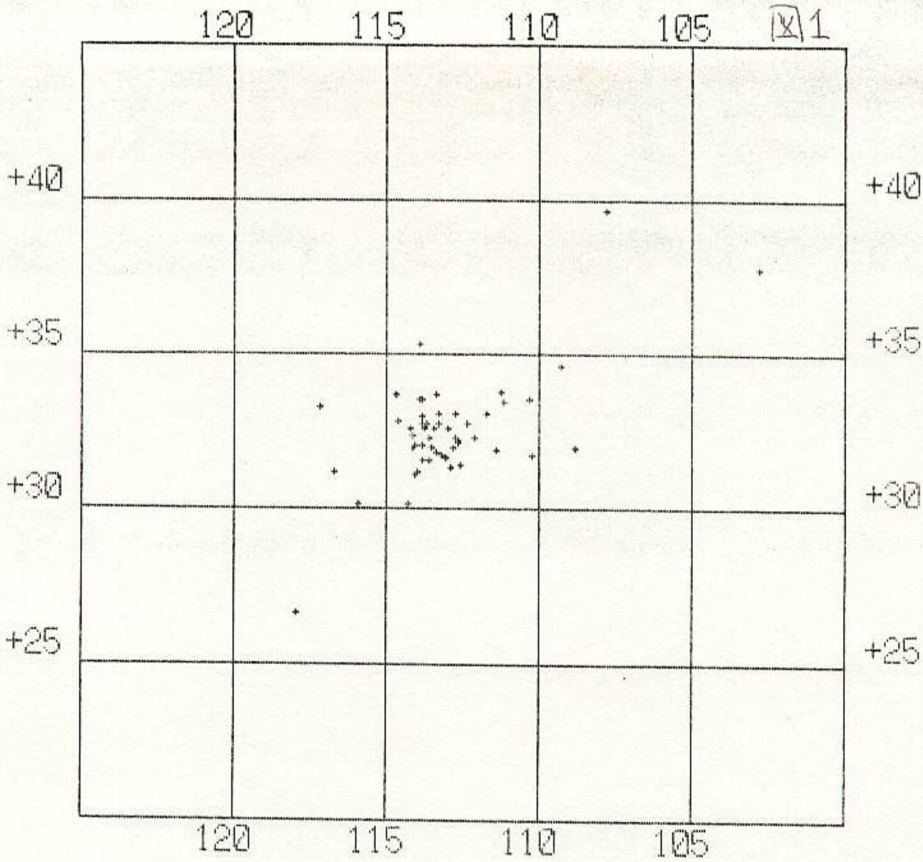
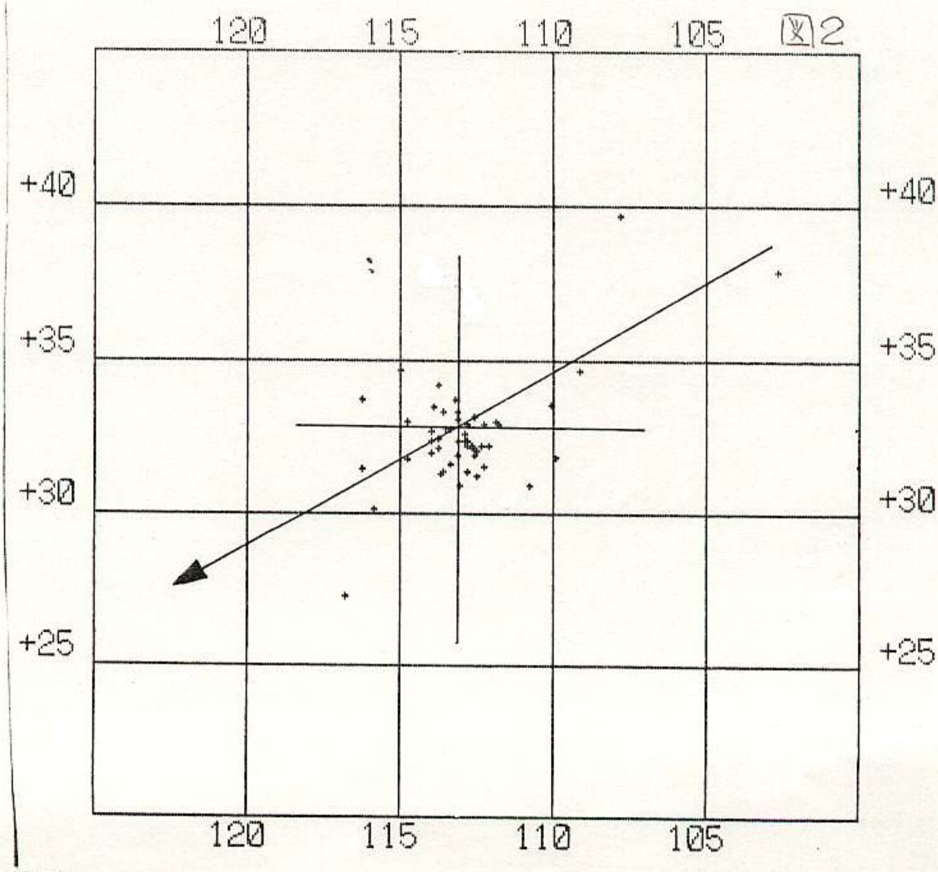

120 115 110 105
+40
+35
+30
+25
120 115 110 105

図2


120 115 110 105
+40
+35
+30
+25
120 115 110 105

40 MSS

写真観測より求めたみずがめ群の輻射点について

on the Radiant Point of the η Aquarids by photographic meteors

大塚勝仁

1986年5月4/5日にモロングにて5個のみずがめη群流星を撮影する事ができ輻射点を精度よく求める事ができた。

撮影地：モロング Molong　λ − 148°53′44″.3
(site)　φ − 33°05′08″.9
H　598 m

撮影機材その他のデータについては前出。

流星のデータ：Fig 1, 2 参照

	出現時刻 (JST)	発光点 1950.0	消滅点 1950.0	比較星 S.D	ウエイト
1.	$3^h 26^m 20^s$	$17^h 57^m 57^s.9$ − 19° 30′ 17″	$17^h 24^m 16^s.7$ − 20° 10′ 18″	44″.9	0.68
2.	3 33 23	17 21 05.5 + 5 46 04	17 05 07.2 + 5 59 50	19.0	0.88
3.	3 46 56	17 13 42.2 − 17 40 59	16 53 36.3 − 17 46 59	38.0	0.32
4.	4 31 38	21 36 30.8 − 24 09 39	21 28 26.5 − 27 11 36	20.6	~~0.~~ 2.78
5.	4 33 25	20 00 15.0 + 15 01 37	19 47 43.1 + 16 14 33	37.2	0.34

以上5個の流星より求めた輻射点の結果は以下の通り

1986 − 5 − 4.79 UT　☉ 43°.51　1950.0

$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	σ	
336°.45	− 1.97	0°.19	視輻射点（WT なし）
336.61	− 1.99	0.07	視輻射点（WT 考慮）
336.91	− 1.64	0.06	修正輻射点（WT 考慮）*

*: VG は 65.5 km/s と仮定。（H3−11862 の DATA を採用）

Reference

長沢工 (1978) "多数の流星写真による流星群輻射点の高精度決定法"
東京天文台報　第18巻第3冊

	α	δ	☉
ハーバード H3-11862	335°.57	−1°.88	42°.4
KPM82	336.57	−1.67	43.5

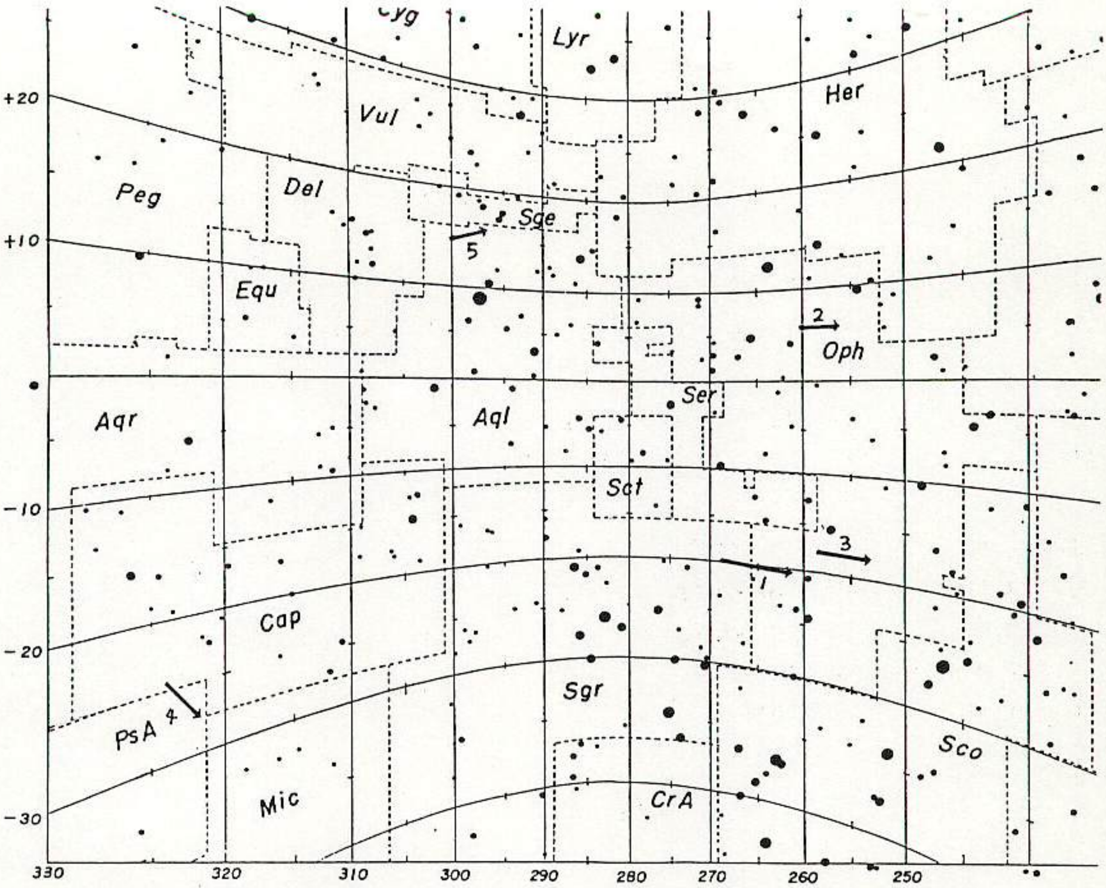


Fig 1: みずがめ群写真流星の経路図

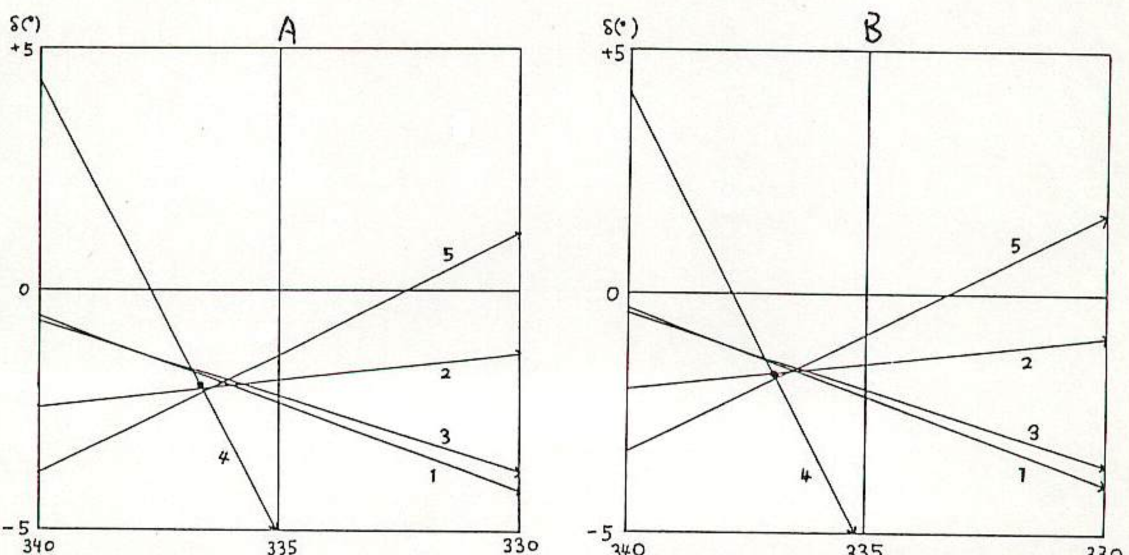


Fig 2: 輻射点付近の経路延長図　●輻射点
A　視輻射点付近
B　修正輻射点付近（天頂引力補正した経路図）

電波

ＦＭ放送を利用した流星の電波観測は肉眼やカメラでは見えない微光流星をとらえることができます。 しかし、電波反射の機構については分からないことが多く、何回も議論した記憶があります。 電波観測の短所は、流星の出現位置が決められないことで、これをなんとかするためにレーダーをはじめいろいろな提案があります。

1

1982年1月15日 流星物理セミナー資料　　19th MSS

流星の電波散乱

長沢 工

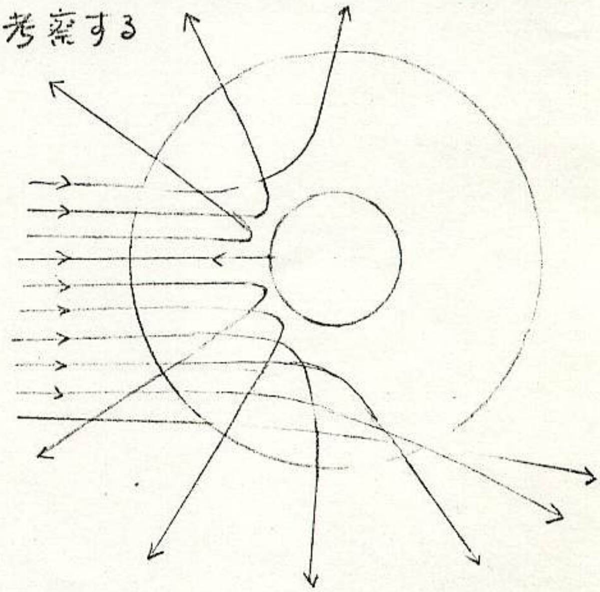
(1) 流星が通過したあとには その経路に沿って大気などが電離し、たくさんの電子が生じる。これを流星電離柱という。ここでは、電離柱が流星経路を中心として軸対称で、時間がたつにつれて電子が次第に拡散していくというモデルを考える。このモデルでは

a, 中心位置は不動（風によっての吹き流しはない）

b. 長さ方向には一様の構造をもつ

c. 再結合による電子の減少は考えない

ものとする。このモデルによって地上から発射された電波がどのように散乱し、どのようにFMエコーが生じるかを考察する



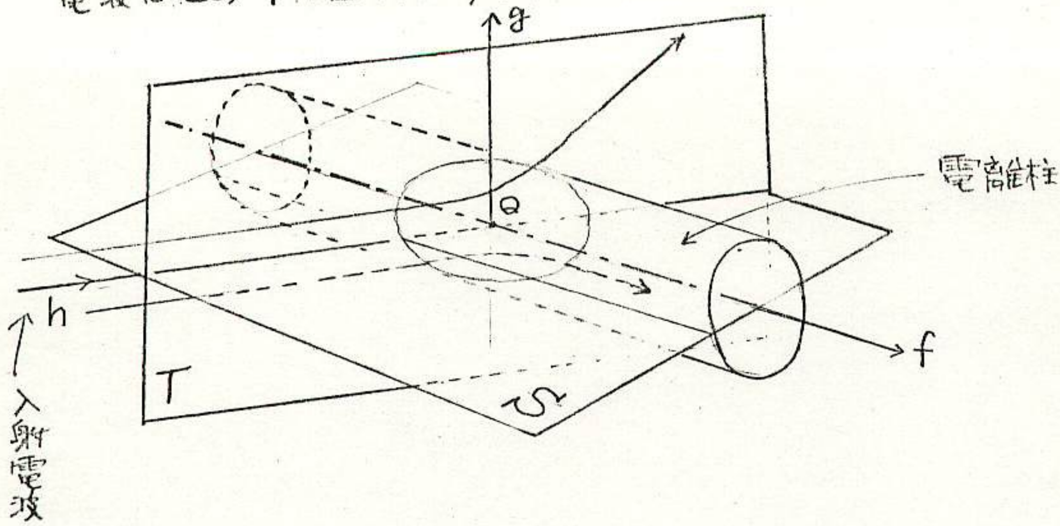
(2) 電離柱を軸方向から見たものを考える。一般に軸に近いほど電子密度が大きく、外側ほど電子密度が小さいから もし、この紙面に沿って入射した電波を考えるなら、その電波は概略右図のように屈折する（軸に近く入射するほど屈折は大きい。屈折した電波は広い範囲に分散するのであって、決して鏡面反射をするわけではない）

(3) 斜に入射した場合には、電波の進行方向のうち軸に平行な成分には変化がなく、軸に直交する成分だけが上の図のように屈折する。この関係をわかりやすく示すと（次の図参照）

$$\left.\begin{array}{ll}\text{電離柱の軸の向きを示すベクトル} & f \\ \text{電波のはじめの進行方向を示すベクトル} & h\end{array}\right\} \text{とすると}$$

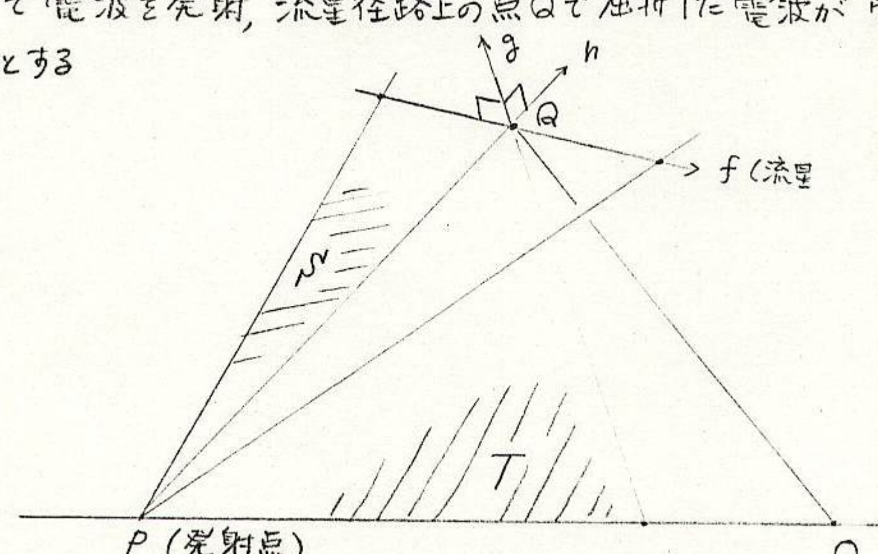
h, f を含む平面を S, S に直交するベクトル（f, h の両方に直交）g を決めることができる。そして、g, h を含む平面を T が決まる

電波はこのTの面内だけで屈折する



(3) これを現実の空間で考える

Pで電波を発射，流星径路上の点Qで屈折した電波が受信点Oにとどくものとする

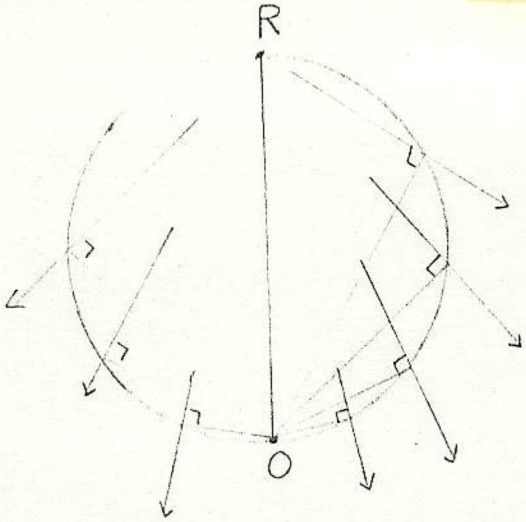


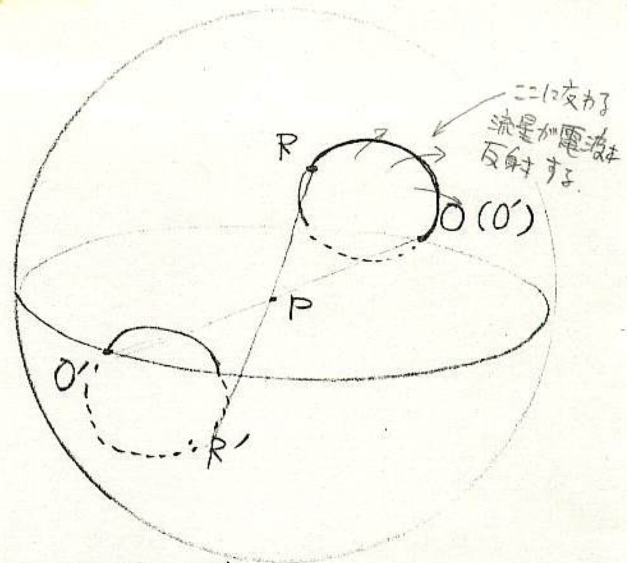
電波がOにとどくにはOが平面Tに含まれなければならない。このときPからみると，平面Tは見かけ上流星径路fと直交する．つまり，エコーがOにとどく場合には，Pからみて，天球上で流星径路上にとった点Qに対して，OQと流星径路は直交する．(流星径路上にこのような点Qがとれなければ，エコーはOにはとどかない)．

(4) 輻射点との関係

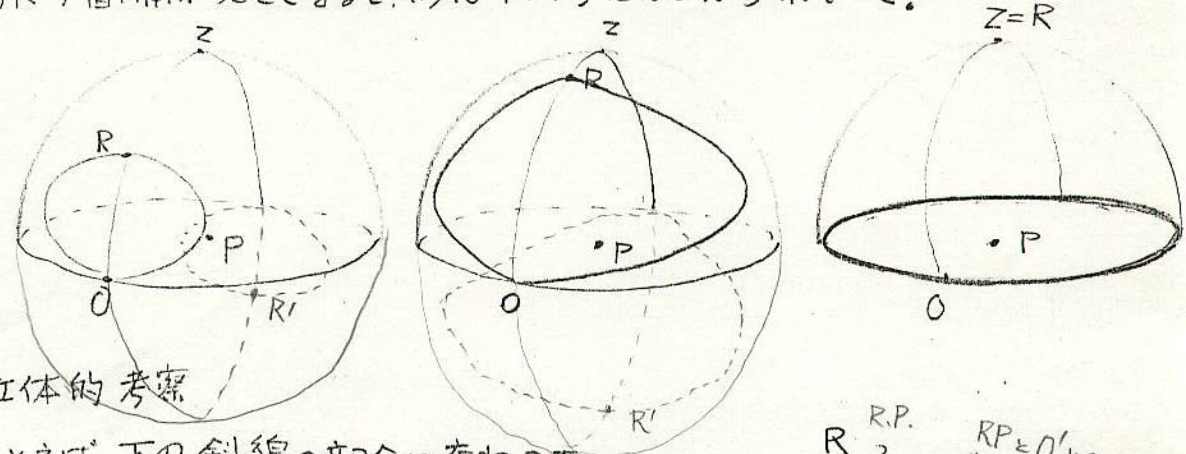
Pからみて，天球上に受信点O，輻射点Rを考える．
流星はRから放射状にでるから，ORが小さいとき，Oにとどく電波はほぼORを直径とする天球上の小円の上でおこる(Rの代りに流星進行点R'を考えても同じである)

2



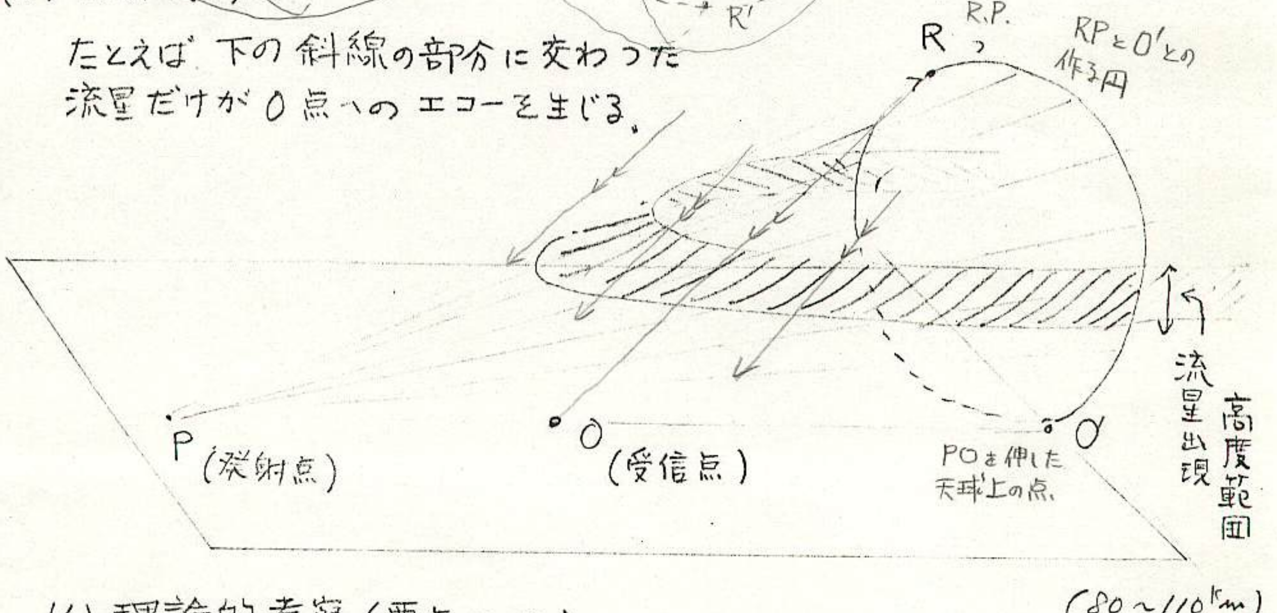


ORの間隔が大きくなると、形は円からだんだんずれていく。



(5) 立体的考察

たとえば下の斜線の部分に交わった
流星だけがO点へのエコーを生じる。



(6) 理論的考察 (要点のみ)

電離柱内の電子密度 ρ (軸からの距離: r)

$$\rho = \frac{\rho_0}{4\pi Dt} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)$$ 拡散方程式から得られる

ただし、ρ_0：電子の線密度
D：拡散係数
t：出現後の経過時間

たとえば M_r を絶対等級（電波）として

$$M_r = 39.4 - 2.5 \log \rho_0 \qquad (\rho_0 : m^{-1})$$

また

$$\log D = 0.067 H - 5.6 \qquad (D : m^2/s)$$

（H：km 地上高度）

電離柱の電波屈折率 n

$$n^2 = 1 - A \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)$$

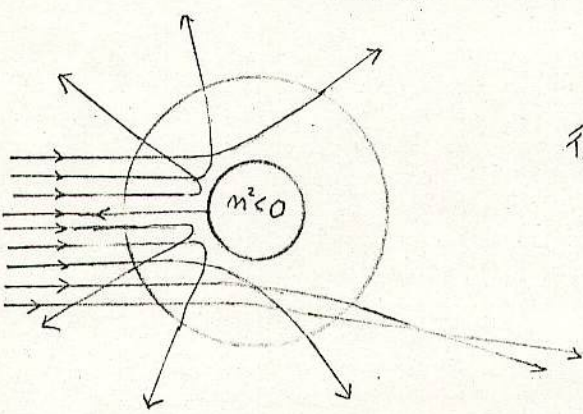
$$= 1 - 80.62 \frac{\rho}{f^2}$$

$\begin{cases} f: \text{周波数} & s^{-1} \\ \rho: \text{電子密度} & m^{-3} \end{cases}$

時間がたつにつれて A は小さくなっていく $\left(A = \frac{e^2}{m \varepsilon \omega^2} \frac{\rho_0}{4\pi D t} \right)$

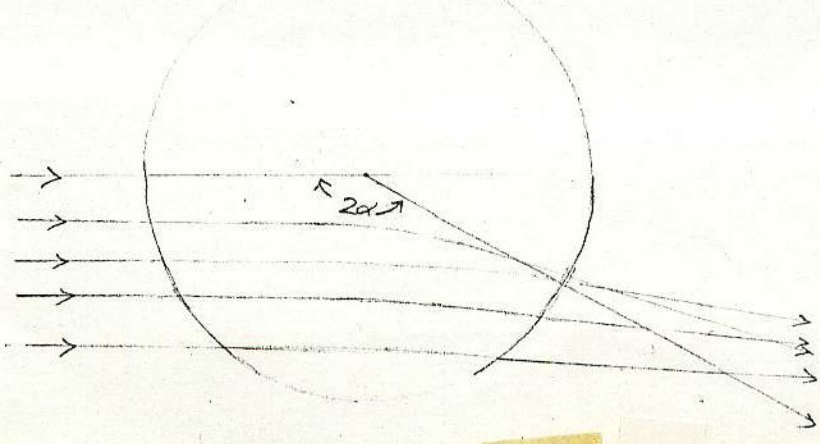
$A > 1$ では $n^2 < 0$ の部分がある（ここへは電波は進入できない）

$A < 0$ では すべての部分で $n^2 > 0$



後方散乱

（電波発射点から 250 km 以内で受信できるエコーは全部後方散乱によるもの）



前方散乱

最大屈折角

$2\alpha = 109°47$

（中心で $n^2 = 0$）

FM電波観測による流星の位置決定（I）

渡辺美和（江東区木場6-6-G303）

§1. はじめに

FM電波観測により、流星の位置を知りたい、という話を所々で聞く。「それでは位置を知って何になるのか」とか「地味でも長くデータを集積させることがアマチュアの役目であって云々」とか「他の手段で精度よく求められるものを今さらFMでやることもない、FMはそれらしい数のカウントという面での利点を追求した方がよいのではないか」というような意見もある。なるほどいちいち納得もできるが、何かものたりない。

という訳で、これらの議論はひとまず棚上げとして「可能性の開拓」という意味あいで、表題の件にとりくんでみることとした。

§2. システムの模索

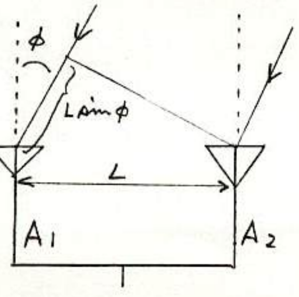
FMという領域、それもパッシブな方法で、というと限定的で、かつまたややわずらわしい方法でしか（あまりスマートではない）手段がない。参考になるのはレーダー技術のうちの方向探知というシステムだ。

たとえば、この頃話題になるイージス艦の三次元レーダーなど。このレーダーではビームをスキャンしている。そこでまず考えられるのは、（昔日の飛行機がループアンテナを回していたような）① アンテナを回転、もしくは振動させる方法 である。しかし機械的にこのような形でビームを振って最も受信電界強度の高い方向を決めることは機構的に感心できないし、かつまた現実的でもなく、何よりもスマートでない。

このような検討をすすめていくうちに、うまい資料がみつかった（＊）長いこと机の中に眠っていたのである。

それは②干渉計による受信強度から電波到来方向を決るシステム案である。

§3. 干渉計の理論と製作



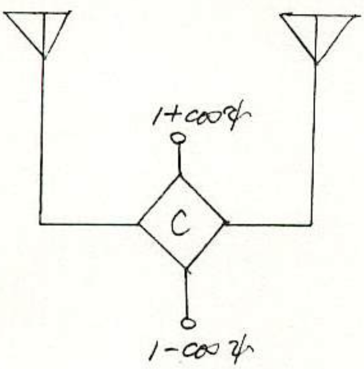
左図のように A_1 と A_2 の2つのアンテナに電波が来た時、もしこれが正面（$\phi=0$）の方向からの場合、$A_1 \cdot A_2$ の出力は足される。ところが ϕ が大きくなるにつれ $L\sin\phi$ の位相差のため $A_1 \cdot A_2$ を足しても受信強度は低下する。$L\sin\phi=\lambda/2$ ではこれらはちょうど打消しあうような位相差となり出力がなくなる。

これが干渉計の原理であり、今度は逆に例えばA_2のアンテナに光路差を生じるような回路を付加することにより、その出力の比から方向を推定する。

あまくだり的にまとめると

P_1：A_1の出力　P_2：A_2の出力　ψ：位相差　L：アンテナ間の距離　とした時

$P_1/P_2 = (1+\cos\psi)/(1-\cos\psi)$　ただし $\psi = \frac{2\pi L}{\lambda}\sin\phi$



実際には右のような形の回路から $1+\cos\psi$ の出力と $1-\cos\psi$ の出力を何らかの形でとり出し、これをP_1/P_2の式にあてはめてみればよい。ただしCの部分の回路はハイブリッドなものにして、使用ケーブルのインピーダンスマッチングをうまくとらなければならない。

出力としては数μV〜数十μVが得られるのでペンレコなりに入れてあげて、とりだせるようにする。Sメーターで読んでもよいが、2つの出力を同時によみとるのは少々しんどいので、やがてはアナログ計算回路かA-D入力可能なパソコンで処理する。

§4. 準備

ここで必要となるのはアンテナ、チューナー、ハイブリット回路、測定メーター類などである。E−W、N−Sでくめば1点で高さ、方位角を知ることができそうだが、実際には2地点で高さのみを決める、といった方法がよさそうである。

現在器具の準備をすすめているので、これがものになるのやらどうか、次回までには何らかの実験の結果がでてくると思う。

（その1. 終）

＊ 干渉計によるFM流星観測　名大空電研　渡辺先生 (P.P.)

構造

ほとんどの流星物質は、はかなく燃えつきてしまうので、その正体はなかなかとらえられませんでした。 ところが、写真流星の経路を精密に解析するとその密度を知ることができます。 実際に調べてみると群流星の多くは密度1以下で、きわめてがさがさした、あなだらけの、こわれやすい代物であることがわかってきました。 最近では、これらの知見にもとずいて手にとることができるモデルを作ってしまう人も現われています。

'80 May. 13

太陽系

(10h30~)

9th MSS

11　流星の密度

小笠原雅弘、寺田　充（東京理科大）

近年、彗星とアポロ天体との関連がとりざたされ、流星体の密度に大きな関心が集まっている。そこで我々はPhotometric Mass（測光質量）とDynamic Mass（力学質量）との比較から密度を算出することにした。この手法で求めたO-Chondrite状物質と考えられる高密度（3.7g/cm^3）流星については昨年の年会で発表した。

今回はこの手法で、さらに多くの流星について計算した。その結果、流星体はかなり高密度（2.1~3.7g/cm^3）のグループと、低密度（0.6g/cm^3>）グループに分けられることがわかった。高密度グループは隕石状物質（C-Chondrite、O-Chondrite）。低密度グループは彗星状物質と考えられる。

彗星を母天体とする流星群のなかで最も短周期の「ふたご群」（a = 1.36AU、e = 0.896）は、密度が0.6~1.0g/cm^3と彗星状物質としては最も大きいことがわかった。Cook（1973）は表層を失なった彗星内部核物質ではないか、と考えている。一方、「おうし群」「ペルセウス群」などの流星体密度は0.2g/cm^3位と小さく、彗星核表層から分離した物質であると考えられる。

問題点として、Single bodyを仮定したDynamic Mass：Md を求める式は

$$Md^{\frac{1}{3}} = -\frac{1}{2}\Gamma A \rho_m^{-\frac{2}{3}} \cdot \rho_a \cdot V^2 \cdot \dot{V}^{-1}$$

低密度で流星体がfrangile な場合にはそのまま適用できない。このような場合、求めた密度は下限値の性質を帯びてくる。しかし密度が 1g/cm^3をこえるような流星体では Single body と考えてもよいであろう。

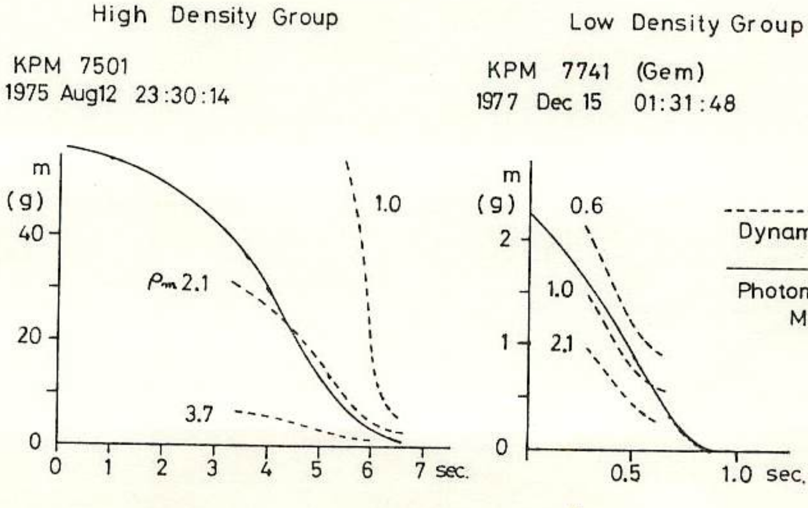


Fig-1

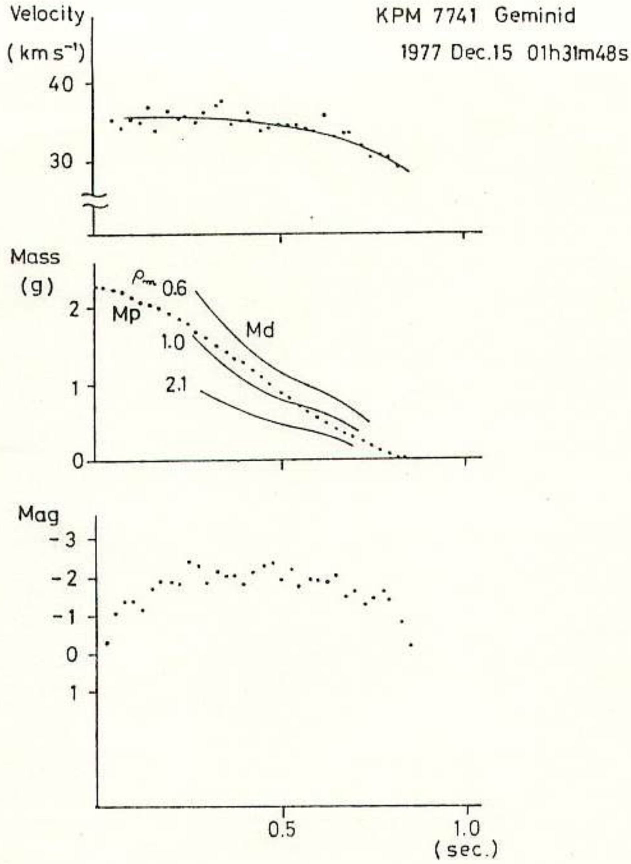
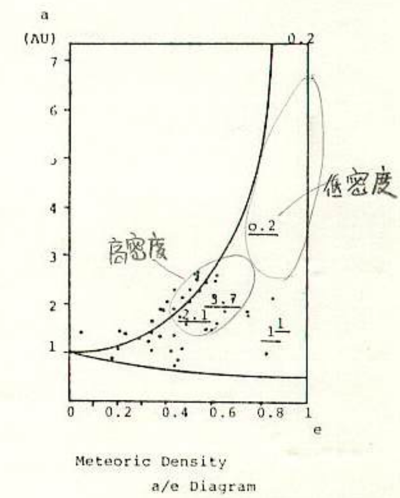


Fig-3



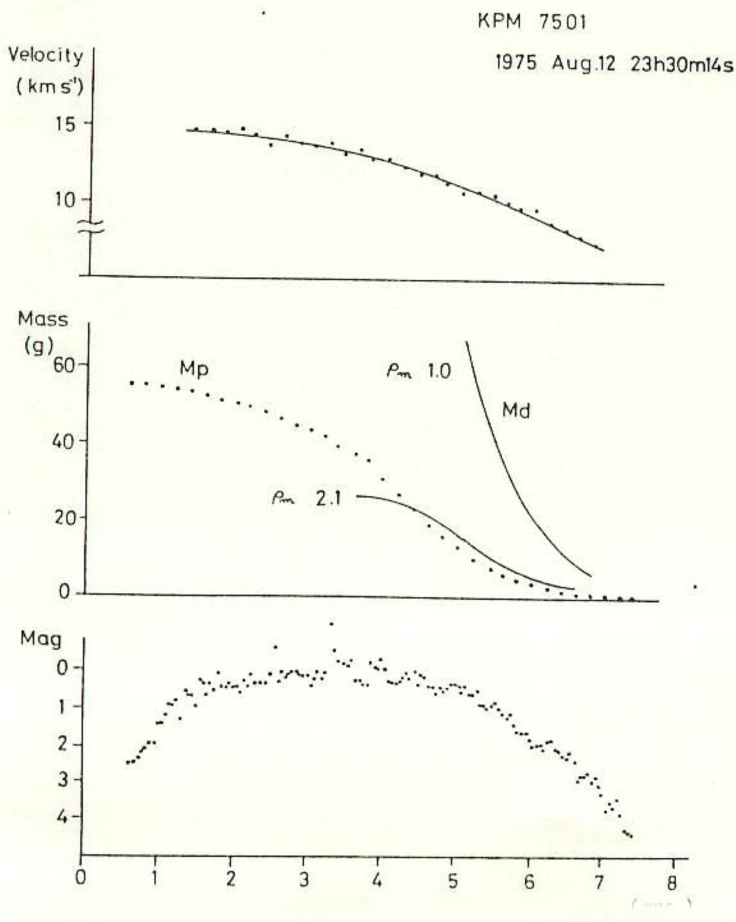


Fig-2

10th MSS
'80 May. 18

流星物質モデルの製作（１）

渡辺美和（江東区木場6-6-G303）

§１　はじめに

いったいどのような物が地球大気に突入することによってあのような“流星”という現象として生ずるのか？この疑問に対する情報は現在徐々に集まってきている。しかし、それはあくまでも観測から得られたデータをもとにしての推察であり、実体ではない。大気突入以前の物質はどのようなものなのだろうか、それを手にとってみたいものである。今回のモデル製作のきっかけはこのような願望からであった。しかし実際にモデル（模型）を作ろうとしてみると、そこには更に疑問が生じてくる。このモデル製作を通して流星物質の構造についても考えてみたいと思う。

§２　モデルに関する情報集め

流星物質そのものの構造については現在次のようなことが一般的であろう。

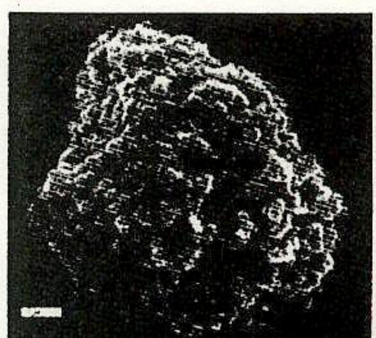
大きさ	１mm〜数cm
密度	0.2 g／cm³〜1 g／cm³
質量	0.001 g〜10g
形態	がさがさした多孔質のもの
組成	Fe,Mg,Siなどの金属＋揮発性元素
（類似物	すす、つちくれ）

また、流星物質のミクロ構造としてはHawkes & Jones　のDust Ball Model があり、そこで類推されている構造は

10^{-6}g 程度の大きさの鉄，石などの粒子＋接着分

である。

更にダイレクトな情報としては、Ｕ２機でとらえられた高層大気中の流星塵がある。これらの情報をもとにして（いわばごっちゃにしつつ）模型を作ってみたいのだが、手作り模型という制約から比熱etc の物理的特性については今回は省略する。いわば外観モデルを作ってみようと思う。



”流星２”より

§3　ＭＭ－１Ｗの製作

もっともらしくこの模型にMM-1W という形式名をつけてみた。MM-1w とはMeteoroide Model Type 1 (by Watanabe) の略である。模型のスケールとしては、その取扱い費用などから数10倍とした。このスケールだと約10㎝位いになる。

＊用意したもの

球形発泡スチロール、発泡スチロール（パッキング用）、接着剤（酢酸ビニル系）

ラッカー（スプレー式）

＊作り方

1　球形発泡スチロールの表面をはさみなどでデコボコにする（１１０φ）

（本来このような“核”のようなものがあるかどうか不明だが、模型製作上、手を抜く。なおこのデコボコはなるべく形を不定形にするため）

2　パッキング用発泡スチロール（なんでもよい）を細かくほぐす。この一粒一粒をDust Modelでいうところの鉄、石などの粒子とみなすのである。スケールから逆算するとこの模型ではこの粒子の大きさは１㎜以下となるのだが、ここまで細かくするとあとあと大変なので今回は適当に数㎜～１㎝位にとどめた。

3　“核”発泡スチロールに接着剤をまんべんなく塗り、その上に“粒子”発泡スチロールをまぶす。このときなるべく多くの“粒子”を作っておき“核”表層が見えなくなるようにする。

4　乾燥を待って着色する。（色は何色か？全く不明であるが、おそらく無彩色系統の色と推測し茶色を用意した）スプレーで吹付けるが、溶剤のためにベットリとつくようにすると発泡スチロールが溶けてしまう。やや遠くからほんの少しの量を着色するようにスプレーすると表面の発泡スチロールが適度に溶け、もっともらしくなりそうである。

5　完成

§4　まとめ

一応外観モデルとしてのMM-1W を作ってみた。更に意見など拾いながら次なるMM-2以降に取組んでみたい。また、これを通じて単に外観にとどまらず、より本物に近いと思われるモデルとその構造について考えて行きたい。　（了）

Reference

流星２（長沢 et al）

Mon.Not.R.Astro.Soc.(1975)(Hawkes,R. and Jonnes,J.)

発光

流星の発光原理などについての分野である。流星質量と明るさの関係、流星プラズマの拡散速度などについて発表がおこなわれた。

1979. 4. 15　長沢工

3th MSS

流星の明るさについてのメモ

星との比較との問題点

星… 一定の位置でほぼ一定の光を出しつづける（連続スペクトル）

流星…… 高速で移動しながら一瞬だけ光る（輝線スペクトル）

この比較はむずかしい。

眼視による光度 …… 最大光度をとらえる？

写真による光度 … 1点においての光を 発光から消滅まで合計して記録 … 流星の進行方向に関係 相互則不規

全光度 … 径路全体にわたっての光のエネルギーの総量（全質量に比例）

絶対等級

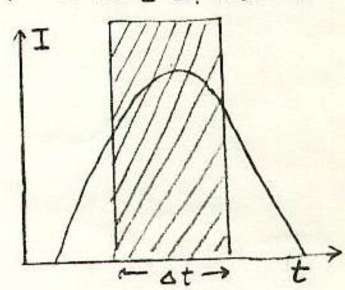
流星を天頂100Kmのところにもってきた場合の明るさ

写真等級(B)と写真等級(V)は右の図のように異なる波長域で流星を見ることになる（写真撮影の波長はBとは一致しないので厳密に明るさを決めるには補正が必要）

写真を測定して決めた等級…… 流星の径路上の一点が発光しはじめてから最大光度に達し減光して消滅するまでの光エネルギーの総量を合計してそれが一定の光エネルギーを一定時間出しつづけたものと考える。

一定時間 $\Delta t = \dfrac{\text{比較星の角速度}}{\text{流星の角速度}} \times T_0$

T_0：1個の感光粒子を比較星の像が通過する時間



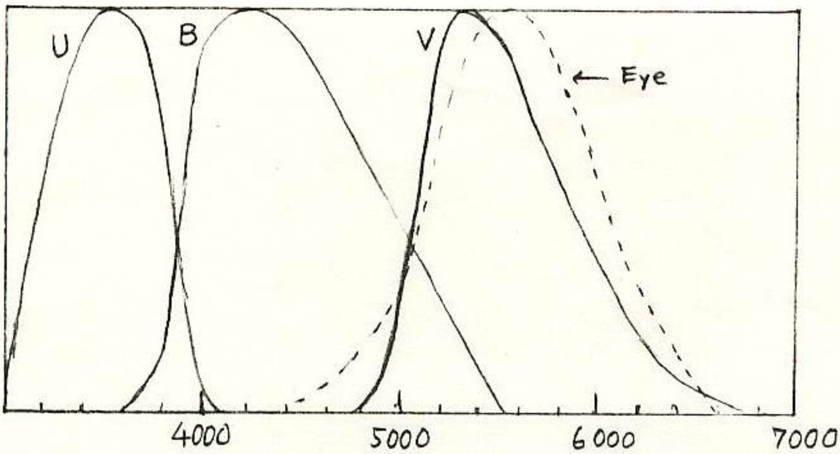
発光部分の構造、時間的変化を研究する必要あり

$$\begin{cases} M_v = 24.30 - 2.5 \log I_v & (c.g.s) \\ M_p = 24.40 - 2.5 \log I_p & (\,〃\,) \\ M_g = & \end{cases}$$

$$\begin{cases} M_v = 26.0 - 1.8 \log q & (-2 < M_v < +1.5) \quad (c.g.s) \\ M_p = 34.4 - 2.5 \log q & (\,〃\,) \\ M_g = 34.4 - 2.5 \log q & (\,〃\,) \end{cases}$$

$$q = \beta \frac{\Gamma A}{23\mu} \left(\frac{m_d}{\rho_m} \right)^{\frac{2}{3}} \rho_a V^2 \qquad 10^{13} \sim 10^{16} / cm$$

U, B, V の波長域



一般に $I = -\frac{1}{2}\tau v^2 \frac{dm}{dt}$

I は 1秒あたりのエネルギー

τ : 光力係数、エネルギーの光への変換割合

眼視 $I_v = -\frac{1}{2}\tau_v v^2 \frac{dm}{dt}$

写真 $I_p = -\frac{1}{2}\tau_p v^2 \frac{dm}{dt}$

電波 $I_q = -\frac{1}{2}\tau_q v^2 \frac{dm}{dt}$

I_q は流星原子を電離させるために使われる 1秒あたりのエネルギー

$$\tau_q = \frac{2\Phi}{\mu v^2}\beta$$

Φ : 1個の原子を電離させるための平均エネルギー
(電離ポテンシャル) 〜 7ev 〜 1×10^{-11}erg

μ : 流星原子1個あたりの質量
平均 原子量23 → 3.82×10^{-23}g

β : 電離確率

これによって流星径路 1cm 当りに電離されて生ずる電子の数 q は

$$q = -\frac{\beta}{\mu v}\frac{dm}{dt} \qquad (I_q = q v \Phi)$$

1cm

$q = 10^{13} \sim 10^{16}$ 個/cm

β は非常にばらつきの多い値であったが最近は

$\beta = 10^{-28} \cdot v^4$ (cgs)　　$v = 40$ km/s で　$\beta = 0.256$

$\tau_v = 10^{-10} v$ (〃)　　〃　　$\tau_v = 4\times10^{-3}$

$\tau_p = 5.25\times10^{-10} v$ (〃)　　〃　　$\tau_p = 2.1\times10^{-3}$

$\tau_q = 6\times10^{-17} v^2$ (〃)　　〃　　$\tau_q = 9.6\times10^{-4}$

流星物理セミナー　　7th MSS 1980, 1, 20　長沢 工

流星プラズマの拡散

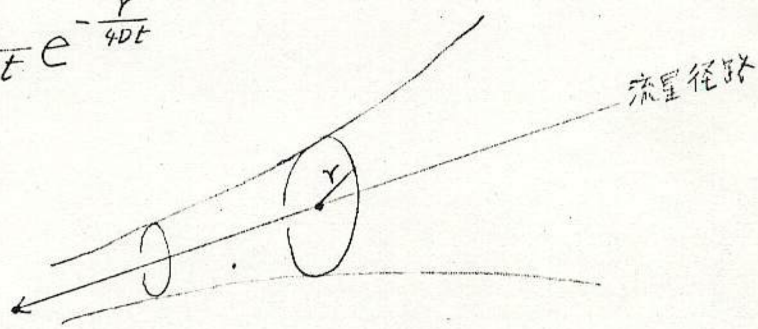
流星物質が分解して流星プラズマを形成して光り、それが拡散、冷却していく過程を知ることは、流星現象を理解する上で本質的に重要である。しかし、それは非常に複雑な問題で、解決は困難である

拡散の問題は拡散係数Dを一定としてあつかわれることが多いが、これは等温で希薄なガスの場合にだけ成立ち流星プラズマの初期の拡散には適用できない。しかし、あるていど時間が経過したあとには近似的に成立つと考えてよい。ここではDを一定とした場合を考えてみる

流星物質が線密度（1cmあたりの質量）ρ_0で分解放出されたとき

放出から時間tがたったとき、流星径路からrの距離の密度ρは

$$\rho(r,t) = \frac{\rho_0}{4\pi D t} e^{-\frac{r^2}{4Dt}}$$



この平均半径は

2乗平均半径　$R = 2\sqrt{Dt}$

平均半径　$\bar{r} = \sqrt{\pi D t}$

いずれにしても半径は時間の平方根に比例して大きくなっていく　Rを使って書き直すと

$$\rho = \frac{\rho_0}{\pi R^2} e^{-\frac{r^2}{R^2}}$$

（Öpikなどはこの式を使っている）

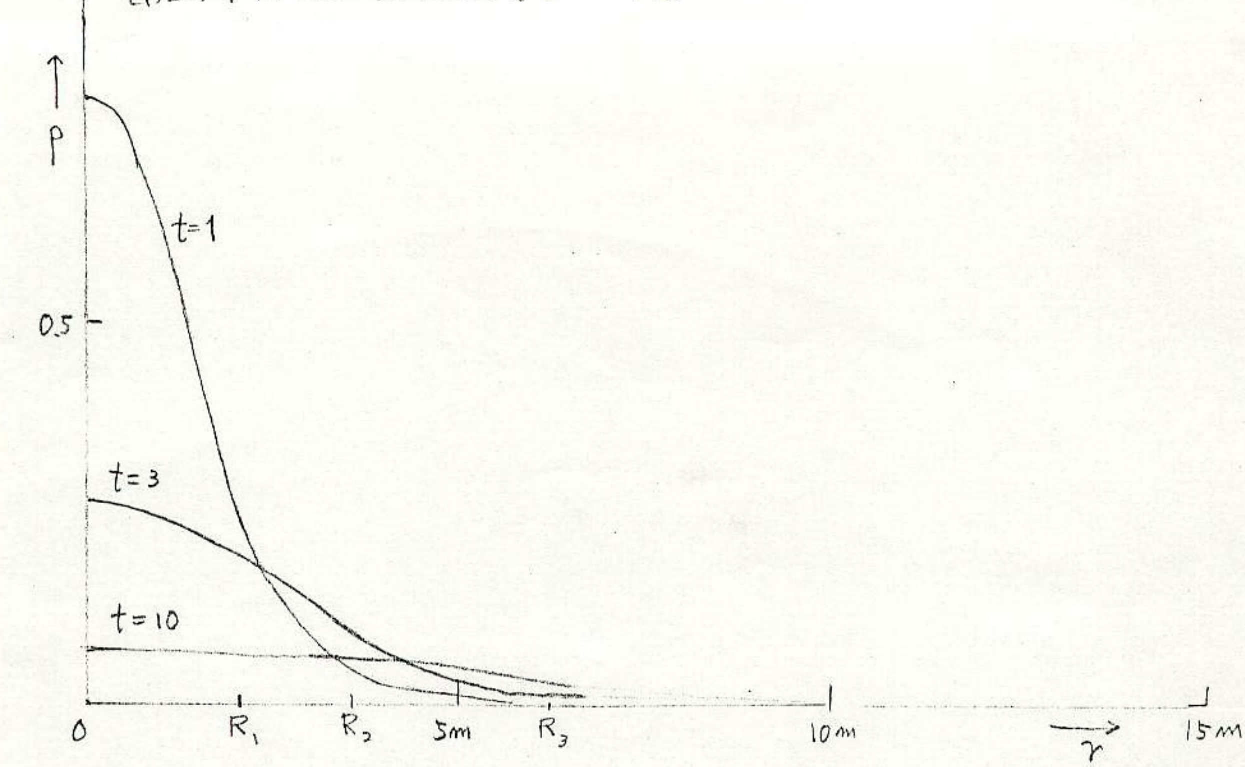
Dは本来、温度T、密度ρなどによって変化する　$D \propto \sqrt{T}$,　$D \propto \frac{1}{\rho}$

しかし拡散があるていど進行すると、ほとんど一定値になる

電波観測などから、80〜90kmの高さで　$D = 10^4 \sim 3\times10^4\ \mathrm{cm^2/s}$ ぐらい

仮に $D=10^4\,\mathrm{cm^2/sec}$ として計算すると （83kmぐらいの高さ）

密度分布は次の図のようになる （$\rho_0=1$として）



現実の密度はどのぐらいになるか

$$\begin{cases} M_v = 24.3 - 2.5\log I_v \\ I_v = -\frac{1}{2}\tau_v v^2 \frac{dm}{dt} \\ \tau_v = 8.925\times10^{-11}\cdot v \\ \rho_0 = -\frac{dm}{dt}\cdot\frac{1}{v} \end{cases}$$

M_v: 実視絶対等級

I_v: 1秒あたりの実視放出エネルギー (ergs/s)

$-\frac{dm}{dt}$: 質量減少 (g/s)

v: 流星速度 (cm/s)

τ_v: 実視光度係数 (次元なし)

ρ_0: 放出物質の線密度 (g/cm)

上の関係式を使って

$M_v = -3.2$　$v = 60\,\mathrm{km/s}$ とすると

$I_v = 10^{11}\,\mathrm{erg/s}$

$\tau_v = 53.55\times10^{-5}$

$-\frac{dm}{dt} = 10.4\,\mathrm{g/s}$

$\rho_0 = 1.73\times10^{-6}\,\mathrm{g/cm}$

したがって 1秒以上たつと 流星物質の密度は $10^{-11}\,\mathrm{g/cm^3}$ のオーダーになってしまう

83km付近の大気密度は $10^{-8}\,\mathrm{g/cm^3}$ だから, 大気よりはるかに希薄になる.

大気より密度が大きいのは はじめの ミリ秒単位の短い時間であることが想像される.

流星物理セミナー資料集　～第５０回記念～

発行者	：	流星物理セミナー(担当：重野好彦)
協力	：	寺田充、大西洋、戸田雅之
表紙	：	繭山浩司
発行部数	：	１５０部
発行日	：	１９８９年7月１6日