

18th MSS 甲

MSS Refs.

Millman and McKinley (1963)

Meteors

in Solar System Vol. IV

Kuiper et al. ed.

p. 702 - 708

丹羽 (國學院大)

3.13. *Magnitude distributions.*—In finding N (eq. [1]) from an observed Q , there is considerable uncertainty in the value of the factor F , which, among other things, is affected by the percentage of faint meteors missed by visual observers. In determining F , there is less extrapolation if one can work from group counts which include magnitude estimates of every meteor rather than from rates determined by a single observer. The Canadian visual meteor observations made since 1933 have been planned chiefly on the basis of group counts, with emphasis on careful magnitude estimates. A recent study by Millman and Burland (Millman, 1957) of 30,000 visual meteors recorded on the Canadian program has emphasized the danger of making too little allowance for faint, unrecorded meteors.

The Ottawa results indicate that a team of six observers plotting will report meteors over the whole sky fairly completely down to zero magnitude but may see only 60 per cent of the ^{1st mag} first-magnitude meteors, 25 per cent of the second-, 10 per cent of the third-, 2 per cent of the fourth-, and less than 0.5 per cent of the fifth-magnitude meteors. These figures lead to the values of the factor F listed in Table 5, where a perfectly clear, dark sky is assumed.

1等は60%

Öpik (1922) concluded that a single observer will see all the second-magnitude meteors in his field of view (taken as 80° in diameter), 90 per cent of the third-magnitude objects, 50 per cent of the fourth-, and 8 per cent of the fifth-magnitude. Using these values, Watson (1956, p. 92) has produced a table showing the relation between the numbers of meteors observed and those actually encountered by the earth. On the basis of this

TABLE 5

FACTOR F

Limiting Apparent Magnitude m Down to Which N Is Counted	Corresponding Absolute Magnitude M	Factor F	Limiting Apparent Magnitude m Down to Which N Is Counted	Corresponding Absolute Magnitude M	Factor F
0.5.....	-0.2	1.0	3.5.....	+2.8	5
1.5.....	+0.8	1.5	4.5.....	+3.8	12
2.5.....	+1.8	2.5	5.5.....	+4.8	30

table, F is approximately 3, counting down to apparent magnitude 5.5. However, the philosophy here is somewhat different from that developed above, and the factors F , g , and f_1 are not treated in the same way as for group counts. The single observer is assumed to be observing an area in the zenith, 80° in diameter, and not the entire sky, as covered by a group. It should also be pointed out that the relative numbers of meteors recorded for various magnitudes may vary from program to program. For example, a comparison of Watson's table with the Ottawa results gives the observed percentages for meteors of various magnitudes shown in the accompanying table. It is obvious that no one standard set of reduction

	APPARENT MAGNITUDE					
	<0.5	1	2	3	4	5
Watson.....	3	5	12	27	38	15
Ottawa.....	13	18	26	27	13	3

factors can yet be given for extrapolating to the actual numbers of faint meteors encountered by the earth.

The determination of F depends, to a great extent, on the value adopted for the ratio r . It is possible that r varies considerably over wide magnitude ranges, but it seems unlikely that there are any abrupt changes or sudden discontinuities in this parameter for the range covered by visual observations. It has been customary to assume r roughly constant over an observed range of 5 or 10 mag.

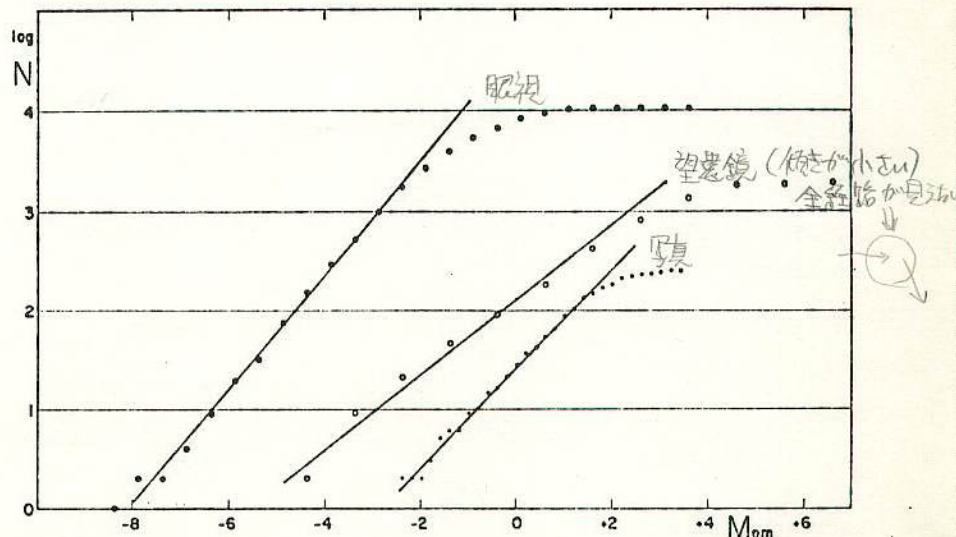


FIG. 7.—Logarithm of the relative numbers of meteors N , observed down to various magnitude limits, plotted against the absolute photographic magnitude at maximum brightness M_{pm} . Reduction of the visual data to photographic magnitudes was carried out by using a color index that varied from -1.8 to -1.1 (see Sec. 3.14). *Heavy dots*: 10,287 meteors observed visually at Ottawa as reported by Millman and Burland (Millman, 1957). *Open circles*: 1842 meteors observed telescopically at the Skalnaté Pleso Observatory (Kresáková and Kresák, 1955). *Small dots*: 241 sporadic meteors observed photographically with the Super-Schmidt cameras at the Harvard stations (Hawkins and Upton, 1958).

日本
(学芸大)

Data from three representative observing programs have been reproduced in Figure 7, where the logarithm of the relative numbers of meteors, N , observed down to various magnitude limits is plotted against the absolute photographic magnitude at maximum brightness, M_{pm} (see Sec. 3.14). The visual and the photographic observations give very nearly the same slope for the straight line relating N to M_{pm} , but the telescopic observations give a smaller slope, even though the significant part of the curve refers to meteors of about the same absolute magnitude. It is possible that the discrepancy arises because of undetected errors in the reduc-

tion factors employed or a difference in the magnitude scale used by the telescopic observers.

Representative visual determinations of r are listed in Table 6. With the exception of results given by Williams from observations made by the American Meteor Society and by Levin for shower meteors, values of r for

TABLE 6
VISUAL DETERMINATIONS OF r

光度関数

Reference	No. of Meteors	Naked Eye (V) Telescopic (T)	Range of M_v Used To Derive r	r	Remarks
Hoffmeister (1931).....	4478	V	0 to +4	3.5	Analyzed by Watson (1937)
Watson (1937).....	621	V+T	0 to +7	4.0	High-velocity objects observed by \check{O} pik and Boothroyd
Watson (1939).....	187	T	+1 to +9	2.7	Telescopic aperture 102 mm
Williams (1939b).....	7384	V	0 to +2	2.3	Restudy by Millman, using wider mag. range gives $r=3.9$
Williams (1939b).....	659	T	+3 to +7	2.3	Telescope aperture 50 mm
Kresáková and Kresák (1955).....	1842	T	-2 to +4	2.5	Binocular telescope aperture 100 mm, 1947-1953
\check{O} pik (1955a, 1958b).....	20,000	V	+2 to +5	3.0	Arizona expedition
Levin (1955).....	3615	V	2.8	Mean value for meteors from major showers
Millman and Burland (Millman, 1957).....	20,033	V	-6 to 0	3.8	Group counts 1933-1941
Millman and Burland (Millman, 1957).....	10,287	V	-6 to 0	3.5	Group counts 1947-1956

meteors observed with the naked eye lie in the range 3.0-4.0. In his analysis Williams omitted all bright meteors and did not make enough allowance for the faint meteors missed by the observers. A restudy of his smoothed data gives $r = 3.9$, in agreement with other determinations. Shower meteors tend to show individual peculiarities. Hawkins and Upton (1958) find $r = 3.44$ as derived from the photographic magnitudes of 300 sporadic Super-Schmidt meteors, the range of M used being -2 to +1.

The evidence from the telescopic meteor observations indicates that $r < 3$ for meteors near absolute magnitude +5. Determination of r for faint meteors is complicated by scale factors and the effect of trail length.

on the number of meteors seen in the telescope field. Hence it is difficult to calculate the ratio with any precision.

An independent method of finding r comes from a study of the elevation distribution of all meteors plotted over the visible hemisphere. Since meteors near the horizon have their apparent luminosity cut down by distance and absorption, meteors seen low in the sky are, on the average, intrinsically brighter than those seen in the zenith. A high value of r means fewer bright meteors and hence fewer seen at low elevations relative to those overhead. The distribution of meteors over the sky as observed by groups of 4-8 members is fairly constant and agrees with the theoretical distribution calculated by Millman and Burland for meteors with r in the range 3.5-4.5 (Millman, 1957). By means of the same type of analysis, the distribution of meteors photographed with a Harvard patrol camera gave a value of r near 3.5 (Millman, 1935a). The distribution in elevation of the telescopic meteors reported by Kresáková and Kresák (1955) suggests an r well below 2.5, but in this case it is difficult to be sure that all elevations were searched uniformly.

To summarize, we can take $r = 3.7$ as the best mean value for the absolute magnitude range -6 to $+1$. For fainter meteors the ratio seems to drop, possibly reaching a value as low as 2.5 for meteors of absolute magnitude $+5$. The small amount of observational evidence available to determine values of r for $+5 < M < +10$ suggests that r is approximately 2.5. However, it must be remembered that values for faint meteors are very uncertain because of our inability to estimate accurately the numbers of objects missed.

経眼集 (目) In computing N from telescopic meteor observations where the field of view is large—of the order of 60° – 90° diameter, say—we can assume that the coefficients of perception for the meteors seen in the telescope field are somewhat similar to those for a single observer without instrumental aid. Hence, for apparent telescopic magnitudes a given amount brighter than the telescopic limit, we use the value of F corresponding to naked-eye meteors the same distance above the visual magnitude limit. The effective magnitude limit for telescopic meteors is generally taken as 2 mag. brighter than that for stars¹ seen with the same instrument. The effective factor f to be used with telescopic meteor rates will be that for a single observer (i.e., 3.5) multiplied by the square of the magnification of the telescope.

As noted earlier, to determine g , it is necessary to assume mean heights

¹ The limiting visual magnitude for stars is $1.8 + 5 \log a$, where a is the aperture of the telescope in millimeters.

for all meteors and to take a standard visual absorption-curve for the atmosphere. The mean heights adopted ranged from 75 km for meteors with $M = -5$ to 90 km for meteors with $M = +2$. A uniform height of 90 km was assumed for all fainter meteors. The value of g is not particularly sensitive to the choice of height. The standard absorption-curve was taken from a paper by Millman and McKinley (1956). Values of g computed for various values of the ratio r are listed in Table 7.

The difference between the factors for naked-eye and telescopic observations arises chiefly from the difference in the methods of sweeping the sky. It has been assumed, on the one hand, that in the naked-eye counts all parts of the sky are covered equally, area for area, and, on the other hand, that in the telescopic programs there is a uniform sweeping from horizon to zenith—in other words, that all elevations are covered equally.

TABLE 7
THE VALUE OF g

	r				
	1.5	2.5	3.5	4.5	5.5
Naked eye.....	0.04	0.16	0.25	0.32	0.37
Telescope.....	0.05	0.14	0.19	0.22	0.23

距離による補正を
全天に渡って行う係数
が g .

In the case of Öpik's single observer covering a field in the zenith, $gf_1 = 0.45$.

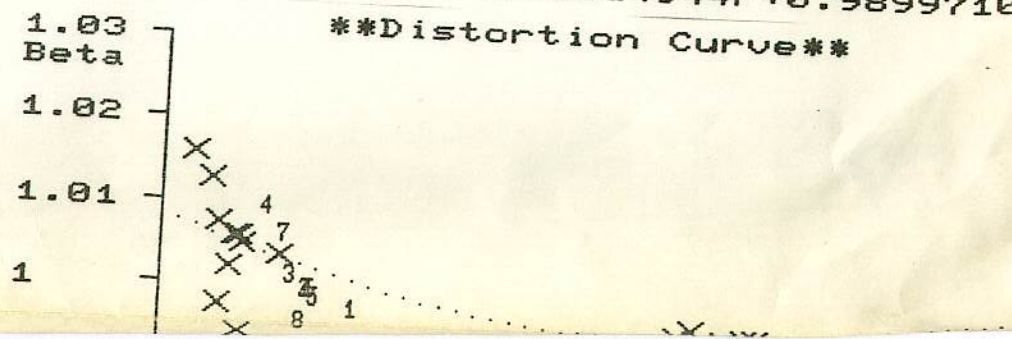
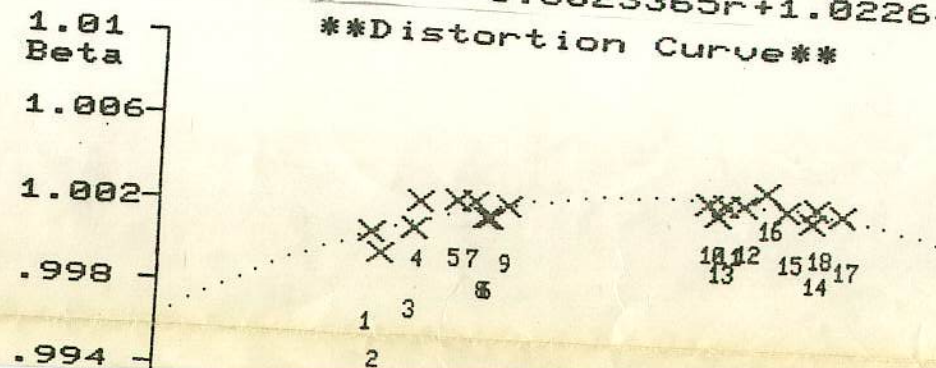
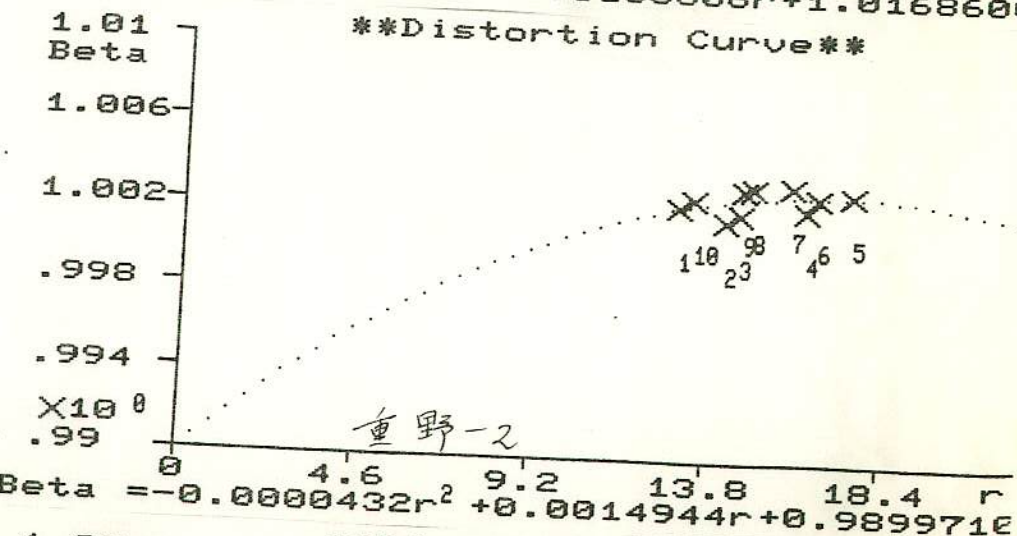
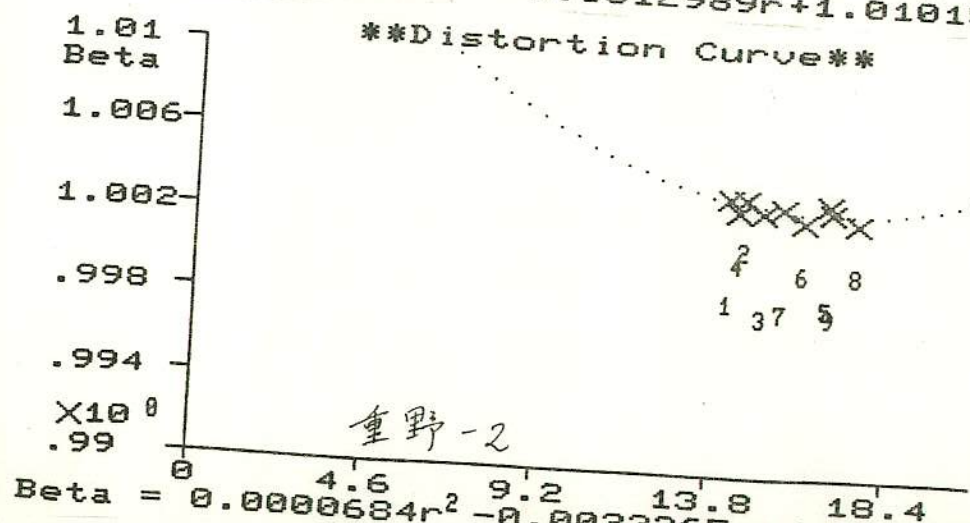
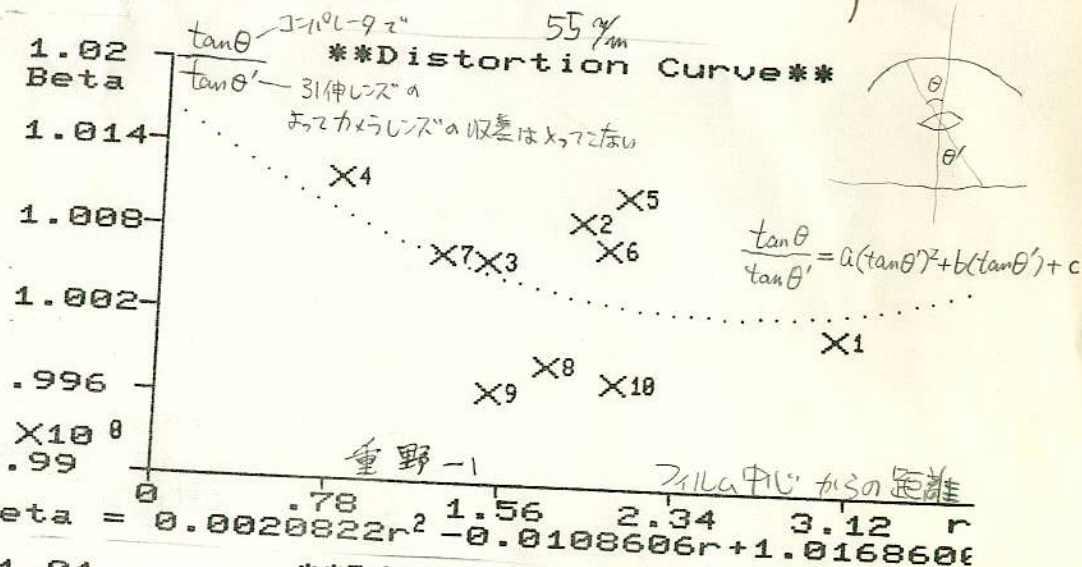
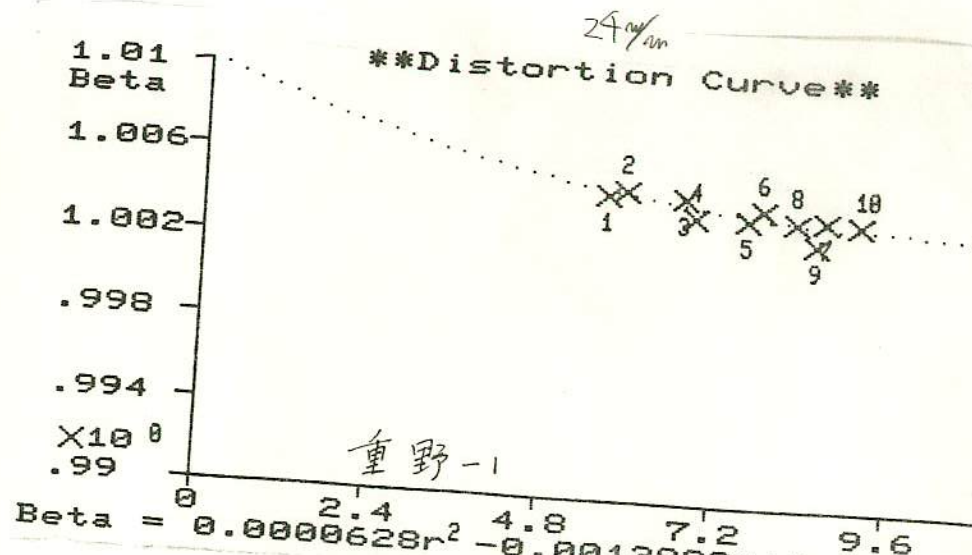
The total daily numbers of meteors encountered by the earth have been estimated by several investigators, following a line of reasoning roughly similar to that given above (Astapovich, 1935; Watson, 1956, p. 92; Millman, 1957; Hawkins and Upton, 1958). For the brighter visual meteors, these estimates are in fairly good agreement and give an average value of 10^6 meteors down to 0 absolute magnitude (i.e., brighter than magnitude limit $+0.5$) encountered by the earth daily.

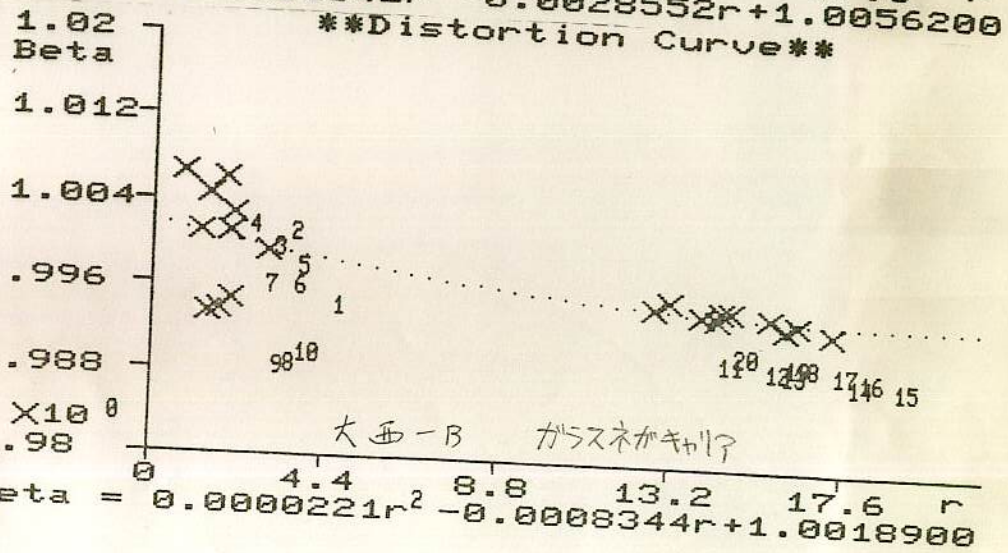
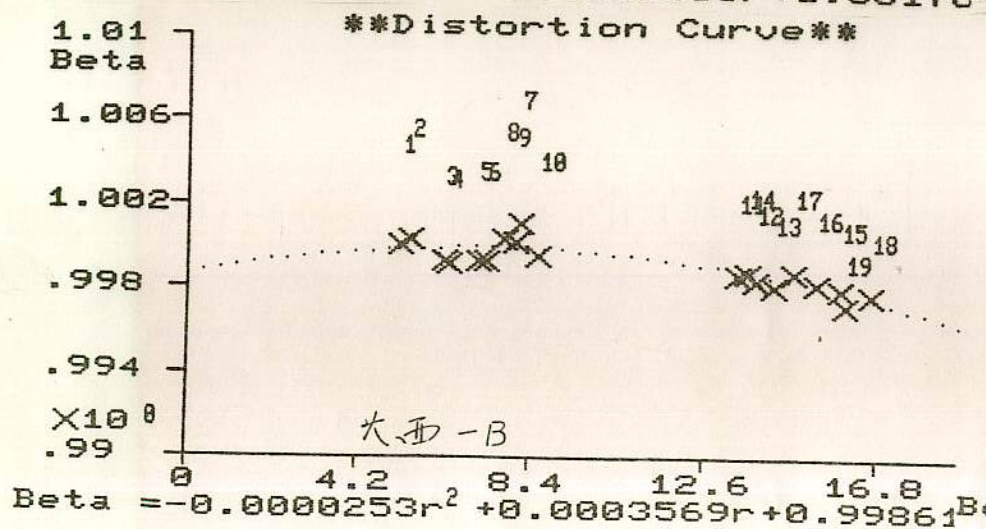
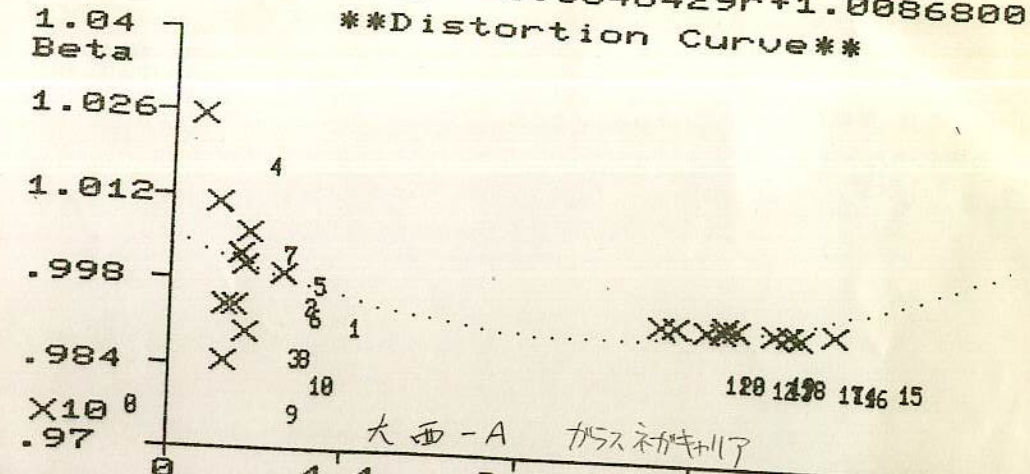
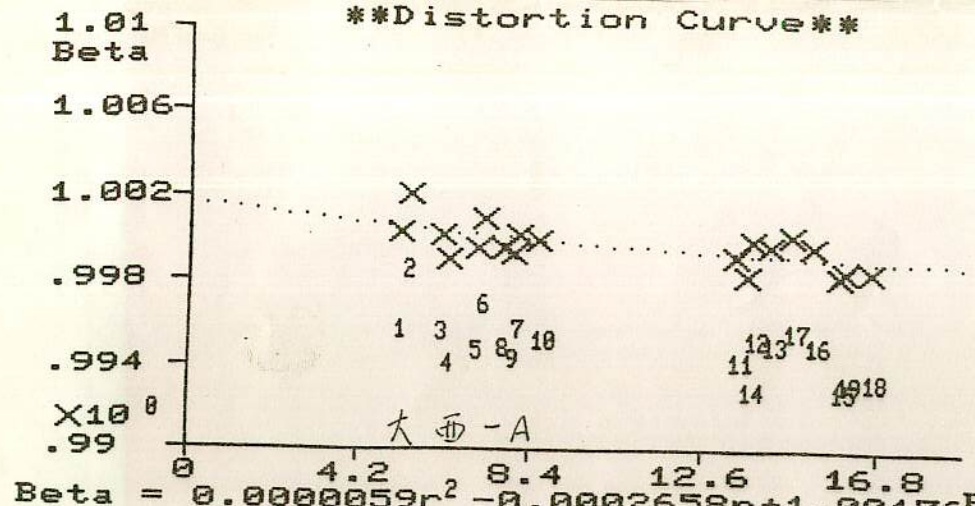
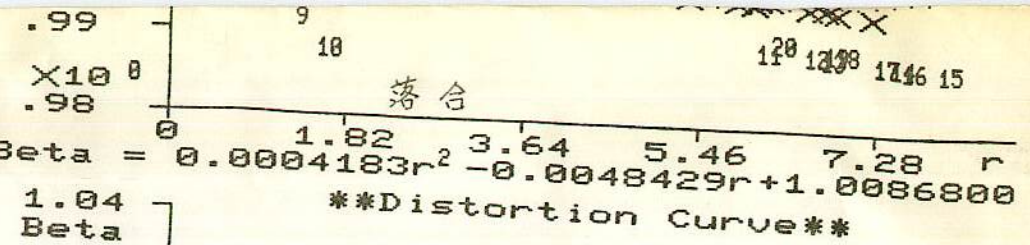
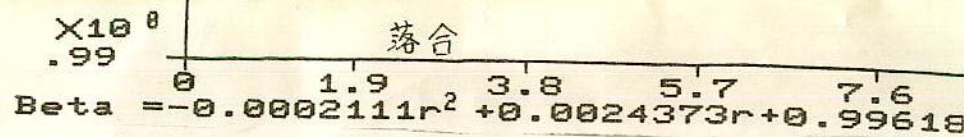
For the fainter meteors the estimated numbers differ more, as they vary with the allowance made for objects missed in the recording. Down to an absolute magnitude limit of $+5$, the total daily numbers have been estimated in the range 5×10^7 to 5×10^8 . Tentatively we can adopt 2×10^8 as a conservative estimate of the daily world total for meteors down to the fifth absolute visual magnitude. Application of the relevant factors to the telescopic rates listed in Table 4 gives us 2×10^{10} meteors as the daily world total for meteors down to absolute magnitude $+10$. This agrees

with the estimates for the brighter meteors on the assumption of $r = 2.5$ in the range of magnitude $+5$ to $+10$.

引伸法における歪曲収差

東大文研 大西 洋 21-MSS





1. 仮定

- (1) 地表……平面, 流星……一定高度に出現
- (2) 流星の明るさ一定, 方向, 経路長は考えない
- (3) 光度関数 σ : 一定

絶対等級 M 等 $\sim (M+dM)$ 等の流星数 dN は単位面積で

$$dN = a\sigma^M dM \quad (a: \text{定数}) \quad (1)$$

である

$$\begin{cases} 0 \text{ 等} & a \text{ 個} \\ 1 \text{ 等} & a\sigma \text{ " } \\ 2 \text{ 等} & a\sigma^2 \text{ " } \\ \vdots & \vdots \\ m \text{ 等} & a\sigma^m \text{ " } \end{cases}$$

- (4) 天頂距離 Z での減光 $k \sec Z$ (k : 定数)

2. 絶対等級 M の流星の見かけ等級 m

$$m = M + 5 \log(\sec Z) + k \sec Z$$

距離 大気吸収

3. 微小立体角 $d\Omega$ 内の流星数

天頂距離 Z のところで微小立体角 $d\Omega$ を考える

・ $d\Omega$ に含まれる高さ h の空の面積: $h^2 \sec^3 Z d\Omega$

・ そこに含まれる絶対等級が $M \sim M+dM$ の流星数は (1) 式により

$$ah^2 \sec^3 Z \sigma^M dM d\Omega \quad (3)$$

・ (2) 式を使って M を m に書きかえろと

$$ah^2 \sec^\alpha Z \sigma^m \sigma^{-k \sec Z} dm d\Omega$$

$$\text{ただし } \alpha = 3 - 5 \log \sigma$$

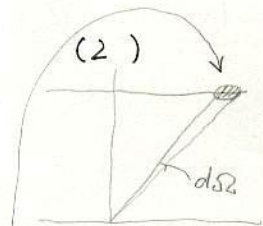
} (4)

・ $d\Omega$ 内で m_0 より明るい流星数 dm はこれを $-\infty \sim m_0$ まで積分

$$dm = ah^2 \sec^\alpha Z \sigma^{-k \sec Z} d\Omega \int_{-\infty}^{m_0} \sigma^m dm$$

$$= \frac{ah^2}{\ln \sigma} \sigma^{m_0} \sec^\alpha Z \sigma^{-k \sec Z} d\Omega \quad (5)$$

である

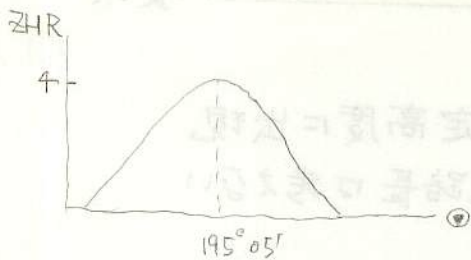


1972 G 3476

α 266 δ 55 Dra の頭の中

10月9日 16h 南中

47.41 暗い



10月9日 19h

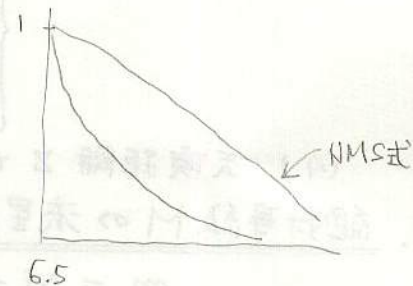
夏の夜明け 長沢 工

6.5 6.0 5.5 5.0 4.5 mag

1 0.9 0.8 0.7 0.6 光度最微補正 (NMS式)

1 0.5 0.25 光度関数: 2 とするとき

1 1/3 1/9 " 3 "



光度最微補正 (NMS式)

光度関数: 2 とするとき

1 1/3 1/9 " 3 "

光度最微補正 (NMS式)

光度関数: 2 とするとき

1 1/3 1/9 " 3 "

光度最微補正 (NMS式)

光度関数: 2 とするとき

1 1/3 1/9 " 3 "

光度最微補正 (NMS式)

6.5

4. 円形の視野内の流星数

視野を半径 θ_0 の円形と仮定すると、その範囲内で見落しがないとき
に出現する流星数 n は、(5)式をこの範囲で積分すると

$$\left. \begin{aligned} n &= \frac{ah^2}{\ln \sigma} \sigma^{m_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \sec^\alpha Z \sigma^{-k \sec Z} d\Omega \\ \text{ただし} \quad \sec Z &= \frac{1}{\cos Z_0 \cos \theta + \sin Z_0 \sin \theta \cos \varphi} \\ d\Omega &= \sin \theta d\theta d\varphi \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

となる。 Z_0 は視野中心の天頂距離である。この結果を

$$n = ah^2 \sigma^{m_0} P(\sigma, k, Z_0) \quad (7)$$

と書くことにする

5. 見落しの考慮

視野中心で見得る流星の極限等級を m_0 。

中心から θ はなれたところで見得る流星の極限等級を m として

$$m_0 - m = f(\theta)$$

という形に書くことができるものとする。そうすると、実際に観測できる流星
数 n^* は

$$n^* = ah^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \int_{-\infty}^{m_0 - f(\theta)} \sec^\alpha Z \sigma^m \sigma^{-k \sec Z} \sin \theta dm d\theta d\varphi$$

である。 $u = m_0 - m$ とおいて

$$n^* = ah^2 \sigma^{m_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \int_{f(\theta)}^{\infty} \sec^\alpha Z \sigma^{-u} \sigma^{-k \sec Z} \sin \theta du d\theta d\varphi \quad (8)$$

と書き直せる。これは

$$n^* = ah^2 \sigma^{m_0} Q(\sigma, k, Z_0) \quad (9)$$

の形である。

6. 修整係数 F_1

眼視で見得る恒星の最微等級が c 等明るくなったとき、観測できる
流星も c 等明るくなるものと考えれば、(7), (9) 式の形からみて

修整係数 F_1 は

$$F_1 = \sigma^{m_0 - 6.5} \quad (10)$$

つまり $m_0 = 6.5$ の等級がある

1983.10.2 28-MSS

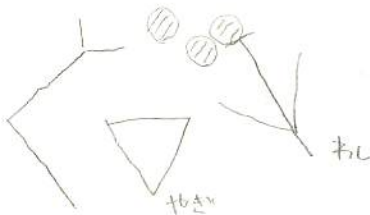
7 Per



1970後半以後 47・赤色がいくつか見られる。



8月上~中旬



北海道 北大×サ. 7. 2. 1983. 8. 14. 02^h 01^m 12^s 2nd mag

α	δ	$V_G \text{ km/s}$	V_{∞}
313.121	+2.497	22.94	19.87

q_{Au}	e	$q_{Au} \Omega$	ω	P	i
2.07	0.6758	0.671	139.70	279.35	2.97
					12.15

九. 11 1983.8.13. 02^h 21^m 21^s

α	β	V_G	V_{∞}
320,2	5,1	25,0	22,6

a	e	q	Ω	ω	P	λ
2.12	0.727	0.5788	139.0	271.1	3.09	14.2

モデルによる流星数の推定

1984. July. 22th

長沢 工

1 流星出現数のシミュレーション

いま、1時間に平均12個の割合で流星と出現させる流星群があったとする、これを実際に1時間観測したときに見られる流星数は、見落しがないとしても、ちょうど12個であるとは限らない、10個のこともあれば13個のこともある、それぞれの流星の出現が他の流星の出現と無関係であるとして、1時間ずつ100回の観測をしたという仮定をし、観測した流星数の度数分布を計算機によるシミュレーションで作ってみると、たとえばつぎのようになる

出現数	回数	全流星数
4	1	4
5	0	0
6	3	18
7	4	28
8	8	64
9	8	72
10	10	100
11	11	121
12	11	132
13	10	130
14	10	140
15	8	120
16	5	80
17	4	68
18	3	54
19	2	38
20	2	40
計	100	1209

1. 観測結果はたまたまの

観測結果の平均をとる

2. 真の平均流星数 m

$$m' - \sqrt{\frac{m'}{n}} < m < m' + \sqrt{\frac{m'}{n}}$$

1に近き確率68%

3. 標準偏差を流星数(毎時)の

 $\frac{1}{k}$ 以下にするには、

$$n > k^2 \quad n \text{ は全流星数}$$

平均 12.09/時

ここからわかるように、1時間に4個しか流星が見られないことも、反対に20個も見えることもときにはおこる。したがって、もとの流星群の流星数となるべく正しく推定するには、できるだけ多くの観測結果を平均する必要がある。

2 流星出現数の度数分布

流星がたがいに無関係にランダムな出現をするという仮定のもとでは

流星出現数の度数分布はポアソン分布になることがわかっていて、

1時間あたりの平均出現数を m とし、 t 時間の観測で見られる流星数 n の度数分布 $f(n)$ は

$$f(n) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \quad \text{ただし } \lambda = mt$$

という式で表わされる。そして、この分布の平均値は λ 、その標準偏差は $\sqrt{\lambda}$ である。

この分布曲線は λ が大きくなるにつれて正規分布に近づく。 $\lambda \geq 10$ くらいからはほとんど正規分布で代用できる

[3] 正規分布のときの真の流星数の推定

観測する立場では、真の平均出現数はわかっている、そこで観測データをもとにそれを推定することになる。

いま t 時間の観測で全部で n 個の流星を見たとして、そこから1時間当りの平均出現数は n/t であることは明らかである。

分布が正規分布であるとの仮定に立てば、このとき真の流星数 m は

$$m' = \frac{n}{t} \text{ とおいて、}$$

$$m' - \sqrt{\frac{m'}{t}} < m < m' + \sqrt{\frac{m'}{t}} \quad \text{観測時間}$$

である確率がほぼ 68% である。したがって、この場合 $\sqrt{m'/t}$ を推定の標準偏差と考えることができる。標準偏差は観測時間の平方根に反比例して小さくなっていく。

[4] 必要な観測時間

ここでは標準偏差 $\sqrt{m'/t}$ を1時間当りの流星数 m' の $1/k$ より小さくおこえることを考えてみよう。このとき

$$\frac{n}{kt} > \frac{\sqrt{n}}{t}$$

であるから $n > k^2$ の関係がすぐに求まる

したがって、全体の流星観測数が k^2 より多くなれば、観測時間に無関係にこの条件は満足される。

したがって、同じ精度の観測をするには、流星出現の少ないときは長時間の観測が必要、反対に出現の多いときは短時間の観測でよい。

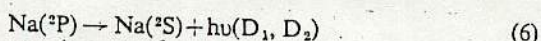
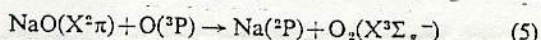
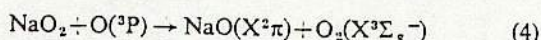
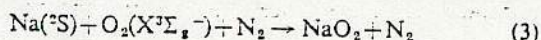
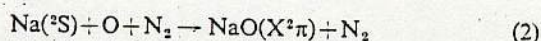
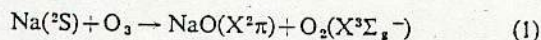
1時的に流星数が急に増えるようなことは、たとえば5分ずつのゾーンタイムの結果から確認できて、必ずしも1時間の観測を必要としない。

letters to nature

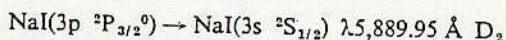
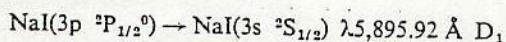
Sodium emission from long enduring meteor trains

ONE of the more perplexing atmospheric emission phenomena is the occurrence of long enduring visual meteor trains which, on rare occasions, are observed to persist for about 1 h. The mechanism responsible for the long lived luminosity is, however, elusive. Chapman¹ suggested that a source of night-time train luminosity is to be found in the store of recombination energy of free atmospheric atomic oxygen. He envisaged the role of Na atoms as continuously catalysing the transformation of atomic oxygen to molecular oxygen by sodium monoxide (NaO) formation so that the dissociation energy of O₂ was converted into sodium light with the aid of the atmospheric species O₃ and O₂. Here I examine the energetics of the sodium process and estimate the associated train luminosity.

The complete sequence of reactions is,



where the specific transitions are



At meteoric heights the atom interchange of NaO and O₃ to form NaO₂ or Na will be negligible.

When Chapman made his proposal the energetics of the various processes were not accurately known and, in particular, the exothermicity of reaction (5) was in doubt. Uncertainties arose because of the difficulties of measuring the dissociation energy, $D_0^0(\text{NaO})$, of the NaO molecule in the laboratory. Since the exothermicity of reaction (5) for producing the ground state sodium atom, Na(²S), is given by $D_0^0(\text{O}_2) - D_0^0(\text{NaO})$, then with $D_0^0(\text{O}_2) = 5.11 \text{ eV}$ the bond energy of NaO for the production of excited Na(²P) (2.10 eV) must be $D_0^0(\text{NaO}) < 66.2 \text{ kcalorie mol}^{-1}$ (3.0 eV). Although early studies indicated a lower limit to $D_0^0(\text{NaO})$ of 72 kcalorie mol⁻¹, theoretical and experimental work² has confirmed the value $60.3 \pm 1.0 \text{ kcalorie mol}^{-1}$, corresponding to $2.60 \pm 0.2 \text{ eV}$, making reaction (5) exothermic by $0.4 \pm 0.2 \text{ eV}$. The branching ratio of reaction (5) to yield ground state Na(²S) or excited Na(²P) is unknown.

Using the model that a solid meteoroid of mass ~30 g and velocity 40 km s⁻¹ will produce a meteor with visual magnitude about -5, published ablation data³ can be extrapolated such that at zenith angle 30° the meteoroid will deposit meteoric atoms of linear density $\sim 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-1}$. With an

atomic abundance for Na of 0.5% (ref. 4) the line density of deposited Na atoms becomes $a_{\text{Na}} = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-1}$. The fraction of these lost in forming Na⁺ by collisional ionisation is small at the velocity of meteors.

Extensive observational data show that the heights of long enduring visual trains are confined to 85–90 km. With a molecular diffusion coefficient at the lower height for Na atoms of $4.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and a radius, r , at time t of the radially expanding Na column given by $r^2 = 4Dt$ such a train will remain unresolved in a transverse direction by the naked eye for about 20 min. In such circumstances in the absence of turbulence and for an optically thin medium, the light intensity I is simply the sum of the quanta from all excited Na atoms in a cross section of the meteor train of unit length. Not only will atmospheric atomic oxygen of number density $[\text{O}_a]$ take part in the various reactions but also meteoric atomic oxygen of density $[\text{O}_m]$. With a meteoroid oxygen abundance of about 50%, then for a -5 mag meteor $a_{\text{O}} = 2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-1}$. For ease of computation let all species have a common diffusion coefficient and treat atmospheric oxygen as a sink, then the set of equations describing the number densities of species may be written (representing, for convenience, number densities simply by the species symbol)

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{Na} = D\nabla^2 \text{Na} + k_3 \text{NaO}(\text{O}_a + \text{O}_m) - k_1 \text{Na} \cdot \text{O}_3 - k_3 \text{Na} \cdot \text{O}_2 \cdot \text{N}_2 - k_2 \text{Na} \cdot (\text{O}_a + \text{O}_m) \cdot \text{N}_2$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{NaO} = D\nabla^2 \text{NaO} + k_1 \text{Na} \cdot \text{O}_3 + k_2 \text{Na} \cdot (\text{O}_a + \text{O}_m) \cdot \text{N}_2 + k_4 \text{NaO}_2 \cdot (\text{O}_a + \text{O}_m) - k_5 \text{NaO} \cdot (\text{O}_a + \text{O}_m)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{NaO}_2 = D\nabla^2 \text{NaO}_2 - k_3 \text{Na} \cdot \text{O}_2 \cdot \text{N}_2 - k_4 \text{NaO}_2 \cdot (\text{O}_a + \text{O}_m)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{O}_m = D\nabla^2 \text{O}_m - k_2 \text{Na} \cdot \text{O}_m \cdot \text{N}_2 - k_4 \text{NaO}_2 \cdot \text{O}_m - k_5 \text{Na} \cdot \text{O} \cdot \text{O}_m$$

$$I = \Sigma d/dt [\text{Na}(^2\text{P})] = \Sigma k_5 \cdot f \cdot \text{NaO} \cdot (\text{O}_a + \text{O}_m) \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

where ∇^2 is the Laplacian operator in cylindrical coordinates, and an initial meteor train radius of 1 m is assumed. Such a set may be solved using an implicit finite difference scheme⁵. Na atoms are continuously cycled and no overall night-time chemical loss of Na is included. The loss-lifetime from Na⁺ formation due to charge exchange with atmospheric O₂⁺ and NO⁺ will be of the order of 10⁵ s. Some initial charge transfer of Na atoms with ions of atoms with higher ionisation potential (such as Si, Fe, Mg) might be expected. Since the initial metal ion abundances are, however, generally rather less than those of Na atoms, no significant loss will occur.

Of the reactions (1)–(5) only the three-body association (reaction (3)) seems to have been studied in the laboratory and thus is the only one for which direct measurements of rate coefficient are available. For $T = 200 \text{ K}$, and height = 85–90 km we adopt (from ref. 6) $k_3 = 2.0 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$. Rate coefficients which appear in the literature for the other reactions are based on the values for similar processes involving N and H and we use⁶ the following; $k_1 = 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $k_2 = 10^{-33} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$, $k_4 = k_5 = 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Uncertainties of a factor of three might be expected in all rate coefficients. The rate at which

{ O_a ... 大気中酸素
O_m ... 流星中 "

31st M.S.S. (1984. 5/12) 西乙印 1/2

流星経路上 cm 当りの 原子個数 $D_0^0 \dots$ かい離エネルギー $\text{Na}(^2\text{P}) - \text{Na}(^2\text{S}) = 2.10 \text{ eV}$

柴崎

伊藤

↑ 明大
↓ 日大理工

the whole chemical cycle proceeds is determined mainly by reactions (1) and (3) and therefore in part by the concentration of the minor atmospheric species, O_3 . Using the first direct mass spectrometer measurements⁷ (obtained during early evening) we used densities of 8×10^8 and 3×10^8 cm^{-3} at 85 and 90 km respectively. The night-time densities of oxygen used are 3×10^{11} cm^{-3} at 90 km, and 7×10^{10} cm^{-3} at 85 km. The main gas densities (cm^{-3}) used are $[N_2] = 1.2 \times 10^{14}$ and 5.0×10^{13} cm^{-3} at 85 and 90 km, and $[O_2] = 3.2 \times 10^{13}$ and 1.3×10^{13} cm^{-3} at 85 and 90 km respectively. Solutions of the set of diffusion equations were computed (see for example Fig. 1). The emission for $t < 0.1$ s is caused by the effect of the large initial meteoric O_m concentrations and the associated emission decay by the subsequent rapid diffusion of O_m . For times up to

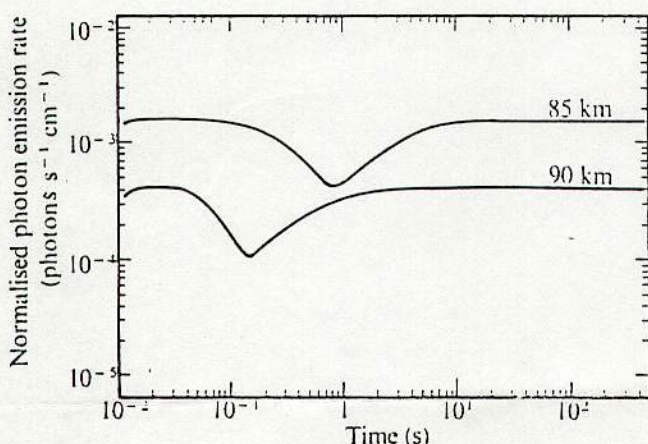


Fig 1 Solutions for the case of a meteor of approximately -5 mag occurring at heights of 85 and 90 km. Branching factor $f = 0.2$. Ordinate is the photon emission rate, I , normalised to the value of 4×10^{13} photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-1}$. Parameters used are: $\alpha_{Na} = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_{O_m} = 2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-1}$, $D_{45} = 4.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $D_{90} = 10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. An initial neutral atom radius of 1 m assumed at both heights.

several hundred seconds while the train remains unresolved the computed emission rates are 6.4×10^{10} and 1.7×10^{10} photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-1}$ at 85 and 90 km respectively. The first point is how this emission compares with the observed train luminosities. Taking the estimate⁸ of the minimum detectable emission for the naked eye as $30 \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-1}$ and assuming that a clearly visible train is 2 mag brighter than this limit, the required emission rate in the yellow is $\sim 5 \times 10^{13}$ photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-1}$, indicating that the computed emissions for a -5 mag meteor fail by 7.0 and 8.3 mag. We infer that meteors of -12.0 and -13.3 mag could produce the required luminosity for 85 and 90 km respectively. The second important point is how the frequency of occurrence of such bright meteors compares with that of long duration trains. Since about 1 in 10^3 visual meteors produces a train of duration exceeding 10 s and with the observation that of those night-time trains of durations greater than 10 s in the extensive records of Olivier⁹ 1.5% had durations in excess of 30 min, then, with an observed visual rate of about 10 h^{-1} , it is inferred that the frequency of occurrence of trains longer than 30 min for a single observer is about $1.5 \times 10^{-5} \text{ h}^{-1}$. In comparison, the observed integrated flux¹⁰ of bright meteors indicates that the occurrence frequencies of meteors brighter than -12.0 and -13.3 for a single observer are 1.2×10^{-7} and $2.2 \times 10^{-8} \text{ h}^{-1}$ respectively.

If every sodium oxide reduction reaction produces an Na atom in an excited 3P state ($f = 1.0$) then at 85 km a meteor of about -10.25 mag is required to yield sufficient train luminosity. Though such bright objects certainly do produce long enduring trains⁹ the occurrence frequency of meteors brighter

than this limit is a factor of 13 smaller than the observed frequency of trains of duration in excess of 30 min. A large proportion of trains reported⁹, however, occurred during major showers particularly the Perseids and Leonids when the bright meteor flux is several times larger than the sporadic flux.

W. J. BAGGALEY

Department of Physics,
University of Canterbury,
Christchurch, New Zealand

Received June 10; accepted September 2, 1975.

- ¹ Chapman, S., in *The Aurora and Airglow* (edit. by Armstrong, E. B., and Dalgarno, A.), 204 (Pergamon, Oxford, 1955).
- ² O'Hare, P. A. G., and Wahl, A. C., *J. chem. Phys.*, **56**, 4516-4525 (1972).
- ³ Gadsden, M., *Tables of Meteor Ablation* ESSA Tech. Rep. IER 42-ITSA 42 (Institute for Aeronomy, Boulder, Colorado, 1967).
- ⁴ Millman, P. M., in *From Plasma to Planet*, Nobel Symposium 21, (edit. by Elvijs, A.), 157-166 (Interscience, New York, 1972).
- ⁵ Baggailey, W. J., and Cummac, C. H., *J. atmos. terr. Phys.*, **36**, 1759-1773 (1974).
- ⁶ Brown, T. L., *Chem. Rev.*, **73**, 645-667 (1973).
- ⁷ Philbrick, C. R., Faucher, G. A., and Wlodyska, R. A., *Aeronomy Rep. No 48*, 35-41 (Aeronomy Laboratory University of Illinois, Urbana, 1972).
- ⁸ Cook, A. F., and Hawkins, G. S., *Astrophys. J.*, **124**, 605-609 (1956).
- ⁹ Olivier, C. D., *Proc. Am. phil. Soc.*, **101**, 296-315 (1957).
- ¹⁰ Hughes, D. W., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **166**, 339-343 (1974).

Observations of eight globular clusters at 2.3 and 4.7 μm

THE Cerro Tololo infrared photometer¹ has been used to search several globular clusters for infrared emission between 2.3 and 20 μm , principally to seek evidence for the presence of dust. Recently, more extensive observations using improved short wavelength instrumentation have been obtained at 2.3 and 4.7 μm . The latter observations were concentrated on two groups of predominantly southern clusters: (1) two globular clusters (NGC 6388 and 6441) rich in metals and suggested² to be of particular interest for the detection of gas thought to be lost from stars during the normal course of stellar evolution; and (2) six clusters with short core relaxation times and large central densities discussed³ in connection with the possible presence of massive central black holes in clusters associated with X-ray sources.

The observations at 2.3 and 4.7 μm (with bandwidths of 0.37 and 0.60 μm , respectively) discussed here were obtained on two nights in June, 1975 using the 1.5-m telescope on Cerro Tololo and an InSb detector on the dual-beamed photometer which operates at 10 Hz with an 80% duty cycle. Each cluster was carefully centred visually in the 10" aperture, after which precalculated offsets to the edge of the cluster were used to fix the starting point for a series of diametric drift scans. Typically, 40 drift scans in right ascension per cluster at each wavelength were obtained. As the fixed separation of 28.5" on the sky between the two beams (normally the 'star' and 'sky' positions) of the photometer was less than the cluster diameter, the drift scan technique actually measures an intensity gradient, and data reduction was performed on this basis. The integration time was set to equal the time to drift the beam separation distance; each drift scan therefore can be thought of as a number of discrete steps.

Table 1 lists the clusters observed, the number of scans obtained at each wavelength, the steps per scan, the total integration time per step, and the approximate apparent magnitude of each object. As each spatially resolvable point was effectively observed for only a relatively short time (~ 100 s), the detection threshold of the measurements is not as low as could be achieved by observing a single cluster-sky-point pair for a longer time. But, as one of the largest uncertainties in the theoretical^{2,3} and observational (refs 4 and 5 and M. G. Smith, J.E.H. and S. J. Shawl, unpublished) work done to date on the presence of gas and dust in globular clusters relates to the volume over which one might expect to

CHAPTER IV

LUMINOSITIES AND SPECTRA OF METEORS

19. The Nature of Meteor Radiation

Meteor radiation is produced mainly by the excitation of atoms, due to mutual collisions and also due to recombinations of free electrons with ions and subsequent cascade transitions. As we will see, however, the latter mechanism plays a secondary role.

The radiation of a meteor originates in the so-called *coma*, i.e., the gas envelope surrounding the meteoroid, which is a mixture of air and meteoric vapor.

Meteor spectra indicate that it is mainly the atoms and ions of the meteoroid vapor which radiate. A meteor spectrum consists of emission lines of atoms and ions of the elements making up the meteoroid (Fe, Mg, Na, Ca, Ni, Si, Al, Co, Cr, Mn, etc.). Bands of atmospheric nitrogen (N_2) account for only a small part ($\sim 2\%$) of the radiated energy. Oxygen (also present in meteor spectra) can be of either meteoric or atmospheric origin, and it is very difficult to distinguish between them. However, since oxygen lines account for less than 1% of the total radiated energy of meteors [297], it can be assumed that atmospheric bands and lines do not account for more than 3% of the intensity of meteor radiation. Section 23 includes a summary of the atoms, molecules, and ions whose lines and bands are observed in meteor spectra.

Interestingly enough, even the spectra of the brightest bolides, which fly in the continuous-flow regime, are line spectra which do not differ in principle from the spectra of ordinary bright meteors; in other words, no continuous shock-wave radiation is observed. In the following, an attempt will be made to explain this paradox. During the last 20 years, the dispersions of meteor spectrographs have become greater. Consequently, the continuous spectra of meteors can now almost always be identified as superimposed systems of molecular bands [406].

Let us consider the system of elementary processes determining meteor radiation. During the "meteor" stage of flight, i.e., before a shock wave forms ahead of the meteoroid, inelastic collisions of atoms take place in the coma surrounding the meteoroid, causing the excitation and ionization of these atoms. In addition, some of the excited atoms are formed during molecule dissociation, a mechanism which, according to Öpik [425], is significant at low and medium velocities ($v \leq 30$ km/s).

Most particle collisions in the coma are *elastic* collisions, leading to a nonradiative deceleration of meteoric-vapor particles from meteoric velocities down to thermal velocities, with a transfer of momentum and energy to atmospheric atoms. This is because, at meteoric velocities, the momentum-transfer cross section σ_d is an order of magnitude larger than the excitation cross section σ_e and the ionization cross section σ_i . According to Öpik's estimate [425], only 3% of the



Continuous
flow

理本 野田
↓
理本 梅

collisions are inelastic.

In addition to atoms and ions, the meteor coma contains electrons formed either as a result of the ionization of meteor atoms when they collide with air molecules or due to other possible mechanisms (thermal emission from the meteoroid surface, mechanical emission during fragmentation, etc.). However, in contrast to a shock wave, in which electron impact is the main ionization mechanism even at a degree of ionization of 10^{-2} [84], the role of electrons in the excitation and ionization processes is negligible in the coma. Thus their number, and most important, their energy, are much lower than the number and energy of neutral atoms. To acquire sufficient energy from heavy particles, electrons must collide with them hundreds of times; but if the gas density is low, this would take much too long. Conditions in the meteor coma thus differ radically from those obtaining behind the front of a strong shock wave [41].

For this reason, in the meteor coma thermodynamic equilibrium is not achieved even locally; more often than not, a state of under-excitation prevails (the number of excited atoms is less than that required by Boltzmann's law at the given electron temperature T_e). The non-equilibrium of the meteor coma will be examined more closely below.

As already noted, atoms become excited not only via collisions, but also via recombinations. A calculation of the recombination radiative efficiency, made by Öpik [425] in 1955, shows that for most meteor atoms recombination radiation in the continuum is equal to about 15% of the discrete radiation due to cascade transitions of recombining electrons. This explains why no continuum radiation is observed in meteor spectra: spectral lines, which account for 87% of the (recombination only!) radiation, are very narrow, and the radiation in the continuum, which amounts to only 13% of the recombination radiation and which is weak anyway, becomes "blurred" over the entire spectrum and thus remains below the equipment's threshold of sensitivity.

Although, in the calculation for one elementary event of capture, recombination radiation yields on the average six times the energy output of excitation through collision, still excitation plays the dominant role in the overall radiation of an elementary volume of gas per unit of time, because many excitation events occur for every event of ionization (recombination).

空気分子が衝突
し、2度目にこの
衝突エネルギーを
取っておける
第2の衝突が無いと

Let us first consider the case of a highly rarefied coma, where collisions of the second kind can be disregarded. Excitation processes will then be in equilibrium with processes of spontaneous radiation. As demonstrated by Öpik [428], the kinetic energy of the meteoroid mass ΔM that vaporizes during a brief time interval Δt (about 10^{-6} s) equal to

$$\Delta \epsilon_t = \Delta M \frac{v^2}{2}, \quad (19.1)$$

is dissipated during a time $\delta t \sim 10^{-4}$ s $\gg \Delta t$. If during time δt a fraction ψ_X of energy $\Delta \epsilon_t$ is spent on the excitation particles (atoms, molecules, ions) of type X , while a fraction τ_X is converted into radiation during this same time, then $\tau_X = \psi_X$ in the absence of collisions of the second kind. Let us call τ_X the radiative efficiency of particle X

[109]. For instance, according to Derbenova's calculations [74], $\tau_Y = 8.4 \cdot 10^{-3}$ for the K line of CaII and $\tau_X = 6.4 \cdot 10^{-3}$ for the D line of NaI. The calculations were made for $v = 70$ km/s and for a highly diluted coma in a nitrogen atmosphere. The ratio of the number of meteor atoms per unit coma volume to the number of atmospheric atoms in this same volume is defined as the *dilution factor* δ of the coma.

Let us now consider collisions of the second kind. Let D be the coefficient of radiation damping on account of collisions, or the number of collisions of the second kind per atom per second, and let

$A_i = \sum_k A_{ik}$ be the Einstein damping constant, i.e., the reciprocal of

the lifetime of the i th state. The perturbation of the excited state characterized by the term ϵ_i will then be

$$q_i = \frac{A_i}{A_i + D} \quad (19.2)$$

As already noted, the radiation of a certain multiplet, characterized by an upper term [energy level] ϵ_n and a lower term ϵ_k (where $\epsilon_n > \epsilon_k$), can be caused by direct excitation of term ϵ_n and also by cascade transitions from the above terms ϵ_i (where $\epsilon_i > \epsilon_n$). Combining the two cases, let us assume for generality that $\epsilon_i \geq \epsilon_n$, i.e., $i = n, n+1, \dots$ [104].

Next let us introduce the quantity $\gamma_{X\lambda}$, which following Kovshun [104] is called the *productivity* of the spectral radiation of particle X at wavelength λ :

$$\gamma_{X\lambda} = \frac{\sum_i q_i b_i \epsilon_i \Pi_i}{\sum_i \epsilon_i \Pi_i}, \quad (19.3)$$

where b_i is the part of the energy of term ϵ_i which is spontaneously re-emitted in the multiplet with a mean wavelength λ , and Π_i is the probability of excitation term ϵ_i . Clearly, $\gamma_{X\lambda}$ is the part of the energy $\psi_X \Delta \epsilon_t$ which has been converted into the radiation of the given multiplet. Summing up the $\gamma_{X\lambda}$ values of the various multiplets of the given atom, we can obtain τ_X :

$$\tau_X = \psi_X \sum_N \gamma_{XN}, \quad (19.4)$$

where N is the denotation of the multiplet corresponding to the pair of numbers n, k (we have changed $\gamma_{X\lambda}$ correspondingly to γ_{XN}).

The productivity $\gamma_{X\lambda}$ and the radiative efficiency τ_X are both functions of the dilution factor δ , since the frequency of inelastic collisions depends on the density of meteoric particles in the coma. The probability of collisions of the second kind depends even more on δ , because the latter are most effective when the difference between the

$$\Delta \epsilon_t \left\{ \begin{array}{l} \text{光るため} \\ \vdots \\ \sum_X \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \psi_X \dots \times \text{エネルギー種} \\ \vdots \\ N \\ \sum_N \end{array} \right\} \gamma_{X\lambda} \left\{ \begin{array}{l} q_i \cdot b_i \cdot \pi_i \\ \vdots \\ \sum_i \end{array} \right\}$$

光るため

33rd

日大
理工日大
文理

potential energies of the colliding particles is minimal. Nevertheless, more than 80% of the meteor-atom levels whose radiation provides the strongest lines in the meteor spectra have excitation energies from 2 to 8 eV, whereas the excitation energies for air atoms can reach 11 or 13 eV [104]. This is why collisions of meteor atoms with one another most frequently lead to nonradiative transitions.

The part of the kinetic energy $\Delta \epsilon_t$ which is converted into radiation of multiplet N during the δt (when dilution factor δ varies from the initial value δ_0 to 0) is

$$\tau_{XN} = \int_{\delta_0}^0 \gamma_{XN}(\delta) \psi_X(\delta) d\delta. \quad (19.5)$$

The total radiation coefficient of the coma in the recorded region of the spectrum will then be

$$\tau_{\lambda\lambda} = \sum_X \sum_N k_{\lambda} \tau_{XN}, \quad (19.6)$$

where k_{λ} is the spectral sensitivity of the radiation receiver at wavelength λ .

For most of the excited levels, the lifetimes $t_n \sim 10^{-7}$ to 10^{-8} s [87, 104]. Thus population of these levels by excitation from the ground state will prevail if the time that elapses between two successive inelastic collisions of meteoric particles $t_c \gg t_n$. In order to ascertain in what cases this inequality is valid, here is a table of t_c values for various altitudes and velocities [109]:

$h, \text{ km}$	90	80	70	60
	$t_c, \text{ s}$			
$v=20 \text{ km/s}$	10^{-6}	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}
$v=60 \text{ km/s}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	$3 \cdot 10^{-9}$

34



Events of excitation and spontaneous radiation are thus in equilibrium only for slow meteors at high altitudes, whereas collisions of the second kind must be taken into account for fast meteors, and also in the lower part of the trajectory of any meteor. This problem was investigated thoroughly by Kovshun [109].

The frequencies of filling D_n^+ and emptying D_n^- of a level n by collisions of the second kind are, respectively,

$$\left. \begin{aligned} D_n^+ &= \sum_{h=1}^{n-1} a_{hn} + \sum_{s=n+1}^{\infty} a_{sn}, \\ D_n^- &= \sum_{h=1}^{n-1} a_{nh} + \sum_s a_{ns}, \end{aligned} \right\} \quad (19.7)$$

where $k < n < s$, while summing to infinity makes it possible to take into account the processes of nonradiative recombination and ionization from level n . The total frequency of collisions of the second kind which perturb level n is

$$D_n^* = D_n^+ + D_n^- \quad (19.8)$$

Let us also assume that

$$D_n^- = \gamma D_n^*, \quad D_n^+ = (1 - \gamma) D_n^* \quad (19.9)$$

For $\gamma = 1/2$ we will obviously have an equilibrium (Boltzmann) distribution over the levels ($D_n^- = D_n^+$); for $\gamma < 1/2$ the upper levels will be overpopulated and for $\gamma > 1/2$ they will be underpopulated.

The effect of collisions of the second kind on the radiation of multiplet λ_{nk} is determined by the quantity

$$D_{nh} = \frac{A_{nh}}{A'_n} (D_n^- - D_n^+), \quad A'_n = \sum_{h=1}^{n-1} A_{nh} \quad (19.10)$$

The frequency of transitions $n \rightarrow k$ will be

$$\delta N_{nh} = N_h A_{nh} \frac{A'_n + D_n}{A'_n} \quad (19.11)$$

where

$$D_n = D_n^+ - D_n^- = (1 - 2\gamma) D_n^* \quad (19.12)$$

The effect of collisions of the second kind on the radiative efficiency of some FeI multiplets is illustrated by the following table (τ_v is the visual efficiency, after Öpik [428]):

FeI level,	z^4D^0	z^4F^0	z^3D^0	e^4D
A'_n, s^{-1}	$5.4 \cdot 10^6$	$5.2 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^8$
$\tau_v (D_n^- = 0)$	0,220	0,100	0,342	0,086
$\tau_v (D_n^- = 10^6 \text{ c}^{-1})$	0,185	0,084	0,140	0,077

Clearly, the "long-lived" level z^3D^0 is emptied by collisions of the second kind more markedly than the "short-lived" level e^4D is.

Öpik considered collisions of the second kind only as a cause of radiation damping. However, in 1972 Kalenichenko [88] suggested that the reactivation of meteor-atom levels due to collisions of the second kind can also be significant when such atoms collide with oxygen and nitrogen atoms of the air which are in metastable states. Examples of such states are [OI] $2p^4 \ ^1D \ ^1S$, and also [NI] $2p^3 \ ^2D^0$ and $^2P^0$. Kalenichenko provides examples of possible reactions between OI and NI atoms in these states, on the one hand, MgI, SiI, CaI, NaI atoms and

Call ions in the ground states, on the other. The increase in the population of level i is given approximately by the formula

$$N_i = N_i^0 \left(1 + \frac{N_a}{N_c} \right), \quad (19.13)$$

where N_i^0 is the population of the i th level without taking excitation transfer (reactivation) into account, N_a is the concentration of metastable atoms capable of imparting excitation, and N_c is the total concentration of atoms of all sorts in the meteor coma.

The forbidden green line of [OI] at 5577 \AA , corresponding to the transition $2p^4 \text{ } ^1S - ^1D$, is known to be observed in meteor spectra. For a confirmation of Kalenchinenko's mechanism, it would be necessary to establish the presence of correlations between the intensity of this line and those of lines 2852 \AA of MgI and 3020 \AA of SiI, which should intensify during the transfer of excitation from the atom [OI] 1S . However, these lines lie in the UV range of the spectrum and are practically unobservable.

On the basis of (19.11), the ratio of the intensities of two lines of the same element λ_{nk} and λ_{lm} (where $n > k$, $l > m$, and $l \neq n$) can be written in the form

$$\frac{I_{nh}}{I_{lm}} = \frac{N_n h\nu_{nh} A_{nh} A'_l (A'_n + D_n)}{N_l h\nu_{lm} A_{lm} A'_n (A'_l + D_l)} = \frac{i_{nh}}{i_{lm}} \frac{A'_l (A'_n + D_n)}{A'_n (A'_l + D_l)}, \quad (19.14)$$

where i_{nk} , i_{lm} are the intensities of the same lines in the absence of collisions of the second kind ($D_n = D_l = 0$). Given certain assumptions concerning the frequency D_n^* of collisions of the second kind, it is possible to find from (19.14) the variation of γ along the meteor trajectory, i.e., the balance of the deactivation and reactivation processes. But this would require that there be no self-absorption in the lines, which can be checked using the ratio of the intensities of lines

with a common upper level $\frac{I_{nk}}{I_{np}}$ ($n > p$). This ratio depends neither on the equilibrium of the spectrum nor on D_n^* . If $\frac{I_{nk}}{I_{np}} = \frac{i_{nk}}{i_{np}} = \text{const}$ (along

the meteor trajectory), then there is no self-absorption. But even for a low optical thickness of the coma the influence of self-absorption on the intensity ratio for lines that do not have a common upper level can be significant, as will be seen below (Section 23).

The described method of Kovshun [109] was applied by him and Smirnov [112] to bright meteors 32281 and 36221 photographed in Czechoslovakia and processed by Cepelcha [290, 291]. The nonequilibrium of the population of the levels and the fluctuations of γ along the meteor trajectory were ascertained quite definitely. Thermodynamic equilibrium is thus actually absent in the rarefied meteor coma.

In addition to the radiation of meteor atoms due to their collisions with air molecules, in [425] Öpik also studied the thermal radiation of the coma. He determined its efficiency β_t on the basis of the follo-

wing considerations. Let E be the specific kinetic energy of the meteoroid ($E = \frac{v^2}{2}$), let E' be the thermal energy of the coma (per gram of meteoric material), and let ψ be the amount of energy lost through inelastic collisions. Then

$$E' = E(1 - \psi) \frac{\delta}{1 + \delta}. \quad (19.15)$$

Öpik assumes that the coma radiates at a constant temperature T_m , corresponding to $\delta = 1$, and that 3% of all the collisions are inelastic, 50% of the energy being spent on excitation for each inelastic collision. The loss to excitation is thus $0.015E'$ for each average collision. Since

the radiative efficiency for the average collision velocity $\frac{v}{\sqrt{2}}$ is $\frac{3}{4}\beta_c'$,

therefore the fraction of energy converted into radiation (for $\delta = 1$) is

$$\beta_t = \frac{3}{4} \beta_c' \frac{2}{0.015} \psi \frac{E'}{E} = 50\beta_c' \psi (1 - \psi). \quad (19.16)$$

Thus, β_t was derived by Öpik without any serious theoretical substantiation, just from general statistical correlations with many simplifications and approximations.

The very rough estimates obtained from (19.16) were included by him in a table [429]. It is interesting that, because of an annoying miscalculation, Öpik in [428] understated the efficiency β_t of the thermal radiation of the coma by the factor of 50 (against his own formulas), thus reaching the conclusion that the thermal radiation of the coma is negligibly low. However, in the tables [429] β_t sometimes figures as the main component of the radiation. We already expressed doubt concerning this result back in 1966 [43]. Spectra of meteors, even of bright bolides, show the thermal radiation of the coma to be extremely low.

The absence of continuous radiation of the shock wave forming ahead of the meteoroid in the spectra of bright bolides remains to be examined in more detail than on page . The bolides whose spectra were obtained and processed by Cepelch et al. [289-291, 297] include some very bright ones, up to -19^m . The bodies corresponding to these had initial masses of up to 20 tons and were several meters in size. A strong shock wave with a shock-compressed layer 10 to 15 cm thick undoubtedly forms ahead of such bodies. However, most of the shock-wave radiation is concentrated in the UV range of the spectrum and is absorbed in the surrounding air, which then re-emits the absorbed energy in lines and molecular bands. As regards the "wake" of continuous radiation in the visible range of the spectrum, the radiating layer in that range is optically thin and the continuous spectrum will be faint.

Let us consider a couple of examples. A body with $R = 1$ m flying with a speed $v = 14$ km/s at an altitude $h = 50$ km creates a shock wave with a pressure $p_2 \sim 2$ atm behind the front (external pressure $p_1 \sim 10^{-3}$ atm), a temperature of $15,000^\circ$, and a radiation mean free path in the visible range (3000 to 6500 Å) of 10 m, i.e., 100 times the thickness of the shock layer! At a velocity of 30 km/s the temperature will be

$42,000^0$, $p^2 = 9$ atm, and the radiation mean free path in the same range will be 50 cm, i.e., five times the thickness of the radiating layer. Among meteoroids meters in size, bolides with $v > 30$ km/s are rare (only about 0.3%) [388]: for small bodies flying at high altitudes (which produce most of the bolide spectra) the ratio of the "radiation mean free path to the radiating-layer thickness" will be many times higher still.

20. The Luminosity Equation and its Parameters

As noted in Section 3, the luminosity equation of a meteor can be written in the form of eq. (3.3):

$$I = \tau \left(- \frac{dM}{dt} \right) \frac{v^2}{2}, \quad (20.1)$$

where I is the intensity (total flux) of radiation in a solid angle of 4π steradians (note that Levin [147] uses the letter I for the luminous intensity, i.e., a quantity that is smaller by a factor of 4π).

The *coefficient of radiative efficiency* (or *luminosity coefficient*) τ represents the part of the kinetic energy of the vaporizing meteoroid material which is converted into radiation per unit of time. The radiative efficiency is an important quantity in meteor physics, since it determines the scale of photometric masses of meteoric bodies. The known accuracies of such quantities as the preatmospheric mass of meteoroids (and thus of their mass distributions), the rate of ablation during meteoroid motion through the atmosphere, and the dependence of this rate on flight conditions depend on the reliability with which τ is determined. Nevertheless, existing determinations of τ , and in particular of its dependence on velocity v (as well as of possible dependences on the mass and other parameters), are contradictory.

Before dealing with this question, let us briefly review the systems of units available for expressing τ . If the radiation intensity I is expressed in energy units (such as ergs per second) then τ is a dimensionless quantity, and according to existing determinations $2 \cdot 10^{-2} > \tau > 3 \cdot 10^{-4}$. In astronomy it is more convenient to express τ in units of brightness, using some scale of stellar magnitudes; generally speaking, this scale will depend on the photometric system and on the spectral sensitivity of the radiation receiver (eye, photographic plate). This is why the visual and photographic radiative efficiencies are referred to. Since photographic observations are much more accurate, in the following only the photographic radiative efficiency will be considered. *)

*) The photometric meaning of visual assessments of meteor brightness was studied by Levin [147], but on the basis of limited observational data. Distinctions are made between the mean, integral, and maximum brightness of a meteor. Experimental observers such as Astapovich [8] and Khotinok [247] have also recorded brightness variations along the meteor trajectory. For more details about the photometric systems in meteor astronomy, see [103].

If we take as a basis the unit of brightness corresponding to a 0^m star, then τ will be expressed in units of $0^m \cdot \text{s/erg}$. Let us designate τ in this system as τ^* . In [425] Öpik showed that (dimensionless) τ is related to τ^* as follows:

$$\lg \tau^* = \lg \tau - 9,72. \quad (20.2)$$

Since the time of the first studies by Öpik [420] and Whipple [488], it has usually been assumed that

$$\tau = \tau_0 v^n, \quad \tau^* = \tau_0^* v^n, \quad (20.3)$$

where, according to Whipple [488], $n = 1$. This value of n was confirmed in 1965 by Verniani [479], who processed 413 precise photographic observations of meteors: it is still widely used by Harvard astronomers and by many others.

However, beginning in 1955, some scientists obtained completely different results. After improving his semiempirical theory of meteor radiation, developed in 1933-1937 [425], Öpik in 1955 concluded first, that τ depends not only on the meteoroid velocity but also on its mass,* and, second, that relation $\tau = \tau_0 v$ does not apply for small bodies ($M < 1$ g). According to Öpik, τ is the highest at comparatively low velocities ($v = 14$ to 24 km/s), after which it decreases, i.e., $n < 0$ for $v > 24$ km/s [429]. Öpik's theory and the results obtained by him up to the mid-sixties are discussed in detail in the survey paper [43].

The system of radiative efficiencies based on formula (20.3) for $n = 1$ has become known as "model A", whereas the alternative model suggested by Öpik in 1955 for small bodies was called "model B". Model B was corroborated during the course of experiments with artificial meteors [261], and also by laboratory modeling of meteoric phenomena [272, 273, 275-277, 317-320, 466, 467, 471], which will be discussed in Section 21.

A number of attempts were made to derive the value of n directly from observations. In 1958 Cepplecha [282] went about this as follows. Substitution of (20.3) into (20.1) yields

$$I = - \frac{\tau_0}{2} \frac{dM}{dt} v^{2+n}. \quad (20.4)$$

Next we substitute into (20.4) the maximum rate of vaporization, which, if parameters Γ , Λ , Q , μ and velocity v are constant is [147].

$$\left(\frac{dM}{dt} \right)_{\max} = \frac{M_0 v_0 \cos z_R}{H^*} \mu^{\frac{\mu}{1-\mu}}. \quad (20.5)$$

*) Simultaneously with Öpik, Kallman [114] concluded that τ must depend on the meteor brightness, i.e., at a given velocity, on the meteoroid mass.

MSS-033
33rd MSS

VI

PHYSICS OF METEORIC PHENOMENA

- | | | |
|-----|--|-----|
| 17. | Formation of an Ablational Shock Wave and the Energetics of Large Meteoroids | 122 |
| 18. | Ablation and Meteorite Morphology | 133 |

CHAPTER IV. LUMINOSITIES AND SPECTRA OF METEORS

- | | | |
|-----|---|-----|
| 19. | The Nature of Meteor Radiation | 139 |
| 20. | The Luminosity Equation and its Parameters | 146 |
| 21. | Experimental Determinations of the Radiative Efficiency | 156 |
| 22. | The Effect of Meteoroid Flight Condition on the Radiative Efficiency | 159 |
| 23. | The Qualitative Analysis of Meteor Spectra | 165 |
| 24. | The Quantitative Analysis of Meteor Spectra. The Curve-of-Growth Method | 175 |
| 25. | Determination of the Chemical Compositions of Meteoroids from their Spectra. Comparison with Meteorites | 189 |
| 26. | Some Unusual Emissions | 194 |

CHAPTER V. METEORIC IONIZATION

- | | | |
|-----|---|-----|
| 27. | Formation of the Ion Trail | 209 |
| 28. | Classification of Meteor Ion Trails | 219 |
| 29. | Disintegration of the Ion Trail | 225 |
| 30. | The Head Echo and its Relation to other Phenomena | 233 |

CHAPTER VI. MASSES AND DENSITIES OF METEOROIDS

- | | | |
|-----|---|-----|
| 31. | Dynamic Masses | 236 |
| 32. | Photometric Masses | 238 |
| 33. | The Hypothesis of Dustballs and Friable Meteoric Bodies | 243 |
| 34. | Explanation of the "Mass Paradox" as an Effect of Fragmentation | 247 |
| 35. | Determination of the Mineralogical Densities of the Meteoroids | 252 |
| 36. | Determination of the Densities of Large Meteoroids from their Breakup Heights | 256 |

CHAPTER VII. FRAGMENTATION OF METEOROIDS

- | | | |
|-----|--|-----|
| 37. | Observational Data on Meteoroid Fragmentation | 265 |
| 38. | Effect of Fragmentation on the Photometric Curve | 272 |
| 39. | Meteor Bursts | 277 |
| 40. | Fragmentation of Meteorites | 280 |
| 41. | Physical Aspects of Meteoroid Fragmentation | 284 |

TABLE OF CONTENTS

VII

APPENDIXES TO THE ENGLISH EDITIONS

1. A Quasi-Simple Ablation Model for the Entry of Large Meteoroids into the Atmosphere	295
2. Transfer of the Shock-Wave Radiation to the Body of the Meteoroid	297
3. Electrophonic Phenomena during the Flight of a Bright Bolide	299
4. The Dynamics of Meteoroid Breakup	301

REFERENCES FOR APPENDIXES

305

REFERENCES

307

INDEX

343

33rd. M.S.S (1984. 9/30 配布)

V.A. Branshten

"Physics of Meteoric Phenomena"

copy の ほうは 大西 孝二 //

TABLE OF CONTENTS

PREFACE	IX
PREFACE TO THE ENGLISH EDITION	XIII
GLOSSARY	XV
INTRODUCTION	
1. General Information about Meteoric Phenomena	1
2. Historical Review of Research in Meteor Physics	3
CHAPTER I. THE SIMPLE PHYSICAL THEORY OF METEORS	
3. Fundamental Equations	12
4. Self-Similarity of the Problem of Motion and Ablation of a Meteoroid	17
5. The Problem of Meteoroid Motion with Variable Coefficients	24
6. Flow Regimes	29
7. Parameters of the Fundamental Equations	36
CHAPTER II. THE HEATING OF METEOROIDS AND THE ONSET OF VAPORIZATION	
8. The Heating of a Meteoroid in the Upper Section of its Path	52
9. The Transition to Intensive Evaporation	58
10. Shielding Effects. The Regime of First Collisions	66
11. Shielding in the Transition Regime	75
12. The Case of Strong Shielding	86
CHAPTER III. ABLATION OF METEOROIDS	
13. Two Main Mechanisms of Ablation: Vaporization and Spraying or Blowoff of the Molten Layer	91
14. Experimental Studies of Ablation	100
15. Theoretical Studies of the Ablation of Large Bodies	105
16. Large-Meteoroid Vaporization under the Influence of the Radiation Flux	115

(大西三洋)

33rd講読分のまとめ.

(p. 139 ~ p. 140 l. 36)

流星の発光は、流星体をとりにくく"コマ"で起っている。そこには、大気物質と流星体から揮発してきた物質が混在している。

しかし、スペクトルを調べてみると、流星起源と思われる金属の線が強く、大気起源の可能性を残す酸素や窒素の寄与は3%以下である。流星の発光は、主に原子の励起によって起こる。

原子励起の原因は、

① 原子間衝突 = 運動エネルギーの電子エネルギーへの変換
→ 非弾性衝突の必要

② 正イオンと自由電子との再結合、およびその後の緩和過程
(cascade transition)

③ 分子の解離 ($v \leq 30 \text{ km/s}$ で有効)

しかし、実際にはコマにおいて発生する粒子間衝突のほとんどは原子励起を伴わない弾性衝突であり、非弾性衝突の割合は3%程度と考えられている。

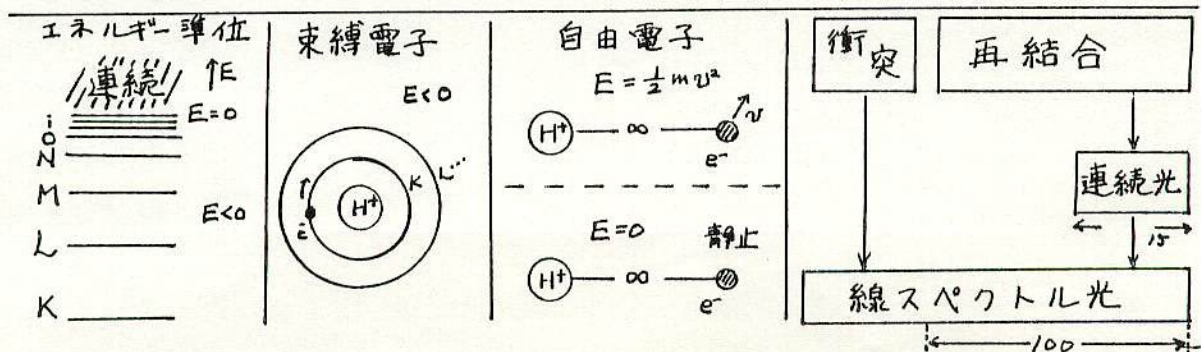
コマのプラズマ中には中性原子やイオンの他に自由電子も存在しているが、その質量は他の化学種に比べて非常に小さいので、たとえ非弾性衝突を起こしても相手の化学種を効率よく励起することができない。そのため、比較的希薄なコマ(低空まで侵入する火球を除く)においては、自由電子の並進運動が激しいわりには、原子などが励起されていない。

すなわち、流星コマの内部では、局所的な熱平衡すら成立してはいない。

自由電子とイオンとの再結合からは、連続スペクトル光が発生することもあるが、その強度は再結合後の緩和過程から生じる線スペクトルの15%に過ぎない。

さらに、連続スペクトル光は全波長に分布するのに対して、線スペクトル光の単位波長あたりのエネルギーは極めて大きい。

これに、線スペクトルのみを生ずる原子衝突の寄与を加えるので、実際の観測にかかる光は線スペクトルのみとなるのである。



(p. 140. 2. 37 ~ p. 141. 2. 6)

10^{-6} 程度の微小時間 Δt のあいだに流星体が失なう運動エネルギー ΔE_t は、(19.1) 式に従う。

$$\Delta E_t = \Delta M \cdot v^2 / 2 \quad (19.1)$$

ただし、 ΔM は Δt 間の質量欠損 (蒸発)。

この ΔE_t のうち、ある化学種 X の励起に使われるエネルギーの割合を ψ_X 、最終的に励起した X から放射されるエネルギーの割合を ϵ_X とする。

非常に希薄なコマでは、非弾性衝突によって励起した化学種が、光を放出する以前に二度目の衝突を起こして励起エネルギーを失ってしまふ (無放射失活) 可能性は非常に低いので、 $\psi_X = \epsilon_X$ と仮定することができる。

ϵ_X を、 X についての光力係数 (radiative efficiency) と呼ぶ。

その値は、Ca II の K 線、Na I の D 線については、 $6 \sim 8 \times 10^{-3}$ と見積もられている。(v = 70 km/s)

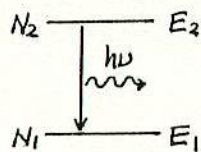
次に、コマ内部における流星起源の原子の、大気起源の原子に対する数比を、希釈定数 (dilution factor) δ と定義する。

理大 (野田) ニ本木, 井上, 樋口, 森田, 佐藤

理大 (神楽) 手計

による資料をもとにして、まとめてみました。(大西 洋)

励起化学種の寿命 (life time) と壊変定数 (decay constant)



励起準位 2 にある粒子数 N_2 の減少速度は N_2 に比例する。

$$\frac{dN_2}{dt} = -A \cdot N_2 \quad (A: \text{正の定数})$$

このとき、 N_2 を時間 t の関数として表わせば、

$$N_2(t) = N_2^0 \cdot e^{-A \cdot t} \quad (N_2^0: t=0 \text{ での } N_2 \text{ の値})$$

N_2 が、 $1/e$ に減少するまでの時間間隔は常に等しく、寿命と呼ぶ。

$$\text{寿命 } \tau = 1/A$$

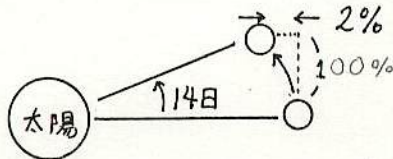
群流星の空間分布に関するモデル

35th M.S.S. 1985.3/17.

大西 洋

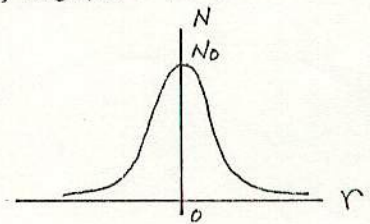
大胆な仮定

① 地球は等速直線運動(速さ v_{\oplus})する。

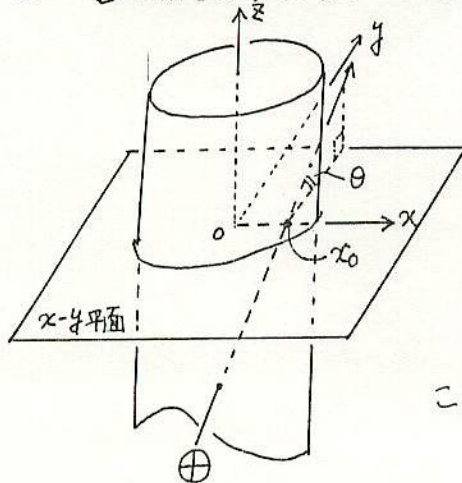


② 群流星の空間分布は円筒対称かつ
ガウス分布に従う。

すなわち $N(r) = N_0 e^{-r^2/a^2}$



①・②を容認すれば、地球と流星群の位置関係を単純化できる。



a) 座標原点を流星群円筒の中心軸上にとり、z軸を対称軸にする。

b) 地球は $(x_0, 0, 0)$ で中心軸に最接近する。その時刻 t_0 。

地球軌道は y 軸・z 軸に平行であり、
x-y 平面と角 θ で交わる。→ y-z 平面に

このとき、時刻 t における地球の位置は、

$$\begin{cases} x = x_0 \\ y = v_{\oplus} \cos \theta \cdot (t - t_0) \\ z = v_{\oplus} \sin \theta \cdot (t - t_0) \end{cases}$$

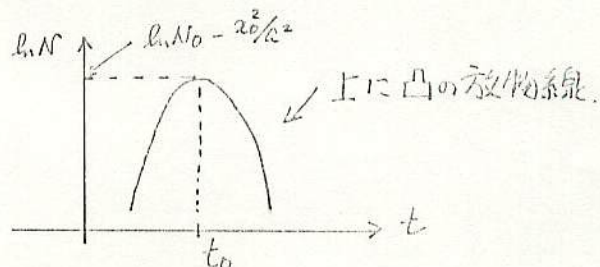
一方、空間分布 $N(r)$ は、

$$\begin{aligned} N(r) &= N_0 e^{-r^2/a^2} \\ &= N_0 e^{-(x^2+y^2)/a^2} \\ &= N_0 \cdot e^{-x_0^2/a^2} \cdot e^{-v_{\oplus}^2 \cdot \cos^2 \theta \cdot (t-t_0)^2/a^2} \end{aligned}$$

自然対数をとれば、

$$\ln N(r) = \ln N_0 - x_0^2/a^2 - v_{\oplus}^2 \cdot \cos^2 \theta \cdot (t-t_0)^2/a^2$$

空間分布を t の関数とみて、



つまり、 $\ln N$ を t の2次関数 $\ln N = At^2 + Bt + C$ とし、フィッティングを行えば、

$$A = -v_{\oplus}^2 \cos^2 \theta / a^2, \quad B = 2v_{\oplus}^2 \cos^2 \theta t_0 / a^2, \quad C = \ln N_0 - \frac{x_0^2}{a^2} - \frac{v_{\oplus}^2 \cos^2 \theta t_0^2}{a^2}$$

v_{\oplus} : 既知, θ : 写真流星から求めた値を使う。→ 既知

したがって、 t_0 および a^2 を求めることができる。

\downarrow \downarrow
極大時刻 空間分布の分散度

しかも、各 $\ln N(t)$ の誤差がついていれば、 t_0 , a^2 の誤差の範囲も計算できる。

仮定②の正否は、 χ^2 検定などを用いて調べられる。

⇒ たとえ 3 年に 1 回でも、 $N(t)$ のきちんとしたデータがあれば、群流星の経年変化について議論できる。

酸化物単結晶上でのRuクラスタの挙動と触媒作用

大西 洋

指導教官 岩沢 康裕

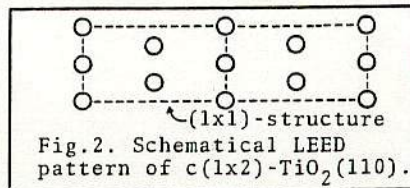
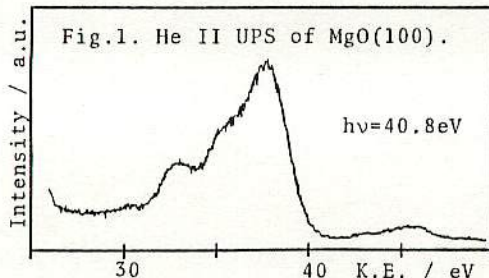
1. 序 担体の種類により興味ある挙動を示す担持金属の触媒作用を知るために、本研究ではこれまで研究例の極めて少ない酸化物単結晶をとりあげ、 $Ru_3(CO)_{12}$ クラスターを蒸着して構造や電子状態の明確な表面化学種を調製し、触媒作用との関連を検討することを目的とした。担体の表面幾何配置・配位構造・電子的性質によって、多様な触媒活性の発現が期待される。担体として選択した酸化物単結晶は、 $SiO_2(001)$ 、 $\alpha-Al_2O_3(001)$ 、 $MgO(100)$ 、 TiO_2 (ルチル) (001) 、および (110) であり、酸-塩基的性質や構造がそれぞれ異なる。

2. 実験装置 主に VG-ESCALAB 5 超高真空装置を用いたが、酸化物表面は、光電子放出に伴う帯電により紫外光電子分光(UPS)の測定が困難なため、新たに表面電荷中和用の電子銃を製作した。

その結果、Fig. 1 に一例を示すように、化学反応に直接関与する価電子帯の状態をはっきりととえることができるようになった。

3. 結果と考察 アルゴンスパッタリングと真空中でのアニーリングを併用して各単結晶の清浄表面を得ることができた。 $TiO_2(001)$ ではバルクから予想される (1×1) 構造が現れたが、 (110) では Fig. 2 に示すように、表面酸素の欠陥に由来すると思われる $c(1 \times 2)$ 構造をはじめて見出した。詳細は検討中である。また、現在までに SiO_2 は Al_2O_3 と異なり、 $Ru_3(CO)_{12}$ をほとんど吸着しないことがわかっている。

今後は、測定系に反応セルを組み込み、表面化学種の構造や電子状態と触媒活性との比較検討を進める予定である。



眼視観測による流星の光度認識モデルの検討(1)

渡辺美和(江東区木場6-6-G303)

§1 はじめに

流星の眼視観測により光度に対してその数値のように増してゆくことを認識することは非常に重要な課題である。だがその中に含まれる要因は多い。この要因の描画・分析を踏まえ、真の増加率に確信がもたれる試みもまだ完成には遠い。更に個人によるある程度の精度を持った観測とGroupによる大量データの比較の問題もある。筆者は前者についての自己の資料(*1, *2)が、後者の得失について検討をすでに試みた(*3)。だが、この検討は光度の認識をどのように真の光度に付与するかという点でアルゴリズムの間違いがあった。この検討の工程としてまずそのベースともいべき表題について検討してみた。

§2 方法と仮定

方法としては、ある仮定をもとにしたパソコンによるシミュレーションを行なうこととする。ここでその仮定とは

- i) 観測者の光度認識誤差巾(真の一みかけ光度と認識した光度の差)は正規分布する。
- ii) 観測者の光度認識に際しての系統的なエラーは、とりえず無い。
- iii) 真の流星は $\log N = 0.30M + 0.7$ ($M=2$) に従ってあらわれるものとする。
- iv) 流星の見落しは考えない。

これをもとに155個の流星(0~4magを1.0等きざみで)を一列をこの真の(光度)と仮定し、これに光度認識誤差巾をランダムに付与する。

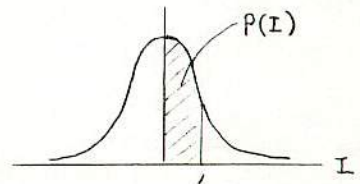
§3 光度認識誤差巾の付与の方法

仮定 i) に基づき観測者の光度認識誤差巾を σ_0 とする。

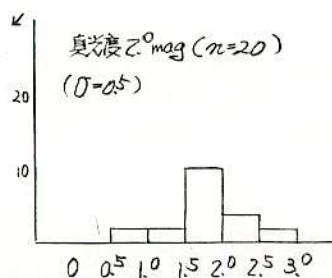
ここで正規分布は図1のように定義される。ここで $I=1$ のときの $P(I)$ $= 0.341$ は I が 0~1 である確率が 0.341 である。 I が 0~2 である確率は同様に 0.477 である。

従って $I > 2$ の確率は $0.5 - 0.477 = 0.023$ であり、ごく小さい。

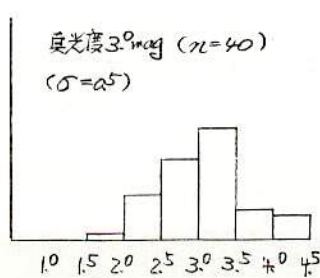
ここで I を σ_0 きざみで $P(I)$ に対応させ発生させた乱数が $P(I)$ 内であるとき、この I を σ_0 に掛け合わせ、これに真光度を+する。すなわち 認識光度 = 真光度 + $\sigma_0 * I$ である。つまりたとえば 0~0.5 までの乱数(R)を発生させ $0 \leq R \leq 0.341$ のとき $I=0.5$ (0と1の中央値)、 $0.341 < R \leq 0.477$ のとき $I=1.5$ 、 $0.477 < R \leq 0.499$ のとき $I=2.5$ を与えるのである。(実際には I を σ_0 きざみで対応させている) これにより真光度より σ_0 は多いと認識される流星は少なく、ランダムに与えられる。更にシミュレーションさせ、真の光度に対し認識光度がどのような分布をするかを拾い出したのが図2~4である。



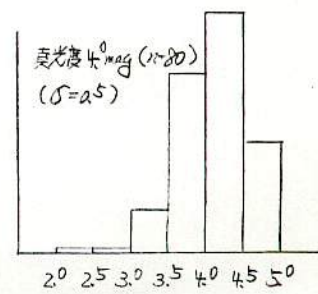
(図1)



(図2)



(図3)



(図4)

§4 シミュレーション結果

表に光度認識誤差 σ を変え各々10回づつRUNさせてみた結果を示す。尚Log N, r は0~4magで求めている。

($\sigma: 0.5$)

試行	<0	0	1	2	3	4	5	6	6≦	計	Log N	α	r
1	0	5	13	23	37	63	14	0	(155)	$0.265M + 0.778$	1.84	0.989	
2	4	4	9	25	40	61	12	0	(155)	$0.301M + 0.665$	2.00	0.984	
3	0	6	7	23	38	70	11	0	(155)	$0.287M + 0.708$	1.94	0.980	
4	1	5	9	27	41	63	9	0	(155)	$0.286M + 0.727$	1.93	0.984	
5	0	6	11	20	47	59	12	0	(155)	$0.262M + 0.789$	1.83	0.990	
6	0	6	10	19	47	64	9	0	(155)	$0.273M + 0.761$	1.88	0.991	
7	2	6	4	29	41	58	14	1	(155)	$0.298M + 0.647$	1.99	0.986	
8	1	8	7	20	42	62	15	0	(155)	$0.254M + 0.782$	1.81	0.989	
9	0	5	12	18	50	57	13	0	(155)	$0.273M + 0.751$	1.93	0.999	
10	0	6	10	20	38	62	19	0	(155)	$0.261M + 0.769$	1.82	0.988	
計	8	57	92	224	421	619	128	1	1550				
平均	0.8	5.7	9.2	22.4	42.1	61.9	12.8	0.1	155.0	$0.273M + 0.751$	1.83	0.992	

($\sigma: 0.75$)

試行	<0	0	1	2	3	4	5	6	計	Log N	α	r
1	1	6	10	23	40	47	26	2	(155)	$0.239M + 0.705$	1.74	0.980
2	1	2	15	26	47	43	21	0	(155)	$0.316M + 0.607$	2.07	0.991
3	1	8	14	19	39	48	26	0	(155)	$0.200M + 0.720$	1.59	0.980
4	1	8	14	20	44	45	22	1	(155)	$0.200M + 0.720$	1.59	0.985
5	2	2	13	24	46	48	17	3	(155)	$0.331M + 0.555$	2.14	0.991
6	5	3	10	18	45	46	27	1	(155)	$0.303M + 0.525$	2.01	0.984
7	4	4	16	22	42	41	23	3	(155)	$0.244M + 0.729$	1.75	0.984
8	2	3	12	28	39	51	19	1	(155)	$0.297M + 0.556$	1.98	0.985
9	1	4	13	25	49	36	25	2	(155)	$0.248M + 0.705$	1.77	0.980
10	0	8	10	23	33	51	27	3	(155)	$0.213M + 0.703$	1.63	0.986
計	18	48	127	228	424	456	233	16	1550			
平均	1.8	4.8	12.7	22.8	42.4	45.6	23.3	1.6	155.0	$0.248M + 0.705$	1.77	0.985

($\sigma: 1.0$)

試	<0	0	1	2	3	4	5	6	計	Log N	α	r
1	1	4	14	27	37	45	24	3	(155)	$0.252M + 0.775$	1.79	0.989
2	3	8	9	22	32	46	32	3	(155)	$0.207M + 0.859$	1.61	0.977
3	1	5	16	21	38	41	30	3	(155)	$0.220M + 0.743$	1.66	0.943
4	1	6	13	23	35	36	36	5	(155)	$0.199M + 0.894$	1.58	0.956
5	2	7	15	28	37	35	24	7	(155)	$0.179M + 0.958$	1.51	0.925
6	2	6	9	29	43	32	24	10	(155)	$0.213M + 0.840$	1.63	0.997
7	0	5	16	19	46	43	23	3	(155)	$0.233M + 0.830$	1.71	0.990
8	3	5	8	17	48	41	24	9	(155)	$0.261M + 0.704$	1.82	0.959
9	2	5	12	21	37	46	25	7	(155)	$0.242M + 0.783$	1.74	0.980
10	2	0	13	26	45	29	28	12	(155)	$0.346M + 0.436$	2.22	0.930
計	17	51	125	233	398	394	270	62	1550			
平均	1.7	5.1	12.5	23.3	39.8	39.4	27.0	6.2	155.0	$0.242M + 0.783$	1.74	0.980

($\sigma: 1.5$)

試行	<0	0	1	2	3	4	5	6	計	Log N	α	r
1	5	7	17	22	31	42	13	18	(155)	$0.182M + 0.743$	1.52	0.965
2	4	7	19	27	35	31	16	16	(155)	$0.156M + 1.067$	1.43	0.972
3	6	7	16	25	22	35	27	17	(155)	$0.154M + 0.759$	1.43	0.965
4	5	14	19	24	25	37	15	16	(155)	$0.096M + 1.162$	1.25	0.966
5	3	11	12	30	29	32	20	18	(155)	$0.131M + 1.045$	1.35	0.964
6	7	8	16	18	33	39	16	18	(155)	$0.169M + 0.956$	1.48	0.974
7	7	9	16	24	30	39	16	14	(155)	$0.155M + 1.012$	1.43	0.980
8	3	7	15	26	42	31	16	15	(155)	$0.174M + 0.962$	1.49	0.977
9	6	6	13	31	35	36	14	14	(155)	$0.199M + 0.899$	1.58	0.967
10	4	12	15	21	28	37	23	15	(155)	$0.155M + 1.069$	1.33	0.969
計	50	88	158	248	310	359	176	161	1550			
平均	5.0	8.8	15.8	24.8	31.0	35.9	17.6	16.1	155.0	$0.151M + 1.044$	1.42	0.965

§5 今回のまとめ

今回の目的はまずモデルの設定方法とそのプロセスである。従って§4のまとめは単にその過程にすぎず、これから何を導くというものではない。 $\sigma \rightarrow$ 大に従って $r \rightarrow$ 小となるのは何の故か(<0 , $5 \leq$)の差によることもあり、 σ の影響だけではない。むしろおまじえはあたりまえだが $\sigma \rightarrow$ 大により α の値は小さくなる。ただ、もし限界まで σ を大きくすると $\sigma=1.5$ のとき、5.5 magの流星を7等級と認識することがあるが、これは明らかに矛盾であり、仮定1はもう使えない。筆者が指摘(※2)したある臨界光度を境に認識の方法が変化しているが、少くとも0.1 magが述べられているEPMの流星と暗い流星について σ の値を変える必要がある。見おとしその他の要素についても要件を考えたい。次回につづく。

§REFERENCE

- *1 「光度尚数の確しからしむ」 (渡辺美和) '84. 8. 東京郊外流星観測委員会第10回集會
- *2 「流星観測何人差比準」 (渡辺美和) '85. 11 " 第27 "
- *3 「何人計数とG計数の光度比の確しからしむ(※1)」 (渡辺美和) '88. 3 " 第34 "

みずがめ座 η 流星群の観測から求めた ZHR 係数 γ

重野好彦

1、要旨

1986、7年5月のオーストラリア遠征観測でのみずがめ座 η 流星群の眼視観測結果より、ZHR補正係数 $F = \sin^{\gamma} h$ に於ける γ の推定を行い、 $\gamma = 1.7$ との結論を得た。

2、はじめに

従来、日本流星研究会では輻射点の高度 h による流星数の変化を補正するため、ZHR補正式として小楨の式 (1) 式を使用して来た。

$$F = \sin(h + 7 \cos h) \quad (1)$$

しかし、この補正式では輻射点高度が小さいときに十分補正ができず、特に、みずがめ座 η 流星群の様に輻射点が高くない流星群に対しては、ほとんど役に立っていない。

最近では、長沢 (1987) により (2) 式が提案され、

$$F = \sin^2 h \quad (2)$$

また小関 (1988) により (3) 式が提案されている。

$$F = \sin^{1.5} h \quad (3)$$

その他、 $F = \sin^{\gamma} h$ に於ける γ の値は、1～2の間で諸説が提案されている。

そこで1986、7年5月のオーストラリア遠征のみずがめ座 η 流星群の眼視観測結果を使用して、 γ の推定を行ったので報告する。

3、 γ の推定方法

1) 輻射点高度 h と ZHR との関係に (4) 式を当てはめ、最小二乗法により (4) 式の傾き B を求める。このとき h が小さいときの ZHR は補正率が高くなり、誤差が大きいのので、同じ比重で扱うことができない。そこでそれぞれの ZHR には、CHR の値の割合で加重を行った。

$$ZHR = A + B \cdot h \quad (4)$$

2) γ を少しづつ変化させ、 B が 0 に最も近づくときの γ をもって推定値とする。

3) このときの B の標準偏差を求める。そして γ を少しづつ変化させ、 B が $\pm B$ の標準偏差に最も近づくときの γ を求めて、 γ の推定値の標準偏差の上限、下限とする。

4、結論

表1に7種の観測データと γ の推定値を示す。 h 、CHR 並びに ZHR を求めるために使用した F 値に加えて、推定した γ 値及びそのときの ZHR を示してある。また、図1～7に $\gamma = 0, 1, 2$ のときの $ZHR - h$ の関係を示す。

1) 富岡 (1984) の結果 (Data. 1～3) は、観測日によって非常にばらついているが、理由はわからない。

2) Data. 5、6は同じ日、同じ場所の観測であるにもかかわらず、 γ が大きくくい違っている。これは柳が天頂をラムカ観測を兼ねて観測していたのに対し、戸田が北方 60° 方向を観測していたことによるものと考えられる。

3) 図5より、 $\gamma = 2$ のときに過修正となる場合があることがわかる。

そこで戸田、柳の結果 (Data. 4～7) を使用して平均値を求め、検討を行った。求めた γ の平均値は、以下となる。

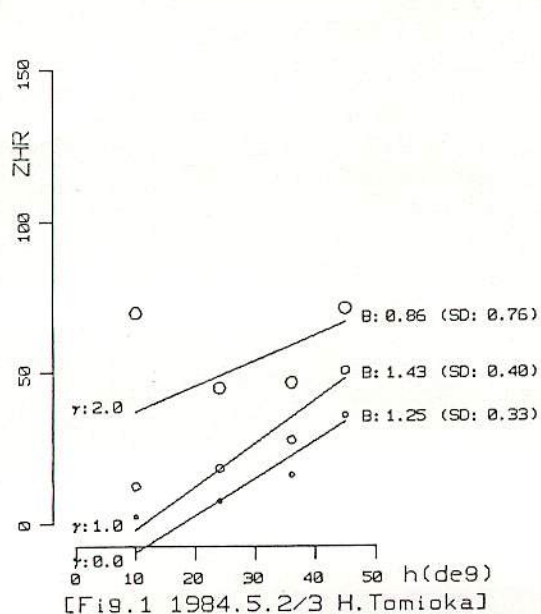
$$\gamma = 1.7$$

図8～11に $\gamma = 1.7$ のときの $ZHR - h$ の関係を示す。これらのグラフから、 $\gamma = 1.7$ がほぼ適当であることがわかる。

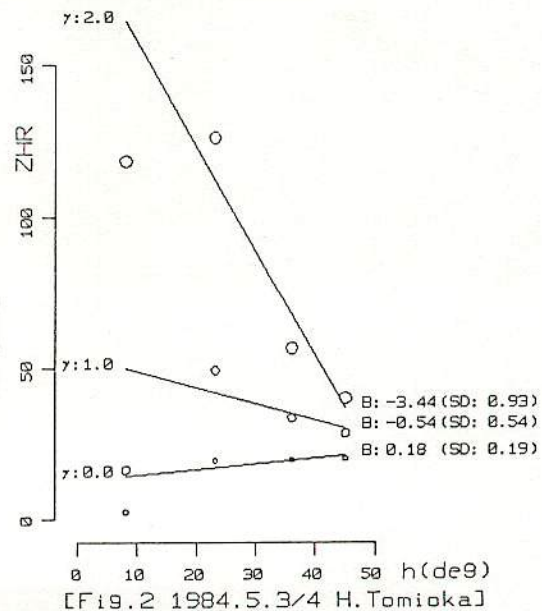
Table.1 η -Aquarids visual observationsof the η -ds shower

								Comput- ed γ	Standard Deviation low-up
Data.1	1984.5.2/3	h	10.0	24.0	36.0	45.0	(deg.)		
	H.Tomioka	CHR	2.1	7.4	16.1	35.6	(F:1.0)		
		ZHR	133.1	62.4	56.7	80.9		γ :2.37	(1.66~2.66)
Data.2	1984.5.3/4	h	8.0	23.0	36.0	45.0			
	H.Tomioka	CHR	2.3	19.3	19.6	20.0	(F:1.0)		
		ZHR	5.2	28.5	24.4	23.1		γ :0.41	(-0.64~0.80)
Data.3	1984.5.4/5	h	9.0	21.0	35.0				
	H.Tomioka	CHR	3.1	16.4	33.3		(F:0.65~1.0)		
		ZHR	69.4	91.6	84.5			γ :1.68	(1.43~1.84)
Data.4	1986.5.4/5	h		22.2	34.0	43.0			
	M.Toda	CHR		14.5	32.1	45.0	(F:0.70~0.83)		
		ZHR		91.4	96.4	92.8		γ :1.89	(1.78~1.99)
Data.5	1987.5.4/5	h	8.8	17.8	29.3	38.6			
	M.Toda	CHR	6.0	13.5	24.0	44.6	(F:1.0)		
		ZHR	108.9	84.2	72.2	92.4		γ :1.54	(1.29~1.71)
Data.6	1987.5.4/5	h	11.6	20.6	32.1	42.6			
	S.Yanagi	CHR	4.0	17.0	34.0	55.0	(F:1.0)		
		ZHR	89.1	128.3	115.6	117.0		γ :1.94	(1.76~2.07)
Data.7	1987.5.5/6	h		18.6	30.0	38.8			
	M.Toda	CHR		14.5	35.0	40.5	(F:1.0)		
		ZHR		72.7	92.8	78.2		γ :1.41	(0.47~1.76)

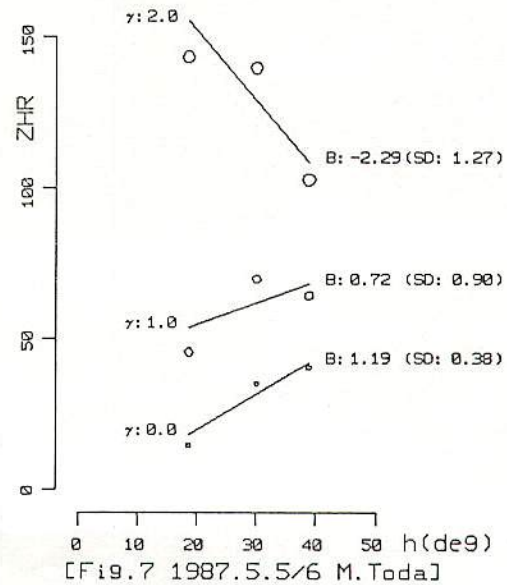
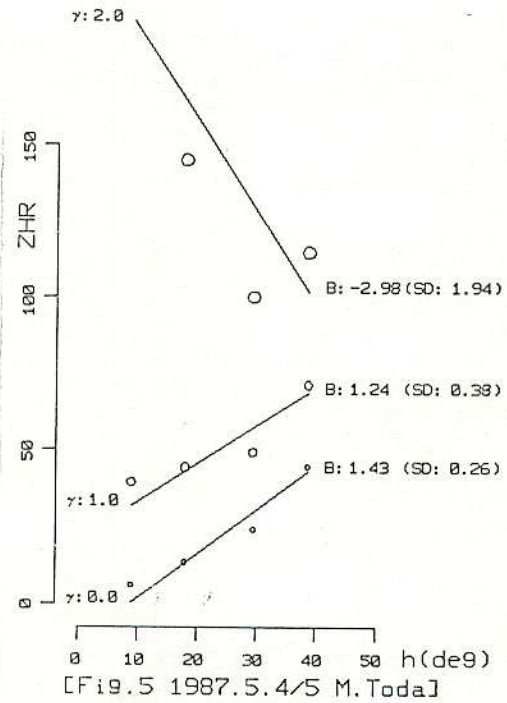
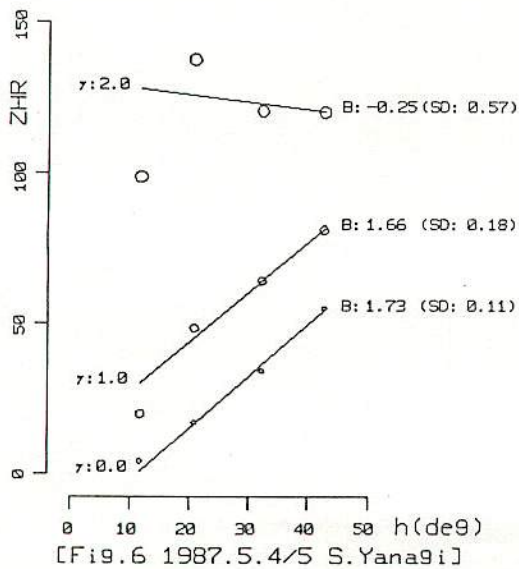
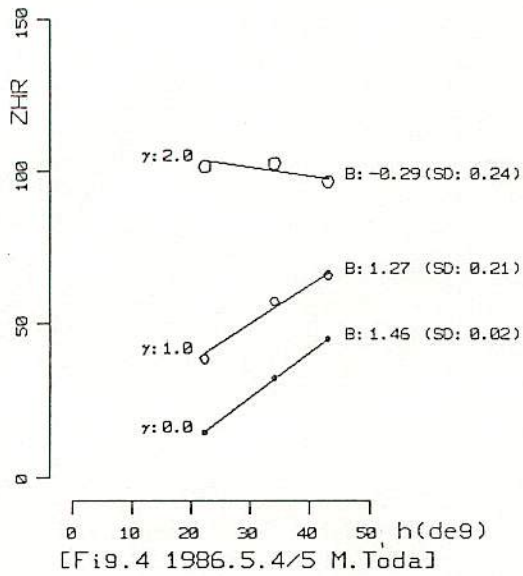
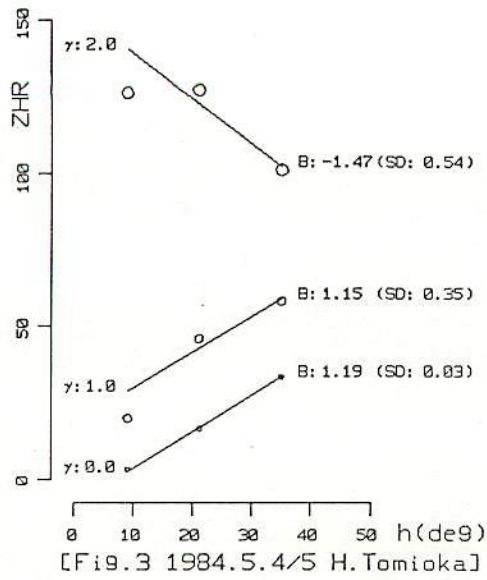
Fig.1~11 Zenithal Hourly Rate vs Radiant Height

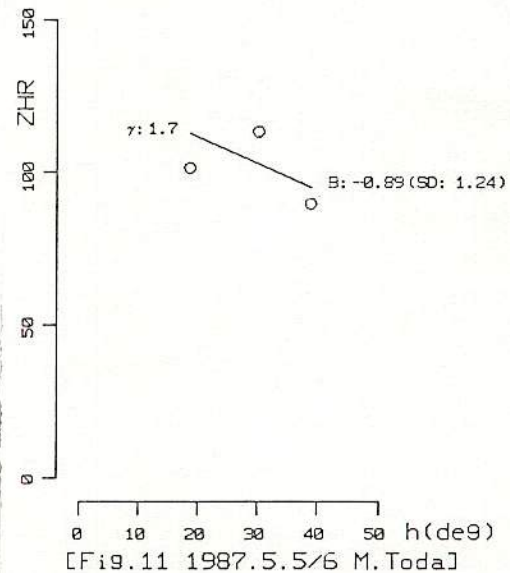
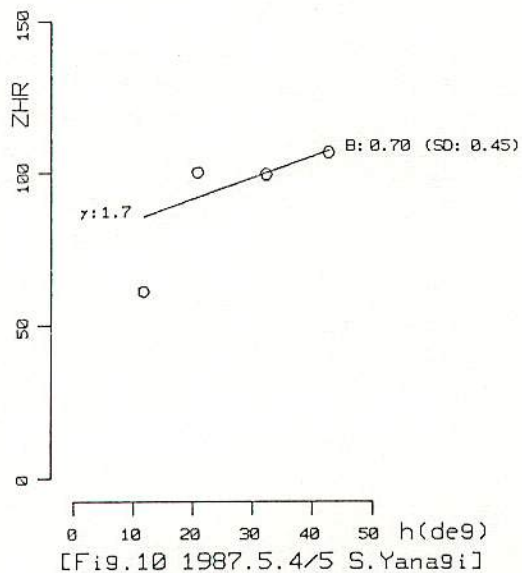
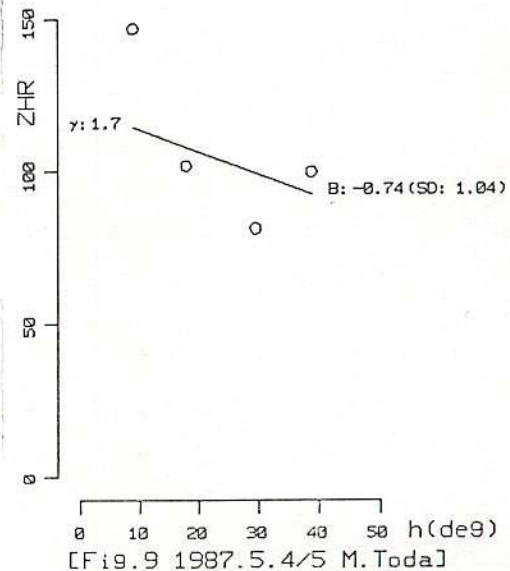
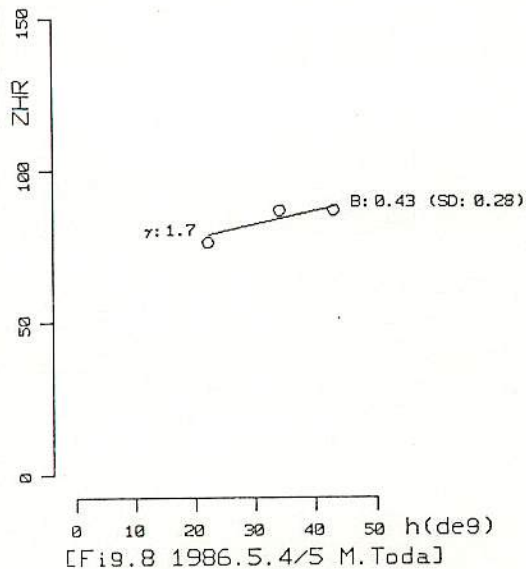


[Fig.1 1984.5.2/3 H.Tomioka]



[Fig.2 1984.5.3/4 H.Tomioka]





5、参考文献

- 長沢 工、1987、「天頂修正係数への新提案」、第45回流星物理セミナー
 小関正広、1988、「ZHRの輻射点高度の補正について」、第29回流星会議
 富岡啓行、1984、「1984年の水がめ座 η 流星群のオーストラリアでの観測報告」、
 第25回流星会議
 戸田雅之、1986、「同時流星写真観測オーストラリア遠征報告」、第27回流星会議
 戸田、柳、1987、「同時流星写真観測オーストラリア遠征報告」、第28回流星会議

II & TV 観測と歪曲収差

重野 好孝

上田昌良 & 観測の II & ビデオ録画を TV (14 インチ) に OHP 用 透明フィルムを貼り着け、測定する方法での歪曲収差補正を行った。

II に取り付けたレンズは 200 mm で、視野直径は約 7.5°。(図 1)

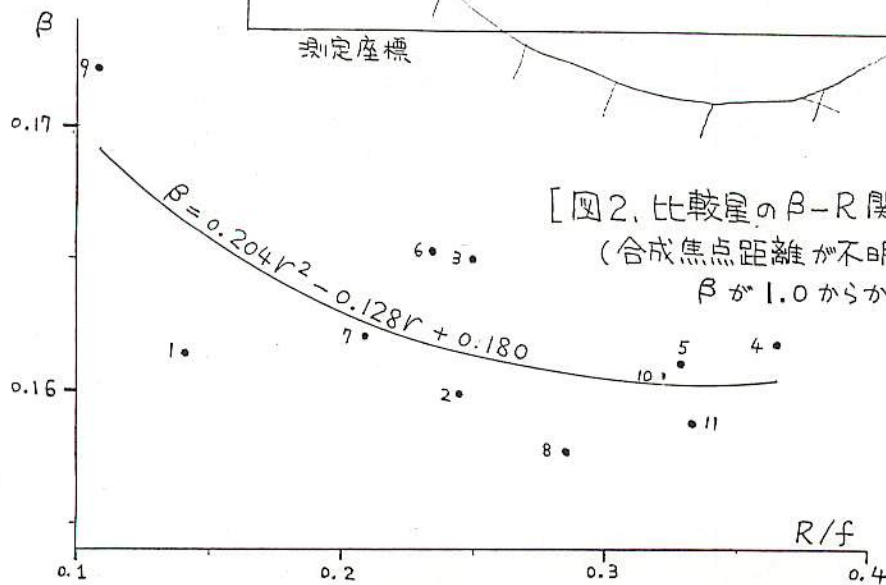
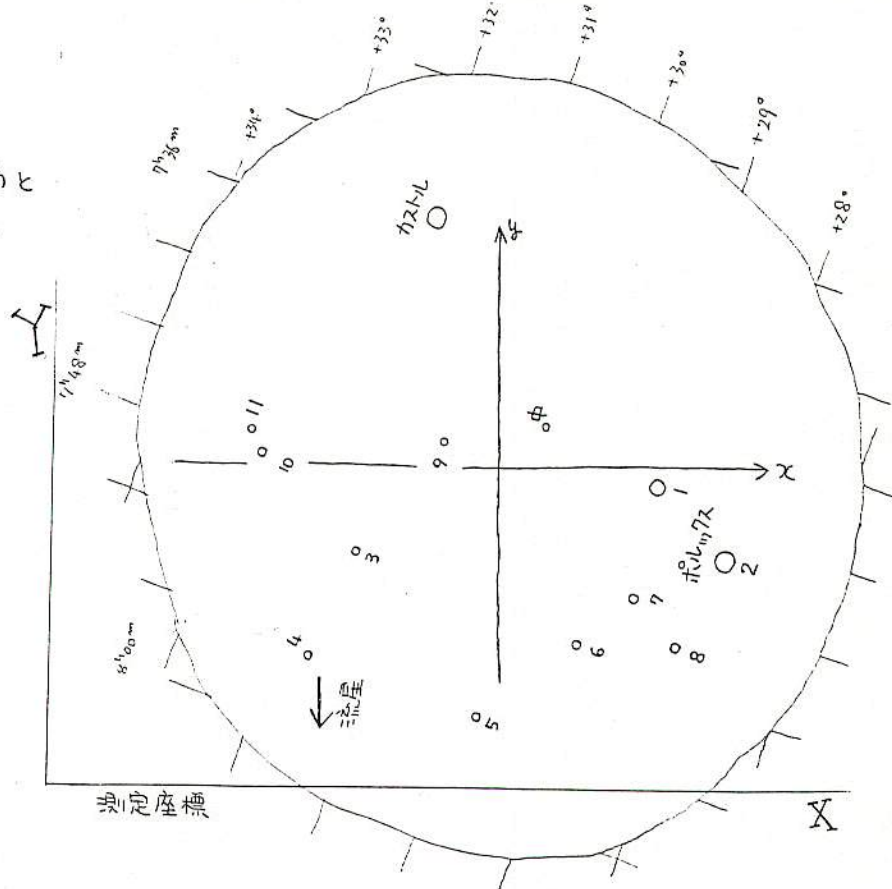
歪曲収差補正に使用した式は (1) 式である。

$$\beta = ar^2 + br + c \dots\dots (1)$$

結論

1. 歪曲収差補正により、精度 $133.5 \rightarrow 95.0$ となった (表 1 \rightarrow 2)。
2. 表 2 で残差の大きい比較星 6 番を取り除いて計算し直したが、精度向上は見られなかった。

[図 1. II 視野と
比較星の
分布]



[図 2. 比較星の β - R 関係グラフ]

(合成焦点距離が不明のため、 β が 1.0 からかなりずれている)

3. TVブラウン管の特性により、X軸方向とY軸方向で歪曲が異なるのではないかと考えたが、図1~2より特に傾向はない。
4. トライXと50mmレンズの場合 β -Rの関係がほとんど直線上に乗ってくるが、図2はかなりはらついている。
5. よって補正式は(1)式の2次式程度が適当と思われる。
6. {IIの解像度30本/mm \rightarrow 135mmレンズ使用時：位置精度 51"角
 トライX " 80 " 50 " : " 52"角
 とほぼ同じ値であるが、IIの精度が悪いのはなぜか。

現状 { II 100 ~ 200"角
 トライX 10 ~ 20"角

\rightarrow IIの精度は良いが、それを録画・測定するビデオ・TVが精度を落しているものと思われる。 1987.12.13/14-Gem UEDA MASAYOSI (II&TV) シュツゲン - タイムマフ = .0 (SEC)

PLATE A=-1.0525351 B=-.1505271 C=.0008403 レンズ*FL= 2.0 (M/M)
 CONST. D=-.1507050 E=-.9496165 F=.0000457 コサSD= 133.5 (°)

		ALPHA	DELTA	X	Y	ガンサ (°)
チウジン セイ		7 42 19.30	30 10 5.0	.935	.698	
ヒカフ セイ	1	7 43 18.60	28 53 4.0	1.186	.570	67.6
	2	7 45 19.50	28 1 35.0	1.332	.412	95.0
	3	7 51 .10	31 36 48.0	.512	.433	100.0
	4	7 56 24.60	31 41 45.0	.404	.195	64.4
	5	7 56 15.40	29 51 8.0	.782	.058	61.9
	6	7 51 26.50	29 10 4.0	1.003	.234	178.1
	7	7 48 28.70	28 45 52.0	1.132	.329	58.3
	8	7 49 56.90	28 11 56.0	1.235	.212	139.6
	9	7 44 38.00	31 6 50.0	.720	.671	200.6
	10	7 48 6.80	32 51 27.0	.293	.650	23.0
	11	7 47 15.00	33 0 40.0	.268	.700	125.2
セツタン テン	1	7 55 31.59	31 6 7.4	.540	.191	
	2	7 55 56.54	31 5 36.7	.535	.172	
	3	7 56 2.23	31 5 44.7	.533	.168	
	4	7 56 9.48	31 3 42.7	.538	.160	
	5	7 56 24.24	31 2 49.9	.537	.148	
	6	7 56 43.57	31 0 42.7	.539	.131	
	7	7 56 57.12	30 59 55.4	.538	.120	
	8	7 57 8.56	30 58 43.1	.539	.110	
	9	7 57 31.15	30 56 54.7	.539	.091	

[表1.補正なし]

PLATE A=-1.3283598 B=-.9394148 C=.0006653 レンズ*FL= 2.0 (M/M)
 CONST. D=-.9334663 E=-.6854895 F=.0001615 コサSD= 95.0 (°)

		ALPHA	DELTA	X	Y	ガンサ (°)
チウジン セイ		7 42 19.30	30 10 5.0	.000	.000	
ヒカフ セイ	1	7 43 18.60	28 53 4.0	.042	-.021	60.5
	2	7 45 19.50	28 1 35.0	.064	-.046	90.8
	3	7 51 .10	31 36 48.0	-.068	-.043	90.1
	4	7 56 24.60	31 41 45.0	-.085	-.081	85.5
	5	7 56 15.40	29 51 8.0	-.025	-.103	49.6
	6	7 51 26.50	29 10 4.0	.011	-.075	155.7
	7	7 48 28.70	28 45 52.0	.032	-.060	26.0
	8	7 49 56.90	28 11 56.0	.048	-.078	91.6
	9	7 44 38.00	31 6 50.0	-.036	-.005	38.8
	10	7 48 6.80	32 51 27.0	-.103	-.008	24.3
	11	7 47 15.00	33 0 40.0	-.107	.000	84.0
セツタン テン	1	7 55 29.90	31 5 49.2	-.063	-.081	
	2	7 55 55.11	31 5 18.8	-.064	-.084	
	3	7 56 .89	31 5 26.9	-.065	-.085	
	4	7 56 8.22	31 3 25.5	-.064	-.086	
	5	7 56 23.26	31 2 33.5	-.064	-.088	
	6	7 56 43.04	31 0 27.6	-.064	-.091	
	7	7 56 56.99	30 59 41.2	-.064	-.093	
	8	7 57 8.80	30 58 29.9	-.064	-.095	
	9	7 57 32.29	30 56 43.4	-.064	-.098	

[表2.補正あり]

4/16(日)

II & TV 観測と歪曲収差

1989.1.8 MSS-50

重野好孝

上田昌良氏の観測の II & ビデオ録画を TV (14 インチ) に OHP 用透明フィルムを貼り着け、測定する方法での歪曲収差補正を行った。

II に取り付けけたレンズは 200 mm で、視野直径は約 7°5。

歪曲収差補正に使用した式は (1) 式で、

$$\beta = ar^2 + br + c \dots (1)$$

結果は表 1~2。

補正なし標準偏差 : 133.5



補正あり標準偏差 : 95.0

と精度が多少向上した。

II 視野

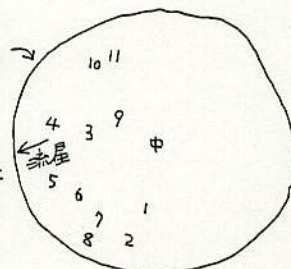


図 1. II 視野と
比較星の分布

表 1.

補正なし

87-Gem UEDA MASAYOSI (II&TV)

シットカッ - タイムマーク = .0 (SEC)

PLATE A=-1.0525351 B=-.1505271 C=.0008403 レンズ*FL= 2.0 (M/M)
CONST. D=-.1507050 E=-.9496165 F=.0000457 コサSD= 133.5 (°)

チウシン セイ		ALPHA	DELTA	X	Y	サング (°)
		7 42 19.30	30 10 5.0	.935	.698	
ヒカフ セイ	1	7 43 18.60	28 53 4.0	1.186	.570	67.6
	2	7 45 19.50	28 1 35.0	1.332	.412	95.0
	3	7 51 .10	31 36 48.0	.512	.433	100.0
	4	7 56 24.60	31 41 45.0	.404	.195	64.4
	5	7 56 15.40	29 51 8.0	.782	.058	61.9
	6	7 51 26.50	29 10 4.0	1.003	.234	178.1
	7	7 48 28.70	28 45 52.0	1.132	.329	58.3
	8	7 49 56.90	28 11 56.0	1.235	.212	139.6
	9	7 44 38.00	31 6 50.0	.720	.671	200.6
	10	7 48 6.80	32 51 27.0	.293	.650	23.0
	11	7 47 15.00	33 0 40.0	.268	.700	125.2

表 2.

補正あり

1987.12.13/14-Gem UEDA MASAYOSI (II&TV)

シットカッ - タイムマーク = .0 (SEC)

PLATE A=-1.3283598 B=-.9394148 C=.0006653 レンズ*FL= 2.0 (M/M)
CONST. D=-.9334663 E=-.6854895 F=.0001615 コサSD= 95.0 (°)

チウシン セイ		ALPHA	DELTA	X	Y	サング (°)
		7 42 19.30	30 10 5.0	.000	.000	
ヒカフ セイ	1	7 43 18.60	28 53 4.0	.042	-.021	60.5
	2	7 45 19.50	28 1 35.0	.064	-.046	90.8
	3	7 51 .10	31 36 48.0	-.068	-.043	90.1
	4	7 56 24.60	31 41 45.0	-.085	-.081	85.5
	5	7 56 15.40	29 51 8.0	-.025	-.103	49.6
	6	7 51 26.50	29 10 4.0	.011	-.075	155.7
	7	7 48 28.70	28 45 52.0	.032	-.060	26.0
	8	7 49 56.90	28 11 56.0	.048	-.078	91.6
	9	7 44 38.00	31 6 50.0	-.036	-.005	38.8
	10	7 48 6.80	32 51 27.0	-.103	-.008	24.3
	11	7 47 15.00	33 0 40.0	-.107	.000	84.0

スイッチスタート 1988, 9, 17, 25^h37^m00^s

デジッブ・スイッチ ; 101

$f = 20 \text{ bit/s}$

$n = 11 \text{ bit/frame}$

$t = 0.55 \text{ s/frame}$

$T_{\max} = 9^{\text{m}}23^{\text{s}}$

time

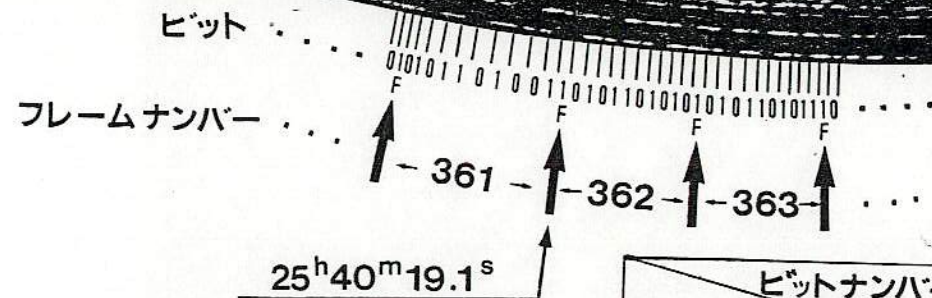


写真2

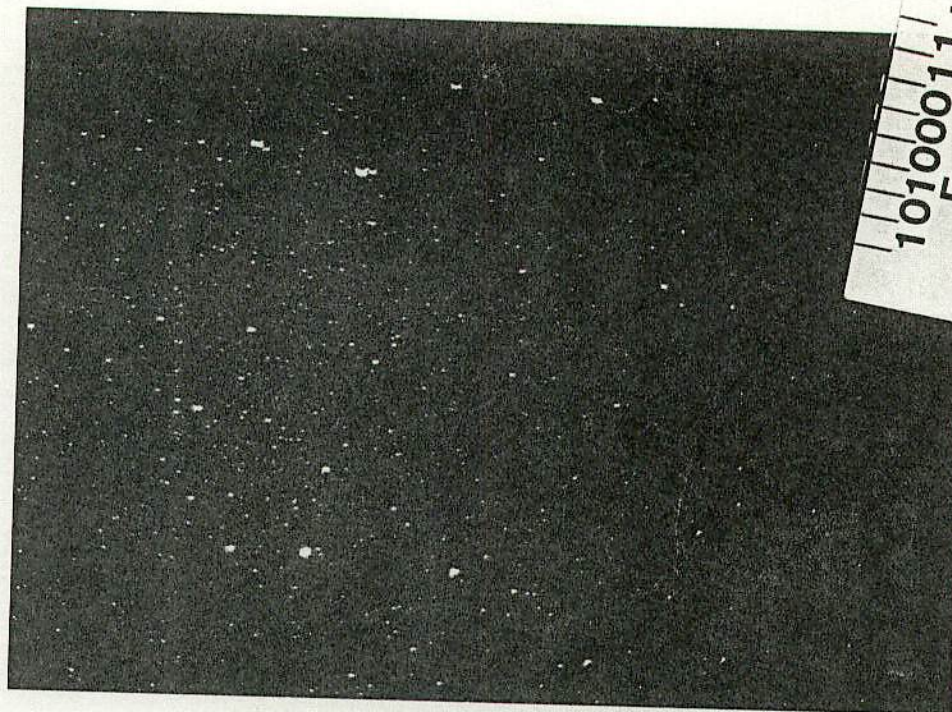
ビットナンバー	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
フレームナンバー											
361	F	0	1	0	1	1	0	1	0	0	1
362	F	0	1	0	1	1	0	1	0	1	0
363	F	0	1	0	1	1	0	1	0	1	1

1973年8月5日
24^h17^m37^s出現
ペルセウスγ流星
光度-3等 痕6秒残る
回転シャッター30切断/秒
鶏頂高原スキー場にて
(杉本 智)



写真1

551105



データ

1988年 12月9日 29時10分00秒 ~ 14分50秒 (4分50秒露出).

JP-160にて自動追尾

フニカ GX-3200 HAC-3200 30°C 7分現像

流星出現時刻. 29時13分5秒 (眼視測定).

撮影地. 山梨県大泉村. ほしづみ. 外気温 -4°C

写真A $f = 55\text{mm}$ F1.2 開放. 液晶シャッター付

写真B $f = 50\text{mm}$ F1.7 開放 " T&L

ビット/スイッチ 110 ; $f = 25 \text{ bit/s}$

$n = 12 \text{ bit/fr}$

$t = 0.48 \text{ s/fr}$

$T = 16^m 23^s$

スイッチスタート. 1988年 12月9日 24時00分00秒

ラムカ観測法における流星の空間密度と、そのCHRへの換算法

広島大学天文学研究会 服部 哲志

《はじめに》

ラムカ観測法とは、区切られた空間内の流星数を計測し、その空間密度を求めるものである。しかし、その空間密度を求める方法について記してある文献は身近になかった。そこで、この「空間密度」というものについて自分なりに考察してみることにした。

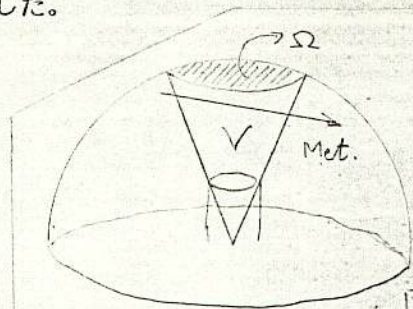


図1

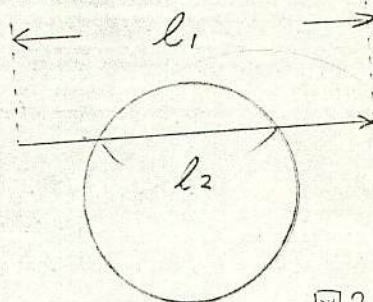


図2

《空間密度の求め方》

空間密度は、視点と、ラムカに映って区切られた部分とによって出来る空間（図1のV）内を横切る流星の数と定義できる。

今仮にラムカ内を1個の流星が横切ったとする。（図2）このとき、個の流星の全径路長に対するラムカ内を通った径路長の割合 r は、

$$r = \frac{l_2}{l_1} \quad \dots [1]$$

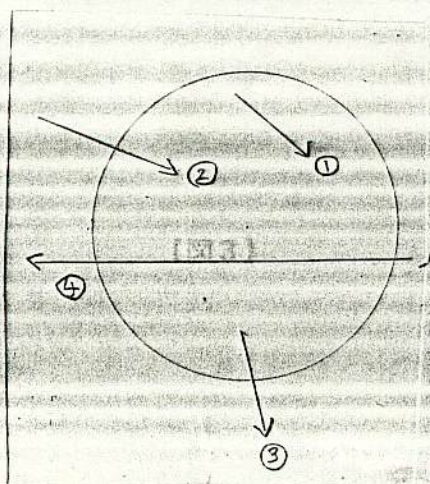
ゆえに空間密度 ρ は

$$\rho = r_1 + r_2 + r_3 + \dots + r_n = \sum r_n \quad \dots [2]$$

で表せる。

しかし、実際に個々の流星の r を求めることは不可能であるので、これを簡略化する必要がある。

ラムカ内を流れる流星は、枠との関係で次の4種に分けられる。（図3）



- ①：発光点・消滅点ともラムカ内
- ②：発光点がラムカ外。消滅点がラムカ内
- ③：発光点がラムカ内。消滅点がラムカ外
- ④：発光点・消滅点ともラムカ外

図3

ラムカ内を流れた流量を以上のように分けることは可能である。そこで、②と③の場合の r を $1/2$ 、④の場合の r を $1/3$ と定めると、

$$\rho = n_{\text{②}} \times 1 + n_{\text{③}} \times \frac{1}{2} + n_{\text{④}} \times \frac{1}{2} + n_{\text{⑤}} \times \frac{1}{3} \dots [13]$$

と表すことができる。

《立体角 ω 》

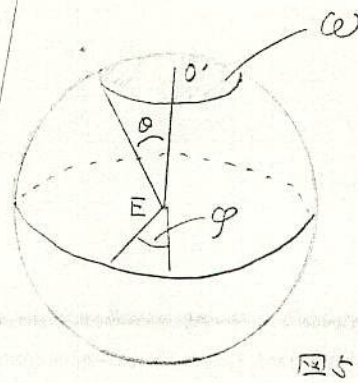
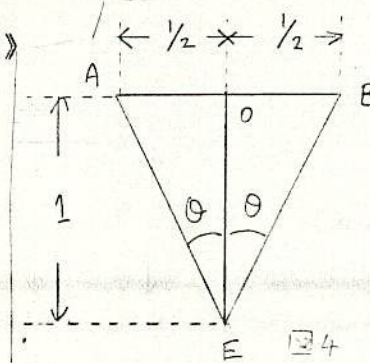


図4において、ラムカの円の中心をO、視野の中心をE、円上の任意の定点をAとする。

$\angle AEO = \theta$ とすると、

$$\tan \theta = \frac{1}{2} \quad \sin \theta = \frac{1}{\sqrt{5}} \quad \cos \theta = \frac{2}{\sqrt{5}}$$

次に図5において、半径1の球を考えたとき、球面上の2点O' Aをとり、球の中心E (=天球の中心、視野中心) とのなす角 $\angle O' EA = \theta$ となるような点の集合はEを中心としない円(小円)となる。この円で囲まれた球面の面積 ω は、

$$\begin{aligned} \omega &= \int_0^{2\pi} \int_0^\theta \sin \theta d\theta d\varphi \\ &= 2\pi [-\cos \theta]_0^\theta \\ &= 2\pi (1 - \cos \theta) \dots [14] \end{aligned}$$

となる。このとき ω を「立体角」といい、単位球の表面積を 4π とおいたときの球面の面積で表される。

《CHRへの換算》

新CHR計算法に沿って修正した空間密度を $C\rho$ とすると、

$$C\rho = \rho \times \gamma^{65-Lm} \times \frac{1}{1-0.1R} \dots [15]$$

γ ... 光度関数

L_m : ラムカ内の最微光星 (0.1等単位)

ρ : 雲量

CHR と $C\rho$ の比は、全天の面積と、ラムカ内から観ける天球面の面積との比に等しい。これは図5における、立体角 ω と単位球の半分の表面積の比と等しいから、その比を R とすると、

$$R = \frac{2\pi(1-\cos\theta)}{2\pi} = 1-\cos\theta \approx 0.11 \quad \dots [7]$$

ゆえに CHR と $C\rho$ との関係は

$$C\rho = R \times CHR$$

$$CHR = \frac{C\rho}{R} \quad \dots [8]$$

となる。

《考察》

群流星は時間毎にその輻射点の位置が変わり、それによってその高度も変化する。そうすると空間密度もその影響を受けると考えられる。その場合、 $C\rho$ に新たな修正を加えた空間密度も設定できると思われる。

《おわりに》

今回は残念ながら実際のデータとの比較が出来なかった。しかし8月のペルセウス群は幸いにして好条件で観測できそうなので、データをそろえてから発表に臨みたい。

最後に、立体角の計算法について指導を賜った広島大学天文学研究会顧問、内海和彦先生に、この場を借りて感謝の意を表します。

《参考文献》

「流星I」 … 斉藤馨児・長沢工編 恒星社厚生閣
「流星観測便利帳」 … ラムカ普及委員会

流星軌道計算における大気減速補正についての一考察 (Part II)

— 切断点間速度への「重み付け」について —

大田区 日高 英治

前回 (第50回) は、流星軌道計算における大気減速補正法の比較・検討を行い、発光継続時間の長い流星において、あるいは精度の良い観測でのより短経路の流星においても、指数関数近似法が有効なのではないか、という結論を報告した。これに関しては、地球引力による加速を考慮していないため、この近似からいきなり大気圏外速度を求めるには無理がある等の指摘を頂いたが、この方法がどこまで有効に利用できるか (例えば、発光点速度のみを使う) を再検討してみたい。残念ながら、今のところ発光継続時間の長い流星の観測データが少ないため、今後のデータの蓄積を待ちたい。

さて前回、速度データの「重み付け」をどうするかという議論があり、今はフィルムから流星切断点を読み込んだ人が、独断で質の悪いデータを除去しているという話があった。今回は、この「重み付け」を客観的に計算機によって行う方法を考えてみたので、その結果を報告する。

1. 「重み付け」とは、

流星軌道計算において、各プログラムによる計算結果が食い違う一番の原因は、大気減速補正法の違い (直線近似、指数関数近似、補正なし等) にあることを前回述べた。しかし、どの補正法をもちいるにせよ、その基となるデータの質が悪ければ意味がない。そこで、質の悪いデータに足を引っ張られないように、データを取捨選択し、さらにランク付けするのが「重み付け」である。

ここで、データと言っているのは、写真観測された流星切断点間の対地速度である。図1に、各切断点間の対地速度とその標高をプロットした例を示す。図中には、観測値から最小二乗法で求めた回帰直線も併せて示してある。50mmレンズによる観測では、一般的にこの程度のバラツキを伴う。この四分義群の例では、「重み」を付けず全データを平等に採用すると、質の悪いデータに足を引っ張られて速度を過大に見積もってしまう。

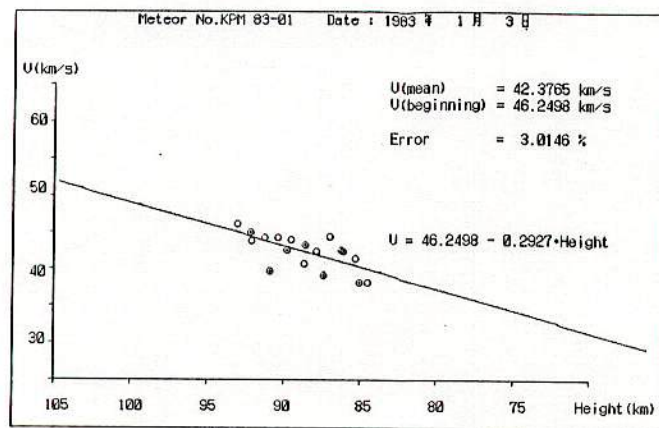


図1 写真観測された流星切断点間の対地速度 (KPM 8301)

この速度データにランク付けをするためには、質の良し悪しを決定する何らかの客観的な尺度が必要である。この「重み付け」の尺度としては、次のものが考えられる。

- ① 各切断点間速度が算出されるまでに生じる誤差の大きさ (読み取り誤差、計算誤差等)
- ② データに最もフィットする近似 (回帰) 直線・曲線からのずれの大きさ

客観性をより重視するならば、①の方法が良いかもしれない。しかし、生じ得る誤差を全て正確に見積もるのは困難である。また、苦勞して見積もったとしても、読み取り間違いは除去できないため、とび離れた質の悪そうなデータを効率良く排除できるとは限らない。

そこで、本報告では、少し邪道であるかもしれないが、誤差とは関係無くとび離れたデータを効率良く排除できる②の尺度で「重み付け」を試みた。また、ここでは、近似曲線として指数関数

$$D = a + b * t + c * e^{(k * t)} \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$V = dD/dt = b + c * k * e^{(k * t)} \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 a, b, c, k は定数、 t は時間、

D は、発光時刻から t 秒後の発光点からの距離、

V は、発光時刻から t 秒後の流星速度

を考えた。

2. 「重み」の計算方法

筆者の軌道計算プログラムでは、指数関数近似において、発光時刻からの経過時間 t が不明なため、まず発光点での対地速度 V_0 を仮定し、その結果として (2) 式から求められる V_0 とが等しくなるまで、最小二乗法による近似曲線の計算を繰り返すようになっている。今回は、この繰り返しの中に「重み」の計算を取り入れた。

まず、「重み」計算をしない場合の計算方法を示す。

- ① 発光点での対地速度 V_0 を仮定して、ある初期値を与えることにより、以下の式で発光時刻から i 番目の切断点まで経過時間 t_i を求める。

$$t_i = (\Delta D / V_0) + \Delta t * (i - 1) \quad \dots \dots \dots (3)$$

ΔD : 発光点から 1 番目の切断点までの距離

Δt : Shutter Break Timing

- ② 以下の式から、 i 番目と $(i+1)$ 番目の切断点間の速度 V_i を求める。

$$V_i = (D_{(i+1)} - D_i) / \Delta t \quad \dots \dots \dots (4)$$

D_i : 発光点から i 番目の切断点までの距離

- ③ この速度データ V_i と t_i をもとに、最小二乗法により (1) 式の a, b, c を計算して指数関数曲線を求める。

- ④ ②で求めた V_0 を (3) 式に当てはめ、再び②の方法で V_0 を求める。 V_0 が等しくなるまでこの計算を繰り返す。

- ⑤ V_0 が等しくなり、安定した b, c を用いて、(2) 式に $t = 0, +\infty$ を代入し、発光点 大気圏外での速度を求める。

「重み」の計算は、上記③の過程で導入した。以下にその方法を示す。

- ① 最初、「重み」なし ($W_i = 1$) の状態で、一度④までの計算を行う。

- ② 上記②で求めた V_i と③で求めた指数関数曲線との差の絶対値 ΔV_i を計算する。

- ③ ②の差 ΔV_i の中で、最も大きいものを ΔV_{MAX} とし、次式により各速度データ V_i の「重み」 W_i を計算する。

$$W_i = (\Delta V_i / \Delta V_{MAX}) * W_{MAX}$$

W_{MAX} : 「重み」の最大値。プログラムの最初に指定

- ④ 指数関数曲線を求める最小二乗法の計算の中で、各速度データ V_i に W_i 分だけ「重み」を付けて (余分に加算して)、指数関数曲線を再計算する。

3. 「重み」のランク数 (W_{MAX}) について

「重み付け」を行って求めた V_0 は、 W_{MAX} が小さい内は不安定であり、 W_{MAX} が大きくなると安定してくる。例えば、 $W_{MAX} = 1$ とすると「重み付け」をしない場合と等しくなる。また、 $W_{MAX} = 2$ とすると、 ΔV_i が $\Delta V_{MAX} / 2$ までの質の良いデータのみを用い、 $\Delta V_{MAX} / 2$ を越える質の悪いデータは捨てて計算する。したがって、 $W_{MAX} = 2, 3$ とした場合は捨てるデータが多く、求められた V_0 は捨てたデータの影響を大きく受ける。 W_{MAX} が大きくなるにしたがって、捨てるデータの数は減り、ランク付けを細かく行うようになる。

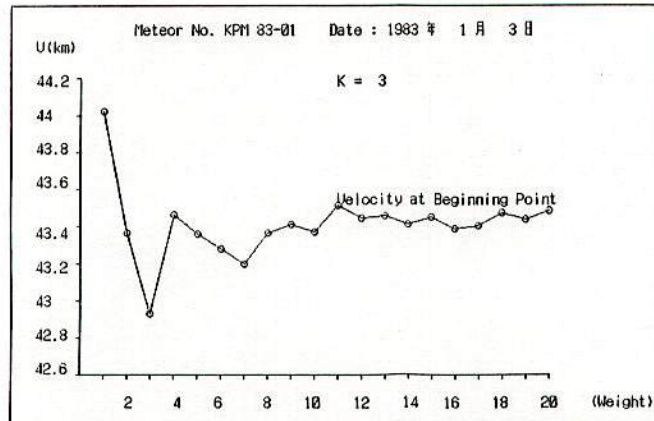
W_{MAX} の値は大きくするに越したことはないが、あまり大きくすると計算が遅くなるため、適当な値

①の橋本です。

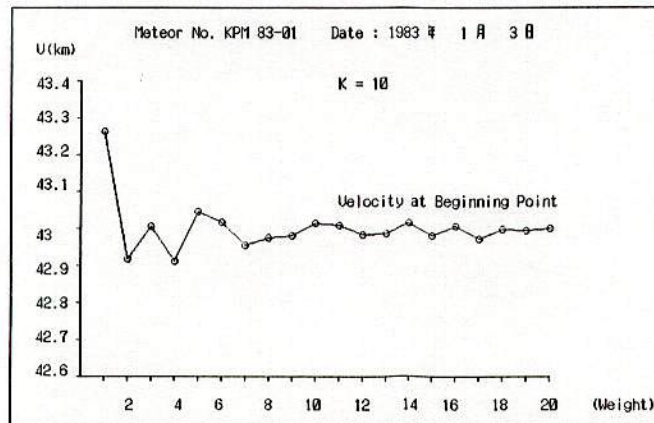
1989年の2-Agrの写真のうち散在の写真をお願いしたい
 と思います。今度は忘れないで下さい。2"きいば広島で
 ほしい！

を決める必要がある。図2に3つの計算例を示す。KPM 8301の例では、指数関数の係数 k を3と10にした場合について計算した。

a)



b)



c)

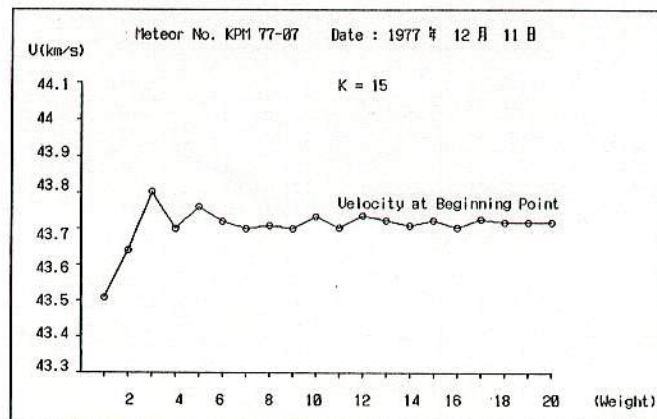
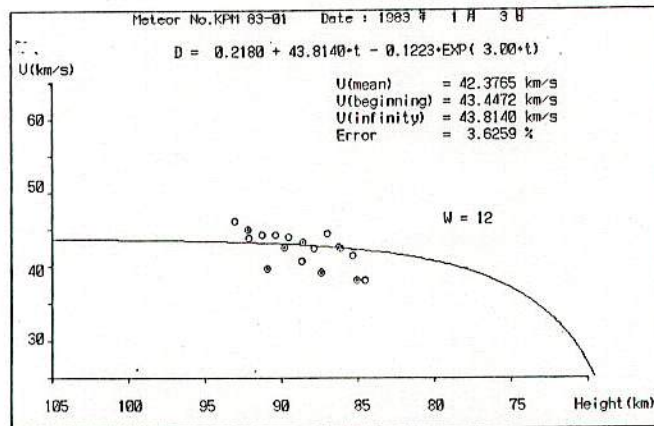
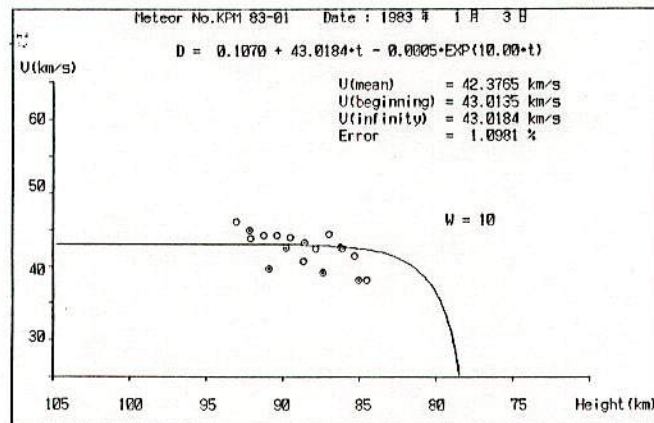


図2 「重み」のランク数 (W_{MAX}) を変えた場合の V_0 の変化

a)



b)



c)

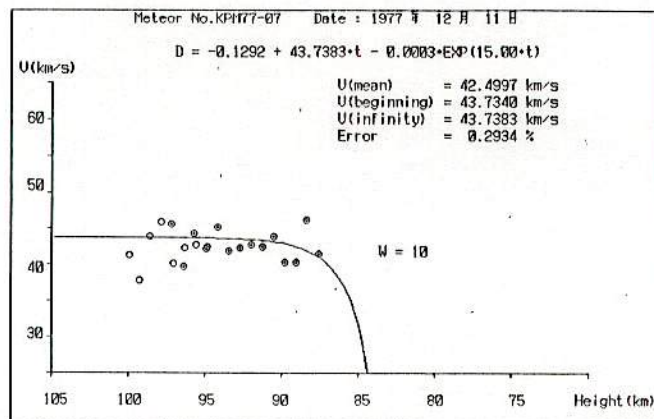


図3 「重み付け」を行った指数関数近似例

Obs. 1		Geocentric Velocity	Distance from Begin. Point	Time from Begin. Point	Di-V0*Ti	Weight
BP 2 - 3		46.2113km/s	4.3476km	0.1011s	0.0000km	2
BP 3 - 4		43.8360km/s	6.1960km	0.1411s	0.1279km	8
BP 4 - 5		44.2159km/s	7.9495km	0.1811s	0.1608km	7
BP 5 - 6		44.2191km/s	9.7181km	0.2211s	0.2089km	7
BP 6 - 7		43.9957km/s	11.4869km	0.2611s	0.2571km	7
BP 7 - 8		40.7582km/s	13.2467km	0.3011s	0.2964km	4
BP 8 - 9		42.4831km/s	14.8770km	0.3411s	0.2062km	9
BP 9 - 10		44.3624km/s	16.5764km	0.3811s	0.1850km	6
BP 10 - 11		42.4111km/s	18.3509km	0.4211s	0.2389km	9
BP 11 - 12		41.4120km/s	20.0473km	0.4611s	0.2148km	7
BP 12 - 13		38.1816km/s	21.7038km	0.5011s	0.1508km	0
Obs. 2						
BP 2 - 3		45.0242km/s	6.1254km	0.1424s	0.0000km	5
BP 3 - 4		39.7241km/s	8.6963km	0.1995s	0.1148km	2
BP 4 - 5		42.6127km/s	10.9645km	0.2566s	-0.0730km	9
BP 5 - 6		43.3557km/s	13.3977km	0.3137s	-0.0959km	8
BP 6 - 7		39.1823km/s	15.8733km	0.3708s	-0.0764km	1
BP 7 - 8		42.5865km/s	18.1106km	0.4279s	-0.2951km	9
BP 8 - 9		38.2048km/s	20.5423km	0.4850s	-0.3195km	0

Number of Total B.P. = 18

Mean Velocity = 42.3765km

Variance = 5.5323 S.D. = 2.3521km/s Error = 5.5505%

Direct Line Approximation ($V = V_0 + a \cdot D$)

a (Inclination) = -0.2927 (0.0066)

V0 (Velocity at Beginning Point) = 46.2498km (1.3417)

Variance = 3.2519 S.D. = 1.8033km/s Error = 4.2554%

Exponential Approximation ($D = a + b \cdot t + c \cdot \text{EXP}(k \cdot t)$, $V = b + c \cdot k \cdot \text{EXP}(k \cdot t)$)

a = 0.1070 (0.0086)

b (Velocity at Infinity) = 43.0184km/s (0.2117)

c = -0.0005 (0.0000)

k = 10.0000

V0 (Velocity at Beginning Point) = 43.0135km/s (0.2118)

Variance(D) = 0.0368 S.D. = 0.1919km

Variance(V) = 0.2165 S.D. = 0.4653km/s Error = 1.0981%

Variance = 5.4039 S.D. = 2.3246km/s Error = 5.4856%

Retry Number = 8

表1 KPM8301の「重み」計算例のリスト

155-051

KPM8301の速度データは、発光点近くに速度の大きなデータがあり、また消滅点の近くに速度の極端に遅いデータがあったため、発光点での速度が四分義群の速度としては大きく求まり過ぎる傾向があった。したがって、「重み付け」を行った場合当然の結果として、 W_{MAX} を大きくするにしたがって V_0 が小さくなっている。

また、指数関数の係数 k の値が小さい程「重み付け」による影響が大きく、安定する W_{MAX} も大きい。

KPM7707の速度データは発光点近くに速度の小さなデータがあり、発光点での速度が小さ目に求まる傾向があった。この場合は、「重み付け」を行うことにより、速度がより大きい所で安定している。

以上の計算例をみる限り、 W_{MAX} の値としては、8以上の値を使うのが適当なように思われる。

また、 W_{MAX} の大きさによっては、計算結果が安定せず、発散してしまう場合があった。これは、「重み付け」して再計算して求めた V_0 が、たまたま2回前に計算した V_0 と等しくなってしまう場合であり、この場合は、 W_{MAX} を大きい値に変更して計算しなおす必要がある。

参考のために、図3に図2で用いた例の指数関数近似曲線を、また、表1にKPM8301で $k=10$ 、 $W_{MAX}=10$ とした場合の W_i の計算例を示す。

4. 結論

以上まとめると、以下のような結論になる。

- ① 最小二乗法を用いて近似直線・曲線を計算し V_0 を求める方法の場合、この方法により、客観的に質の悪いデータによる影響を抑えることができる。特にとび離れたデータがある場合は有効である。
- ② 「重み」のランク数 (W_{MAX}) としては、8~10程度が適当である。
- ③ 指数関数近似の場合、指数関数の係数 k の値が小さい程「重み付け」による影響が大きい。
- ④ W_{MAX} の大きさによっては、計算結果が安定せず、発散してしまう場合がある。この場合、 W_{MAX} を大きい値に変更して計算しなおす必要がある。

C H R の雲量補正についての疑問点

第60回 MSS (1991.10.6.)

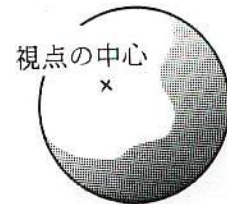
神奈川県平塚市 高橋義広

新CHRの計算式は

$$\text{CHR} = \text{HR} \times \sigma^{(6.5-L)} \times \frac{10}{10-C} \quad (L: \text{最微等級}, C: \text{雲量})$$

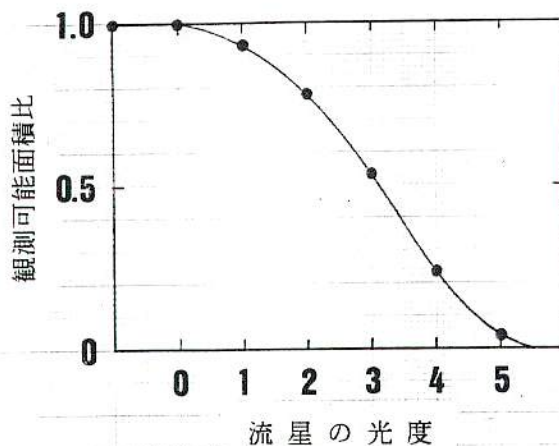
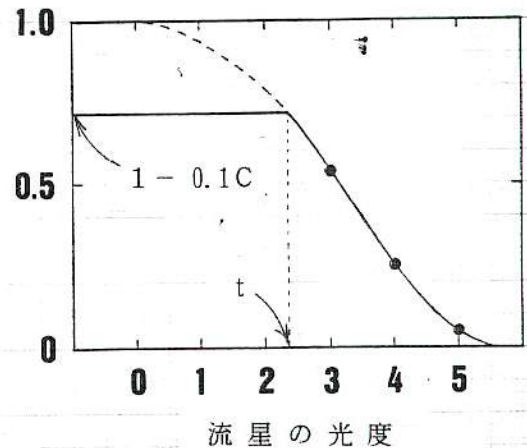
だと聞いています。最微等級に関する補正は $\sigma=1.6$ で落ち着いているようですが、現在疑問に感じているのは雲量に関する補正です。

上式では可視領域（雲がなくて流星が見える領域）の面積によって補正をおこなっていると思います。しかし流星を観測できる領域は流星の光度によって異なりますし、とくに〔図1〕のように雲がかたまっている場合、視野の端の暗い流星については雲があってもなくても結局見えなと思います。逆に明るい流星は視野の端でも雲の有無に左右されますから、流星の光度によって雲量補正を変えなければならないと思うのです。



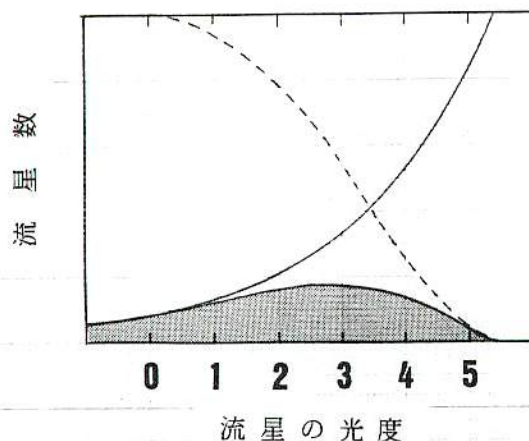
〔図1〕 かたまっている雲

流星の光度と観測可能面積の話で有名なのが「ホフマイスターの値」です。〔図2〕はこのホフマイスターの値をプロットしてなめらかな線で結んだもので、明るい流星の観測可能面積比は1になっています。いっぽう雲量が10段階中のCのとき、観測可能面積比は〔図3〕のように最大でも $(1 - 0.1C)$ だと思います。

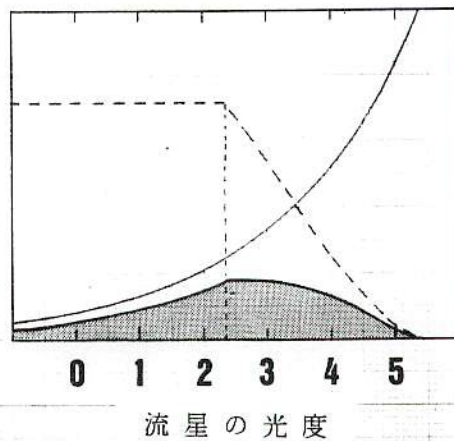
〔図2〕 ホフマイスター値のグラフ
(雲量がない場合)〔図3〕 ホフマイスター値のグラフ
(雲量Cがある場合)

実際に観測できる流星数はこの「観測可能面積比」と指数関数的に増加する「流れている流星数」を掛け算したもので、〔図4〕及び〔図5〕の灰色の部分の面積です。

そこでこの「観測できる流星数」の比を考えれば、雲量補正項を計算できると思うのです。雲量Cがある場合、流星の光度を x 、それに対する観測可能面積比を $P(x)$ とすれば「 $x \leq t$ のとき $P(x) = 1 - 0.1C$ 」を満たす t が存在します（〔図3〕参照）。また光度 x の「流れている流星数」は光度比を σ とすれば $\text{const.} \cdot \sigma^x$ で表せます。



〔図4〕 観測できる流星数
(雲量がない場合)



〔図5〕 観測できる流星数
(雲量Cがある場合)

したがって

$$\text{雲量補正項} = \frac{\text{const.} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^x P(x) dx}{\text{const.} \int_{-\infty}^t \sigma^x (1 - 0.1C) dx + \text{const.} \int_t^{\infty} \sigma^x P(x) dx}$$

という式で表せると思います。

以下に実際に計算した例を示します。ここではホフマイスターの値を1次式で

$$P(x) = \begin{cases} 1 & (-\infty < x \leq 0.870) \\ -0.230x + 1.200 & (0.870 < x < 5.217) \\ 0 & (5.217 \leq x < \infty) \end{cases}$$

という形に近似しました。そこで $\alpha = 0.870$, $\beta = 5.217$ と置いて $\sigma = 1.6$ とすれば

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^x P(x) dx &= \int_{-\infty}^{\alpha} 1.6^x dx + \int_{\alpha}^{\beta} 1.6^x (-0.230x + 1.200) dx \\ &\approx 10.5 \end{aligned}$$

また $-0.230t + 1.200 = 1 - 0.1C$ を解いて $t = 0.870 + 0.435C$ から

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^t \sigma^x (1 - 0.1C) dx &= (1 - 0.1C) \int_{-\infty}^t 1.6^x dx = -1.57 \times (1.23)^C \\ \int_t^{\infty} \sigma^x P(x) dx &= \int_t^{\beta} 1.6^x (-0.230x + 1.200) dx = 12.1 \end{aligned}$$

ゆえに

$$\text{雲量補正項} \approx \frac{10.5}{12.1 - 1.57 \times (1.23)^C} \approx \frac{7}{8 - (1.23)^C}$$

今回の方法は「雲がかたまっている」という仮定を設けています。雲が一様に点在しているときは $10/(10-C)$ でよいかもしれませんが、地上の障害物(山など)も雲量に数えることを考慮すると〔図1〕のようになる場合が多いと思います。雲量が多い環境で観測する態勢に疑問を感じる方もいらっしゃるかもしれませんが、補正式である以上悪条件でも使える必要があると思います。算出した雲量補正にもっとしっかりした理論の裏付けがあれば「提案」にできと思いますが、とりあえず今回は「雲量補正についての疑問点」ということでMSSで発表させていただきました。

東大地震研究所 長沢 工

1. はじめに

標準座標法では、通常光軸の近くの星を中心星(A,D)にとる。このとき、一般の比較星に対して、その赤経、赤緯(α, δ)と標準座標(ξ, η)との関係は、

$$\xi = \frac{\cos \delta \sin(\alpha - A)}{\sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos(\alpha - A)} \quad (1)$$

$$\eta = \frac{\sin \delta \cos D - \cos \delta \sin D \cos(\alpha - A)}{\sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos(\alpha - A)}$$

で表される。この関係から、フィルム測定によって得られる(ξ, η)の点の赤経、赤緯を計算することが可能である。

ここでは、中心星が光軸から大きく離れている場合に、標準座標法を適用することができるか考えてみる。

2. 歪曲収差を考慮しない場合

ここでは、まったく収差がない理想的な光学系で星の撮影を行ったものとする。このとき、

光軸上の点Oの赤経、赤緯を(A,D)、

光軸から離れた中心星Cの赤経、赤緯を(α_c, δ_c)、

中心星に近い比較星Sの赤経、赤緯を(α, δ)

とし、さらにそれぞれの方向余弦を、

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

$$\begin{pmatrix} l_c \\ m_c \\ n_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_c \cos \alpha_c \\ \cos \delta_c \sin \alpha_c \\ \sin \delta_c \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \end{pmatrix}$$

と表しておく。

Oを中心とした場合のSの標準座標 (ξ_0, η_0) はもちろん(1)式であるが、ここではこれを座標系の回転行列 R_1, R_3 を使って、

$$\begin{pmatrix} \xi_0 \\ \eta_0 \\ \zeta_0 \end{pmatrix} = (1/z_s) R_1(90^\circ - D) R_3(90^\circ + A) \begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} \quad (3)$$

と書くことにする。回転行列 $R_1(\theta), R_3(\theta)$ はそれぞれ、

$$R_1(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

$$R_3(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

で定義されている。また、 z_s はOとSとが挟む角の余弦で、

$$z_s = \cos \widehat{OS} = Ll + Mm + Nn \quad (5)$$

である。

いまここで、

$$R_0 = R_1(90^\circ - D) R_3(90^\circ + A) \quad (6)$$

と書くことにすると、

$$R_0 = \begin{pmatrix} -\sin A & \cos A & 0 \\ -\sin D \cos A & -\sin D \sin A & \cos D \\ \cos D \cos A & \cos D \sin A & \sin D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -M/\sqrt{L^2+M^2} & L/\sqrt{L^2+M^2} & 0 \\ -LN/\sqrt{L^2+M^2} & -MN/\sqrt{L^2+M^2} & \sqrt{L^2+M^2} \\ L & M & N \end{pmatrix}$$

であり、(3)式が(1)式と同等であることがわかる。 ζ_0 は常に1となる。

さてここで、(3)式と同様に、Oを中心としたときのCの標準座標 (ξ_c, η_c) は、

$$\begin{pmatrix} \xi_c \\ \eta_c \\ \zeta_c \end{pmatrix} = (1/z_c) R_c \begin{pmatrix} l_c \\ m_c \\ n_c \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$z_c = Ll_c + Mm_c + Nn_c$$

と書くことができる。したがってフィルム上でCを原点にとったときのSの座標は、 $(\xi_0 - \xi_c, \eta_0 - \eta_c)$ になる。

いま、Cが光軸上にあるものとして計算したSの標準座標 (ξ, η) を、この現実の座標を使って表現することを考えよう。まず (ξ, η) は、

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{pmatrix} = (1/z) R_c \begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$z = l_c l + m_c m + n_c n$$

と書くことができる。ただし R_c は、

$$R_c = R_1(90^\circ - \delta_c) R_3(90^\circ + \alpha_c) \quad (9)$$

で定義される。一方、この $(\xi_0 - \xi_c, \eta_0 - \eta_c)$ を、Cを中心とした標準座標の座標系の向きに直す。これには、 $R_c R_c^{-1}$ で表される座標回転をすればよい。その結果を (ξ', η') とする。これは、フィルム上の実距離である。すなわち、

$$\begin{pmatrix} \xi' \\ \eta' \\ \zeta' \end{pmatrix} = R_c R_c^{-1} \begin{pmatrix} \xi_0 - \xi_c \\ \eta_0 - \eta_c \\ \zeta_0 - \zeta_c \end{pmatrix} \\ = (1/z_c) R_c \begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} - (1/z_c) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

となる。整約で問題になるのは (ξ, η) のところだけであるから、この第二項は考えに入れなくてもよい。そこで、

$$\begin{pmatrix} \xi' \\ \eta' \\ \zeta' \end{pmatrix} = (1/z_c) R_c \begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} \quad (10)$$

と定義し直す。このとき、 $\xi' = z/z_c$ となる。これを(8)式と比べれば、

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{pmatrix} = (z_s/z) \begin{pmatrix} \xi' \\ \eta' \\ \zeta' \end{pmatrix} \quad (11)$$

の関係があることがわかる。

ここで、まだはつきりしていないのは、 z_s/z であるから、これを計算する。

(10)式から、

$$\begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} = z_s R_c^{-1} \begin{pmatrix} \xi' \\ \eta' \\ \zeta' \end{pmatrix} = z_s \begin{pmatrix} -m_c/\sqrt{l_c^2+m_c^2} & -l_c m_c/\sqrt{l_c^2+m_c^2} & l_c \\ l_c/\sqrt{l_c^2+m_c^2} & -m_c n_c/\sqrt{l_c^2+m_c^2} & m_c \\ 0 & \sqrt{l_c^2+m_c^2} & n_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi' \\ \eta' \\ \zeta' \end{pmatrix}$$

つまり

$$\begin{aligned} l &= z_s \{ (-m_c \xi' - l_c n_c \eta') / \sqrt{l_c^2+m_c^2} + l_c \zeta' \} \\ m &= z_s \{ (l_c \xi' - m_c n_c \eta') / \sqrt{l_c^2+m_c^2} + m_c \zeta' \} \\ n &= z_s \{ \sqrt{l_c^2+m_c^2} \eta' + n_c \zeta' \} \end{aligned} \quad (12)$$

である。ここから、

$$\begin{aligned} z_s &= l + m + n \\ &= \left(\frac{-l m_c + m l_c}{\sqrt{l_c^2+m_c^2}} \xi' + \frac{N - n_c z_c}{\sqrt{l_c^2+m_c^2}} \eta' + \frac{z z_c}{z_s} \right) z_s \end{aligned}$$

である。両辺を z_s で割り、移項、整理して、

$$\frac{z_s}{z} = z_c \left(1 + \frac{l m_c - m l_c}{\sqrt{l_c^2+m_c^2}} \xi' + \frac{n_c z_c - N}{\sqrt{l_c^2+m_c^2}} \eta' \right)^{-1} \quad (13)$$

が得られる。

ここで、

$$\begin{aligned} (-l m_c + m l_c) / \sqrt{l_c^2+m_c^2} &= g \{ = \cos \delta \sin(A - \alpha_c) \} \\ (N - n_c z_c) / \sqrt{l_c^2+m_c^2} &= h \{ = \sin \delta \cos \delta_c - \cos \delta \sin \delta_c \sin(A - \alpha_c) \} \end{aligned} \quad (14)$$

として g, h を決めると、両方ともその絶対値は1より小さい。この g, h により、

$$\begin{aligned} z_s/z &= z_c \{ 1 - (g \xi' + h \eta') \}^{-1} \\ &= z_c \{ 1 + (g \xi' + h \eta') + (g \xi' + h \eta')^2 + (g \xi' + h \eta')^3 + \dots \} \\ &= z_c \{ 1 + g \xi' + h \eta' + g^2 \xi'^2 + 2gh \xi' \eta' + h^2 \eta'^2 + \dots \} \end{aligned} \quad (15)$$

の展開ができる。これを(11)式に入れると、

MSS-063

$$\begin{aligned}\xi &= z_c(\xi' + g\xi'^2 + h\xi'\eta' + g^2\xi'^3 + 2gh\xi'^2\eta' + h^2\xi'\eta'^2 + \dots) \\ \eta &= z_c(\eta' + g\xi'\eta' + h\eta'^2 + g^2\xi'^2\eta' + 2gh\xi'^2\eta' + h^2\eta'^3 + \dots)\end{aligned}\quad (16)$$

の形になる。

実をいうとフィルム上で直接測定するのは、 (ξ', η') ではなく、Cを中心として勝手な向きにとった直交座標 (x, y) である。 x 軸、 ξ' 軸間の角を θ とすると、

$$\begin{aligned}\xi' &= x \cos \theta + y \sin \theta \\ \eta' &= -x \sin \theta + y \cos \theta\end{aligned}\quad (17)$$

の関係がある。これを代入して書き直すと、

$$\begin{aligned}\xi &= z_c[x \cos \theta + y \sin \theta + p_{21}x^2 + p_{22}xy + p_{23}y^2 \\ &\quad + p_{31}x^3 + p_{32}x^2y + p_{33}xy^2 + p_{34}y^3 + \dots] \\ \eta &= z_c[-x \sin \theta + y \cos \theta + q_{21}x^2 + q_{22}xy + q_{23}y^2 \\ &\quad + q_{31}x^3 + q_{32}x^2y + q_{33}xy^2 + q_{34}y^3 + \dots]\end{aligned}\quad (18)$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned}p_{21} &= \cos \theta (g \cos \theta - h \sin \theta) \\ p_{22} &= 2 \cos \theta (g \sin \theta + h \cos \theta) - h \\ p_{23} &= \cos \theta (g \sin \theta + h \cos \theta) \\ p_{31} &= \cos \theta (g \cos \theta - h \sin \theta)^2 \\ p_{32} &= (g \cos \theta - h \sin \theta) \{ 3 \cos \theta (g \sin \theta + h \cos \theta) - h \} \\ p_{33} &= (g \sin \theta + h \cos \theta) \{ 3 \sin \theta (g \cos \theta - h \sin \theta) + h \} \\ p_{34} &= \sin \theta (g \sin \theta + h \cos \theta)^2 \\ q_{21} &= -\sin \theta (g \sin \theta - h \cos \theta) \\ q_{22} &= -2 \sin \theta (g \sin \theta - h \cos \theta) - g \\ q_{23} &= \cos \theta (g \sin \theta + h \cos \theta) \\ q_{31} &= -\sin \theta (g \cos \theta - h \sin \theta)^2 \\ q_{32} &= -(g \cos \theta - h \sin \theta) \{ 3 \sin \theta (g \sin \theta + h \cos \theta) - g \} \\ q_{33} &= (g \sin \theta + h \cos \theta) \{ 3 \cos \theta (g \cos \theta - h \sin \theta) - g \} \\ q_{34} &= \cos \theta (g \sin \theta + h \cos \theta)^2\end{aligned}\quad (19)$$

である。これがCを中心とした標準座標の表示式になる。

3. 収差のないときのまとめ

ここまでの結果から、つぎの結論が得られる。

- (a). 光軸から大きく離れた星を中心星にとったとき、その近くの比較星の標準座標 (ξ, η) は、測定座標 (x, y) の展開式として、(18), (19) 式で書くことができる。
- (b). 仮に、 (x, y) の 2 次項までとってフィルム整約をしたとすると、標準座標の誤差は 3 次項以上の部分となり、(18), (19) 式からおよその誤差の見積もりができる。つぎにいくつかの例を示す。

いま、 $|g|, |h|$ が最大になる場合を考えて、3 次項の合計を見積もると、

$$3 \text{ 次項の合計} < 10 \{ (|g|, |h| \text{の最大値})^2 (|x| \text{または } |y|)^3$$

である。一方、光軸と中心星の距離 $30^\circ, 20^\circ, 10^\circ$ それぞれの場合に、 $|g|, |h|$ の最大値は、およそ $0.5, 0.34, 0.17$ になる。この関係から、中心星と比較星の距離が $10^\circ, 5^\circ, 3^\circ$ の場合の最大誤差を見積もると、つぎの表になる。

	10°	5°	3°
30°	$0.0133 = 46'$	$0.0017 = 6'$	$0.0004 = 1'$
20°	$0.0061 = 21'$	$0.0008 = 3'$	$0.0002 = 0.6'$
10°	$0.0015 = 5'$	$0.0002 = 0.7'$	$0.00004 = 0.1'$

ここに示したものは最大誤差であり、現実の誤差は平均して、この値の数分の一になるものと思われる。

コンピュータを用いた流星画像の解析に関する研究

新井／小沢／萩原／松井

0. はじめに

このたび、ビデオ録画された流星画像の解析に関する研究を始めることになりました。

以下にその概要と研究計画などを紹介します。

1. 研究の目標

ビデオ録画された流星画像からは、人間がビデオを見て観測していた時と同等、またはそれ以上のデータが得られることが期待できます。この研究では、ビデオ観測の自動化と観測結果の自動集計を目標としています。

2. この研究の利点

今まで、ビデオ観測の集計は人間の手（目）で行なわれてきました。これをコンピュータを用いて自動化することにより、次にあげるような効果が期待できると考えています

- ・データ集計の手間が軽くなる

流星ビデオとコンピュータを用意して、始めに人間がセットアップしてしまえば、後はビデオが終わるまで待っていれば良いのです

- ・人間が一度ビデオを見ただけでは見逃す流星も見逃さない

人間はある一点とその周辺しか見られませんが、コンピュータでは常に全体を見るからです

- ・流星ビデオのインデックスが作れる

流星の出現時刻などをまとめておけば、ビデオのインデックスが作れます

3. この研究の難点

コンピュータを用いて自動化することには、数々の難点が考えられます。次にその難点と現時点での解決法などをあげます。

- ・暗い星を識別するのは大変

流星画像に限らず、画像には様々なノイズが入ってきます。流星画像の場合には例えばシンチレーションなどによるものです。ビデオ録画する時にもノイズは入りますし、ダビングしたテープではなおさらです。このようなノイズを除去する段階で、暗い星はノイズだと誤認する場合があります。ビデオに録画したものでなく、カメラの出力をそのまま利用すれば根本的な解決がはかれますが、これは研究の最終段階にならないと利用できません。

- ・映像の解像度が低いため精度が取りにくい

カメラの画角を狭くすることで疑似的に上げることができますが、そうすると一度に見られる範囲が狭くなってしまいます。ビデオ画像に関して言えば、画像の垂直方向は1フレーム500本程度で、これはどうしようもありませんが、水平方向はS-VHSやHi8のビデオを使うことにより、400本以上にできます。あとはハイビジョンでしょうか。

- ・コンピュータに認識させるのに映像は情報量が非常に多い

仮に映像を1フレーム512×512ピクセルで取り込むとします。1フレームは30分の1秒ですからこの時間内に512×512=262144ピクセルもの情報を扱わなくてはなりません。最終目標としているパソコンレベルでは到底無理です。そのため、トランスピュータを利用した専用ハードの開発も考えています。

4. 研究計画

観測の自動化を実現するには、ハード・ソフトとも多くの課題があることが予想されます。そのことを踏まえた上で次のような手順で研究を進めていく予定です。

1. 静止画像を用いた研究
星の検出 収差補正 座標変換
2. 隣接フレームの静止画像を用いた研究
流星検出 ノイズ対策
3. ワークステーションによるリアルタイムでの画像解析の研究
アルゴリズムの高速化 出現時刻の決定
4. データ集約法の研究
幅射点の決定 群/散在流星の決定
5. パソコンによるリアルタイム処理の研究
専用ハードの開発 制御ソフトの開発

5. 現在の研究課題

まず手始めに、ビデオ画像上の座標を天球上の座標に変換する研究を行ないます。人間が星をマウスなどで指定して、画像上の座標と天球上の座標がどのように違うのか調べ、基準星を用いたビデオ画像の収差補正の研究を行ないます。

- ・使用システム X68000

パソコン + ビデオ画像取り込みボード + ビデオデッキ
流星のビデオ

- ・座標決定の手順

1. 人間がビデオを見て流星を見つける
2. 流星出現の少し前までビデオを巻戻す
3. コンピュータに取り込み開始の合図を出し、流星消滅までの画像を処理させ、星と流星の軌跡の画像を作る

[研究課題]

- ・パソコンの処理能力ではビデオ画像のリアルタイム処理が困難なため、画像の取り込み時に、コマ送りやスロー再生などの工夫が必要

- ・画像のゆらぎ，ノイズ，ゆれ対策としての適切な前処理
- ・流星の軌跡画像を作るアルゴリズムの検討

4. 作成した画像上での
流星の出現点，消失点
基準星

の位置を、人間がマウスなどで指示する

5. S A O等の星表データベースを用いて歪曲収差補正を行う
[研究課題]

- ・フィルム整約の手法を応用したアルゴリズムの検討が必要

6. 流星の天球上での座標を算出し表示する

・この研究の利点

1. 写真観測の集約にも使える
手間が省けるが精度に問題があると思われる
2. ビデオ観測では手間が省け、ブラウン管の収差などの誤差要因を省くことができるので手作業よりも精度の向上が期待される

6. おわりに

この研究に関わっている者は天文関係の知識が乏しいので、皆さんの御助言をいただきたいと思っています。何かご意見・ご希望などございましたら、下記のところまでお願い致します。

住所 〒322-02
栃木県鹿沼市下久我898
代表者 小沢英樹（おざわひでき）

26人 → 27人

64回 10/4 (日)

MSS-063

63 MSS

第63回流星物理セミナー

1992/07/05

「コンピュータによるビデオ画像の解析に関する研究」 途中経過報告

MASSALA Project

新井／小沢／萩原／松井

1 はじめに

しきい値の決定やノイズ対策などの処理の概要がまとまってきたので、アルゴリズムの実験およびデータ収集などの意味で、ビデオ画像解析の実験システムを開発することになりました。今回は、その一部についてまとめてみました。

2 実験システムの概要（しきい値決定問題について）

ビデオ画像から星を識別するために、輝度のしきい値（最大値および最小値）を設ける必要があります。以下にそのアルゴリズムの概要について記します。

1) 輝度と等級について

画面中央付近にある星のなかから、等級の高いものから低いものまで幾つか選び、それぞれの等級を入力します。（ここまで手作業）

数フレーム観察し、選ばれた星についてそれぞれ輝度の平均・分散などを調べます。この値とそれぞれの等級をもとに、輝度を等級に変換する関数（表）を作成し、以後この関数を用い解析を進めます。

2) 空と星のしきい値について

各フレームについて輝度スペクトルを調べ、そのピークをフレーム毎のしきい値を決定するために用います。

具体的には図Aのような輝度スペクトルが現れた場合、一番目のピークは視野の外の黒い部分、二番目のピークは視野の中（空）にあたるので、このピークの前後にしきい値をとればよいのではないかと思います。ただし、この値は星の座標を決定するうえで重要な値なので、しきい値決定方法の違いによる座標への影響を調べる必要があります。

3 気がついたこと

- ・ノイズは輝度スペクトル中のほぼ全域に分布しているので、輝度についてしきい値を決めた場合、必要なデータまで削られてしまう場合があります。そこで、彩度についてしきい値を決めれば、星の彩度スペクトル中の分布はCCDなどの影響で制限されているはずなので、ノイズ除去による影響は少なくて済むと思われます。
- ・画面中の時計が、位置補正・揺らぎ補正などの参考になるのではないかと思います。これについては、画面の変化に対する時計の振る舞いを調べる必要があります。

4 おわりに

ご意見・ご希望などございましたら、下記の住所までご連絡お願い致します。

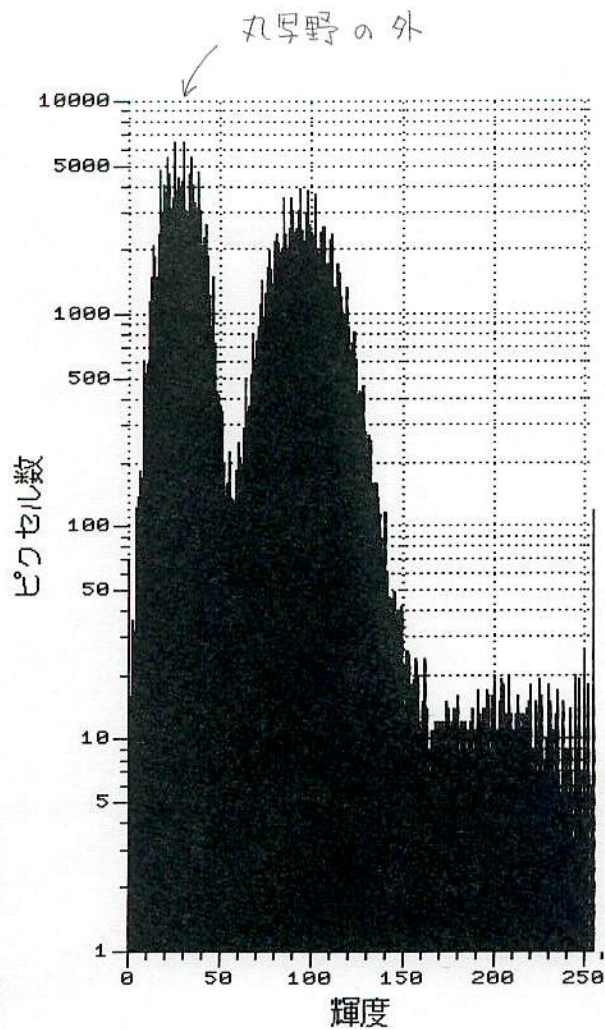
住所 〒322-02

栃木県鹿沼市下久我898

代表者 小沢秀樹（おざわひでき）

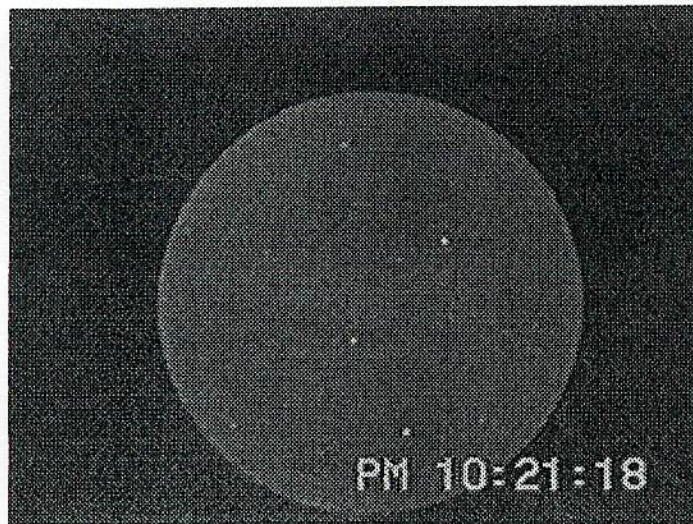
MASSALA Project/Science Art Laboratory

MSS-0643



図A. ビデオ画像の輝度スペクトル

図Bのような視野の限られた（画面内に視野が収まっている）画像では、左図のように大きなピークが二つ現れます。視野の外はの領域は（時計などを除いて）視野の中よりも暗いので、一つ目のピークが視野の外の領域にあたるのが分かります。二つ目のピークは、視野の中で一番広い領域、つまり空の部分であることが予想されます。実際に二つ目のピークをしきい値にした場合、星を残したままで視野の外と中の差が無くなりました。



図B. 画面内に視野外の領域が存在する画像

1、はじめに

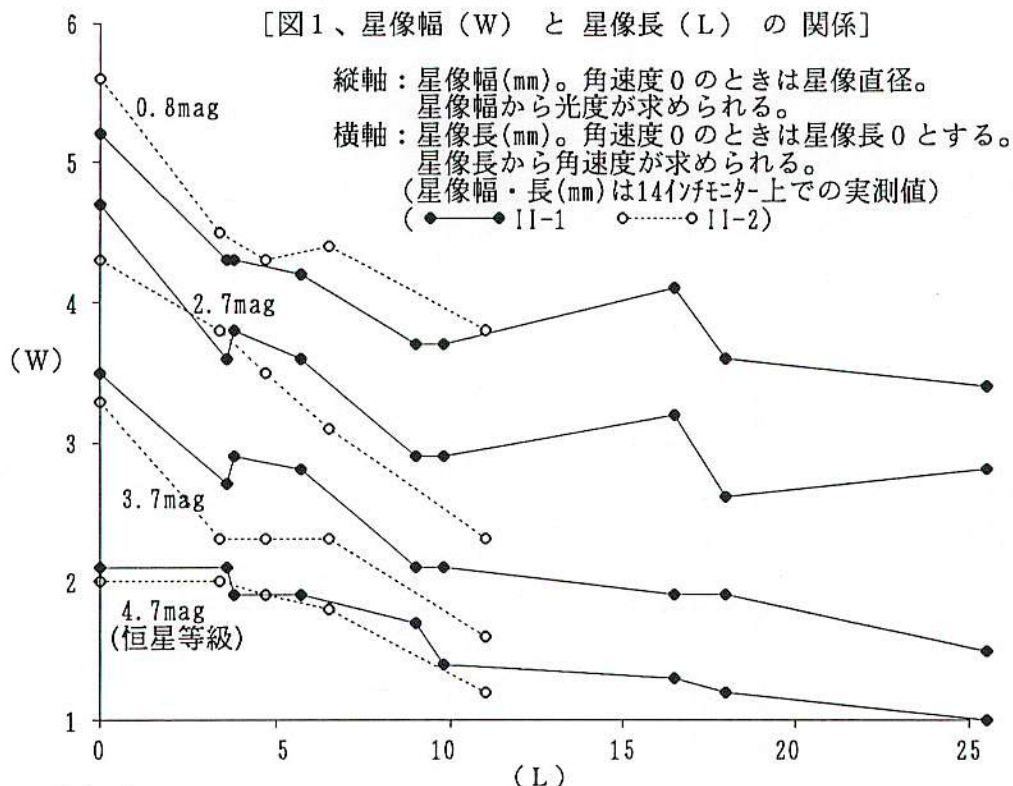
イメージインテンシファイア(I.I.)とビデオを利用した流星観測に於いて、流星の光度を見積った場合、見かけ上の光度は流星の角速度によって減光して見える。これは比較星は止まっているのに対して、流星は1/30秒のスキャン時間の間に、何画素かを移動してしまうからである。

単純に考えた場合、流星が1/30秒間にn画素を移動したとすると、その光量は1/nとなる。しかし実際には、流星が面積を持って写っているため、この様にはならない。流星画像は、流星本体が完全な点光源だとしても、I.I.のにじみなどにより面積を持つ。ある流星のにじみの直径がm画素あるとすると、光量はm/nとなる。

そこで、恒星を流星に見立てて、ビデオカメラを揺すって、恒星の角速度による減光量を実験的に求めてみた。

2、結果

実験の結果、図1が得られた。縦軸は、光度の代りとして星像の太さを取った。また横軸は、角速度の代りとして星像の長さを取った。



3、まとめ

- 1) 角速度が大きくなるほど減光量が大きくなっていくが、かなりのばらつきがある。
- 2) 観測機材間の差が多少見られる。
- 3) この実験方法では、5等級以下の暗い星で星像幅の差が少なくなり、正確な結果が得られない。
- 4) 本実験は、角速度と見積った光度から、角速度補正された光度を求める補正式を作ることが目的であった。しかしこの補正式が自信を持って使えるものとなる様に思えないため、補正式の作成は断念する。
- 5) ビデオ流星の光度の角速度補正は、どの様に行えばよいのであろうか。

4、参考

- 1) 鈴木悟：ホワットイズII？(流星等級の測定法)：天文回報568号 P11 1989.11
(IIの赤外感度、周辺減光、角速度の違い、流星短痕などの諸問題の検討)
- 2) 鈴木悟：ビデオからの流星等級の測定法：ビデオ流星広報2号 P2-9 1989.11
(恒星の赤色等級、ビデオ輝度と等級の関係、他諸問題の検討)
- 3) 鈴木悟：TV流星の光度測定とその速度補正：ビデオ流星広報12号 P12-35 1993.2
(ビデオを揺すって、恒星を流星に見立て、実験により減光量を求めた。
流星速度による減光量 = $-0.19 \times \log \text{流星速度 (画面上のドット/秒)}$)

1994.1.16 MSS-69

ビデオ流星位置座標測定時の比較星全面1回測定法について

流星物理セミナー・ワーキンググループ(MSS-WG) 重野好彦

0、要旨

ビデオ流星の位置を測定する場合、流星の周辺だけ比較星をとる方法では、流星数が多くなった場合に大変手間がかかります。そこで画面全体に比較星をとる方法を考え、比較検討を行った結果、ずれが誤差の範囲内であることが分かりました。

1、はじめに

ビデオ流星観測により大量の同時流星が得られ、それに伴い大量の流星位置座標の測定が必要になりました。そのため1本のビデオテープに対して、比較星は1回しか測定せずに、比較星測定時刻と流星出現時刻との恒星時差の補正だけで、1本のビデオテープに撮影された流星に適用してしまう測定方法を採用しています。これにより測定時間が、約1/10に大幅短縮できました。

しかしこの方法については、特に測定精度に関して疑問があります。そこで本方法と従来の1つ1つの流星に対して流星の周りだけを測定する方法とで、それぞれの様な長所、短所があるのかを考察してみましたので報告します。

2、歪曲収差について

本方法では、画面のどこに流星が出現するか分からないため、比較星は画面全体にまんべんなく取らなければなりません。そのため歪曲収差の影響を受けることになります。そこで歪曲収差の実例を調べてみました。

1) 歪曲収差補正方法

$$B = \frac{\tan T}{\tan t} = \frac{\tan T}{R/f} = \frac{\tan T}{r} \dots (1)$$

ここで $R = \sqrt{x^2 + y^2}$
(x, y は中心星位置を原点とした
比較星の測定座標)

$$T = \arccos(\sin DD \sin D + \cos DD \cos D \cos(A - AA))$$

比較星それぞれの r 、 B の関係に(2)式を当てはめ a, b, c を求めます。

$$B = a \cdot r^2 + b \cdot r + c \dots (2)$$

次に比較星それぞれの $r = \sqrt{x^2 + y^2} / f$ を(2)式に代入して B を求め。

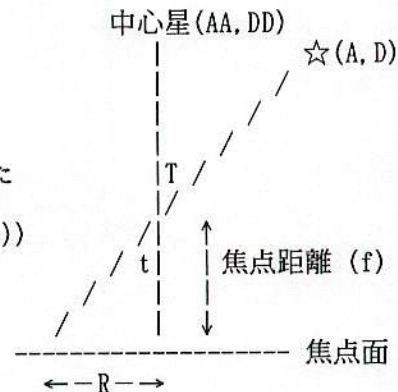
$$\begin{aligned} x' &\leftarrow x \cdot B \\ y' &\leftarrow y \cdot B \end{aligned}$$

より得られる x', y' を補正測定座標として使用します。

2) 歪曲収差補正の実例

以上の補正方法を实际例に当てはめた結果を紹介します。例1は写真の場合、例2～4はII+ビデオの場合です。写真の場合は歪曲収差の様子が良く分る様に広角レンズを紹介しました。ビデオは3種類の例です。図中、数字、英文字は比較星番号、----は当てはめた(2)式の様子です。また表1に(2)式の係数の値を、表2に歪曲収差補正の効果を紹介しました。

図表より、写真の場合はきれいな歪曲収差の様子と補正効果が分ります。しかしビデオの場合は傾向がある様にも思えますが、全体にばらつきが大きく、補正効果があまりありません。



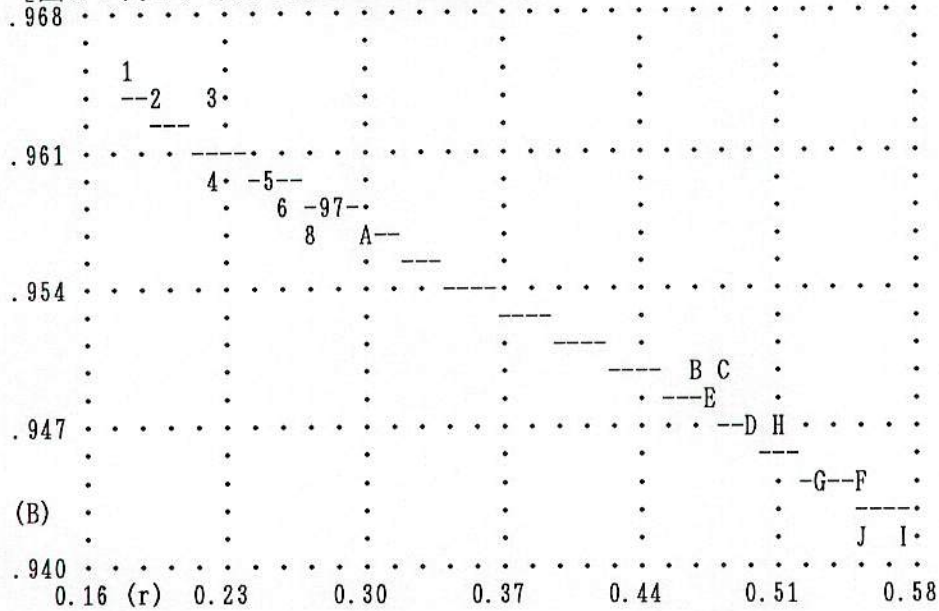
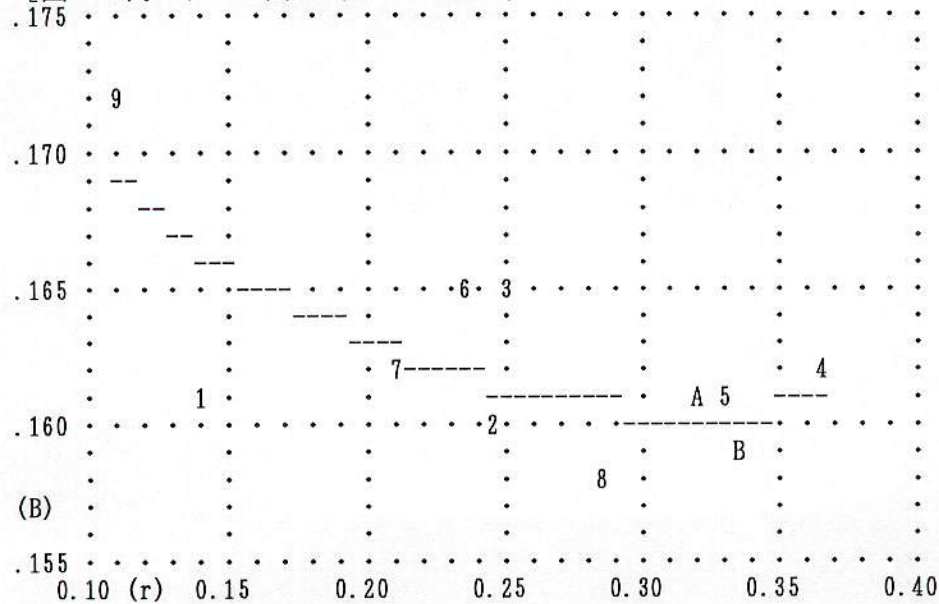
[表1、歪曲収差補正式係数]

例1	$B = -0.0046605*r^2 - 0.050657*r + 0.9730$
例2	$B = 0.20446*r^2 - 0.128149*r + 0.1805$
例3	$B = -139.148*r^2 + 5.3979*r + 2.6249$
例4	$B = -41.285*r^2 + 1.3359*r + 2.5911$

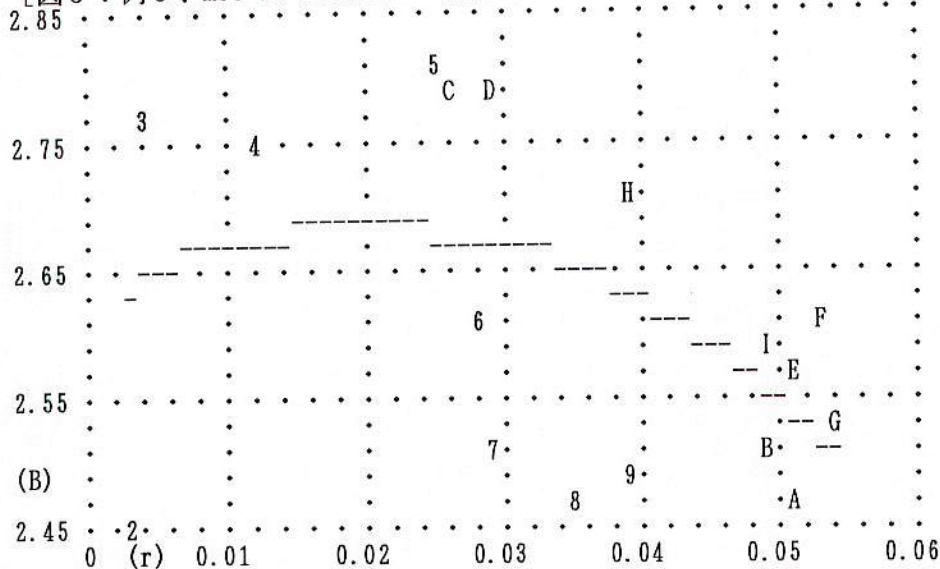
[表2、歪曲収差補正の効果]

	補正なし	補正有り	効果
例1	153".4	49".9	あり
例2	133".5	95".0	少し
例3	150".0	370".0	なし
例4	185".3	303".3	"

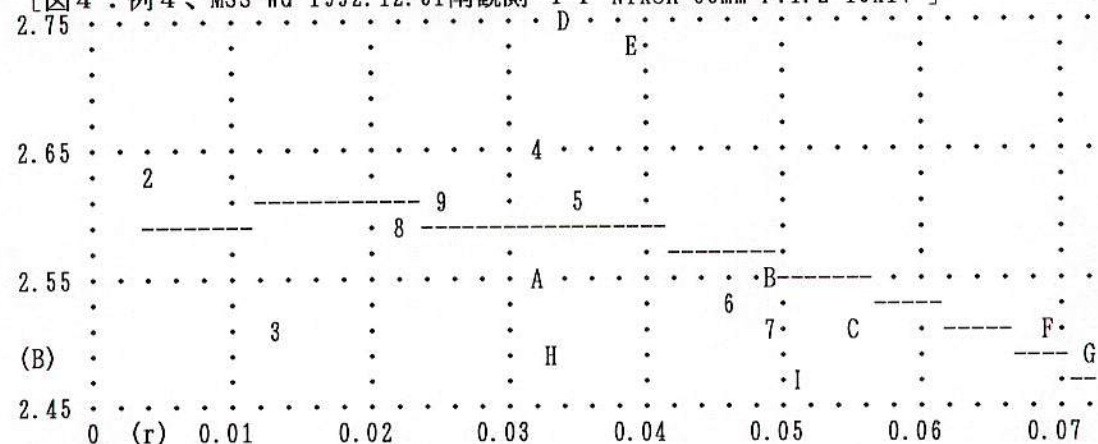
[図1：例1、写真 Canon FD24mm F:2.8]

[図2：例2、上田昌良氏 I I 200mm $\phi 7^{\circ}.5$]

[図3 : 例3、MSS-WG 1992.12.31北観測 I I Nikon 50mm F:1.2 13x17°]



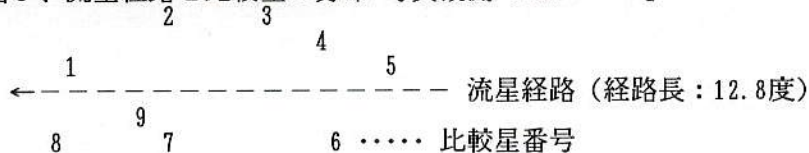
[図4 : 例4、MSS-WG 1992.12.31南観測 I I Nikon 50mm F:1.2 13x17°]



3、比較星の偏り

比較星を流星経路の周りだけ取る場合、流星が画面の隅に出現した場合などは、流星を囲むようにまんべんなく取ることが難しくなります。特にビデオでは星が写真とは違っておらず、消滅点側だけとか、発行点では右側だけ、消滅点では左側だけと云った偏った取り方を余儀なくされる場合があります。このような偏った比較星の取り方が、測定精度にどのような影響を及ぼすのかを調べてみました。図5の様に比較星を取った流星写真の場合に、表3の様に極端に偏った比較星の取り方をすると、乾板の測定精度は小さくなるものの、流星の進行方向が大きく変化することが分かりました。本例はかなり極端な偏りがあった場合ですが、比較星の取り方が結果に影響することを示した例です。

[図5、流星経路と比較星の分布 写真観測 50mmレンズ]



[表3、比較星の取り方と流星進行方向の変化]

	使用比較星	測定精度	流星進行方向変化
全比較星使用	全部	21".1	0"
消滅点側のみ	1 2 7 8	8".2	右へ1033"
発行点右側のみ消滅点左側のみ	4 5 8 9	9".5	右へ1135"

4、まとめ

以上の結果を踏まえて、本測定方法と従来の測定方法の比較をしてみたいと思います。

1) 歪曲収差の観点から考えると従来方法が良い。ビデオ観測は写野が狭いため、ほとんどの流星が歪曲収差の影響を受けているはずである。ただし歪曲収差はある程度補正可能なため、あまり恐れる必要はない。それよりも図3、4に見られる様に、収差のばらつきの方が問題である。これは補正不可能であるから、安全を考えると従来方法が安心である。

2) 比較星の偏り防止の観点から考えると本方法が良い。従来法では測定疲れから比較星を少なく済ませようとする傾向にあるので、偏りが生じる危険性がある。また画面周辺で、従来方法では比較星が取れない様な流星であっても、一応そこそこの精度が保てる。そもそも比較星が取れない様な周辺に出た流星は、測定の対象から外すべきかも知れないが。

3) 本方法と従来方法を折衷した方法も考えられる。比較星の測定は画面全体に数多く取っておき、プログラムの流星経路の近くの比較星だけを使って計算をする様にしておく。

(この例は実際に試してみました。乾板精度が良くなる場合、わるくなる場合がありますが、比較星の偏り防止までプログラムに組み込むことができず、採用はしていません。ビデオの場合、測定できる星の数があまり多くないため、この方式を完全に適用するのは不可能です。)

5、想定問答集

1) 観測途中でカメラが動いている心配はありませんか？

→ 1個目の流星出現時刻と最後の流星出現時刻のときに、数個の参考星を選んで、x, y座標と星表からの赤経、赤緯を調べ、比較星の標準座標と恒星時差から求めた赤経、赤緯との比較を行って、ずれがないかどうかチェックしています。

2) 比較星全面測定法と1つ1つ流星の周りを測定する方法で、結果にどの程度の違いがでると思いますか？

→ これは流星と比較星の関係により全く状況が異なるので、一概には何とも言えませんが、画面全体に比較星を取った場合と流星の近くだけに比較星を取った場合とで比較計算をして見ました。

1993.11.16の20組の同時流星に対して、全面測定法と流星周辺法とで、

輻射点のずれの平均：0.49度

輻射点誤差楕円平均：0.69度

でした。このずれは交差角の小さいもの、経路長の短いものでは当然大きくなります。ただし誤差楕円長半径も大きくなりますので、比較してみると全てずれは誤差楕円よりも小さい値でした。ただそれで安心していいのかと言う問題は解消されないと思っています。

よって今後は比較星は全面1回測定法で測定し、プログラムの流星の周辺のみと比較星を使う、改良全面1回測定法に切り替えようかと思っています。

6、おわりに

そもそもビデオ流星の精度はあまり良くなく、輻射点の誤差は平均で±1度程度あります。それでも微少流星群の観測には抜群の威力を発揮します。よって1晩の同時ビデオ観測の30個の同時流星を1日で測定して公表し、さらにビデオテープをためること無く次の観測に出かけて行く本方法を今後も続けて行きたいと考えています。

本報告をまとめるに当り、KPM_BBSを通じて、前田幸治さん、藤原康德さんにご意見をいただきました。

7、参考資料

- 1) 大西洋：引伸法における歪曲収差、MSS21, 1982.5.16
- 2) 重野好彦：歪曲収差補正の実例、MSS36, 1985.6.2
- 3) 重野好彦：流星写真測定に於る比較星の取り扱いについて、MSS29, 1983.12.18
- 4) 長沢工：流星輻射点の位置精度、MSS資料集(下)P60, 1989.7.16

MSS 1996.10.13レジュメ

視野中心の変動による「ZHRの高次変動」解析プログラムの作成例
埼玉県八潮市 長谷川隆

緒言

ZHRは、「最微が6.5等、輻射点90度の時の、観測者1人の流星数」と定義されているが、ZHRの定義がこれでよし、とするためには、観測者が天頂を向いた時と、地平線付近を見たときのZHRが、大幅に違わない事が、前提として必要なのではと考える。

流星が地上から一定高度に出現するとして、地平線付近の流星は、遠くに見えるために暗くなるだけでなく、面を斜めに見ているため互いに重なって見えたり、面そのものの観測者からの距離が遠いため、狭いところに見かけ上集中するという現象が起こる。

そこで、これらを考慮した上で、流星の光度-数変化は、指数的との、簡単な仮定が成り立つとした場合の、数変化のプログラムを、プログラミングの練習用に作成してみた。

個人的には、ほぼ同じ計算を、かつて20年以上前、筆算で試みた事がある。簡単な仮定に基づく模式計算とはいえ、当時は電卓も普及せず、筆算で行うのは、なかなかきつい作業だったと思い起こされる。現在では、計算式を導入しなおしたのでプログラミングに多少手間がかかったが、パソコンを用いて嘘のように短時間で、結果を出す事ができた。

計算式の考え方

天球上の流星数分布sは、大気減光のない天頂時を1になるように調整する事にして、

$$S = T \cdot U \cdot V \cdot W \cdot Q$$

の形で表せる。

ただし、ここで

T:大気減光、夜の光源による、散乱光によるコントラスト低下による、その天球での最微の低下による、数の挙動項(ここでは、さしあたりランバートベールの法則を適用)

U:距離が増加し、単位実面積が小さく見える事による、数の増加

V:発光点面を地平線付近ほど、斜めにのぞき込む事による、数の増加。 違いは?

W:地平線ほど、観測者と流星発光点距離が遠くなる事により、流星が暗化するのに伴う、数の減少項。

Q:その空が、天頂に見えるような地表点の輻射点高度角の変動による補正項

ここで天頂時1となる単位での観測者流星間距離x:

$$x = \frac{\sqrt{1 - (1 - \sin^2 z)y^2} - y \cdot \sin(z)}{1 - y}$$

ただし、

z:高度角 y:地球半径/発行点面+地球半径(59/60程度の量)

$\sqrt{[]}$ は、√の事

となる。

上の式を導き出すには、

$$y' - y = (1 - y)x \sin(z)$$

$$\sqrt{1 - (1 - \sin^2 z)y'^2} = (1 - y)x \cos(z)$$

となるようなy'がある事を、図を書いて使うと分かりやすい。

そして、

輻射点高度変化
による角速度変化

```

プログラム例：
10000 ' 観測者の視野中心変化による、流星数の挙動。
10010 'PROGRAM MSS10052.BAS
10025 RAD = 3.1415927/180
10030 ROD = 180 / 3.1415927/180
10040 JYOUU = .4343
10042 CONTR% = 0
10044 K1Z% = 10
10046 PRINT : PRINT
10050 Y = 63 / 64 ' (地球半径/中心から発光点)
10060 NC = 6.8: PRINT " 大気減光なしの最微等級:"; NC;
10075 NB = .3: PRINT " 天頂最微低下率 (等)"; NB;
10100 K = 1.6: PRINT " 光度増数 (倍)"; K;
10105 C = 90 ' 度—観測点高度角
10109 CRAD = C * RAD
10112 OZ = 90: PRINT " 視野中心高度角:"; OZ;
10114 OP = 0 ' 視野中心観測点基準方位角
10115 OZRAD = OZ * RAD
10116 OP RAD = OP * RAD
10117 OX = (SQR(1 - (1 - SIN(OZRAD) * SIN(OZRAD)) * Y * Y) - Y * SIN(OZRAD)) / (1 - Y)
10119 OUM = NC - NB * OX
10120 PRINT "観測者の最微等級"; OUM; "等"
10121 OMET = 0 ' ここに、流星総数を代入する。
10122 FOR Z = 0 TO 90 STEP 10: K1Z%
10123   CONTR% = CONTR% + 1
10124   ZRAD = Z * RAD
10125   CONT% = 0
10126   TS = 0
10127   FOR P = 0 TO 359 STEP 10 / (.973 * COS(ZRAD) + .027)
10128     CONT% = CONT% + 1
10129     PRAD = P * RAD
10130     X = (SQR(1 - (1 - SIN(ZRAD) * SIN(ZRAD)) * Y * Y) - Y * SIN(ZRAD)) / (1 - Y)
10140     T = 1 / K ^ (NB * X)
10150     U = X * X
10160     SAZ = (1 - Y) * X * COS(ZRAD)
10170     ARCSN = ATN(SAZ / SQR(1 - SAZ * SAZ))
10180     U = 1 / SIN(ZRAD + ARCSN)
10190     W = X ^ (-5 * JYOUU * LOG(K))
10200     QS1 = (COS(ARCSN) * SIN(CRAD) + SIN(ARCSN) * COS(CRAD) * COS(OPRAD)) ^ (1 + 2.5 * JYOUU * LOG(K))
10210     QSO = SIN(CRAD) ^ (1 + 2.5 * JYOUU * LOG(K))
10220     Q = QS1 / QSO
10230     'そのZ,PでのUMの計算。
10235     CSITARAD = SIN(OZRAD) * SIN(ZRAD) + COS(OZRAD) * COS(ZRAD) * COS(OPRAD - OP RAD)
10237     SITARAD = 1.5708 - ATN(CSITARAD / SQR(1.00001 - CSITARAD * CSITARAD))
10239     SITA = SITARAD * ROD
10239     IF SITA > 360 THEN SITA = SITA - 360: GOTO 10239
10240     IF SITA < 0 THEN SITA = -SITA
10242     IF SITA > 180 THEN SITA = 360 - SITA
10250     SNH01 = COS(ZRAD) * SIN(OPRAD - OP RAD) / SIN(SITARAD)
10252     PRINT SNH01;
10264     DM = .0013 * (SITA / (.7 + .3 * ABS(SNH01)) - 30) ^ 2
10266     UM = 1 / K ^ DM
10300     S = T * U * W * Q * UM
10302     TS = TS + S
10306     NEXT P
10400     TS = TS / CONTR%
10405     TS = TS * COS(ZRAD)
10410     OMET = OMET + TS
10500 NEXT Z
10505 OMET = OMET / CONTR% / (最微6.5で観測天頂の値を入れる)
10507 CONTR% = 0
10510 PRINT " その条件での観測数倍率"; OMET
10520 PRINT " 倍Z-R(OLD)="; OMET / (1 - .2 * (6.5 - OUM))
10540 PRINT " 倍Z-R(NEW)="; OMET * 2.5 ^ (6.5 - OUM);
10544 PRINT " 倍Z-R(NEW2)="; OMET * K ^ (6.5 - OUM)
10600 END

```


$$[n0 \cdot x]$$

$$T=(1/K)$$

ただし、このLogは、常用対数

K: 光度関数(単位: 倍/等)

n0: 天頂での、最微の低下量

なお、その空での最微の低下量は、 $n0 \cdot x$ となりますが、光害や月明りの無い空でのn0は、0.3等程度と言われている。仮に、その時の天頂での、平均観測者の最微を6.5等とすると、大気のない空での最微等級は6.8等だとして他の条件の最微等級 $m=m0-n0 \cdot x$ ただし、 $m0=6.8(m)$ として計算できるとした。

2

$$U=x$$

$$V=\operatorname{cosec}[z+\arcsin((1-y) \cdot x \cdot \cos(z))]$$

$$-5 \cdot \operatorname{Log}(K)$$

$$W=x$$

Qは、球面の余弦定理より、

$$1+2.5 \operatorname{Log}(K)$$

$$Q=\frac{[\cos[\arcsin((1-y) \cdot x \cdot \cos(z))] \cdot \sin[C]+\sin[\arcsin((1-y) \cdot x \cdot \cos(z))] \cos[C] \cos(p)]}{\sin \frac{1+2.5 \operatorname{Log}(K)}{[C]}}$$

ただし、

Cは、輻射点高度角、pは方位角ですが、輻射点方向を0として計算で表せる。

他方視覚感度カーブは、以下の視野中心点からのsloanの感度曲線データから、

角度 θ	0	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Δm	2.3	0.6	0.3	0.1	0.0	0.2	0.5	1.0	1.6	2.5	4.0	6.0

(Sloan, 1947 こめかみ/鼻側平均)

2

$$\Delta m=0.0013(\theta-30)$$

で、ほぼ近似する事にした。

ただし、視野の形は、円ではないから、上の θ を、頭を0とする、位相角 ϕ を用いて、

$\theta' = (\theta / (0.7 + 0.3 |\sin(\phi)|))$ と置き換えた。(文献の「人間の視野」の測定データを用いて、ほぼ0.7の割合で、上下方向の視野を圧縮する計算プログラムを作った。)

そしてそのポイントでの、捕捉数:

$$-\Delta m$$

$$Vw=(1/K)$$

とし、各点で「補足数密度」を計算し、結果を数値積分をした。

ただし、最大感度のとき、Vwは、1になる。(角度30度のとき)

結果と考察

表に、光度-数勾配が、2.5、1.6で、それぞれ、天頂最微が、6.5等5.8等それぞれの場合の、視野中心高度角変動による、ZHRの予想挙動の計算結果を、計算例として示した。(ただし、各光度-数勾配について、観測視野中心「天頂」で、最微6.5等のとき、倍率1になるように、結果を規格化し

(プログラム実行結果例)

ZHRの挙動(輻射点90度、輻射点方向観測は固定。)

光度-数勾配	2.5	天頂最微	6.5等		
最微補正計算法		無修正	小楨	新(2.5固定)	新(真値)
天頂		1.000	1.000	1.000	1.000
45°		1.066	1.093	1.191	1.191
30°		0.952	1.010	1.237	1.237

光度-数勾配	2.5	天頂最微	5.8等		
最微補正計算法		無修正	小楨	新(2.5固定)	新(真値)
天頂		0.413	0.480	0.784	0.784
45°		0.317	0.407	0.872	0.872
30°		0.244	0.364	1.111	1.111

光度-数勾配	1.6	天頂最微	6.5等		
最微補正計算法		無修正	小楨	新(2.5固定)	新(真値)
天頂		1.000	1.000	1.000	1.000
45°		1.605	1.645	1.793	☆1.699
30°		1.749	1.856	2.275	☆2.002

光度-数勾配	1.6	天頂最微	5.8等		
最微補正計算法		無修正	小楨	新(2.5固定)	新(真値)
天頂		0.448	0.521	0.851	0.623
45°		0.481	0.618	1.323	0.809
30°		0.443	0.663	2.020	0.965

☆もともと、最微は6.5に近いので、原因は「補正」ではない。下空の方に
見かけ流星面密度が高い領域があるためである。

である。)

ただし、ZHR(OLD)は、小楨のZHR、ZHR(new)は、光度-
数勾配を2.5に固定する、クラシカルな新ZHR、ZHR(new2)は、
実データにより、光度-数勾配が、正しく決定されたと仮定した場合の新ZHR
である。

いずれも、びたりと1にはならないが、明るい流星の多い群に対応する、
光度-数勾配 1.6の場合、最微が上昇したときの、地平線ZHRの「異常
増大挙動」が、かなり気になると、筆者には思えるのであるが、いかになもの
でしょうか?

今後の展開

この手のプログラムは、一旦組んでしまうと、部分修正は簡単なので、大気
減光部分のランバート=ベールを、半透明のクーベルカ=ムンク式等に修正して
「光害がある場合のしし座流星群のZHRの理論変化」を計算するプログラム
を作成したり、グループ計数の、人数FACTORの挙動を、予想するプログラム
を作成したりする事は、さほど困難でないと考えられる。とにかく、観測データの
洪水に流されて、理論が遅れがちと言われる計数の理論であるが、PCの処理
能力も上がった昨今、状況が大きく変わる事を期待したいものである。

以上

Meteor stream activity

I. The annual streams*

P. Jenniskens^{1,2}

¹ Dutch Meteor Society, Lederkarper 4, NL-2318 NB Leiden, The Netherlands

² NASA/Ames Research Center, Mail Stop 239-4, Moffett Field, CA 94035-1000, USA

Received 31 August 1993 / Accepted 8 December 1993

Abstract. Between 1981 and 1991, a small group of amateur meteor observers in Australia and the Netherlands counted meteors during 4,482 hours of effective observing time. These counts have been reduced and are to be presented here as a first homogeneous set of some 50 meteor stream activity curves for all major and many minor meteor streams on both hemispheres. Together with the sporadic background, these give an accurate picture of annual meteor activity.

Empirical corrections are given that relate the observed meteor rates to well defined Zenith Hourly Rates (ZHR).

It is found that all major streams are well represented by a set of exponential curves: $ZHR = ZHR_{max} 10^{-B|\lambda_{\odot} - \lambda_{\odot}^{max}|}$. Values of ZHR_{max} and B are given. There is no evidence for stable sub-maxima in the activity profiles. In four, and possibly six, cases, there is evidence for a background component in the activity curve. In all cases, the background is more extended to small solar longitude λ_{\odot} .

From a fit of the above dependence to the rates of minor streams, it is found that the slopes of most high inclination ($i > 15^\circ$) streams have a characteristic value of $B = 0.19 \pm 0.08$ per degree of solar longitude increase in the 10^{\log} of the ZHR.

The ZHR is transformed into mass influx rates, from which the total mass in the meteoroid stream is estimated by making an assumption about the distribution of matter perpendicular to the path of the Earth. Total masses of the observed streams are of order 10^{14} to 10^{16} g.

Key words: meteors: meteoroids – comets: general

Send offprint requests to: NASA/Ames Research Center (peter@ax.arc.nasa.gov).

* Tables 3a-c are also available in electronic form: see the editorial in A&A 1993, Vol. 280 No 3, page E1;

Part of this work was done while at Leiden Observatory.

1. Introduction

A significant part of meteor activity is associated with meteor streams: meteoroids that enter the Earth's atmosphere at similar entry velocity and at nearly parallel trajectories, which cause the meteors to radiate from a virtual point on the sky that is called the radiant. These meteoroids have a common origin, usually - if not always - they are the debris from the decay of, sometimes extinct, short-period comets (e.g. Hughes 1978; Lindblad 1980; McIntosh 1991).

The annual streams are those streams that occur every year, over a period of days, when the Earth passes the orbit of the parent comet. The meteor rates vary as a function of the Earth's position in its orbit, increasing to a peak and decreasing. The shape of this, which is called the activity curve, reflects both the cometary dust ejection process and the subsequent orbital evolution of meteoroids after ejection from the comet. Computing techniques have developed to a point where meteor stream evolution can be studied theoretically, but the interpretation of the simulations is hampered by a lack of observational data (e.g. Hughes et al. 1979; Williams et al. 1979; Murray et al. 1980; Fox et al. 1982; Jones 1985; McIntosh & Jones 1988; McIntosh 1991).

Radar observations are potentially a powerful tool to obtain data on meteor rates but there is a major difficulty in discriminating between stream members and others (the sporadic meteors) and in correcting the observed raw data to meteor influx. Activity curves have been derived of the major meteor streams, i.e. of the Perseids (Kaiser et al. 1966; Lindblad & Simek 1986; Simek & Lindblad 1990), the Orionids (Webster et al. 1966; Jones 1983), the Lyrids (Porubcan 1986), the Geminids (Poole et al. 1972; McIntosh & Simek 1980), and the Bootids (McIntosh & Simek 1984; Bel'kovich et al. 1984). TV image intensifiers (Image Photon Counting Systems) potentially do allow a more accurate stream member classification, but the meteor streams are not easily detected in the smaller mass range covered by the current systems. No activity curves have been published yet.

Visual (naked eye) observers are able to detect an order of magnitude lower stream rates than current radar observa-

tions due to an easier discrimination between stream members and sporadic meteors. Meteors have been counted by visual observers since the first half of the 19th century (Hughes 1982) and many of these counts have been gathered and published over the years, notably by W.F. Denning (Journal of the B.A.A.), C.P. Olivier (Popular Astronomy) and P.M. Millman (J.R.A.S. Canada). These early data are usually not corrected for atmospheric conditions, observer's perception or even radiant altitude dilution. The first few reliable rate profiles were published only recently by a number of amateur meteor observers and by V. Porubcan et al. from a series of observations obtained at Skalnaté Pleso Observatory between 1944-1953 (BAC, Contr. Astr. Obs. Skalnaté Pleso).

The gathering of meteor counts by amateur observers has gained a big momentum in the past fifteen years. Many activity curves of single returns have been published by a.o. R. Veltman (Radiant, the Journal of the Dutch Meteor Society), J. Wood (NAPO-MS Bulletins), G.A. Spalding (Journal of the B.A.A.), and recently notably by R. Koschack, P. Roggemans, and J. Rendtel (WGN, the Journal of the International Meteor Organisation).

Attempts to improve statistics by combining data from several independent groups have led to the recognition of common systematic errors in the data amounting to factors of two or more (Millman 1967; Spalding 1987). Individual counts are usually of low accuracy due to instrumental variations (that is, observer perception), subjective estimates of the sky condition, and low detection rates of about 10 meteors per hour typically.

This paper attempts to derive a homogeneous set of activity curves by combining the counts of experienced observers in a limited number of independent groups, that is, one on each hemisphere. The counts have been obtained in the eleven years from 1981 to 1991. The paper is ordered as follows: Sect. 2 describes the observing technique and data selection; Sect. 3 discusses the correction factors for sky condition, observer perception, and radiant altitude dilution; Sect. 4 and Sect. 5 present results in terms of zenith hourly rates; and in Sect. 6 the zenith hourly rates are transformed into mass influx rates and from that the total mass of matter in the meteoroid stream is estimated.

2. Observations

The meteor counts selected for this project amount to 110,538 meteors recorded in 4,482 hours of net observing time by 10 observers of the Dutch Meteor Society (DMS) and 6 observers of the North Australian Planetary Observers - Meteor Section (NAPO-MS). Raw data of the latter group are published by Jeff Wood in the W.A.M.S. Bulletins and, since 1986, in the N.A.P.O.-M.S. Bulletins. DMS raw data are gathered from the visual archive compiled by Rudolf Veltman and the author from which preliminary results have been published in Radiant. The selected observers are the 10 most productive observers of DMS before 1988 and those observers of NAPO-MS who were active for a period of at least three consecutive years.

Table 1. Observer statistics. Location: S = southern hemisphere (North Australian Planetary Observers - Meteor Section), N = northern hemisphere (Dutch Meteor Society). c_p : average sporadic hourly rate normalised to 10. ϵ : parameter that describes the limiting magnitude scale (Eq. 3). T_{eff} : effective observing time in hours. N: number of observed meteors

Observer	Loc.	$c_p \pm \sigma_{c_p}$	ϵ	T_{eff}	$N_{meteors}$	
Jeff Wood	S	1.81 \pm 0.13	0.57	1,152	36,557	
Darren Fernandez	S	1.31	0.17	0.51	629	10,405
Koen Miskotte	N	1.24	0.09	0.79	393	10,760
Klaas Jobse	N	1.25	0.10	0.70	390	10,134
Bauke Rispens	N	1.14	0.14	0.75	272	7,592
Nicolas Harvey	S	2.28	0.21	0.61	230	9,437
Peter Jenniskens	N	0.80	0.07	0.63	213	3,448
Marc de Lignie	N	0.98	0.05	0.87	199	4,848
Hans Breukers	N	0.66	0.03	0.50	193	2,996
George Platt	S	1.09	0.05	0.57	172	4,080
Rudolf Veltman	N	0.95	0.06	0.67	166	2,225
Jos Nijland	N	0.66	0.03	0.68	107	2,282
Jeff Malone	S	1.02	0.03	0.81	105	1,739
Hans Betlem	N	0.63	0.05	0.43	100	1,512
David Cake	S	1.02	0.04	0.59	97	1,869
Joop Bruining	N	0.94	0.04	0.70	64	654
total: 16 obs.				4,482	110,538	

2.1. Observing technique and data selection

Meteors are counted by naked eye, while the observer sits comfortably in a chair, or lays on a reclining lawn chair, and leisurely scans the sky (e.g. Jenniskens 1988; Bone 1993). The observer keeps the center of vision between 20 and 60 degrees from the active radiant and at altitudes of 60-90 degrees above the horizon. The observer's feet usually point within 90 degrees from the radiant. The field of view has less than 20% obstruction. An estimate of the sky limiting magnitude (L_m) is made by counting stars in predesigned areas. Values range between $L_m = 5.2$ and 7.2. Data with limiting magnitudes less than 5.2 are omitted from the sample. Dead time for recording is restricted to less than 20% and observing intervals should exceed an effective observing time $T_{eff} = 0.4$ hours.

The individual meteors are recorded using either gnomonic star maps and observing forms or tape recorders. The difference in technique concerns the possible errors in classification. Gnomonic star maps allow meteor classification at a later time, using criteria that are more homogeneous for all observers. Classification is based on meteor direction (allowing for radiant drift), angular velocity, and the length of the meteor trails on the sky with respect to the angular distance from the radiant. Data logged on gnomonic star maps are used for the minor streams and the tails of the major streams. Meteors logged on a tape recorder are used for the cores of the major streams, unless the observers were well aware of the radiant position.

The database contains numerous zero detections, that is, observing periods in which no stream members are detected. This is not a trivial point. Zero detections are often neglected, because it is not always clear whether an observer paid attention to

MSS-086

散在 HR 10 としたときの係数

Lm 5.2
より明
空は暗

a particular minor stream. Negligence leads to an overestimation of rates of minor streams in the wings while unjustified inclusion of zero detections results in an artificial decrease of activity. I chose to include such zero detections only when the stream is mentioned during other hours of the night, or at some moment in the same campaign of several nights. Of course, this problem does not exist when data are logged on gnomonic starmaps.

The number of streams to be studied has been limited to approximately 50 in order to obtain a well defined sporadic background rate; sporadic meaning any meteor that does not belong to one of the selected streams. The sporadic rate in certain seasons of the year will be used to normalise stream rates in order to account for a variable observer perception. For this purpose it is necessary to exclude the same minor streams from the sporadic rates in all observations. The northern hemisphere streams are a selection of those listed by Lindblad (1971) and Cook (1973), from photographic surveys of orbital elements, while the selection of southern hemisphere streams is based on the streams classified by experienced observer Jeff Wood. Other minor streams are known to be active, but have given too few data to allow the construction of an activity curve, f.e. η Lyrids (Iras-Araki-Alcockids) on May 10th and Pegasids on July 10th.

Even on the northern hemisphere, photographic surveys may, occasionally, have missed a minor stream. Indeed, in the cause of the reduction of northern hemisphere data from archived starmaps I found one, only one, such minor stream not previously mentioned that might warrant further investigation: 72 medium fast meteors were observed to radiate apparently from RA = 304, DEC = +48 in a few days around July 17-22. Following this find, a watch in 1990 gave a radiant at RA, DEC = 300, +52 (15 meteors, Jenniskens et al. 1991) and a watch by the author in 1993 resulted again in RA, DEC = 304, +48 (4 meteors). Photographic confirmation is weak: one possible member was photographed in Dushanbe on 1961 July 12: RA = 304.5, DEC = +49.7, $V_{\infty} = 41.0$ km/s (Babadzhanov & Kramer 1965). The α Cygnids are added to the selection of streams, but these observations need further confirmation before it can be excluded that they are merely due to a chance alignment of sporadic meteors or meteors of other minor streams, for example, the α Draconids listed in Cook (1973) ($\lambda_{\odot} = 112$; RA, DEC = 271, +59; $V_{\infty} = 24$ km/s).

Note that a photographic survey is lacking for the southern hemisphere and the recognition of meteor streams depends, to a large extent, on visual observations. Limited radar data are available but only, with a few exceptions, for weak and relatively slow meteors (Nilsson 1964; Gatrell & Elford 1975). The meteor streams detected in these radar surveys show little overlap with the streams that are recognised visually (and photographically), similar to northern hemisphere radar surveys. Consequently, for some of the mentioned southern hemisphere minor 'streams' it needs to be proven that the meteoroids move in similar orbits, notably for the δ Velids, the α Crucids, the θ Centaurids, the Corona Australids, the τ Cetids, the γ Dorids, and δ Eridanids.

Table 3 summarizes the radiant position and drift, the entry velocity, and magnitude distribution index of each of the 50 selected streams. The table also contains the total number of

observed meteors of each stream, the total effective observing time and the number of observers that contributed to the data. The total contribution of each individual observer is summarized in Table 1.

3. Normalisation of the counts

Meteor rates are commonly expressed in terms of Zenith Hourly Rates (ZHR), which is the hourly rate of meteors seen by a standard observer in optimum conditions: the radiant in the zenith and a star limiting magnitude of 6.5. The subsequent conversion to mass influx rate contains a number of additional corrections, e.g. the mass of a zero magnitude meteor and the effective surface area monitored. These corrections, however, do not change much with the position of the Earth in its orbit and the ZHR activity profile gives a fair picture of the mass influx profile. For the purpose of knowing how many meteors are to be seen at a given time and under given conditions, the Zenith Hourly Rate is a more convenient unit.

The corrected Zenith Hourly Rate (ZHR) is given by:

$$ZHR = \frac{N}{T_{eff}} \times \tau_{\chi}^{6.5-Lm} \times \sin(h_r)^{-\gamma} \times c_p \quad (1)$$

where N is the number of stream meteors observed in a time interval T_{eff} , r and γ are stream (and λ_{\odot}) dependent constants that describe the corrections for the variables limiting magnitude (Lm) and radiant altitude (h_r) respectively. c_p is an observer dependent perception correction. In this section, each of the three corrections in Eq. 1 will be discussed in some detail.

3.1. The Limiting magnitude correction

The meteor rate is a sensitive function of sky conditions: if few stars are visible, few meteors are seen. Figure 1 shows that the dependence of observed (sporadic) rates on star limiting magnitude (Lm) is exponential, $ZHR \sim \tau^{6.5-Lm}$. Such an exponential dependence is expected if the detection probability of a meteor of magnitude x at limiting magnitude Lm equals that of a meteor of magnitude $x - 1$ at limiting magnitude $Lm - 1$ (i.e. Van der Veen 1986a,b; Spalding 1987). In that case, the exponent (r) is expected to be equal to the magnitude distribution index (χ):

$$\chi = n(m+1)/n(m) \quad (2)$$

where $n(m)$ is the number of observed meteors $N(m)$ of brightness m in a given part of the sky corrected for the detection probability $P(m)$ of such meteors in that part of the sky: $n(m) = N(m)/P(m)$. The detection probability (or "probability function") is discussed in the Appendix. In practice, χ is derived from the magnitude distribution after correction for an assumed probability function or, alternatively, from the ratio of stream and sporadic meteors as a function of magnitude, assuming that the probability function is the same for both and by adopting $\chi = 3.4$ for sporadic meteors (Kresakova 1966). The values reported in Table 3 are a compilation of such studies published in NAPO-MS Bulletin and Radiant.

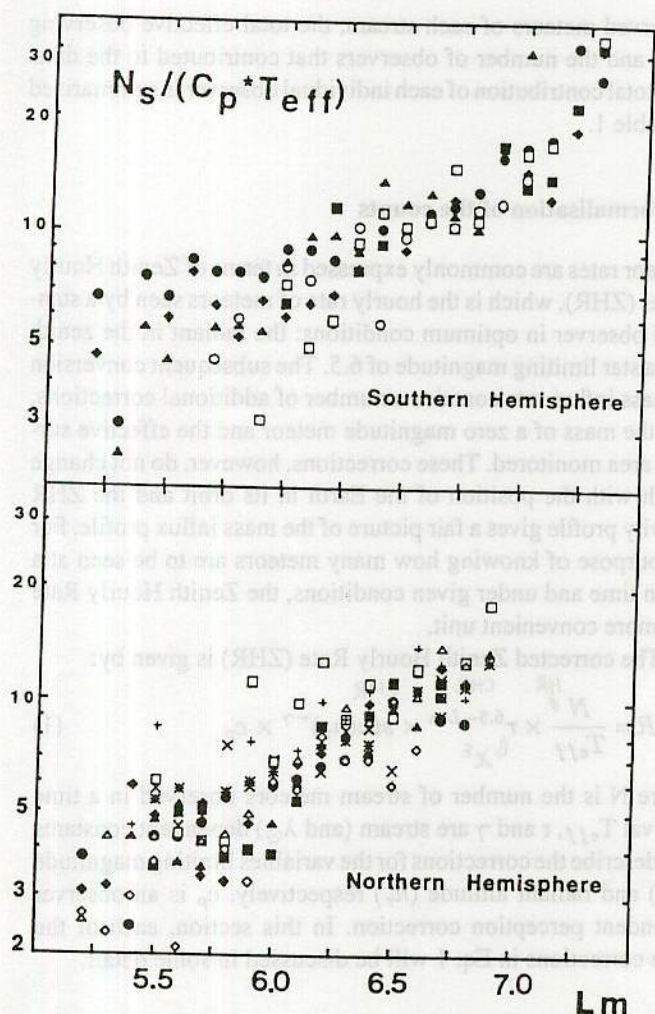


Fig. 1. The limiting-magnitude correction. Sporadic hourly rates, corrected for observer perception (c_p) only, are plotted against the brightness of the faintest star that was seen in a small starfield (L_m). Individual observers are assigned a different symbol

Koschack & Rendtel (1990a,b) argue that $r = \chi$ applies for a group of observers of AKM (Germany). However, I find r to be somewhat smaller than χ , possibly because r is also a sensitive function of the limiting magnitude scale, that is, the relationship between star count and sky conditions, which depends somewhat on the observer's judgement. Linear least squares fits to data as in Fig. 1 result in values of r listed in Table 2. These values are compared to χ from Kresakova (1966) and Levin (1955).

Although r seems to be proportional to χ , there is a systematic difference which should be accounted for. Because my main concern is to normalise all counts to a uniform system, I introduce an exponent ϵ , where:

$$r = \chi^\epsilon \quad (3)$$

ϵ is observer dependent and reflects individual differences in the limiting magnitude scale. Note that differences in the normalisation point ($L_m = 6.5$) will be incorporated in the observer's

perception coefficient (Sect. 3.4). Values of ϵ are listed in Table 1 and range between 0.43 and 0.87.

A constant value of χ is assumed, both as a function of magnitude in the range $m = -3$ to $+5$ (and corresponding mass range of the meteoroids) and as a function of the position along the Earth's path through the stream. The variation of χ is expected to be small over the magnitude range covered. Only for the Bootids and Geminids there is some evidence of a gradual change of χ with magnitude from radar observations (Simek 1987b). However, note that Kresakova (1966) does not see the effect clearly in visual data of the Geminids. All other major streams show linear slopes in the logarithm of the ratio of stream and sporadic meteors versus magnitude between -3 and $+5$.

For most major streams, the variation of χ along the Earth's path is observed to be small, to the point of being negligible, e.g. for the Perseids (Kaiser et al. 1966; Veltman 1983a; Roggemans 1987; Jenniskens 1989b; Andreev 1989), Orionids (Veltman 1986a; Znojil et al. 1987), and Lyrids (Veltman 1985). There is some indication that χ increases towards the outer edges of these streams, but the data are too uncertain to be of value. On the other hand, significant variations of χ are found, again, for the Bootids and Geminids (Boo: Poole et al. 1972; Simek 1975; Bel'kovich et al. 1984; Van der Veen 1989; Gem: Spalding 1982; Roggemans & Koschack 1991; Jenniskens 1992a; Rendtel et al. 1993a). These variations are well studied and are therefore taken into account. Unfortunately, no such information exists of other (minor) short period streams. Note that the Bootids and Geminids are the two narrowest streams encountered in this study, with the doubtful exception of the Ursids, and their behavior of χ is probably atypical.

For the range of limiting magnitude $L_m = 5.2$ until 7.2 , a characteristic error of ± 0.3 in r leads to at most a 15% error in individual rate estimates.

3.2. Correction for moonlight

The moon causes an increase of the brightness of the sky background, which makes meteors and stars more difficult to see. From observations of meteors during the moon eclipses of Jan. 9/10 1982 and May 4/5 1985, Wood (1982b, 1986) found that the decrease of number of meteors observed is exponential with limiting magnitude, with $r = 2.6$ for sporadic meteors and $r = 2.4$ for the Eta Aquarids (compared to $\chi = 3.4$ and 2.7 resp.). Again, the r -values are a bit less than the magnitude distribution index suggesting $\epsilon = 0.78$ and 0.88 respectively. Because these data were obtained by other observers than listed in Table 1, and the values of ϵ are in the range of typical values, I conclude that the limiting magnitude correction gives an appropriate correction for sky condition affected by moonlight. In order not to stress this conclusion too much, I included data only for a moon at altitudes of no more than 30 degrees above the horizon, while the limit for phases of 0.7-1.3 around full moon was set to 5 degrees only. The brightness (I) of the moon, and its disturbing influence, peaks sharply near full moon and changes with phase (F) according to: $F = 1.0$, $I = 100\%$; 0.9 , 60% ; 0.8 , 40% ; 0.7 , 24% ; 0.6 , 16% ; 0.5 , 8% ; 0.4 , 4% , and 0.3 , 2% (Katz 1987). A

Table 2. The limiting magnitude exponent r and the radiant altitude exponent γ as derived by comparing the observed activity in the core of the stream with the activity expected for $r = \chi$ and $\gamma = 1.0$. [1]: χ by Kresakova (1966) [2]: χ by Levin (1955)

stream		log r	r	χ	[1]	[2]	V_∞	γ	$\gamma_{the.}$
SPO	N	0.37 ± 0.03	2.2-2.5	3.4	3.4	3.0	-	-	-
"	S	0.35 ± 0.04	2.0-2.5	"	"	"	"	-	-
LEO	N	0.56 ± 0.12	2.8-4.8	3.4	2.5	2.4	71	1.23 ± 0.50	1.55
DAZ	N	-	-	3.3	2.7	3.7	43	1.03 ± 0.10	1.48
"	S	0.55 ± 0.12	2.7-4.7	"	"	"	"	-	1.55
ORI	N	0.30 ± 0.20	1.3-3.2	3.1	2.9	4.0	67	1.68 ± 0.14	1.47
"	S	0.42 ± 0.03	2.5-2.8	"	"	"	"	1.60 ± 0.27	1.47
EAQ	S	0.38 ± 0.06	2.1-2.8	2.7	2.3	2.3	66	1.06 ± 0.12	1.45
LYR	N	0.38 ± 0.07	2.0-2.8	2.7	2.9	>1.7	49	1.50 ± 0.50	1.43
GEM	N	0.20 ± 0.06	1.4-1.8	2.6	2.6	3.4	36	1.33 ± 0.12	1.40
"	S	0.46 ± 0.08	2.4-3.5	"	"	"	"	1.67 ± 0.32	1.36
PER	N	0.33 ± 0.04	1.9-2.3	2.5	2.4	2.5	61	1.42 ± 0.08	1.41
BOO	N	0.64 ± 0.22	2.6-7.2	2.5	-	2.5	43	1.18 ± 0.08	1.37
TAU	N	0.52 ± 0.10	2.6-4.2	2.3	-	3.0	30	1.67 ± 0.22	1.30
"	S	-	-	"	"	"	"	1.60 ± 0.27	1.30
ACE	S	0.03 ± 0.25	0.6-1.9	2.3	-	-	57	1.32 ± 0.18	1.37
CAP	N	0.26 ± 0.14	1.3-2.5	2.0	-	-	25	1.06 ± 0.19	1.13
"	S	0.49 ± 0.04	2.8-3.4	"	"	"	"	1.86 ± 0.28	1.20

nice way of estimating the moon's brightness is given by Knöfel (1990).

3.3. The radiant altitude correction

Radiant altitudes (h_r) of less than 90° dilute the meteor influx per unit area according to approximately: $\sin(h_r)^{-1}$. Several authors have suggested extending this correction by including such effects as the finite length of meteor trails: $\sin(h_r + 6^\circ)^{-1}$ (Prentice 1953), the fainter brightness of meteors due to a different gradient of atmospheric density along the path and the increase of meteor trail length $[\gamma' \sin h_r + (1 - \gamma') \sin^2 h_r]^{-1}$ (Opik 1940, 1958), and the zenith attraction (Kresak 1964):

$$\sin(h_r) < \gamma'' + (1 - \gamma'') \sin(h_r) \quad (4)$$

where γ'' depends on entry velocity: $\gamma'' = 61.8/V_\infty^2$ in good approximation.

Zvolankova (1983) suggested the general form of Eq. 1, $ZHR \sim \sin(h_r)^{-\gamma}$, and derived $\gamma = 1.47 \pm 0.11$ (1σ) for the Perseid stream. This analysis has been repeated here for several major streams. Figure 2 compares the observed rates before radiant altitude correction (ZHR) with rates derived from a fit to data calculated with $\gamma = 1.0$ and $r = \chi$ (ZHR_0) and plots the ratio ZHR/ZHR_0 as a function of $\sin(h_r)$ in a log-log plot. The slope in these plots is close to the actual value of γ . An iterative process does not significantly change this value. γ varies significantly between 1.0 and 1.8, but is typically about 1.4, which is in good agreement with Zvolankova (1983). The value is larger than 1.0, which probably reflects the fainter brightness of meteoroids of given mass and entry velocity at lower entry angles. There is no strong dependence on entry velocity, nor on

log ZHR/ZHR₀

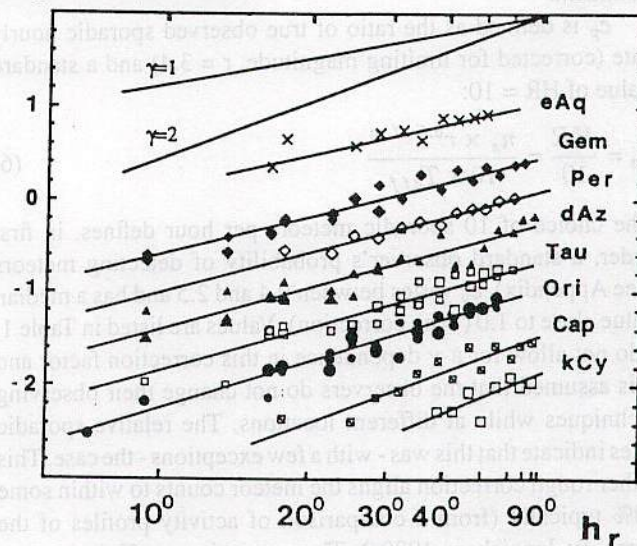


Fig. 2. Radiant altitude correction. The observed rate before radiant altitude (h_r) correction (= ZHR) is compared with rates derived from a fit to data calculated with an assumed $\gamma=1.0$ (ZHR_0). The ratio ZHR/ZHR_0 is plotted versus $\sin(h_r)$ in a log-log diagram. The slope in each graph is approximately equal to the correct γ

magnitude distribution index. However, γ is expected to depend weakly on χ . In case the fainter meteors (Δm) cause a decrease in number density proportional to $\chi^{\Delta m}$ and Δm relates to h_r according to: $m_{ph} \sim -0.67 \log(\sin(h_r))$ (Jacchia et al. 1967, from photographic data), one has:

$$\gamma = 1 + 1.08 \log(\chi) \quad (5)$$

Eq. 5 takes into account that the photographic magnitudes relate to visual estimates according to $m_v = 0.71 \times m_{ph} + 1.30$ for the range of magnitudes ($m_v = -0.5$ to $+2.5$) over which the $\sin(h_r)$ -dependence was derived (Jacchia et al. 1967). The theoretical value from Eq. 4 and Eq. 5 is listed in Table 2. The results are in good agreement with the values derived from the observations.

I have adopted $\gamma = 1.4$ for all meteor streams, and a minimum radiant altitude of 10 degrees.

3.4. Observer perception

The observer dependent correction allows for systematic differences in rate counts among observers. These are mainly due to different detection limits and different observing techniques (concentrating on a small field of view in the center of vision or watching the entire sky).

I chose to normalise the counts assuming a similar probability function for stream and sporadic meteors, by comparing the observed sporadic rates to a canonical value of 10 meteors/hr at 0^h local time in early August (or early March in the southern hemisphere). The choice of date and local time is because of daily and annual variations of the sporadic flux. These variations are small in this part of the day and in this part of the year

(Srirama Rao et al. 1978; Hughes 1978) and observations are abundant.

c_p is defined as the ratio of true observed sporadic hourly rate (corrected for limiting magnitude, $r = 3.4$) and a standard value of $HR = 10$:

$$c_p = \frac{HR}{10} = \frac{n_s \times r^{6.5-Lm}}{10 \times T_{eff}} \quad (6)$$

The choice of 10 sporadic meteors per hour defines, in first order, a standard observer's probability of detecting meteors (see Appendix). c_p varies between 0.4 and 2.5 and has a median value close to 1.0 (= no correction). Values are listed in Table 1. I do not allow for a χ dependence in this correction factor and it is assumed that the observers do not change their observing techniques while at different locations. The relative sporadic rates indicate that this was - with a few exceptions - the case. This rather rough correction aligns the meteor counts to within some 20% typically (from a comparison of activity profiles of the Perseids: Jenniskens 1989a). The perception coefficients were found to vary little from year to year with a one sigma spread of about only 8% (Table 1).

Figure 3 shows the annual variation of sporadic activity after correction for observer perception. The sporadic meteors are all those meteors that are not from one of the radiant listed in Table 3. The southern hemisphere has almost constant rates, while the northern hemisphere has lowest rates in spring ($\lambda_{\odot} = 30$) and highest rates in autumn ($\lambda_{\odot} = 230$). This annual variation is mainly due to the position of the ecliptic, with sporadic activity being higher for a higher position of the ecliptic on the sky (dashed line in Fig. 3). The observed peak-to-peak variation is not large: only some 40% at +52N. (It is not excluded that the rates are affected by variations in observer perception, due to observers who try a bit harder in the quiet season.)

The sporadic rates are not much affected by the selection of minor streams from the sporadic background. The average HR is around 9-9.5, slightly less than 10, due to the use of a median c_p value and a skewness of the c_p distribution to high values.

3.5. Distance between center of vision and the radiant

The observed rates depend strongly on the angular distance between center of vision and the radiant (D). There is an optimum at about 35 degrees distance and rates drop quickly for distances beyond 90 degrees. Wood (1986) suggested the relation shown in Fig. 4. This is compared to the number of meteors photographed by a series of 21 small F2/50mm cameras that homogeneously covered the sky above 15 degrees altitude during the summer campaign in 1989 from Meterik in the Netherlands (ter Kuile 1989). The data are in good agreement. The first two points of photographic data are most severely affected by the difference between the integrating properties of photographic film and the human eye and can be neglected in the comparison with the proposed dependency for visual counts. Visual observers are alerted by movement and see less meteors when observing straight at the radiant than by observing $D = 35$ degrees away from it.

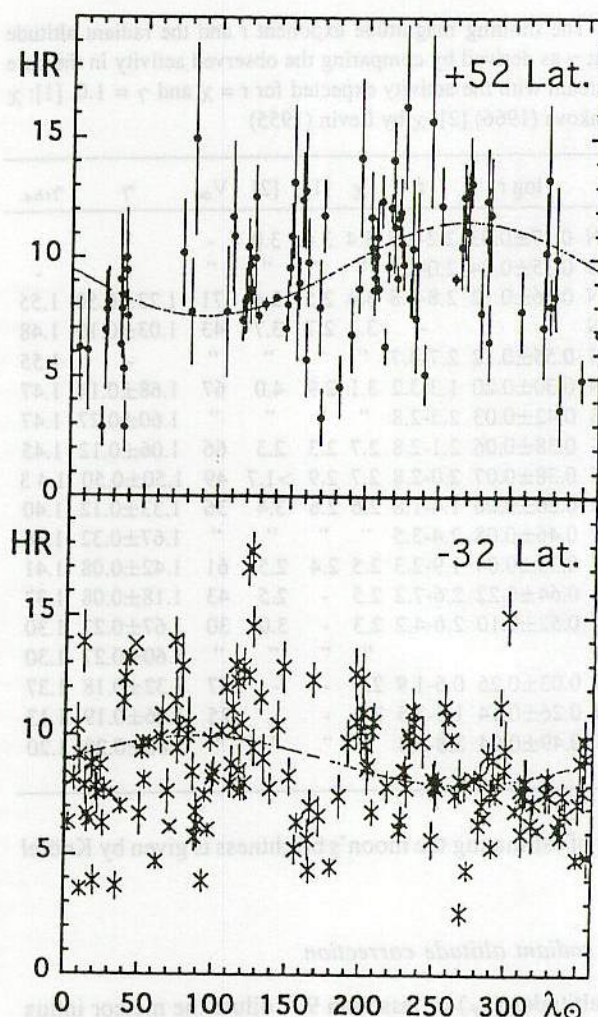


Fig. 3. Annual variation of sporadic activity $HR = n_s / (c_p T_{eff})$ on southern and northern hemisphere. The rates are averages of rates between local time 22:00 h and 04:00 h

Because the center of vision is usually within 60 degrees from the radiant, no additional correction of the rates is needed. However, observers may occasionally have watched further away from an active radiant, for example, when observing several streams simultaneously. This can cause a systematic underestimation of rates up to a factor of two.

3.6. Year to year variations in meteor activity

Evidence has accumulated that the rates of the major stream vary from year to year. However, many reports of such variations are the result of instrumental effects and variable observing conditions. With the exception of meteor outbursts that are associated with recent cometary ejecta (Jenniskens 1994), large annual variations in meteoroid flux along the mean orbit of the stream are not likely, because the dispersion in meteoroid velocities is such that any density variation along the orbit of the comet is smoothed out in tens to hundreds of years (i.e. Murray et al. 1980).

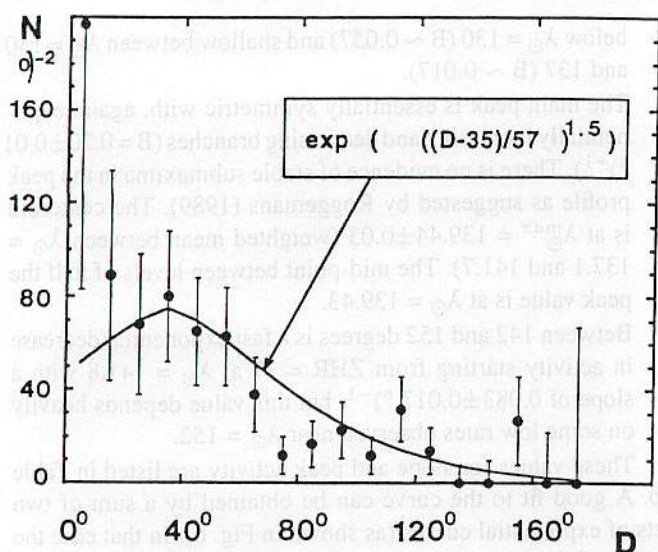


Fig. 4. Rates as a function of the angular distance (D) between the center of vision and the radiant. A functional dependence suggested by Wood (1986) is compared to the number of photographed meteors by a system of 21 small cameras that covered the sky homogeneously above 15° altitude during a Perseid campaign (ter Kuile 1989)

Annual variations of the peak activity of some major streams have been reported at the level of 20-50%, and have been linked to conditions in the upper atmosphere, notably to variations in the density gradient at altitudes near 100 km (Lindblad 1968; Hughes 1974; Ellyett 1977). The density at a given altitude in the upper atmosphere is found to decrease up to 35% during a geomagnetic storm and by 10-15% following a geomagnetic disturbance. Lindblad (1978) found this to directly affect meteor radar rates by 20-25%. A decrease in density gradient will result in a lower peak brightness (Δm) for a meteoroid of given mass and entry conditions, which again may result in lower detection rates by about a factor $\chi^{\Delta m}$. Alternatively, planetary perturbations by Jupiter have been proposed as the cause of the small periodic variations in meteoroid flux density (i.e. Hajduk 1986). The 12 yr period of Jupiter comes close to the 11 yr periodicity in solar activity, which affects the upper atmosphere conditions. However, currently there is no evidence that Jupiter is the cause of the variations. Finally, detectable variations in stream activity are expected when the geometry of Earth orbit and meteoroid orbits changes quickly. For example, the Bootids and Geminids are swept by the Earth's path over a timescale of 100 yr (Murray et al. 1980; Fox et al. 1982). But this process is so slow as not to affect the relative rates over the 11 year period considered here.

Figure 5 shows the Perseids and Orionids for individual years between 1981-1991 (which covers one solar cycle from max. to max.). The rates of these streams are, again, found to vary by typically 20% from year to year. Peak rates occurred in 1985 during solar minimum. Previously, peak activity was noticed in 1963 and possibly in 1953 (Lindblad 1968, 1980; Hughes 1976; Zvolankova 1984) from which a period of 11 yr follows and a period of 12 yr is excluded.

For the other major streams, for which fewer returns have been observed, I find no significant variation from year to year,

(Z)HR

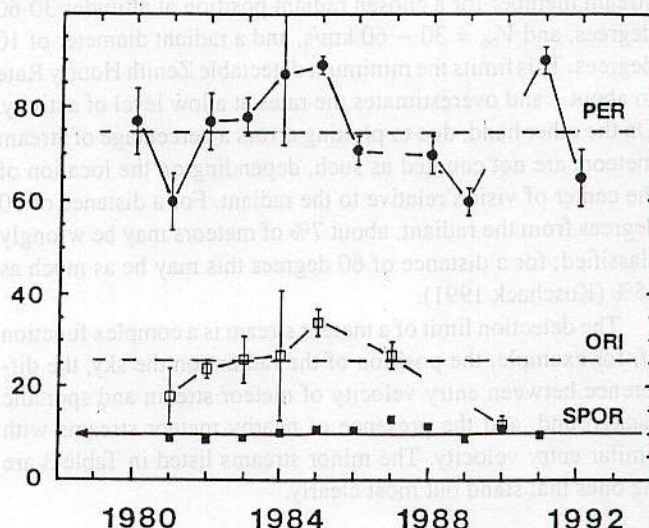


Fig. 5. The year to year variation of peak activity of the Perseids, Orionids, and sporadics. Data for the Perseids of 1980 are discussed in Jenniskens (1992b)

that is, over a factor of two or more, with the exception of occasional meteor outbursts, like those of the Lyrids in 1982 and the Ursids in 1986. Meteor outbursts are rare and stand out clearly from the annual activity. From this result I make the assumption that the rates of the minor streams, similarly, do not vary significantly from year to year. This justifies the combination of data from several returns in order to gain in statistical weight.

3.7. Discussion of uncertainties

Adding data of several returns decreases the statistical error in the counts, but at some point other random errors, or worse, systematic errors become the dominant limiting factor.

The statistical error in the meteor counts, which have a Poisson distribution, is given by:

$$\sigma ZHR = ZHR / \sqrt{N} \quad (7)$$

where N is the total number of observed stream meteors. For $N = 1$ the best estimate of the ZHR is at 2/3 times the calculated value.

For large enough N systematic errors become dominant. After correction for limiting magnitude, observer perception, and radiant altitude dilution, which all carry a limited accuracy, there remain uncertainties due to possible changes of observing technique, lack of concentration, a viewing direction far away from the radiant, etc. For a large enough dataset these may act as random errors, but that is not at all certain. For example, minor streams are often observed during the activity of a major stream. In that case, there may be a systematic constraint on the viewing direction with respect to the radiant.

The activity curves are sensitive to meteor classification errors. The contamination by sporadic meteors in the counts due to chance alignment has been estimated by Koschack (1991),

who found that 3-5 % of sporadic meteors are classified as a stream member for a chosen radiant position at altitudes 30-60 degrees, and $V_{\infty} = 30 - 60$ km/s, and a radiant diameter of 10 degrees. This limits the minimum detectable Zenith Hourly Rate to about 1 and overestimates the rates at a low level of activity. On the other hand, due to plotting errors a percentage of stream meteors are not counted as such, depending on the location of the center of vision relative to the radiant. For a distance of 30 degrees from the radiant, about 7% of meteors may be wrongly classified; for a distance of 60 degrees this may be as much as 25% (Koschack 1991).

The detection limit of a meteor stream is a complex function of, for example, the position of the radiant on the sky, the difference between entry velocity of meteor stream and sporadic background, and the presence of nearby meteor streams with similar entry velocity. The minor streams listed in Table 3 are the ones that stand out most clearly.

4. The shape of the activity curves

Zenith Hourly Rates are calculated for each observation, which then are averaged over an interval in solar longitude (λ_{\odot}) in order to arrive at rate estimates of about equal statistical weight. The ZHR data are plotted on a single-log scale against λ_{\odot} (equinox 1950.0). Several of the major streams are shown in Figs. 6-9, all other streams in Fig. 11. Southern hemisphere data, from NAPO-MS members, are given by crosses, while the northern hemisphere data, from DMS members, are given by dark points. The individual points are not smoothed by a sliding mean, because that may affect the slopes of the ZHR curves, but instead are averaged over an interval in solar longitude not exceeding 1 degree. This retains full time resolution (1 hour intervals) if indicated by the density of points. Error bars are according to Eq. 7, where N is the total number of observed meteors in an interval of solar longitude.

4.1. The Perseids

The *Perseids* is the best studied stream, because meteors appear during summer holiday in the northern hemisphere. In total, 14,635 meteors are selected for the construction of the activity profile in Fig. 6.

The data can be compared to the fairly completely sampled Perseid results of Denning (1898), Zvolankova (1984), Lindblad (1986), Veltman (1983b, 1984, 1986b), and Mason & Sharp (1981), which is done in (Jenniskens 1986). There is good agreement between these visual results and the radar data by Simek & McIntosh (1986) and Lindblad & Simek (1986). The activity profile is well represented by four straight lines in a log-normal plot:

- 1 Between 120 and 137° there is a nearly exponential increase of activity (a linear increase in Fig. 6) with a slope (B) of $B = 0.050 \pm 0.005$ in $\log(\text{ZHR})$ per degree of solar longitude up to a level of activity of $\text{ZHR} = 18$ at $\lambda_{\odot} = 137.0$. There is some evidence that the slope may be somewhat steeper

below $\lambda_{\odot} = 130$ ($B \sim 0.057$) and shallow between $\lambda_{\odot} = 130$ and 137 ($B \sim 0.017$).

- 2 The main peak is essentially symmetric with, again, exponentially increasing and decreasing branches ($B = 0.20 \pm 0.01$ °⁻¹). There is no evidence of stable submaxima in the peak profile as suggested by Roggemans (1989). The centroid is at $\lambda_{\odot}^{\text{max}} = 139.44 \pm 0.03$ (weighted mean between $\lambda_{\odot} = 137.1$ and 141.7). The mid-point between levels of half the peak value is at $\lambda_{\odot} = 139.43$.
- 3 Between 142 and 152 degrees is a fast exponential decrease in activity starting from $\text{ZHR} = 17$ at $\lambda_{\odot} = 141.8$ with a slope of 0.083 ± 0.017 °⁻¹, but this value depends heavily on some low rates observed near $\lambda_{\odot} = 152$.

These values for slope and peak activity are listed in Table 3b. A good fit to the curve can be obtained by a sum of two sets of exponential curves (as shown in Fig. 6). In that case the slopes of the main peak come out a bit steeper: $B = 0.35$ and ($\text{ZHR}_{\text{max}} = 70$) and the background component has $B^+ = 0.050$, $B^- = 0.092$ ($\text{ZHR}_{\text{max}} = 23$). Note that this fit does not account for a possible shoulder near $\lambda_{\odot} = 130$ (Fig. 6).

The nodal regression of the orbit can be derived by comparing the centroid of this profile with that of Denning (data from 1868-1896; mean 1885) and the weighted mean time of maximum given by Zvolankova (1946-1953), Lindblad (1953-1981), and Mason & Sharp (1980). These values are respectively $\lambda_{\odot} = 139.31 \pm 0.08$, 139.22 ± 0.08 , 139.28 ± 0.03 , and 139.33 ± 0.05 . This suggests that there are significant variations of the node of the Perseids on a timescale of 100 yrs, with a positive shift of some 0.0047 ± 0.0005 °/yr in recent years. However, historic records of Perseid returns indicate that over long periods of time (t) the node remains fairly constant. Over the past two millenia Hughes (1982a) has: $\lambda_{\odot}^{\text{max}}(1950.0) = 138.48 + 0.00038 \pm 0.00027(1950.0 - t(\text{yr}))$.

4.2. The Geminids

Another example of a stream with a definite background tail in activity is the *Geminids*. The Geminids are as active as the Perseids, but observations are hampered by bad weather conditions during the winter. The northern hemisphere data are mainly from 1990 and 1991. The stream is observable from the southern hemisphere, although under less favorable conditions. The calculated ZHR values from northern and southern hemisphere data are found to deviate by 35%.

Again, the profile is well represented by exponential slopes. However, contrary to the Perseids, and most other streams, there is clear evidence for asymmetry in the main peak, with a shallower ascending branch. A fit to the main peak gives: $B^+ = 0.39 \pm 0.04$ and $B^- = 0.72 \pm 0.10$. A decomposition in two components with exponential slopes centered at the peak position gives $B^+ = 0.59 \pm 0.07$ and $B^- = 0.81 \pm 0.10$ ($\text{ZHR}_{\text{max}} = 74$) for the main peak. The asymmetry in the peak may reflect the way particles are lost from the parent body. Fox et al. (1982) showed that the pre-peak material is probably ejected at anomalies between 0-135 and post-peak material contains somewhat

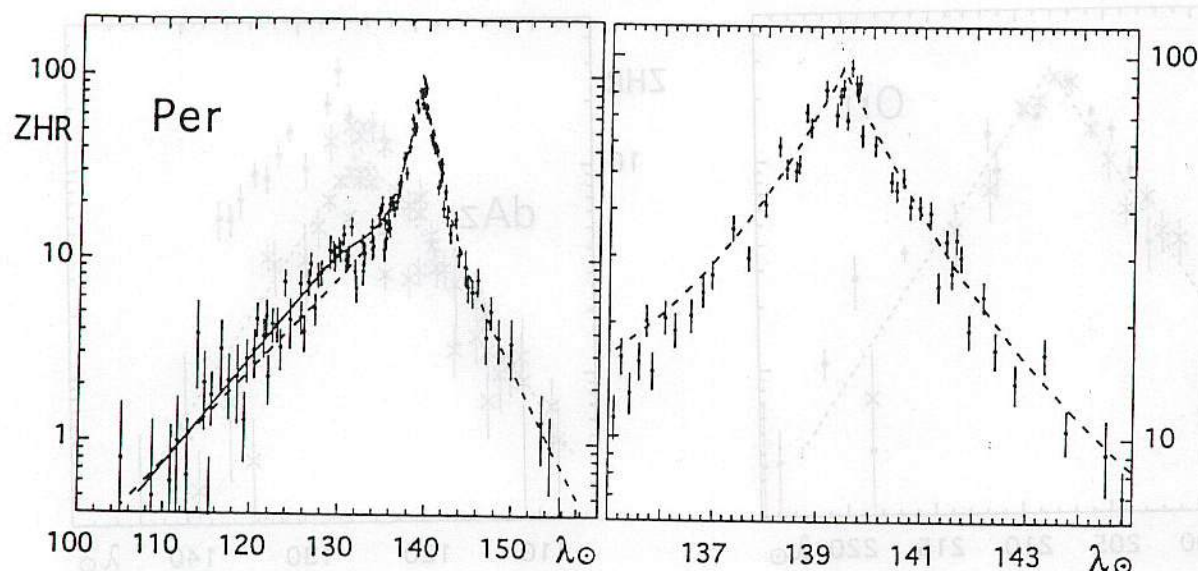


Fig. 6. The Perseids

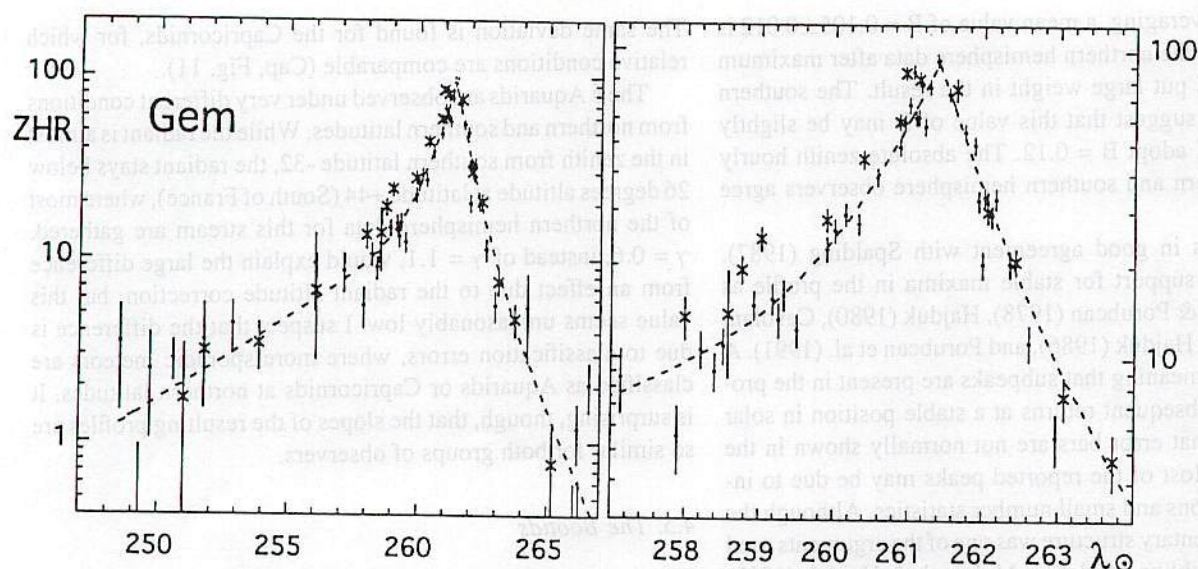


Fig. 7. The Geminids

more material ejected between anomalies 180 and 225. Alternatively, planetary perturbations can account for an asymmetry, although there is no sign of the hollow structure that was found in the modelling (Jones 1985). The effect of radiation forces is discussed in Olsson-Steel (1987).

McIntosh & Simek (1980) found a relationship between the time of maximum and meteor magnitude: $\lambda_{\odot}^{max} = 261.3 - 0.135m$. This result is confirmed from visual observations by Spalding (1984), who considered meteor rates averaged over time intervals of 0.25 days and found: $\lambda_{\odot}^{max} = 261.55 \pm 0.05 - 0.078 \pm 0.025m_v$. Simek (1978) found from radar data that the maximum for given meteor magnitude is at: $260.54 \pm 0.11 (+6)$, $261.17 \pm 0.07 (+1.8)$ and $261.39 \pm 0.09 (-1.3)$, which results in $\lambda_{\odot}^{max} = 261.29 - 0.118m_v$. A combination of the activity curve and the change of χ over time suggests that the true maximum doesn't change very much, but the skewness of the profile

is magnitude dependent. The time of maximum derived from fitting exponential slopes to the data hasn't shifted significantly in 15 yrs: $\lambda_{\odot} = 261.4 \pm 0.2$ (1969-1980, Spalding 1982), $\lambda_{\odot} = 261.4 \pm 0.1$ (1990-1991, our data). There is no evidence of a significant shift of the node since the discovery of the stream in the beginning of the 19th century. The peak in activity remained within error at 261.3 ± 0.2 (Spalding 1982), i.e. $d\lambda_{\odot}/dt < 0.002^\circ/\text{yr}$.

4.3. The Orionids

Most streams satisfy a single set of exponential slopes. One example is the *Orionids*, which has a symmetrical profile: rising and falling ZHRs have a slope of $B^+ = 0.122$, $B^- = 0.098$ in the northern hemisphere data, and $B^+ = 0.140$, $B^- = 0.140$ in the southern hemisphere data. By folding the data around the time of

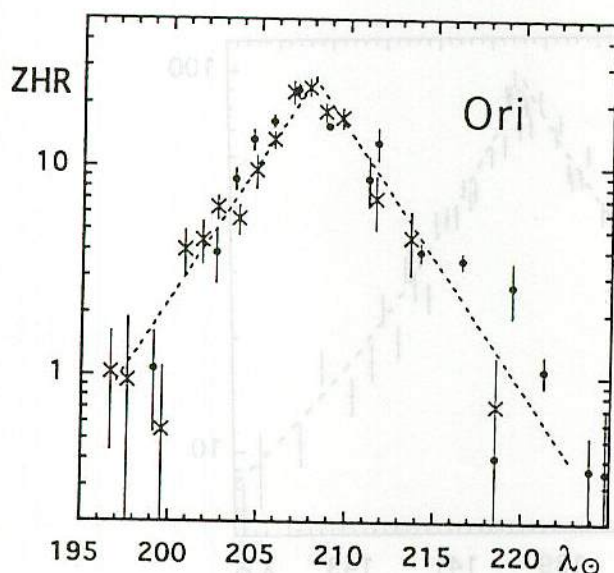


Fig. 8. The Orionids

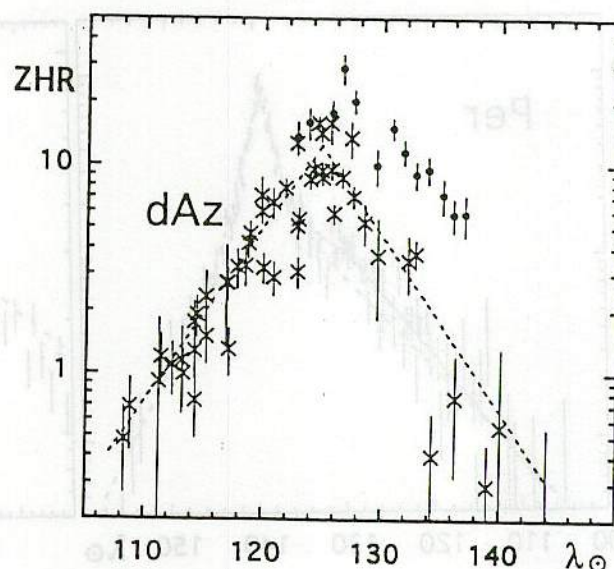


Fig. 9. The Delta Aquarids

maximum, and averaging, a mean value of $B = 0.105 \pm 0.012$ is obtained because the northern hemisphere data after maximum are abundant and put large weight in the result. The southern hemisphere data suggest that this value of B may be slightly underestimated. I adopt $B = 0.12$. The absolute zenith hourly rates from northern and southern hemisphere observers agree well.

The profile is in good agreement with Spalding (1987). Again, I find no support for stable maxima in the profile as reported by Stohl & Porubcan (1978), Hajduk (1980), Cevolani & Hajduk (1987), Hajduk (1986), and Porubcan et al. (1991). A stable maximum meaning that subpeaks are present in the profiles of several subsequent returns at a stable position in solar longitude. Note that error bars are not normally shown in the published data. Most of the reported peaks may be due to instrumental variations and small number statistics. Although the existence of filamentary structure was one of the arguments used in favour of the Ribbon Model by McIntosh & Hajduk (1983) and McIntosh & Jones (1988), the model does not necessarily imply such filamentary structure. An important result in favour of a Ribbon Model for the Halley streams is the similar width ($B = 0.080 \pm 0.014$ and 0.12 ± 0.02 respectively) and the relative level of activity for η Aquarids and Orionids. Notably, the η Aquarids are only slightly stronger than the Orionids ($ZHR_{max} = 37$ and 25 respectively).

4.4. The Delta Aquarids

The worst cases with respect to an agreement between southern and northern hemisphere observers, are the streams of *Capricornids* and *Delta Aquarids*. Figure 9 shows the δ Aquarids. The profile is well represented by a single set of exponential slopes and the profile is symmetric, but the northern latitude observers (descending branch only) find systematically a factor of 3 higher rates. This is the most deviant case in terms of agreement in absolute values between southern and northern hemisphere data.

The same deviation is found for the *Capricornids*, for which relative conditions are comparable (Cap, Fig. 11).

The δ Aquarids are observed under very different conditions from northern and southern latitudes. While the radiant is almost in the zenith from southern latitude -32 , the radiant stays below 26 degrees altitude at latitude $+44$ (South of France), where most of the northern hemisphere data for this stream are gathered. $\gamma = 0.6$, instead of $\gamma = 1.1$, would explain the large difference from an effect due to the radiant altitude correction, but this value seems unreasonably low. I suspect that the difference is due to classification errors, where more sporadic meteors are classified as Aquarids or Capricornids at northern latitudes. It is surprising, though, that the slopes of the resulting profiles are so similar for both groups of observers.

4.5. The Bootids

Few data are available for the *Bootids*, or *Quadrantids*, a major stream that occurs in early January, often in bad weather conditions. The stream is exceptionally narrow (e.g. Hughes et al. 1979). Most of the stream's activity variation occurs in a single night, during which the radiant has a lower culmination at low altitude in the late evening and rises high up in the sky in the early morning. As a result, there are quick variations of the various correction factors and, consequently, many observational data reported in the literature are seriously in error.

The stream has been studied extensively by radar. The most thorough study is that by McIntosh & Simek (1984). These data do not show a profile that is well represented by two exponential slopes (Fig. 10). The data in all three groups of echo durations seem to be saturated in the peak of the profile between $\lambda_{\odot} = 282.40$ and 282.75 . Surely, this is a perfect example of data not agreeing with the assumption that emerges from the analysis of previous ZHR curves: that all streams obey linear slopes in log-normal curves. However, data of Bel'kovich et al. (1984) do not show this "saturation", while ascending and descending

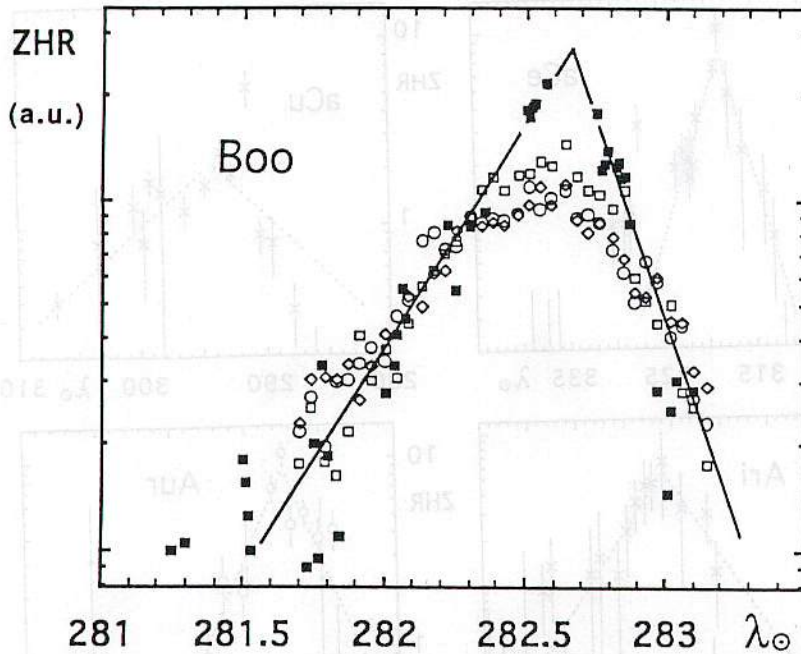


Fig. 10. Radar data for the Bootids. Open symbols: McIntosh & Simek (1984), closed squares: Bel'kovich et al. (1984). The former data show saturation between solar longitudes 282.40 and 282.75

branches agree well with McIntosh & Simek in the "unsaturated" part of their data, where $B^+ = 1.29$ and $B^- = 2.28$ (Fig. 10). Also data of Poole et al. (1972) do not show signs of saturation ($B^+ (= B^-) = 1.5$, $\lambda_{\odot}^{max} = 282.60 \pm 0.08$). I conclude that the Bootids, too, are well represented by a set of exponential slopes and that, indeed, the detection of Bootids by McIntosh & Simek is saturated in the peak of the profile. Note from their figures that the real peak is reduced to a minor increase. The time of maximum is at 282.64 ± 0.02 (data obtained between 1958 and 1981).

The visual data, shown in Fig. 11, agree well with the radar data concerning the width of the stream. The data have been complemented with results by Nolle & Koch (1988), shown by open symbols in Fig. 11. I find a fairly symmetric profile with $B = 1.8 \pm 0.4$ and a peak at $\lambda_{\odot} = 282.62 \pm 0.03$ (for data centered on 1987). Recent results from the return of 1992 by Rendtel (1993b) have a peak at $\lambda_{\odot} = 282.51 \pm 0.04$ and slopes $B^+ = 1.4 \pm 0.2$ and $B^- = 2.2 \pm 0.7$, while similar data from 1989 give: $\lambda_{\odot} = 282.67 \pm 0.06$, $B^+ = 1.1 \pm 0.2$, $B^- = 1.6 \pm 0.2$. These data suggest a similar skewness in the profile than found for radar data and a difference in time of maximum with respect to the radar data of less than $\Delta\lambda_{\odot} = 0.15^\circ$. These results are at odds with data by Hindley (1971), who has typically a steeper descending branch and a peak position shifted to higher solar longitude: $\lambda_{\odot} = 282.82 \pm 0.04$ (1970 and 1971) and slopes $B^+ = 1.66$, $B^- = 2.56$ (1970) respectively $B^+ = 1.19$, $B^- \sim 5$ (1971), suggesting that $\Delta\lambda_{\odot} \sim 0.26^\circ$ (e.g. Hughes et al. 1979). It is possible that there are significant variations from year to year around the mean position, but the results are very sensitive to the reduction procedure and should be interpreted with care.

By combining the times of maximum activity derived from visual data listed in Prentice (1953) and Hughes et al. (1979), I find a nodal regression of: $\lambda_{\odot}^{max} = 282.81 \pm 0.03 - 0.0048 \pm 0.0007(1950.0 - t(\text{yr}))$, which gives a good fit to the data of

the Bootids since their discovery in January 1835. This value is close to the maximum value calculated from theory by Hughes et al. (1981). Evidence that the nodal regression for visual meteors is different from that of radio meteors (i.e. Hughes et al. 1981) is weak.

The Bootids do show a background activity similar to the Geminids, but the slopes before and after maximum are ill defined in our data. The adopted values in Table 3c agree with more extensive data by Nolle & Koch (1988) and Rendtel et al. (1993b).

4.6. Conclusions

In conclusion, all meteor streams discussed in this section are in first order well represented by linearly ascending and descending branches if plotted on a logarithmic scale, i.e.:

$$ZHR = ZHR_{max} 10^{-B|\lambda_{\odot} - \lambda_{\odot}^{max}|} \quad (8)$$

Some streams need a combination of at least two of such curves. The main peak of most major streams is symmetric, that is, $B^+ = B^-$ (exceptions: Gem and Boo).

I checked whether a power law, like an r^{-2} dependence, could fit the data. Only the outer parts of, for example, Perseids and Orionids are represented equally well by an r^{-2} dependence. The inner part shows a much less steep decrease in activity, where the inner part for the Perseids is between 10 days before maximum and 3 days after, and for the Orionids between 3 days before and 4 days after peak activity.

5. Results for other streams

Figure 11 shows the ZHR data of the other 45 streams, in a similar format as before. I assume that most other streams are also well represented by a (single) set of exponential curves.

極大までの増加のしき、極大からの減少のしきは
Bで決まる。増加のBと減少のBは、ほとんど"等値"で
同じ、つまり対称形。

MSS-086

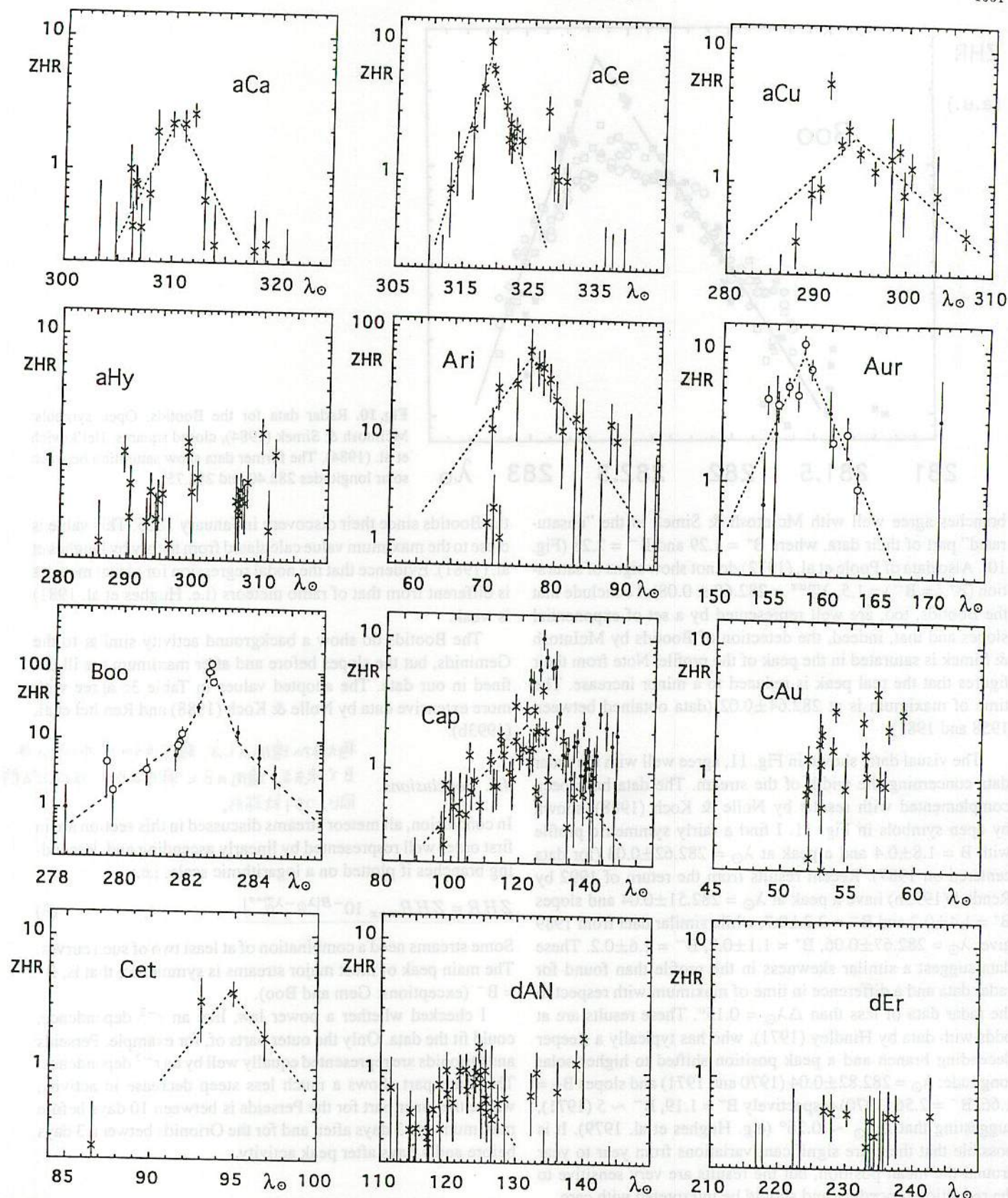


Fig. 11. Meteor stream activity curves of all other streams not shown in Figs. 6-9. Crosses refer to data by NAPO-MS members (southern hemisphere) and dark points are data by DMS members (northern hemisphere). The results for Bootids (Boo), Aurigids (Aur), and Ursids (Urs) are complemented with results of Nolle & Koch (1988), Rendtel (1990b), and results from other DMS observers respectively. These data are shown by open circles

MSJ-086

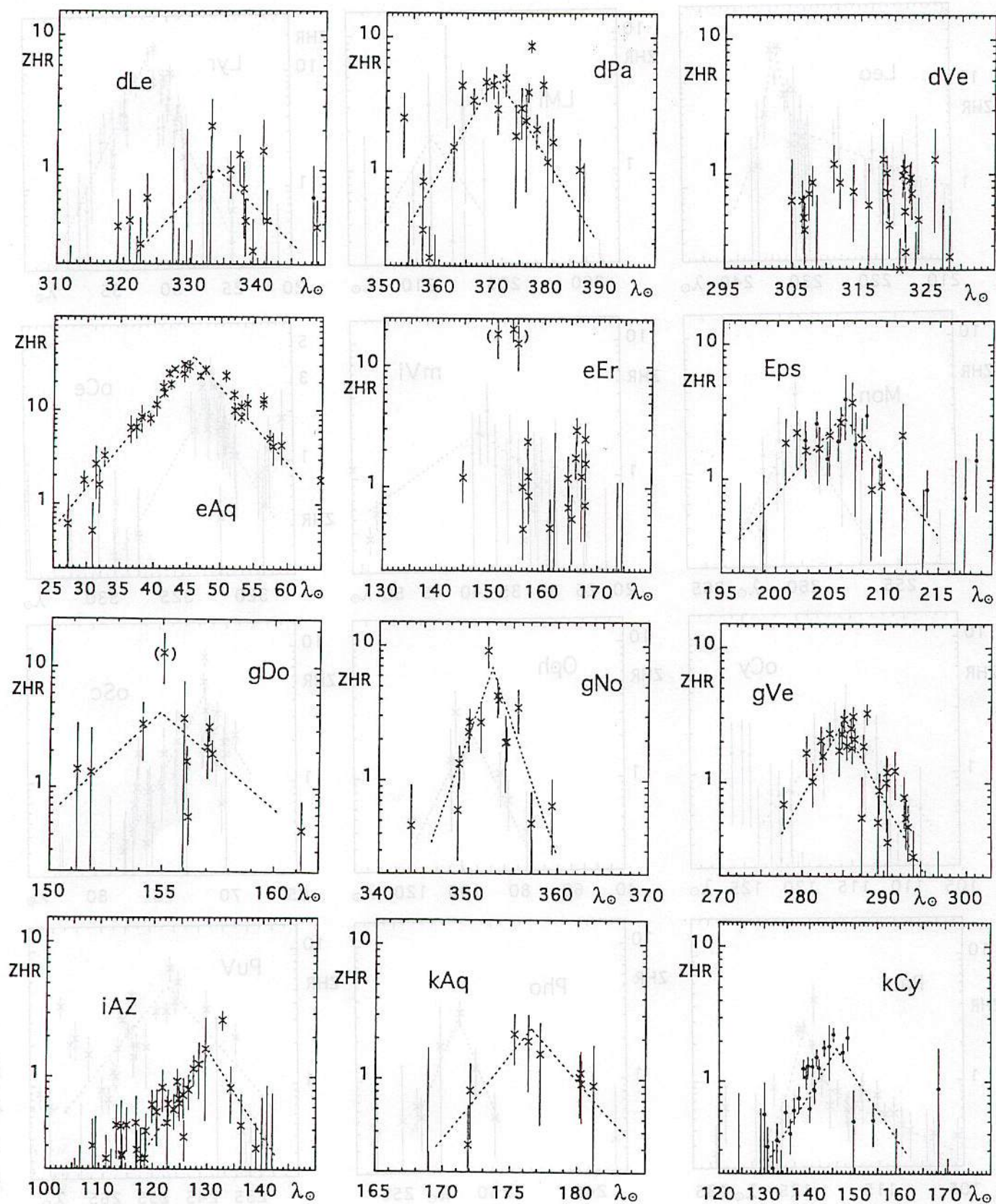


Fig. 11. (continued)

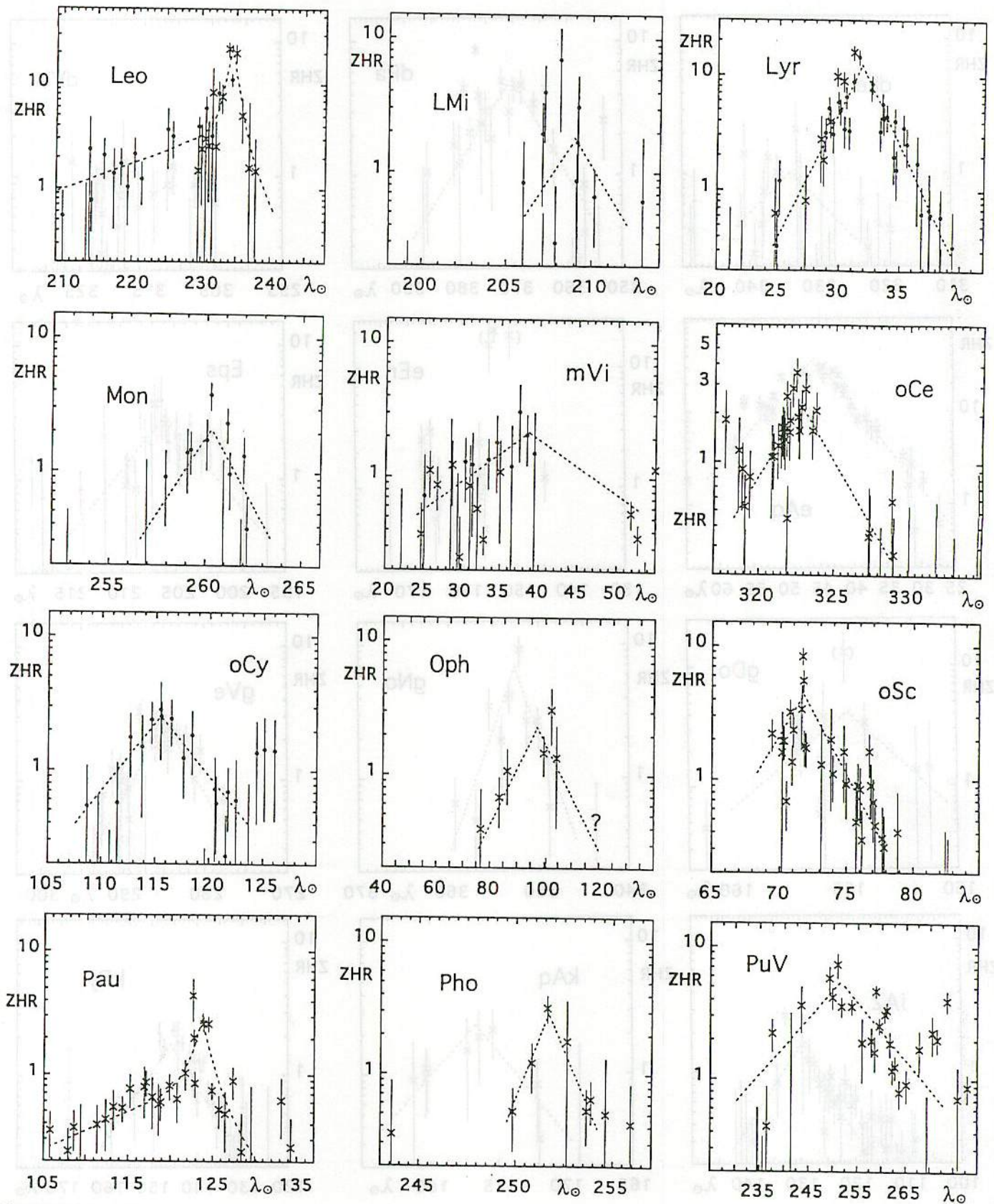


Fig. 11. (continued)

MSS-086

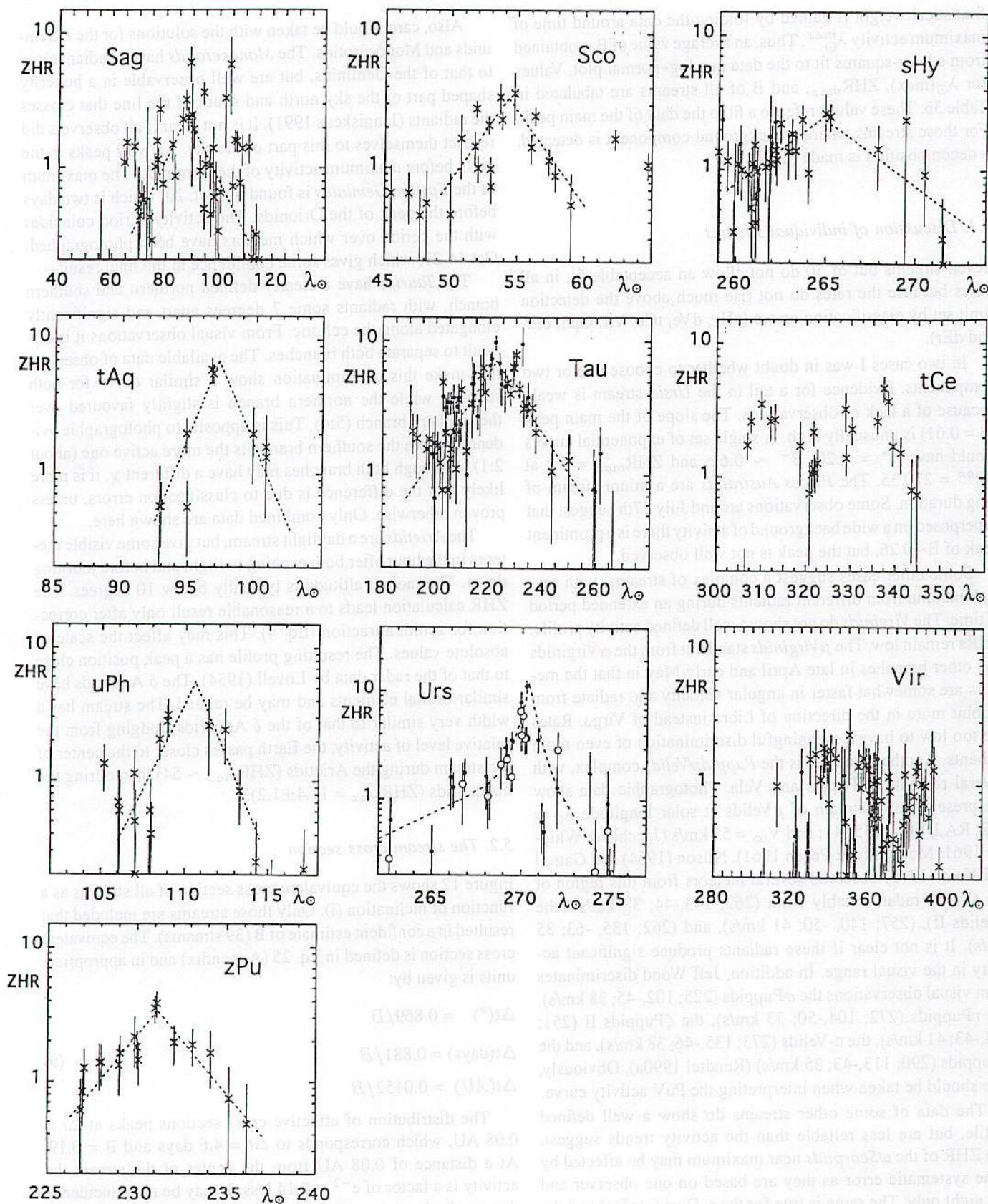


Fig. 11. (continued)

Statistical weight is gained by folding the data around time of maximum activity λ_{\odot}^{max} . Thus, an average value of B is obtained from a least-squares fit to the data in a log-normal plot. Values for $\lambda_{\odot}(max)$, ZHR_{max} , and B of all streams are tabulated in Table 3b. These values refer to a fit to the data of the main peak. For those streams where a background component is detected, a decomposition is made (Table 3c).

5.1. Discussion of individual streams

Seven streams out of 50 do not allow an acceptable fit, in all cases because the rates do not rise much above the detection limit set by classification errors (aHy, dVe, tCe, Vir, Oph, eEr, and dEr).

In two cases I was in doubt whether to choose one or two components. Evidence for a tail in the *Ursid* stream is weak, because of a lack of observations. The slope of the main peak ($B = 0.61$) is unusually high. A single set of exponential curves would have $B^+ = 0.20$, $B^- \sim 0.62$, and $ZHR_{max} = 6.2$ at $\lambda_{\odot}^{max} = 270.35$. The *Pisces Australids* are a minor stream of long duration. Some observations around July 27th suggest that superposed on a wide background of activity there is a prominent peak of $B \sim 0.26$, but the peak is not well observed.

Some other cases suggest a complex of streams, with several maxima from different radiants during an extended period of time. The *Virginids* do not show a well defined activity profile. ZHRs remain low. The μ *Virginids* stand out from the α *Virginids* and other branches in late April and early May in that the meteors are somewhat faster in angular velocity and radiate from a point more in the direction of Libra instead of Virgo. Rates are too low to have a meaningful discrimination of even more radiants. Another example is the *Puppids/Velids* complex, with several radiants in Puppis and Vela. Photographic data show the presence of a stream of μ *Velids* at solar longitude $\lambda_{\odot} = 262$; RA, DEC = 155, -41; and $V_{\infty} = 55$ km/s (Jacchia & Whipple 1961; McCrosky & Posen 1961). Nilson (1964) and Gattrell & Elford (1975) observed several meteors from this region of the sky by radar, notably from (262; 143, -44; 38 km/s - the γ *Velids* II), (257; 140, -50; 41 km/s), and (262; 135, -63; 35 km/s). It is not clear if these radiants produce significant activity in the visual range. In addition, Jeff Wood discriminates from visual observations the σ *Puppids* (225; 102, -45; 38 km/s), the τ *Puppids* (272; 104, -50; 33 km/s), the ζ *Puppids* II (251; 123, -43; 41 km/s), the c-*Velids* (273; 135, -46; 38 km/s), and the π *Puppids* (290; 113, -43; 35 km/s) (Rendtel 1990a). Obviously, care should be taken when interpreting the PuV activity curve.

The data of some other streams do show a well defined profile, but are less reliable than the activity trends suggest. The ZHR of the ω *Scorpiids* near maximum may be affected by some systematic error as they are based on one observer and one night only. The same is true for the γ *Dorids* (gDo) and the ϵ *Eridanids* (eEr). If the latter stream is associated with the new ($e = 1.00025$, Marsden 1983) comet Kinkorfues 1853 III, then a maximum is expected at $\lambda_{\odot} = 169$ instead of 152 (Drummond 1981).

Also, care should be taken with the solutions for the ϵ *Geminids* and *Monocerotids*. The *Monocerotids* have a radiant close to that of the *Geminids*, but are well observable in a butterfly shaped part of the sky north and south of the line that crosses the radiants (Jenniskens 1991). It is not clear if all observers did restrict themselves to this part of the sky. Activity peaks in the night before maximum activity of the *Geminids*. The maximum of the *Epsilon Geminids* is found on Oct. 20, which is two days before the peak of the *Orionids*. The activity period coincides with the period over which meteors have been photographed: Oct 14-27, which gives some confidence in the final result.

The *Taurids* have a clearly defined northern and southern branch, with radiants some 7 degrees apart and significantly elongated along the ecliptic. From visual observations it is difficult to separate both branches. The available data of observers that make this discrimination show a similar curve for both streams, while the northern branch is slightly favoured over the southern branch (5:4). This is opposite to photographic evidence, where the southern branch is the more active one (about 2:1). Although both branches may have a different χ , it is more likely that the difference is due to classification errors, unless proven otherwise. Only combined data are shown here.

The *Arietids* are a daylight stream, but give some visible meteors in the hour after both evening twilight and before morning dawn. The radiant altitude is typically below 10 degrees. The ZHR calculation leads to a reasonable result only after correction for zenith attraction (Eq. 4). This may affect the scale of absolute values. The resulting profile has a peak position close to that of the radar data by Lovell (1954). The δ *Aquarids* have similar orbital elements and may be related. The stream has a width very similar to that of the δ *Aquarids*. Judging from the relative level of activity, the Earth passes closer to the center of the stream during the *Arietids* ($ZHR_{max} \sim 54$) than during the δ *Aquarids* ($ZHR_{max} = 11.4 \pm 1.2$).

5.2. The stream cross section

Figure 12 shows the equivalent cross section of all streams as a function of inclination (i). Only those streams are included that resulted in a confident estimate of B (39 streams). The equivalent cross section is defined in Eq. 25 (Appendix) and in appropriate units is given by:

$$\begin{aligned}\Delta t(^{\circ}) &= 0.869/B \\ \Delta t(\text{days}) &= 0.881/B \\ \Delta t(\text{AU}) &= 0.0152/B\end{aligned}\tag{9}$$

The distribution of effective cross sections peaks at $\Delta t = 0.08$ AU, which corresponds to $\Delta t = 4.6$ days and $B = 0.19$. At a distance of 0.08 AU from the center of the stream the activity is a factor of $e^{-2} = 0.14$ less. It may be no coincidence that as a "rule of thumb" (McIntosh 1991) comet orbits have to approach the Earth's orbit to within about 0.08 AU in order to give a detectable meteor stream (Drummond 1981). I conclude that the stream cross section is fairly 'circular' for most meteor streams, with elliptical main and minor axis ratio's much less

MSS-086

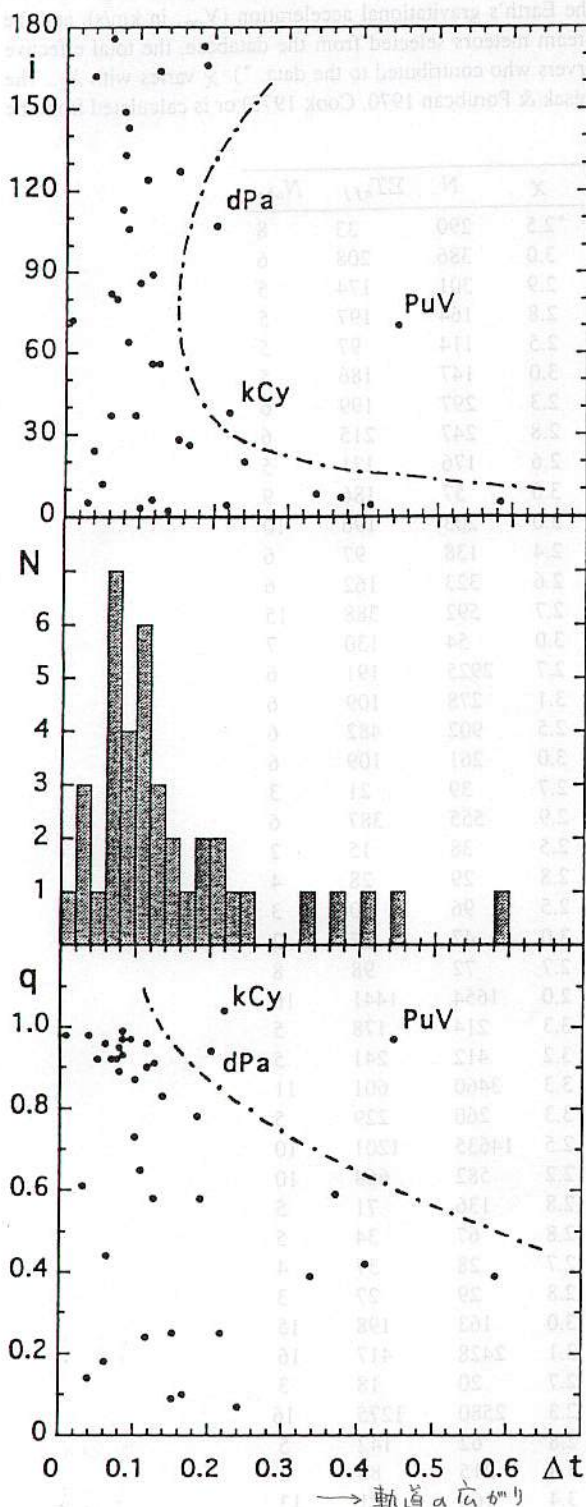


Fig. 12. Distribution of equivalent cross sections (Δt , in astronomical units) versus inclination (i) and perihelion distance (q). Note that the widest streams are found for $i < 15$ degrees and small q , with the exception of the Puppids/Velids complex (PuV), the Delta Pavonids (dPa), and possibly the Kappa Cygnids (kCy). The distribution of effective cross sections peaks at $\Delta t = 0.08$ AU

than the value of 10 derived for the Ribbon Model of the Halley streams, where the major axis is perpendicular to the Earth's path (McIntosh & Hadjuk 1983).

Wide streams are found mainly for inclinations less than 15 degrees, which is not surprising because a low inclination extends the range in which planets affect the particles most severely. Also, any influence that results in a fast evolution in the plane of the parent object can be detected most clearly for low inclination streams.

The Puppids/Velids, Kappa Cygnids, and Delta Pavonids are exceptionally broad for their high inclination. These streams stand out, too, in the distribution of stream width versus perihelion distance (q) if broader streams are to be found for small q only (higher ejection velocity from the comet nucleus, Whipple 1951). The most exceptional stream, the *Puppids/Velids*, is probably a complex of minor streams. This is a very interesting complex, because the radiant is far from the ecliptic plane and some have small periodicity. This suggests a common parent body for many of these streams and a fast orbital evolution. This complex deserves a more dedicated study.

6. Mass estimates

Thus far the results are relatively straightforward. The conversion of ZHRs to mass influx and total mass of the stream involves a number of additional reductions (probability function of a standard observer, mass of a magnitude zero meteor, mass distribution index) and uncertain assumptions about the geometry of the stream and the chosen mass range over which is integrated.

6.1. Methods

The procedure I chose to calculate the stream masses is analogous to Hughes & McBride (1989) and outlined in the Appendix.

The integration interval is chosen between 10^{-6} g and 10^2 g. The mass estimate is dominated by large masses. For the Perseids, the magnitude distribution index is observed to be constant down to magnitude -5, which corresponds to a mass of about 160 g. For some streams with lower entry velocity, χ has been measured down to -3, that is, a mass of similar magnitude (e.g. Kresakova 1966). Therefore, the upper mass limit can be set safely at 100 g. The mass of the biggest particles emitted by a comet can be estimated from Whipple's comet ejection theory (Whipple 1951), but such values are highly uncertain and few streams have known parent objects. The size of the smallest particles in the meteor stream is determined by the solar wind forces acting on the particle. Estimates again include uncertain values, e.g. the volume density of the particles. The flux may level off for particles of masses below about $10^{-6} - 10^{-8}$ g (Hughes 1978). A mass of 10^{-6} g corresponds to a magnitude ranging from $m = +7.8$ ($V_\infty = 72$ km/s) to $m = +11.4$ ($V_\infty = 18$ km/s). From telescopic and radar observations in this mass range, χ is found not to decrease (e.g. Grygar J. & Kohoutek 1965; Jones 1983).

Table 3a. The meteor streams that are discriminated in this study. The columns list, respectively, the common name of the stream, the radiant position (RA, DEC) at solar longitude (λ_{\odot}), the radiant drift ($\Delta RA, \Delta DEC$; in units of degree of arc per degree of solar longitude), the geocentric entry velocity of the meteoroids in the atmosphere which includes the Earth's gravitational acceleration (V_{∞} ; in km/s), and the magnitude distribution index (χ). The final three columns list the number of stream meteors selected from the database, the total effective observing time involved (neglecting overlap of streams) and the number of observers who contributed to the data. *) χ varies with λ_{\odot} . The daily motion of the radiant is derived from photographic radiant positions (i.e. Krésák & Porubčan 1970, Cook 1973) or is calculated from the (parabolic) orbital elements by assuming a shift in the node only

Code	Name	λ_{\odot}	RA	DEC	ΔRA	ΔDEC	V_{∞}	χ	N	ΣT_{eff}	N_{obs}
Boo	Bootids	282	232	+45	+0.6	-0.3	43	*2.5	290	33	8
gVe	γ Velids	287	125	-47	+0.5	-0.2	35	3.0	386	208	6
aCu	α Crucids	295	192	-63	+1.1	-0.4	50	2.9	301	174	5
aHy	α Hydrusids	294	133	-11	+0.7	-0.3	44	2.8	164	197	5
aCa	α Carinids	301	95	-54	+0.4	+0.0	25	2.5	114	97	5
dVe	δ Velids	325	131	-52	+0.5	-0.3	35	3.0	147	186	5
aCe	α Centaurids	319	209	-58	+1.3	-0.3	57	2.3	297	199	6
oCe	α Centaurids	325	177	-56	+0.9	-0.4	51	2.8	247	215	6
tCe	θ Centaurids	325	210	-41	+1.1	-0.4	60	2.6	176	121	5
dLe	δ Leonids	326	160	+19	+1.0	-0.3	23	3.0	57	186	9
Vir	Virginids	354	177	+6	+0.9	-0.2	26	3.0	203	196	10
gNo	γ Normids	325	249	-51	+1.3	-0.2	56	2.4	138	97	6
dPa	δ Pavonids	9	308	-63	+1.6	-0.2	60	2.6	323	162	6
Lyr	Lyrids	31	272	+33	+1.2	+0.2	49	2.7	592	388	15
mVi	μ Virginids	35	227	-7	+0.5	-0.3	30	3.0	54	130	7
eAq	η Aquarids	45	338	-1	+0.9	+0.3	66	2.7	2925	191	6
CAu	β Corona Australids	56	284	-40	+1.3	+0.1	45	3.1	278	109	6
Sco	α Scorpiids	45	240	-25	+1.1	-0.2	35	2.5	902	482	6
oSc	ω Scorpiids	71	239	-20	+1.0	-0.1	21	3.0	261	109	6
Ari	daytime Arietids	75	45	+23	+0.7	+0.6	38	2.7	39	21	3
Sag	γ Sagitarids	76	271	-26	+1.1	+0.1	29	2.9	555	387	6
Cet	τ Cetids	96	24	-12	+0.9	+0.4	66	2.5	38	15	2
Oph	θ Ophiuchids	59	249	-15	+1.1	+0.1	27	2.8	29	28	4
tAq	τ Aquarids	98	342	-12	+1.0	+0.4	63	2.5	96	30	3
uPh	ν Phoenicids	105	21	-43	+1.0	+0.5	48	3.0	47	17	2
oCy	α Cygnids	116	305	+47	+0.6	+0.2	37	2.7	72	98	8
Cap	Capricornids	126	305	-9	+0.9	+0.3	25	2.0	1654	1441	16
dAN	δ Aquarids North	139	339	-5	+1.0	+0.2	42	3.3	214	178	5
PAu	Pisces Australids	123	337	-33	+1.0	+0.4	42	3.2	412	241	5
dAZ	δ Aquarids South	125	339	-17	+0.8	+0.2	43	3.3	3460	601	11
iAZ	ι Aquarids South	135	338	-14	+1.0	+0.3	36	3.3	260	229	5
Per	Perseids	139	46	+58	+1.3	+0.1	61	2.5	14635	1201	10
kCy	κ Cygnids	145	289	+52	+0.6	+0.3	27	2.2	582	664	10
eEr	π Eridanids	154	52	-15	+0.8	+0.3	59	2.8	136	71	5
gDo	γ Doradids	157	61	-50	+0.5	+0.2	41	2.8	67	34	5
Aur	Aurigids	158	72	43	+1.0	+0.2	69	2.7	28	37	4
kAq	κ Aquarids	176	338	-5	+0.9	+0.4	19	2.8	29	27	3
Eps	ϵ Geminids	206	103	+28	+0.7	+0.1	71	3.0	163	198	15
Ori	Orionids	208	95	+16	+0.7	+0.1	67	3.1	2428	417	16
LMi	Leo Minorids	211	162	+37	+1.0	-0.4	61	2.7	20	18	3
Tau	Taurids	220	48	+18 ¹	+0.3	+0.1	30	2.3	2580	1275	16
dEr	δ Eridanids	230	55	-2	+0.9	+0.2	31	2.8	62	142	5
zPu	ζ Puppids	231	117	-42	+0.7	-0.2	41	3.4	215	83	3
Leo	Leonids	234	153	+22	+1.0	+0.4	71	3.4	160	181	13
PuV	Puppids/Velids	260	135	-46	+0.8	-0.4	40	2.9	706	263	5
Pho	Phoenicids	252	18	-58	+0.8	+0.4	18	2.8	77	122	6
Mon	Monocerotids	261	100	+14	+1.0	-0.1	43	3.5	110	145	9
Gem	Geminids	261	112	+32	+1.0	+0.1	36	*2.6	9692	450	16
sHy	σ Hydrusids	259	127	+2	+0.9	-0.3	59	3.0	307	148	10
Urs	Ursids	270	223	+78	-0.2	-0.3	35	3.4	237	132	9

MSS-086

Table 3b. Results from exponential curves fitted to the ZHR data of the main peak. Subsequent columns list the peak position (λ_{\odot}^{max}), the peak rate (ZHR_{max}), the slope of ascending and descending branches (B), average orbital elements, the mass of a zero magnitude meteor M(0), and the density of matter in the peak of the meteoroid stream (ρ ; in g/cm³). M_{1yr} is the mass in a flux tube of length 1 yr $\times V_H$, while M_{tot} is this mass multiplied by the mean period of the meteoroids. Values of M_{tot} between brackets are for an assumed period P = 20 yr (these streams lack photographically determined orbits). Note: *) orbital period of parent comet

Name	λ_{\odot}^{max} (1950.0)	ZHR _{max}	B ° ⁻¹	P (yr)	q (AU)	i °	π °	M(0) (g)	ρ ($\times 10^{-24}$)	M_{1yr} ($\times 10^{14}$ g)	M_{tot} ($\times 10^{15}$ g)
Boo	282.62 \pm 0.03	133 \pm 16	1.8(4)	5.3	0.98	72	94	0.51	19 \pm 3	0.29 \pm 0.05	0.15 \pm 0.03
gVe	285.0 \pm 1.0	2.4 \pm 0.4	0.12 \pm 0.03	2.7	0.91	56	138	1.13	0.42 \pm 0.07	1.0 \pm 0.4	0.27 \pm 0.10
aCu	(294.7)	(3.0 \pm 0.8)	(0.11 \pm 0.03)	∞	0.90	87	78	0.28	0.11 \pm 0.02	0.5 \pm 0.2	(1.0)
aHy	(299)	<2	-	19	0.31	56	221	0.46	<0.16	<1.0	<2
aCa	310.5 \pm 0.7	2.3 \pm 0.6	0.16 \pm 0.03	∞	0.97	37	144	4.18	3.1 \pm 0.8	1.8 \pm 0.6	(3.6)
dVe	(317)	<1.3	-	∞	0.90	49	182	1.13	<0.23	<5	<10
aCe	318.7 \pm 0.5	7.3 \pm 1.5	0.18 \pm 0.03	∞	0.99	106	136	0.17	0.49 \pm 0.10	0.70 \pm 0.10	(1.4)
oCe	322.7 \pm 0.4	2.2 \pm 0.3	0.15 \pm 0.02	∞	0.87	86	187	0.26	0.090 \pm 0.012	0.20 \pm 0.03	(0.4)
tCe	(333)	<4.5	-	∞	0.90	128	180	0.14	<0.13	<4	-
dLe	334 \pm 3	1.1 \pm 0.3	0.049 \pm 0.015	2.73	0.61	5	237	5.79	1.4 \pm 0.4	2.1 \pm 0.6	0.56 \pm 0.18
Vir	(339)	<1.5	-	3.9	0.58	4	254	3.60	<1.06	<2.6	<1.0
gNo	352.3 \pm 0.5	5.8 \pm 1.0	0.19 \pm 0.03	∞	0.89	133	213	0.18	0.33 \pm 0.05	0.44 \pm 0.07	(0.89)
dPa	370.4 \pm 1.5	5.3 \pm 0.7	0.075 \pm 0.015	164*	0.94	107	163	0.14	0.15 \pm 0.02	1.2 \pm 0.3	20 \pm 6
Lyr	31.7 \pm 0.3	12.8 \pm 0.7	0.22 \pm 0.01	329	0.92	80	246	0.31	0.72 \pm 0.04	0.77 \pm 0.03	25.2 \pm 0.9
mVi	39 \pm 2	2.2 \pm 0.5	0.045 \pm 0.008	3.4	0.39	8	333	2.06	0.79 \pm 0.17	2.4 \pm 0.3	0.8 \pm 0.2
eAq	45.8 \pm 0.5	36.7 \pm 5.0	0.080 \pm 0.014	11.2	0.58	166	141	0.10	0.56 \pm 0.09	1.8 \pm 0.4	2.0 \pm 0.5
CAu	(55)	<3.0	-	(1.4)	0.16	87	10	0.43	<0.15	<0.20	<0.03
Sco	55.2 \pm 0.9	3.2 \pm 0.4	0.13 \pm 0.03	3.65	0.24	6	355	1.13	1.04 \pm 0.13	1.4 \pm 0.5	0.5 \pm 0.2
oSc	71.9 \pm 0.4	5.2 \pm 1.4	0.15 \pm 0.04	3.86	0.73	3	321	8.25	10 \pm 3	3.6 \pm 1.2	1.4 \pm 0.5
Ari	76 \pm 1	54 \pm 12	0.10 \pm 0.03	2.3	0.09	28	108	0.82	9 \pm 4	36 \pm 15	8 \pm 3
Sag	88.5 \pm 1.1	2.4 \pm 0.5	0.037 \pm 0.005	4.3	0.42	4	7	2.35	1.11 \pm 0.23	3.7 \pm 0.3	1.6 \pm 0.2
Cet	95.0 \pm 0.7	3.6 \pm 1.1	0.18 \pm 0.04	∞	0.93	143	244	0.096	0.08 \pm 0.03	0.060 \pm 0.007	(0.12)
Oph	(97)	(2.3)	(0.037)	2.8	0.39	3	6	3.10	(1.6)	(4.8)	(1.3)
tAq	97.3 \pm 0.5	7.1 \pm 1.6	0.24 \pm 0.05	∞	0.44	176	13	0.11	0.20 \pm 0.05	0.12 \pm 0.02	(0.24)
uPh	110.5 \pm 0.5	5.0 \pm 1.9	0.25 \pm 0.05	∞	0.96	82	321	0.33	0.20 \pm 0.08	0.16 \pm 0.02	(0.32)
oCy	116.0 \pm 0.5	2.5 \pm 0.8	0.13 \pm 0.03	∞	0.90	56	339	0.91	0.49 \pm 0.15	1.06 \pm 0.15	(2.1)
Cap	121.7 \pm 0.9	2.2 \pm 0.3	0.041 \pm 0.007	3.8	0.59	7	37	4.19	5.6 \pm 0.7	12 \pm 3	4.6 \pm 0.8
dAN	123.4 \pm 1.0	1.0 \pm 0.2	0.063 \pm 0.020	4.2	0.07	20	111	0.56	0.055 \pm 0.011	0.6 \pm 0.2	0.25 \pm 0.11
PAu	123.7 \pm 0.7	(2.9 \pm 0.8)	(0.26 \pm 0.05)	9.0	0.17	45	57	0.56	(0.18 \pm 0.05)	(0.11 \pm 0.04)	(0.10 \pm 0.04)
dAZ	124.9 \pm 0.3	11.4 \pm 1.2	0.091 \pm 0.010	5.4	0.10	26	99	0.51	0.56 \pm 0.07	3.0 \pm 0.4	1.6 \pm 0.2
iAZ	131.0 \pm 1.0	1.5 \pm 0.3	0.070 \pm 0.015	3.6	0.25	4	76	1.01	0.18 \pm 0.04	0.47 \pm 0.13	0.17 \pm 0.02
Per	139.49 \pm 0.04	84 \pm 5	0.20 \pm 0.01	135	0.92	113	289	0.13	2.73 \pm 0.18	2.92 \pm 0.12	39.5 \pm 1.5
kCy	146.0 \pm 0.8	2.3 \pm 0.4	0.069 \pm 0.005	9.5	1.04	38	348	3.10	3.3 \pm 0.6	13.5 \pm 0.3	12.8 \pm 0.5
eEr	(152)	<40	-	∞	0.41	81	107	0.15	<0.9	<2	-
gDo	155.0 \pm 0.5	4.8 \pm 1.6	0.18 \pm 0.06	∞	0.97	64	3	0.61	0.52 \pm 0.12	0.7 \pm 0.2	(1.4)
Aur	(157.5 \pm 0.5)	(9 \pm 3)	0.19 \pm 0.04	49	0.95	149	312	0.08	0.11 \pm 0.04	0.04 \pm 0.02	0.19 \pm 0.08
kAq	176.5 \pm 0.8	2.7 \pm 0.5	0.11 \pm 0.04	5.7	0.83	2	54	12.2	9.5 \pm 1.8	2.9 \pm 1.3	1.7 \pm 1.1
Eps	206.0 \pm 1.0	2.9 \pm 0.6	0.082 \pm 0.008	133	0.78	173	90	0.07	0.019 \pm 0.004	0.0049 \pm 0.0009	0.066 \pm 0.015
Ori	207.9 \pm 0.4	25 \pm 4	0.12 \pm 0.02	39	0.58	164	111	0.09	0.18 \pm 0.04	0.27 \pm 0.09	1.1 \pm 0.3
LMi	209.0 \pm 0.7	1.9 \pm 0.7	0.14 \pm 0.05	449	0.65	124	317	0.13	0.04 \pm 0.02	0.09 \pm 0.03	4.1 \pm 1.5
Tau	222.9 \pm 1.0	7.3 \pm 1.0	0.026 \pm 0.003	3.3	0.39	5	154	2.06	6.0 \pm 0.8	31 \pm 3	10.3 \pm 1.1
dEr	(228)	<0.9	-	∞	0.50	21	140	1.81	<0.4	<0.4	-
zPu	231.5 \pm 0.5	3.2 \pm 0.4	0.13 \pm 0.03	∞	0.96	89	5	0.61	0.18 \pm 0.02	0.47 \pm 0.16	(0.93)
Leo	234.4 \pm 0.3	23 \pm 6	0.39 \pm 0.08	54	0.98	162	48	0.07	0.084 \pm 0.023	0.0012 \pm 0.0002	0.007 \pm 0.001
PuV	251 \pm 1	4.5 \pm 0.7	0.034 \pm 0.006	1.8	0.97	70	78	0.67	0.48 \pm 0.07	16 \pm 3	3.0 \pm 0.6
Pho	251.7 \pm 0.5	2.8 \pm 0.8	0.30 \pm 0.16	5.1	0.92	12	74	15.0	13 \pm 3	0.7 \pm 0.5	0.4 \pm 0.3
Mon	260.2 \pm 0.6	2.0 \pm 0.4	0.25 \pm 0.10	534	0.18	37	209	0.51	0.084 \pm 0.014	0.06 \pm 0.02	3.3 \pm 1.0
Gem	261.4 \pm 0.1	88 \pm 4	0.39(4)/0.72(10)	1.68	0.14	24	225	1.01	22.1 \pm 1.1	3.3 \pm 0.6	0.55 \pm 0.11
sHy	264.8 \pm 0.8	2.5 \pm 0.5	0.10 \pm 0.03	37	0.25	127	199	0.15	0.039 \pm 0.009	0.17 \pm 0.04	0.6 \pm 0.2
Urs	270.3 \pm 0.3	(11.8 \pm 2.5)	(0.61 \pm 0.12)	14	0.95	53	116	1.13	1.5 \pm 0.3	0.13 \pm 0.04	0.19 \pm 0.08

Table 3c. Some streams are best represented by a sum of two exponential curves as in Eq. 8: a main peak (p) and a background (b). Values are given of peak activity ZHR_{max} , slopes of rising (B^+) and decending (B^-) branches, and total mass estimates M_{tot} of the two components.

Name	λ_{\odot}^{max}	ZHR_{max}^p	B^p	M_{tot}^p	ZHR_{max}^b	B^{b+}	B^{b-}	M_{tot}^b	M^b/M^p	M_{tot}
Boo	282.62	110 ± 20	2.5 ± 0.5	0.06 ± 0.02	20 ± 4	0.37 ± 0.10	~ 0.45	0.41 ± 0.16	7 ± 4	0.5 ± 0.2
Pau	123.7	2.0 ± 0.5	~ 0.40	~ 0.03	0.9 ± 0.1	0.03 ± 0.01	~ 0.10	0.25 ± 0.11	8 ± 6	0.3 ± 0.2
Per	139.44	70 ± 5	0.35 ± 0.03	10.7 ± 1.2	23 ± 2	0.050 ± 0.005	0.092 ± 0.009	35 ± 5	3.1 ± 0.4	46 ± 5
Leo	234.4	19 ± 6	0.55 ± 0.15	0.0027 ± 0.0011	4 ± 1	0.025 ± 0.006	> 0.15	0.021 ± 0.007	8 ± 4	0.024 ± 0.007
Gem	261.4	74 ± 4	$(0.59/0.81) \pm 0.07$	0.23 ± 0.03	18 ± 2	0.09 ± 0.03	0.31 ± 0.12	1.2 ± 0.5	5 ± 2	1.4 ± 0.5
Urs	270.3	10 ± 3	0.9 ± 0.4	0.07 ± 0.04	2.0 ± 0.5	0.08 ± 0.03	0.2 ± 0.1	0.5 ± 0.4	7 ± 6	0.6 ± 0.5

A circular cross section is assumed, based on the observation that the median cross section of streams (0.08 AU) is similar to the "rule of thumb" distance between comet orbit and Earth's orbit to give an observable stream. For wide streams with inclination less than 15 degrees, a value of $B = 0.19$ is taken perpendicular to the ecliptic plane. The same value is adopted for wide background components. The strong asymmetry in the background of, for example, the Perseids suggests that dust in the background component is less wide spread perpendicular to the stream than in the Earth's path.

6.2. Results

Results are presented in Table 3b. Error estimates describe the certainty of the fit of Eq. 8 to the data points only and does not include possible systematic errors. The mass estimates are in good agreement with recent estimates by Hughes (1990) and Stohl (1986). Table 4 summarizes a number of estimates found in the literature. The estimates of some of the major streams vary by as much as three orders of magnitude. Part of this discrepancy is due to uncertainties related to the shape of the activity profile, which are constrained in this study.

6.3. Discussion

Other uncertainties remain. The total mass estimate is affected by the uncertainty in the detection probability (i.e. effective surface area, sampling efficiency, etc.), the uncertainty in the median period of the meteoroids, an unknown stream width perpendicular to the path of the Earth, uncertainties in the behaviour of χ with magnitude (and mass range over which is integrated), and an uncertain magnitude versus mass relationship.

The detection probability function $P(m)$ may affect the absolute rates systematically by about 50% (Appendix). Uncertainties in the period vary widely (from 10% up to a factor of 10, if any information is available at all) and can be judged from the photographic surveys of orbital elements. This uncertainty can only be diminished by future surveys. Errors due to a non-circular cross section can be as much as a factor of 10, although usually should not exceed a factor of three or so. Perhaps, future model calculations will allow accurate estimates of the 2-d cross section of streams. Conversion to a non-circular cross section is straightforward. It is also possible to converse the mass estimates by adopting another relationship of mass and magnitude. If visual light is emitted proportional to kinetic energy,

Table 4. Comparison of total mass estimates with similar estimates found in the literature. All values are in units of 10^{15} g

stream	this study	comparison	reference
Gem	1.4	5.7	Lovell 1954
		2.0	Hughes 1974
		0.04	McCrosky 1975
		16	Hughes & McBride 1989
		1.6	Hughes 1990
Per	46	2.0	Lovell 1954
		0.88	Hughes 1974
		2	Hughes & McBride 1989
		31	Hughes 1990
		0.5	Lovell 1954
Boo	0.5	0.046	Hughes 1974
		1.3	Hughes & McBride 1989
		0.13	Hughes 1990
		50	McIntosh & Hajduk 1983
		0.21	Jones 1983
Ori	1.1	3.3	Hughes & McBride 1989
		7	McIntosh 1990 influx
		200	by Jones
			McIntosh 1990 influx
			by Hajduk
Tau	10.3	16	Stohl 1986

then $M \sim 10^{-0.4m}$, instead of $M \sim 10^{-0.62m}$. This causes the mass estimates to differ by up to a factor of 10 for $\chi = 3.5$, but much less for smaller χ . In this case, the mass is dominated by small grains for $\chi > 2.51$. The uncertainty in the mass of a zero magnitude meteor is probably about a factor 2. Perhaps, these relationships can be established with more certainty in the future. Finally, the mass estimates can be improved (by a factor of 2 - 4?) if more information becomes available on the size distribution (or χ) for small and large masses.

7. Summary and conclusions

Meteor counts performed by the 16 dedicated amateur astronomers listed in Table 1 have resulted in a homogeneous set of meteor stream activity profiles.

All major streams are well represented by exponential increasing and decreasing slopes in activity, resulting in straight lines in a log-normal plot. There is no evidence for stable sub-maxima in the stream profiles. The main peak of most streams

is symmetric. Exceptions are the Geminids and Bootids, which also are the narrowest streams (with the possible exception of the Ursids). These streams are exceptional too because of a strong variation of χ with solar longitude.

In a few cases there is a significant background component, in first order well represented by exponential slopes. The background component is asymmetric, in all cases with a more shallow component in the rising branch. The well observed rising branch in the background of the Perseids suggests a shoulder near $\lambda_{\odot}=130$.

I assume that all minor streams are represented by a similar (single) set of exponential curves and proceed to calculate slopes (B) and peak activity values (ZHR_{max}) (Table 3b). These values, when inserted in Eq. 8, can be compared to future observations.

Typical short period meteoroid streams have a slope of $B \sim 0.19$ (Eq. 8), which corresponds to an equivalent cross section of 0.08 AU. This is similar to the typical distance between comet orbit and Earth orbit needed to give a detectable stream, which suggests that the stream cross section is usually fairly circular. Wide streams are found mainly among orbits with inclination less than 15 degrees and small perihelion distance (with the exception of PuV, kCy, and dPa). These streams are likely extended in the plane of the ecliptic more than in the direction perpendicular to the path of the Earth and the ecliptic plane.

Estimates of the total mass in each stream are given in Table 3b. The current mass estimates are for an assumed circular cross section (except as indicated), a mass regime between 10^{-6} and 10^2 g, and $M(m)$ according to Jacchia et al. (1967). Uncertainties in these parameters cause the final mass estimates to be uncertain by typically an order of magnitude. But conversion to a non-circular cross section, a different mass regime, or a different relationship between mass and magnitude is straightforward.

It is hoped that meteor counts are continued in the future in order to monitor the position and strength of maximum activity of the major streams and to gain statistical weight for the minor streams.

Acknowledgements. This work heavily weighs on the exemplary effort by Jeff Wood and Rudolf Veltman in stimulating visual observers to continue observing for many consecutive years, gathering the data, and publishing accounts of single returns. Jeff Wood prepared clear and detailed reports of the NAPO-MS visual observations and continued doing so for many years. In a similar persistent effort, Hans Betlem edited the visual reports of DMS and published the journal Radiant. The data were processed at Leiden Observatory. Maarten Wiertz assisted in entering the data into a database. The author was motivated to write the paper due to enjoyable observing nights with Rudolf Veltman and many fruitful discussions with members of the DMS, notably Paul van der Veen, Marc de Lignie, Casper ter Kuile, Klaas Jobse, Koen Miskotte, Annemarie Zoete, Hildo Mostert, Carl Johannink, Michiel van Vliet, and Marco Langbroek, as well as with members of other amateur organisations amongst whom are Juergen Rendtel, George Spalding, and Masahiro Koseki. Jeff Wood provided information on the observing procedures of the NAPO-MS. Many more observers than the 16 selected for this study are active in both the North-Australian Planetary Observers Meteor-Section and the Dutch Meteor Society, each of whom contributed invaluable to the continuity of the observations.

Appendix A: mass estimates

A.1. Influx rate

The distribution of particle masses in a meteoroid stream is assumed to be continuous and according to a power law, resulting in a meteor distribution: (e.g. Kresakova 1966):

$$n(m) = n(0) \chi^m \quad (10)$$

where χ is the magnitude distribution index. χ is assumed to be constant over a range in magnitude (m), for example between -3 and +5 magn.

Only a fraction $N(m)$ of all incident meteors $n(m)$ is recorded by a standard visual observer. The probability function $P(m)$ is defined such that (Kresakova 1966):

$$N(m) = n(0) P(m) \chi^m \quad (11)$$

The Zenith Hourly Rate is the sum of all observed meteors per unit time:

$$ZHR = n(0) \sum_m P(m) \chi^m \quad (12)$$

If χ and $P(m)$ are known, $n(0)$ can be derived from the ZHR.

The observed rate of magnitude zero meteors $n(0)$ is somewhat less than the true number of incident magnitude zero meteors, because of the effect of variable extinction and distance to the observer. The correction from apparent to absolute (= at 100 km distance) magnitude for individual meteors (Δm) is (Porubcan & Zvolankova 1984):

$$\sin(h) = \frac{H}{2R} \left[\frac{2R}{H} + 1 - 10^{0.4\Delta m} \right] 10^{-0.2\Delta m} \quad (13)$$

where an extinction coefficient of $k = 0.4$ is adopted. h is the altitude of the meteor above the horizon, H is its height above the Earth surface, R the diameter of the Earth. With $H \sim 95$ km and $R = 6366$ km, this correction amounts to 0.5 magnitudes at $h = 54^\circ$ and 1.5 magn at $h = 32^\circ$. Consider altitudes of $h > 32^\circ$ only. Meteors of a mass typical of magnitude zero meteors in the zenith that appear above $h = 54^\circ$ (40% of that part of the sky) are seen as such, while those between 54° and 32° are classified as magnitude +1 meteors. The correction becomes:

$$n(0) \Leftarrow n(0)(0.4 + 0.6\chi) \quad (14)$$

The next step is to normalise $n(0)$ to unit area and time. The effective surface area (A_E) considered here, i.e. $h > 32^\circ$, depends on the height where meteors reach their maximum brightness, which depends on the entry velocity. For heights between 70 km ($V_\infty = 20$ km/s) and 100 km ($V_\infty = 72$ km/s), A_E ranges from 3.84×10^{14} to $7.74 \times 10^{14} \text{ cm}^2$. The rate of magnitude zero meteors in the peak of the stream is:

$$n(0) = \frac{ZHR_{max}(0.4 + 0.6\chi)}{(\sum_m P(m)\chi^m) A_E 3600} \quad (15)$$

The total mass influx is (from Eq. 10):

$$F_M = n(0) \sum_m M(m) \chi^m \quad (16)$$

where the mass of a meteor M of magnitude m is given by (Jacchia et al. 1967) from Super Schmidt photography:

$$\log M(g) = 5.15 - 0.44m_{ph}(magn.) - 3.89 \log V_\infty (km/s) - 0.67 \log(\sin(h_r)) \quad (17)$$

Photographic magnitudes relate to visual magnitude estimates as: $m_v = 0.71 m_{ph} + 1.30$ over the interval for which these relations are derived ($-0.5 < m_v < 2.5$). Therefore, Eq. 17 equals:

$$\log M(g) = 6.06 - 0.62m_v - 3.89 \log V_\infty \quad (-0.5 < m_v < 2) \quad (18)$$

where the small $\sin(h_r)$ -term is neglected, by adopting a reasonable $h_r = 45^\circ$. The mass of a zero magnitude meteor is:

$$M(0) = 10^{6.06 - 3.89 \log(V_\infty)} \quad (19)$$

and the influx rate becomes:

$$F_M = n(0) M(0) \sum_m 10^{(\log \chi - 0.62)m} \quad (20)$$

where V_∞ is in km/s. The summation is over the magnitude interval where χ is assumed constant. Note that for all $\log \chi - 0.62 < 0$, i.e. $\chi < 4.17$, the total mass is dominated by large grains.

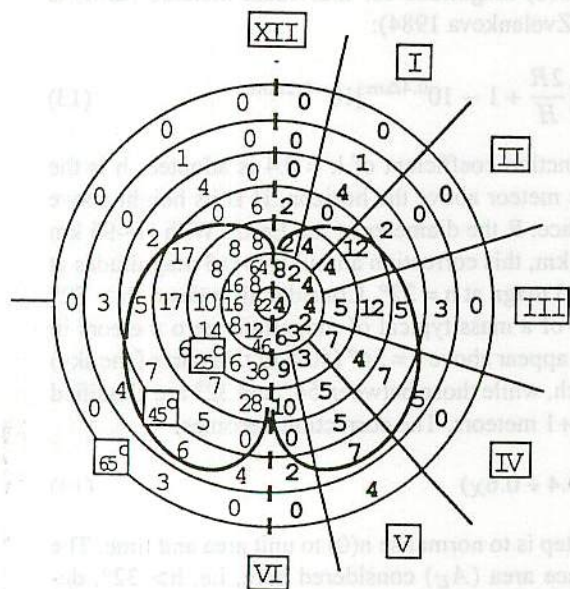


Fig. 13. The vertical asymmetry in the meteor detection probability. The field of view has a butterfly shape. The graph shows, as a function of the distance from center of vision and hour angle (up = 12 hours, etc.), the number of Geminids (right: absolute number; left: per unit area on the sky) as observed by the author from a location in the South of France during the night Dec. 13/14, 1990, between 00:00 and 03:00 UTC. The center of vision was on the radiant and close to the zenith

A.2. The probability function

I have derived the probability function $P(m)$ for a standard observer from a series of DCV (Distance from Center of Vision) estimates by observers Jobse, Veltman, and Jenniskens using the method described by (Jenniskens 1989c). The observations are done at standard limiting magnitude $L_m = 6.5$ and the usual observing conditions regarding obstruction, viewing direction, etc. The method assumes that all +2 and brighter meteors are seen in an area with diameter 15° around the center of vision. The number of weaker meteors seen in this area is corrected by adopting a value of χ derived from the brighter meteor distribution ($m < +2$). Then a homogeneous distribution of meteors is assumed for the whole sky with $h > 32^\circ$. The actually observed number relative to the calculated total number gives $P(m)$.

The result for two typical observing conditions is summarized in Table 5. +52N refers to conditions in the Netherlands, where the limiting magnitude often tends to drop quickly toward the horizon. +44N refers to conditions with transparent skies down to the horizon as during observations in the South of France. Our observers, accustomed to conditions in the Netherlands, tend to miss more faint meteors near the center of vision but notice more bright meteors farther out when observing in perfect transparent skies. The relevant parameter is $\sum_m P(m) \chi^m$, which, of course, is χ dependent. Values for $\chi = 2.5$ and $\chi = 3.5$ are listed in Table 5 and compared to literature data. I find values a factor of 2 less than those of Kresakova (1966) and observer Rendtel ($c_p = 1.3 \pm 0.2$) in Koschack & Rendtel (1990b).

Figure 13 is illustrative of how detection sensitivity falls off for $D > 15^\circ$. A loss of meteors in the central area would cause an overestimation of $\sum_m P(m) \chi^m$, opposite to what is suggested. On the other hand, $P(m)$ values will be a factor 1.8 larger if the DCV limit of 15° is actually at 20° for all three observers. Such systematic error may occur due to the intrinsic length of meteors. A compromise between $P(m)$ from DCV estimates and those of Kresakova (1966) and Koschack & Rendtel (1990b) probably is the best estimate for $P(m)$ of a standard observer (Table 5, adopted).

A.3. Mass density and mass

The density of matter in the peak of the meteoroid stream (in g/cm^3) is given by:

$$\rho = \frac{F_M}{10^5 V_G} \quad (21)$$

with V_G the geocentric velocity of the meteoroids (in km/s):

$$V_G = \sqrt{V_\infty^2 - 11.2^2} \quad (22)$$

The total influx of matter perpendicular to V_G has to be transformed into one perpendicular to the heliocentric velocity of the meteoroids (V_H). The velocity of the meteoroids in their orbit at a distance R_E from the Sun is:

$$V_H = V_E \sqrt{2/R_E - 1/a} \quad (23)$$

Table 5. Probability function of a standard observer, for an observing surface at altitudes above $h > 32^\circ$, from a location in the Netherlands (+52N) and the South of France (+44N). Conditions in the Netherlands include horizon obstruction and a fast drop of limiting magnitude to lower altitudes. The results are compared to data from [1] Kresakova (1966) and [2] observer J. Rendtel in Koschack & Rendtel (1990b)

m_v	P(m) +52N	P(m) +44N	P(m) [1]	P(m) [2]	adopted
-2	0.58	0.72	0.75	0.99	0.75
-1	0.44	0.72	0.73	0.99	0.73
0	0.36	0.72	0.70	0.99	0.70
1	0.26	0.58	0.68	0.80	0.63
2	0.19	0.33	0.64	0.64	0.48
3	0.14	0.21	0.43	0.35	0.32
4	0.072	0.046	0.12	0.10	0.09
5	0.016	0.0051	0.015	0.030	0.009
6	0.002	—	0.00013	0.007	0.001
$\Sigma_m P 2.5^m$	9.5	10.2	20	22	15
$\Sigma_m P 3.5^m$	33	26	56	71	43

from which V_H is obtained by inserting $R_E = R_\oplus = 1$ AU in good approximation (a in AU). The angle δ between V_G and the heliocentric velocity vector of the Earth ($V_E \sim 29 - 30$ km/s) is obtained from:

$$\sin(\delta) = \frac{1}{V_G} \sqrt{V_H^2 - \left(\frac{V_H^2 - V_G^2 + V_E^2}{2V_E} \right)^2} \quad (24)$$

Define the equivalent cross section (Δt) along the Earth's path from:

$$\Delta t * ZHR_{max} = \int_{-\infty}^{\lambda_{\odot max}} ZHR^+ d\lambda_{\odot} + \int_{\lambda_{\odot max}}^{\infty} ZHR^- d\lambda_{\odot} \quad (25)$$

where ZHR^+ and ZHR^- refer to the ascending and descending branches of the ZHR curve. For the general shape of the ZHR curve in Eq. 8, the equivalent cross section is (in units of degree solar longitude):

$$\Delta t = \left(\frac{1}{B_+} + \frac{1}{B_-} \right) \frac{1}{\ln(10)} \quad (26)$$

Perpendicular to the heliocentric velocity (V_H) of the meteors, the effective surface area becomes (Δt in seconds):

$$A = \pi \frac{\Delta t \Delta t_2}{4} (V_E (V_G/V_H) \sin(\delta))^2 \quad (27)$$

where I allow a different equivalent cross section perpendicular to the Earth orbit (Δt_2). I assume $\Delta t_2 = 4.6$ degrees ($B = 0.19$) for streams with inclination less than 15 degrees and $\Delta t > 4.6^\circ$, while $\Delta t_2 = \Delta t$ otherwise. Now the total mass, integrated over the whole flux tube, i.e. multiplied by the period of the particles P , is given by:

$$M_{tot} = 2.43 \times 10^{27} F_M \pi \frac{\Delta t_1 \Delta t_2}{4} V_E^2 (V_G/V_H) \sin^2 \delta P \quad (28)$$

with Δt in degrees, P in yr, and V_E in km/s. Table 3b lists values of M_{tot} as well as values of the total mass given that $P = 1$ yr (M_{1yr}).

References

- Andreev G.V., Rubtsov L.N., Tarasova I.I., 1989, WGN 17, 249
 Babadzhanyan P.B., Kramer E.N., 1965, Smits. Contr. to Astrophys. 11, 67
 Bel'kovich O.I., Sulejmanov N.I., Tokhtas'ev V.S., 1984, BAC 35, 123
 Cevolani G., Hadjuk A., 1987, in *Interplanetary Matter*, Publ. no. 67 of the Astron. Inst. Czech. Acad. Sci., Z. Ceplecha, P. Pechina (eds.), p 179
 Bone N., 1993, *Meteors*, Sky Publishing Co., Cambridge (Ms).
 Cook A.F., 1973, in *Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids*, NASA-SP 319, Washington D.C., 183
 Denning W.F., 1898, Astron. Nachr. 148, 283 (nr. 3546)
 Drummond J.D., 1981, ICARUS 47, 500
 Ellyett C.D., 1977, J. Geophys. Res. 82, 1455
 Fox K.A., Hughes D.W., Williams I.P., 1982, MNRAS 200, 313
 Gatrell G., Elford W.G., 1975, Austr. J. Phys. 28, 591
 Grygar J., Kohoutek L., 1965, BAC 16, 273
 Hajduk A., 1980, in *Solid Particles in the solar system*, I. Halliday, B.A. McIntosh (eds.), p. 149
 Hajduk A., 1986, ESA-SP 250 vol 2., p. 239
 Hindley K.B., 1971, J. Brit. astron. Assoc. 82, 57
 Hughes D.W., 1974, Nature 252, 191
 Hughes D.W., 1976, in *Space Research XVI*, Berlin 1976, 333
 Hughes D.W., 1978, in *Cosmic Dust*, J.A.M. McDonnell (ed.), p. 123
 Hughes D.W., Williams I.P., Murray C.D., 1979, MNRAS 189, 493
 Hughes D.W., Williams I.P., Fox K., 1981, MNRAS 195, 625
 Hughes D.W., 1982, Vistas in Astronomy 26, 325
 Hughes D.W., 1982a, The Observatory, 102, 42
 Hughes D.W., McBride N., 1989, MNRAS 240, 73
 Hughes D.W., 1990, MNRAS 245, 198
 Jacchia L.G., Whipple F.L., 1961, Smits. Contr. to Astrophys. 4, 97
 Jacchia L.G., Verniani F., Briggs R.E., 1967, Smits. Contr. to Astrophys. 10, 25
 Jenniskens P., 1986, Radiant 8, 120
 Jenniskens P., 1988, DMS Visueel Handboek (Dutch Meteor Society, Leiden)
 Jenniskens P., 1989a, Radiant 11, 26
 Jenniskens P., 1989b, Radiant 11, 123
 Jenniskens P., 1989c, Radiant Letters 1, 3
 Jenniskens P., 1991, Radiant 13, 126
 Jenniskens P., Wiertz M., de Lignie M., 1991 Radiant 13, 20
 Jenniskens P., 1992a, Radiant 14, 28
 Jenniskens P., 1992b, Radiant 14, 55
 Jenniskens P., 1994, *Meteor stream activity. 2. Meteor outbursts A&A submitted*
 Jones J., 1983, MNRAS 204, 765
 Jones J., 1985, MNRAS 217, 523
 Kaiser T.R., Poole L.M.G., Webster A.R., 1966, MNRAS 132, 225
 Knöfel A., 1990, WGN 18, 61
 Koschack R., Rendtel J., 1990a, WGN 18, 44
 Koschack R., Rendtel J., 1990b, WGN 18, 119
 Koschack R., 1991, WGN 19, 225
 Kresák L., 1964, BAC 15, 53
 Kresák L., Porubčan V., 1970, BAC 21, 153
 Kresáková M., 1966, Contr. Astr. Obs. Skalnaté Pleso 3, 75

- ter Kuile C., 1989, Radiant 11, 101
- Levin B.J., 1955, in *Meteors*, Supplement (Vol. 2) to J. Atmosph. Terr. Phys., 131
- Lindblad B.A., 1968, IAU Symp. 33, Kresak & Millman (eds.), p. 50
- Lindblad B.A., 1971, Smiths. Contr. to Astroph. 12, 1
- Lindblad B.A., 1978, Nature 273, 732
- Lindblad B.A., 1980, in *Solid Particles in the Solar System*, I. Halliday & B.A. McIntosh (eds.), 105
- Lindblad B.A., Simek M., 1986, ACM II, C.I. Lagerkvist et al. (eds.), 537
- Lovell A.C.B., 1954, *Meteor Astronomy*, Oxford Clarendon Press
- Marsden B.G., 1983, *Catalogue of Cometary Orbits*
- Mason J.W., Sharp I.D., 1981, J. BAA 93, 4
- McCrosky R.E., Posen A., 1961, Smiths. Contr. to Astrophys. 4, 15
- McCrosky R.E., 1975, in *The Dusty Universe*, Smiths. Astrophys. Obs., p. 169
- McIntosh B.A., Simek M., 1980, BAC 31, 39
- McIntosh B.A., Hajduk A., 1983, MNRAS 205, 931
- McIntosh B.A., Simek M., 1984, BAC 35, 14
- McIntosh B.A., Jones J., 1988, MNRAS 235, 673
- McIntosh B.A., 1990, in *Comet Halley - Investigations, results, interpretations*, ed. John Mason, Vol 2, 121
- McIntosh B.A., 1991, in *Comets in the Post Halley Era*, R.L. Newburn, M. Neugebauer, J. Rahe (eds), 567
- Millman P.M., 1967, Smiths. Contr. to Astroph. 11, 151
- Murray C.D., Hughes D.W., Williams I.P., 1980, MNRAS 190, 733
- Nolle M., Koch B., 1988, Radiant 10, 4
- Nilsson C.S., 1964, Aust. J. Phys. 17, 205
- Olsson-Steel D., 1987, Austr. J. of Astron. 2, 21
- Opik E.J., 1940, Tartu Obs. Publ. 30, 33
- Opik E.J., 1958, Armagh Obs. Contr. 26, 47
- Poole L.M.G., Hughes D.W., Kaiser T.R., 1972, MNRAS 156, 223
- Porubcan V., Zvolankova J., 1984, Contr. Astr. Obs. Skalnaté Pleso 12, 279
- Porubcan V., 1986, ACM II, C. Lagerkvist et al. (eds.), 527
- Porubcan V., Hajduk A., McIntosh B., 1991, BAC 42, 199
- Prentice J.P.M., 1953, J. Brit. Astron. Assoc. 63, 175
- Rendtel J., 1990a, *IMO working list of meteor showers*
- Rendtel J., 1990b, WGN 18, 81
- Rendtel J., Alt R., Brown P., 1993a, WGN 21, 19
- Rendtel J., Koschack R., Alt R., 1993b, WGN 21, 97
- Roggemans P., 1987, WGN 15, 181
- Roggemans P., 1989 WGN 17, 127
- Roggemans P., Koschack R., 1991, WGN 19, 184
- Simek M., 1975, BAC 26, 1
- Simek M., 1978, BAC 29, 331
- Simek M., 1987a, BAC 38, 1
- Simek M., 1987b, BAC 38, 80
- Simek M., Lindblad B.A., 1990, ACM III, C.-I. Lagerkvist et al. (eds.), 567
- Simek M., McIntosh B.A., 1986, BAC 37, 146
- Shepherd J., 1978, Meteoros 9, 2
- Spalding G.H., 1982, J. Brit. Astron. Assoc. 92, 227
- Spalding G.H., 1984, J. Brit. Astron. Assoc. 94, 109
- Spalding G.H., 1987, J. Brit. Astron. Assoc. 98, 26
- Srirama Rao M., Raja Ratman S., Jagan Mohana Rao J.V.R., 1978, Indian Journal of Radio- and Space Physics 7, 229
- Stohl J., Porubcan V., 1978, Contr. Astr. Obs. Skalnaté Pleso 10, 39
- Stohl J., 1986 in *20th ESLAB Symp. on the Expl. of Halley's Comet*, ESA-SP 250 Vol 2., 27
- Van der Veen P., 1986a, Radiant 8, 1
- Van der Veen P., 1986b, Radiant 8, 41
- Van der Veen P., 1989, Radiant 11, 32
- Veltman R., 1983a, Radiant 5, 61
- Veltman R., 1983b, Radiant 5, 111
- Veltman R., 1984, Radiant 6, 20
- Veltman R., 1985, Radiant 7, 79
- Veltman R., 1986a, Radiant 8, 34
- Veltman R., 1986b, Radiant 8, 62
- Webster A.R., Kaiser T.R., Poole L.M.G., 1966, MNRAS 133, 309
- Whipple F.L., 1951, ApJ 113, 464
- Williams I.P., Murray C.D., Hughes D.W., 1979, MNRAS 189, 483
- Wood J.C., 1981, Radiant 3, 39
- Wood J.C., 1982a, W.A.M.S. Bulletin nr. 110
- Wood J.C., 1982b, W.A.M.S. Bulletin nr. 175
- Wood J.C., 1986, N.A.P.O.-M.S. Bulletin nr. 1
- Znojil V., Hollan J., Hajduk A., 1987, BAC 38, 372
- Zvolankova J., 1983, BAC 34, 122
- Zvolankova J., 1984, Contr. Astr. Obs. Skalnaté Pleso 12, 45

This article was processed by the author using Springer-Verlag \TeX A&A macro package 1992.

前回のあらすじ：

眼視観測による個人係数も含めた正確なZHRが求められるようになった。多くの流星群の極大前後の流星数の増減の様子を調べている。ペルセウス群やふたご群のように流星数の多い流星群の場合には多少複雑なカーブを描く。しかしほとんどのZHR 10以下程度の流星群の場合には、極大までの流星数の増え方と極大以降の減り方は、極大をはさんで対称形のカーブとなる。これを式で表すと以下となる。(本文では8式)。ZHR_{max}:極大時のZHR、B:増加及び減少の係数、 λt :求めたい太陽黄経、 λ_{\max} :極大時の太陽黄経。

$$ZHR = ZHR_{\max} * 10^{-B|\lambda t - \lambda_{\max}|}$$

$$\log(ZHR) = \log(ZHR_{\max}) - B|\lambda t - \lambda_{\max}|$$

つまり横軸を太陽黄経(λt)とし、縦軸をZHRの常用対数とする。そのとき極大までの増加は直線で表すことができ、直線の傾きはBである。また極大からの減少も直線で表すことができ、直線の傾きは-Bである。そしてほとんどの流星群で、増加時のBと、減少時のBは同じ値で表すことができる。

5 他の小流星群

4.5の小流星群のZHRのグラフを図1.1に示した。著者(Jenniskens氏)は、いずれの群も主要群同様に単一の指数関数でよく出現数を表せると考えている。ZHRの極大値(ZHR_{max})、極大の太陽黄経(λ_{\max})、ZHR増減速度の指標であるBは、各流星群ごとに表3cにまとめている。

5.1. 各流星群についての考察

aHy, dVe, tCe, Vir, Oph, eEr, dErの各流星群は、出現数が少なすぎて極大を検出することができなかった。小熊群(Ursid)については、観測期間が短いために、主極大の前後にもうひとつのなだらかに増減する成分があるのかどうか確定できない。あるとすれば、 $B+=0.20$, $B-=0.62$, $ZHR_{\max}=6.2$, $\lambda_{\max}=270.35$ である。南のうお群(Pisces Austrakids)は、6/27前後に活動する出現期間が長い流星群であるが、明確な極大を検出できなかった。

別々の輻射点からの複数の出現ピークが重なり合っていると思われる群もあった。おとめ群(Virginids)、とも/ほ群(Puppids/Velids)である。ほ群(Velids)については、写真および電波観測がなされているが、眼視観測によって明確な出現が捉えられているとはいえない。

さそり群(ω Scorpiids) かじき群(γ Dorids) エリダヌス群(ϵ Eridanids)については、図1.1では明確な極大が得られているが、観測者・観測夜が極めて限られているために信頼性が十分でない。エリダヌス群については、Kinkorfues彗星との関連が指摘されており、これが正しいとすれば極大時の太陽黄経は169度付近になるはずである。

いっかくじゅう群(Monocerotids)は主要群であるふたご群と、 ϵ ふたご群はオリオン群と活動期間が重なっているために、出現数が影響を受けているかもしれない。

おうし群(Taurids)は7度ほど離れた北群と南群に分離できることが知られているが、ここでの眼視観測では両者を分けて制約することができない。あえて分離した観測例では出現数は北5に対して南4であった。これに対して、写真観測からは南2に対して北1という結果が得られている。この差違は、おそらく眼視観測における群判定の誤りによるものであろう。

おひつじ群(Arietids)は昼間流星群であるが、朝夕の薄明中に眼視観測できないことはない。輻射点高度は10度程度なので、ZHR補正の影響を強く受けたデータしか得られないが、その傾向は電波観測の結果と矛盾していない。 δ みずがめ群についても同じことがいえる。

5.2. 流星群軌道のひろがり

十分な精度でB値を決定できた39の群について、(9)式のように流星群軌道のひろがり(円)を定義する。図1.2にその分布を示した。0.08天文単位に分布のピークをもつ。流星群軌道の中心から0.08天文単位はなれたところでの出現数が1/eすなわち0.14倍に減少することになる。また、流星群軌道のひろがり(円)

形)であり、ハレー彗星関連群について提案されたりボンモデルとは異なった結果となった。軌道傾斜角が15度以下の群は惑星からの摂動を強く受けるために軌道のひろがりが大きくなる傾向にある。

とも/ほ群 (Puppids/Velids)、 α 白鳥群、 δ 孔雀群 (Pavonids) は軌道傾斜角が大きいかかわらず、軌道の広がりが非常に大きい。特に、とも/ほ群の広がりの大きさは異常であり、この群がいくつかの小流星群からなる複合体であることを示唆している。とも/ほ群複合体は、黄道面から離れた軌道を持っていることもあり、今後さらに研究する必用のある流星群である。

6. 流星群全質量の推定

ZHRの値から流星体の空間密度を推定すれば、流星群の全質量を求めることができる。(この過程には観測者の見のがし確率、流星の明るさと質量の関係、光度係数などいろいろの数値を仮定して計算をしなければならないが。)

6.1. 推定の方法

Hughesらの方法にしたがって、 10^{-6} から 10^2 gの質量をもつ流星体を対象にした。100 gの流星体はペルセウス群の場合だと-5等級の流星に相当する。 10^{-6} g以下の流星体は太陽風の影響などのため群としての軌道から散逸してしまうと考えた。流星群軌道分布の断面は円形であると仮定し、軌道傾斜角15度以下で群軌道と地球軌道との交わりが幅広くなるものについては、 $B=0.19$ を仮定して、積分し全質量を推定した。

6.2. 結果

各群についての推定値を表3bに、文献値との比較を表4に掲げる。ひどい場合には3桁もの差が認められる。

6.3. 考察

見落とし率・地球軌道との交わり方・流星の明るさと質量の関係式・光度係数に含まれる誤差によって、全質量の推定値は大きな影響をうける。

7 結論

16人のアマチュア観測者による眼視計数観測の結果を集計して、各流星群の出現数について客観的なデータを得ることができた。すべての流星群の出現数は、単一の極大前後で指数関数的な増減を示した。副極大の存在は認められなかった。ふたご群としぶんぎ群を除く群では、極大前の増加速度と極大後の減少速度は同一であった。ペルセウス群については太陽黄経130度に副極大があるかもしれない。

増加・減少速度(B値)から求めた、流星群軌道と地球軌道との交わる長さは0.08天文単位であった。この距離は、流星群が出現する母彗星軌道と地球軌道との距離の最大値と一致しており、流星群軌道が母彗星軌道のまわりで均一にひろがっていることを示唆している。軌道傾斜角が15度以下で近日点距離の小さな軌道をもつ流星群は地球軌道との交わりが大きい(とも/ほ群 (Puppids/Velids)、 α 白鳥群、 δ 孔雀群 (Pavonids) は例外)。いくつかの仮定のもとに流星群を構成する粒子全部の質量を見積もった。

著者は、今後も眼視観測による流星数の計数が継続されることを望んでいる。大流星群については極大時刻や出現期間、出現数に変化がないか確認し、小流星群についてはよりたくさんの観測からより統計的に信頼できるデータを得るためである。

獅子座流星群カウント処理について一案

東京理科大学 1598129 三間 康人

1. はじめに

2001 年 11 月の獅子座流星群において、数多くの流星が流れ、カウントのデータだけでも今までにないくらいの成果が挙げられている。このデータの取り扱いについて、自分なりの考えをまとめました。

2. 眼視観測

ここであえて取り上げる必要もないとは思いますが、眼で流れた流星の数をカウントする方法で流星観測の中で最も簡単かつ経験によりデータの信憑性まで考えられている手法である。一般に、各々の補足率というものはわかってはいなく、また光度測定も行うが、その評価も熟練者でも判定が微妙な例はたくさんある。さらに経験者でも視野の広さ、動体視力、視力、そして集中力などの変化などで、必ずしも一人の観測データのみで流星のピークを捉えることは難しい。しかし、一般に一箇所にたくさんの観測者を集めることは困難であったりするので、さまざまな位置による補正などをかけて平均値をとっている。これが一般的に言う ZHR であり、これには輻射点高度、観測地の北緯東経高度そして光度比などの補正をかける。

3. 取り扱ったデータ

ここで取り扱うデータは最も流星数の多いデータをとられている長田和博さんのデータが最も信頼性の高いものとして、解析を行った。その理由は一般に流星観測で時間分解能を高くすると、ノイズのような形で大きな流星数の変化の傾向が見えなくなる。今回の獅子群のように流星数の多い場合は、その集中力の要素に大きな揺らぎが発生するのが普通である。しかし、この長田氏のデータには、その揺らぎが一分の集計をしても殆ど見当たらなかった。以下の図が彼の観測結果である。

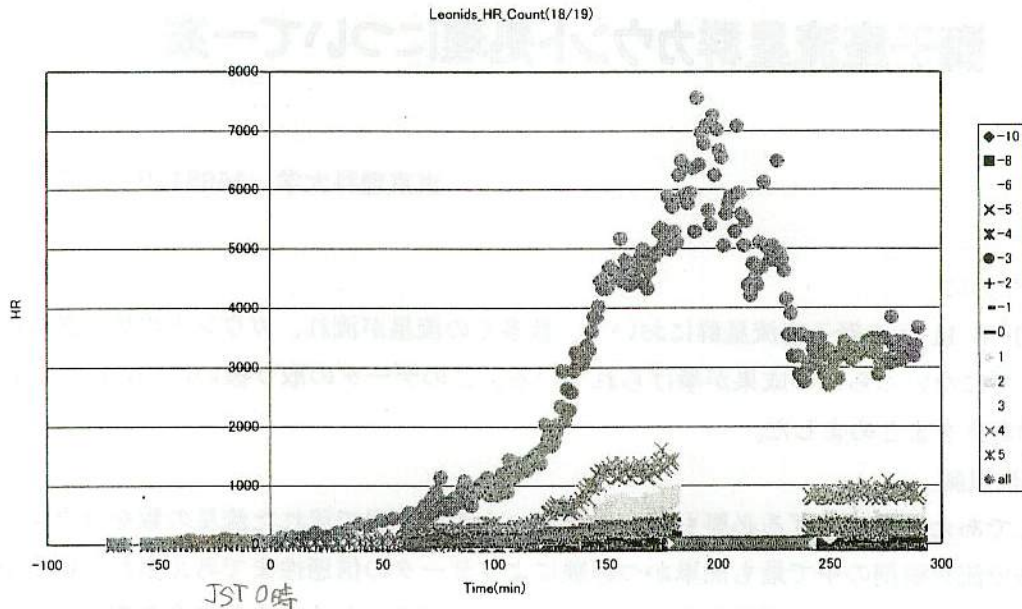


図1 長田さん観測生データ 1分

このグラフは下に日付が変わる点を基準にしたものである。このグラフを見るとかなり細かいが、測定に以下の限界が発生していることがわかる。

- ・ 流星数の増加において心理的動揺
- ・ 流星数の最大の時のカウント限界→カウントの飽和

また、私が知る限りで清里において眼視観測されているのは、有名な方で、橋本さん・芹沢君・森田君・岡さん・川畑さんなどがいますが、一分集計でここまできれいな傾向が見えているのは、長田さんのデータのみでした。また、今回の解析では、本人了解の上で橋本さん・森田君・長田さんのデータについて計算してみた。

4. 個人補正

前章で選択した方々のデータにはかなりのばらつきが発生があります。これを補正する補正計数を求めます。これは単に補足率で評価すれば、以下の式で表せます。

$$\text{RealMeteorCount} = \frac{\text{CountData}(t)}{A(t)}$$

また、この $A(t)$ は補足率を表す。これは、集中力の変化と視力や視野などの要素であると考えられるので、

$$A(t) = A + f(t)$$

$f(t)$: 集中力・疲れなどの時間が介在する要素

A : 視野などの時間変化しないもの

今回、この三人については集中力などの時間変化は無いものとする単純に全てのデー

タを倍してあげればいいことがわかる。また、最も精度の高い観測データはこの中では長田さんであるので、以下のような補正をかけて計算した。

$$HR(t) = \frac{OsadaAllHR}{DetectedAllHR} * Count(t)$$

5. ポアソン分布と正規分布（ガウス分布）

ポアソン分布とは時間に経過とともにランダムに起こる事象に対して用いる分布である。そのときの標準偏差は

$$\sigma = \sqrt{m}$$

で与えられる。

また、正規分布では一般的な連続量の測定のときに用いる分布である。このときに用いる標準偏差からでる誤差は

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N (x - x_j)^2}{N(N-1)}}$$

で与えられる。今回のように同じ観測対象について連続的に変化している対象であるので、こちらの誤差を持ることとする。

6. NMS 発表のものとの比較

今までのようにして誤差の評価などした結果は以下のグラフで与えられる。

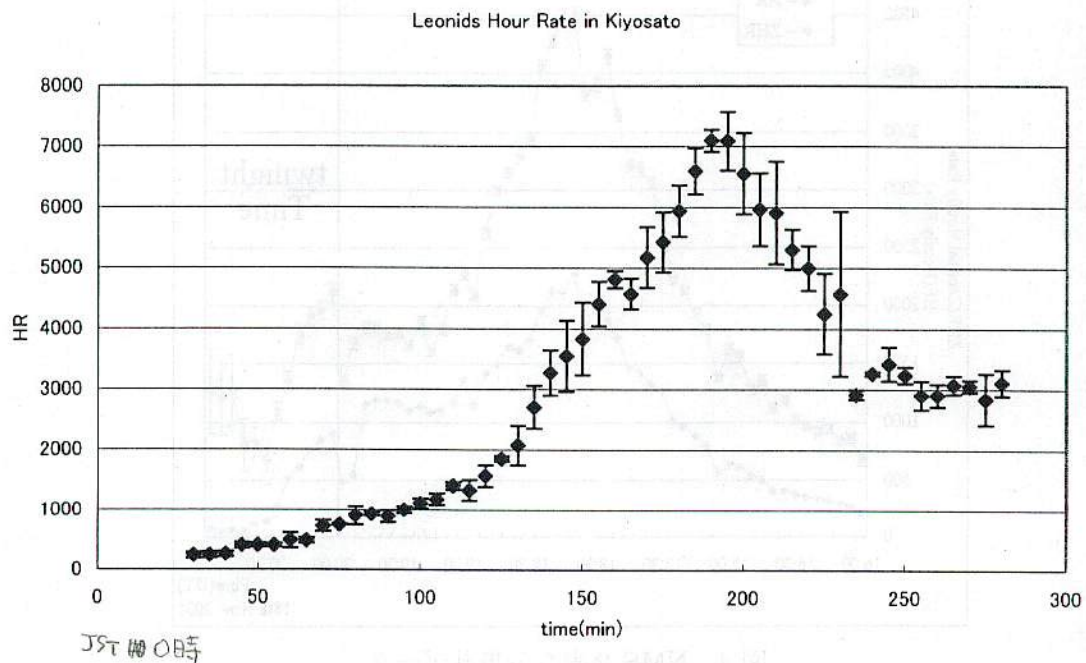


図2 清里カウント5分集計結果

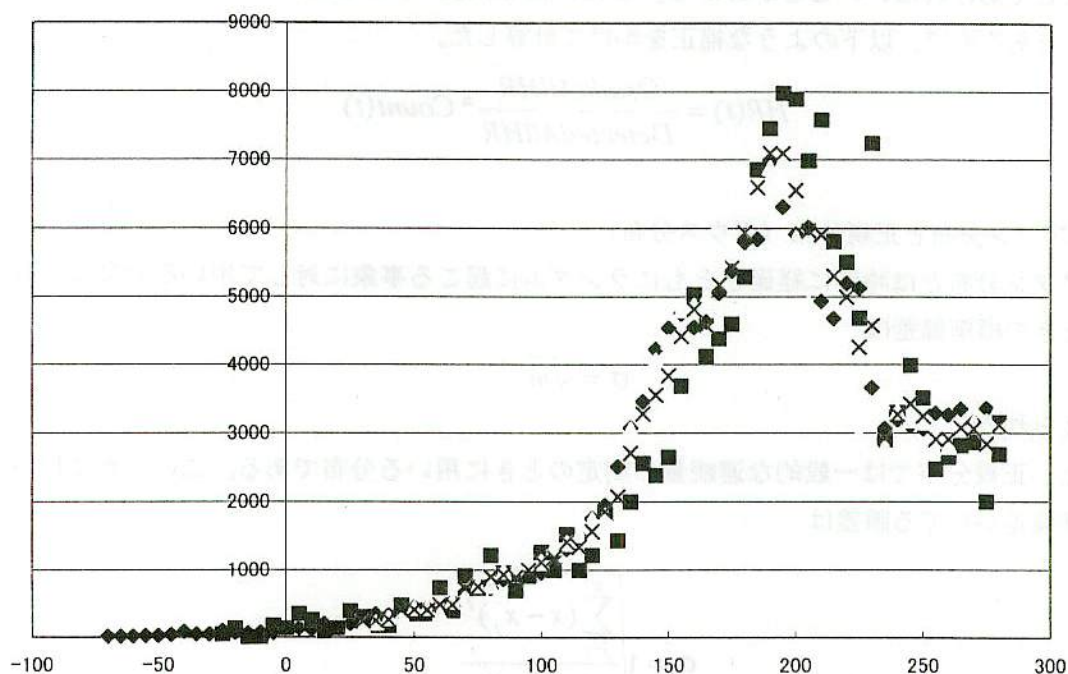


図3 各人の補正後の5分集計流星数

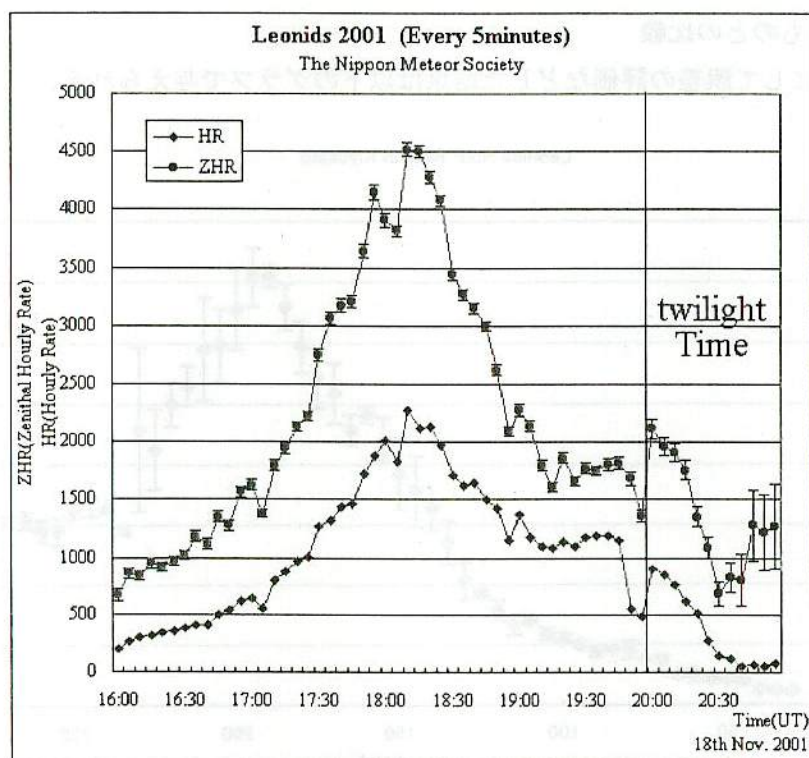


図4 NMS 発表 5分集計データ

2001 年しし座流星群の 4 公転トレイルと 9 公転トレイルの推定 ZHR

内山茂男

はじめに

表 1. 2001 年しし座流星群出現予測 (時刻は JST)

Trail	McNaught-Asher [1]	Lyytinen [2]	Jenniskens [3]	大出現の…
4-rev	3h13m (ZHR8000)	3h20m (ZHR5000)	17h55m (ZHR2700)	← 第 1 原因
9-rev	2h24m (ZHR2000)	3h03m (ZHR2600)	17h08m (ZHR1800)	← 第 2 原因
10-rev	3h43m (ZHR 40)	4h10m (ZHR 150)	17h01m (ZHR 170)	← ちょっと貢献
11-rev	2h36m (ZHR 40)	4h10m (ZHR 150)	17h21m (ZHR 510)	← ちょっと貢献

2

公転回数と光度比

*ダストの放出速度：大きいダストの方が遅い可能性大 → 大きいダストの方が母天体からゆっくり離れていく。

太陽光圧の影響：大きいダストの方が影響小 → 大きいダストの方が母天体からゆっくり離れていく。

⇒ 母天体からゆっくりと離れていったダスト群には大きいダスト(明るい流星)の割合が高い。

*2001 年 11 月に地球に突入したダストは、母天体から遅れること 3 年 9 ヶ月。

4 公転トレイル: 1 公転あたり 11 ヶ月遅れたダスト (3 年 9 ヶ月 ÷ 4 = 11 ヶ月)

9 公転トレイル: 1 公転あたり 5 ヶ月遅れたダスト (3 年 9 ヶ月 ÷ 9 = 5 ヶ月)

⇒ 9 公転トレイルの方が明るい流星の割合が多い(光度比が小さい)

4 公転トレイルと 9 公転トレイルの光度比がわかっているならば、観測された光度比から両トレイルの混合比率が求められる。

したがって、それぞれの ZHR を求めることができる。

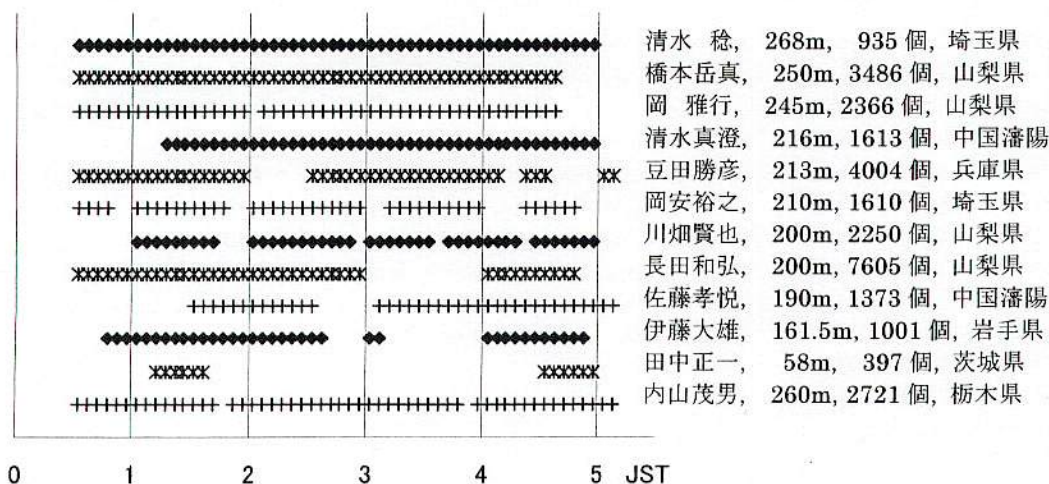
使用観測データ

* 5 分毎の光度データ * 輻射点高度 15 度以上

* 0 時 30 分～5 時 10 分 (JST) (それ以外の時刻は、観測者が少なく個人差の影響が強く出てしまう)

* 合計、観測時間 2469.5 分、しし群流星数 29361 個。

図 1. 各観測者の観測時刻・観測者名・観測時間・しし群流星数・観測地(解析に用いた分)

等級別 ZHR: ZHR_m

(1) ほとんどの光度で、3 時 15～20 分頃をピークとする出現数の変化がきれいにえられる。

(2) -2 等級や-3 等級以上の明るい流星では、ピークは見られず、出現数はほとんど一定である。

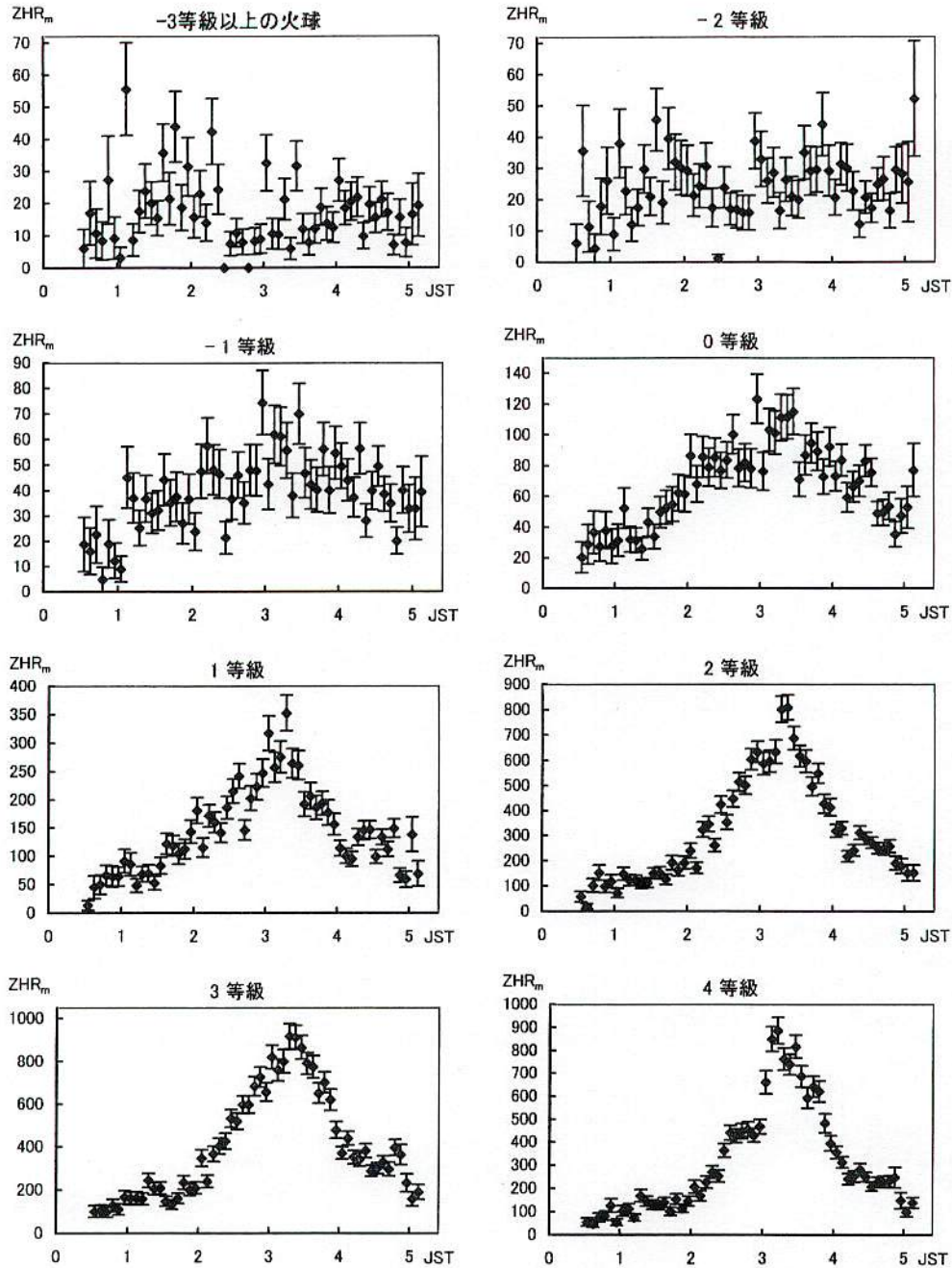
(-1 等級や 0 等級ではピークが見られるが、1～4 等級の流星よりも増減率が少なくなる。)

⇒ -2 等級以上の流星となる大きい流星物質は、9 公転トレイルにも 4 公転トレイルにもほとんど含まれていないと考えられる。

(3) -2 等級以上の明るい流星の ZHR_m の合計は 40 程度と、近年のバックグラウンドには非常に多い。

⇒ 予測されていなかった大きいダストの供給源があったはずである。

図 2.



観測された ZHR と予測

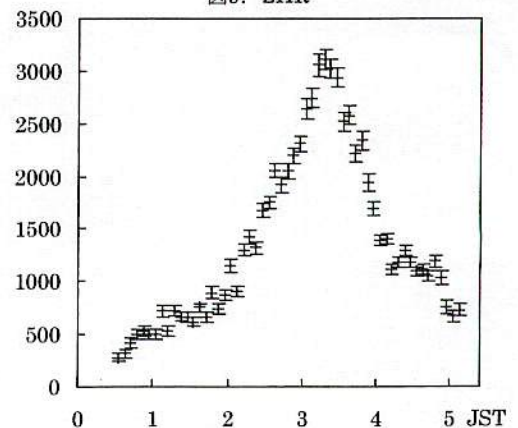
極大時刻 3 時 17 分 \pm 3 分 極大時 ZHR 3120 \pm 100

- (1) 観測された極大時刻は、McNaught-Asher や Lyytinen の予測の 4 公転トレイルによる極大時刻に非常に近い。
 - (2) 極大後の減少に比べると、極大前の増加はやや緩やかである。
- ⇒ これは、9 公転トレイルの影響かもしれない。

今回の流星の供給源

- (1) 4 公転トレイルからの流星
- (2) 9 公転トレイルからの流星
- (3) 10・11 公転トレイルからの流星
- (4) 毎年見られるバックグラウンドの流星
- (5) 大きいダストの供給源による明るい流星 (この影響は無視できない)

図3. ZHR



0~4等の光度比と各トレイルの光度比の推定

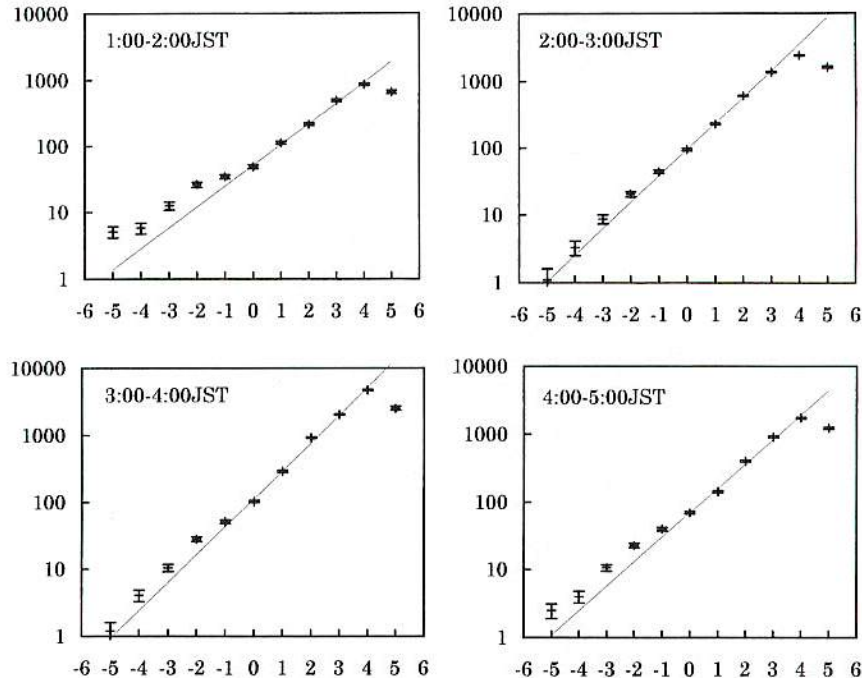
真の等級別 ZHR である $ZHR_{t,m}$ を求めて等級との関係を示したのが、図 4 である。

- (1) 0~4 等の流星数の直線性が特によい。⇒ 大きいダストの供給源の影響は少ないのでは？
 (2) 明るい流星数は回帰直線の値よりやや多くなっている。⇒ 大きいダストの供給源があると考えると理解できる。

図 4.

流星の等級と

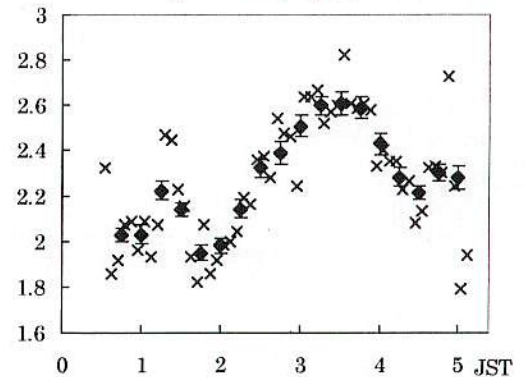
真の流星数 $ZHR_{t,m}$



大きいダストの供給源の影響を小さくするため、0~4 等の流星数から光度比を求めた。(図 5)

- (1) 出現数の増加とともに、光度比が上昇している。
 (暗い流星が増加している)
 (2) 3 時 17 分頃の極大前後を比べると、極大後の方が光度比が大きい。
 ⇒ 4 公転トレイルの方が 9 公転トレイルよりも光度比が大きい。
 (3) 0 時 30 分から 2 時の間でも ZHR はすでに数百に達していて、しかも着実に増加している。
 ⇒ この間も 9 公転トレイルによる流星が相当数出現していた。
 しかし、この間の光度比は、だいたい 2.0 で一定。
 ⇒ 9 公転トレイルの光度比は 2.0 程度。
 (4) 光度比のピーク値は 2.61 ± 0.05 (3h15m~3h45m)。これは、9 公転トレイルの流星も含んだ値
 ⇒ 4 公転トレイルの光度比は 2.61 よりある程度大きいはず。⇒ 4 公転トレイルの光度比は 2.8 以上

図 5. 0~4等の光度比



4 公転トレイルと 9 公転トレイルの推定 ZHR

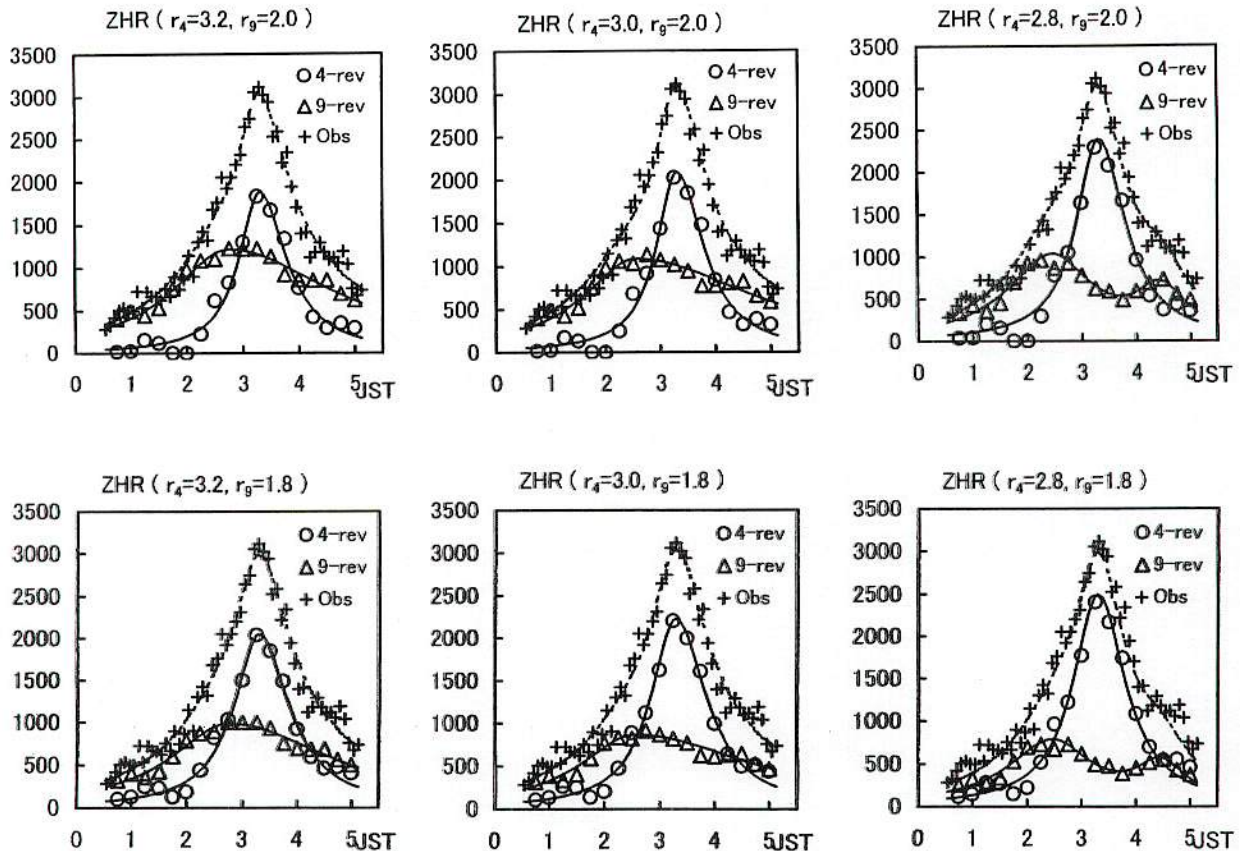
各トレイルの光度比はだいたいの値は推定できたが、確定することはできていない。

⇒ 9 公転トレイルの光度比 r_9 は 1.8 と 2.0、4 公転トレイルの光度比 r_4 は 2.8, 3.0, 3.2 の場合について求めた(図 6)。

- (1) 4 公転トレイルの光度比 r_4 が 2.8 のケースでは、9 公転トレイルの ZHR 曲線の 3~4 時にくぼみができている。
 ⇒ 不自然 ⇒ 4 公転トレイルの光度比は 3.0 以上が適当。
 (2) r_9 が 1.8 と 2.0、 r_4 が 3.0 と 3.2 と仮定したケースでは、大きな変化ではない。
 ⇒ 光度比の推定が少々ずれていても、4 公転トレイルと 9 公転トレイルの推定 ZHR は大きくずれることはない。
 (3) 4 公転トレイルはシャープな増減をしている。
 (4) 9 公転トレイルによる出現は高原状のピークで、2 時 30 分~3 時に極大となっている。
 ⇒ ずっとたくさん出ていたように感じたのは、9 公転トレイルの影響が大きい。
 (5) 4 公転トレイルの極大 ZHR は 2000 程度、9 公転トレイルの極大 ZHR は 1000 程度
 (6) 公転回数の多いトレイルの方が太い(拡散している)。(※4 公転トレイルと 9 公転トレイルだけの比較では)

図6. 4公転トレイルと9公転トレイルの推定 ZHR

光度比が確定できないので、4公転トレイルの光度比 r_4 が 3.2、3.0、2.8、9公転トレイルの光度比 r_9 が 2.0、1.8 のケースを示したが、 $r_4=3.0$ 、 $r_9=2.0$ のケースが最も良いだろうと考えている。



Lorentz 曲線

Jenniskens は 1999 年の大出現時の ZHR 曲線は Lorentz 曲線によく合うことを見つけた。これは、次の式で示されるものである。

$$ZHR = ZHR_{\max} \cdot W_h^2 / ((T - T_{\max})^2 + W_h^2)$$

ZHR_{\max} は極大時の ZHR、 T_{\max} は極大時刻、 T は時刻、 W_h は半値半幅である。Lorentz 曲線は左右対称であり、右図の A と D が等しい。この A や D の値が W_h 。

(1) 9公転トレイルの ZHR 曲線は、全く左右対称ではない。

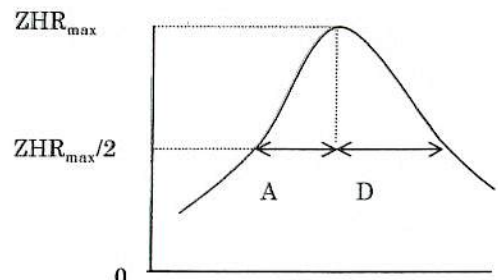
⇒極大前には A を、極大後には D をこの W_h に代入した。

(2) 非対称に対応すると、推定 ZHR も Lorentz 曲線に良くあう。

(図 6)

(3) 最もよく合う Lorentz 曲線を最小二乗法により求めると、結果的に最大 ZHR (ZHR_{\max})、極大時刻 T_{\max} 、Ascending branch、Descending branch を求めたことになる。(表 2)

(注: 私の推定では、10・11 公転トレイルは 9 公転トレイルと分離できていないと思われる。表 2 の値をみるとときには、その点の考慮が必要である。また、9 公転トレイルは高原状ピークを示しているの、極大時刻は ±15 分くらいで見た方が良くであろう。)



A: Ascending branch

D: Descending branch

A+D: FWHM

表 2. 推定された 4 公転トレイルと 9 公転トレイルの各種値と主な予測

	トレイル	仮定 光度比	極大時刻 JST	ZHR _{max}	FWHM	Asc. branch	Desc. branch
今回の 推定値	4-rev	$r_4 = 3.2$	3h18m	1880	62m	27m	35m
	9-rev	$r_9 = 2.0$	2h45m	1220	212m	75m	137m
	4-rev	$r_4 = 3.2$	3h18m	2050	73m	33m	40m
	9-rev	$r_9 = 1.8$	2h46m	990	216m	78m	138m
	4-rev	$r_4 = 3.0$	3h18m	2090	62m	27m	35m
	9-rev	$r_9 = 2.0$	2h33m	1090	231m	71m	160m
	4-rev	$r_4 = 3.0$	3h18m	2230	73m	33m	40m
	9-rev	$r_9 = 1.8$	2h33m	870	236m	73m	163m
McNaught and Asher [1]	4-rev 9-rev 10-rev 11-rev		3h13m 2h24m 3h43m 2h36m	8000 2000 40 40			
Lyytinen et al. [2]	4-rev 9-rev 10-rev 11-rev		3h20m 3h03m 4h10m 4h10m	5000 2600 150 150	86m 123m 280m 以上 180m 以上	58m	65m
Jenniskens [3]	4-rev 9-rev 10-rev 11-rev		2h55m 2h08m 2h01m 2h21m	2700 1800 170 510	49m 74m 123m 76m		

光度比に関する議論

- (1) 4 公転トレイルの光度比は 3.0~3.2 程度、9 公転トレイルの光度比は 1.8~2.0 程度と推定した。(4 公転トレイルの光度比がさらに大きくても、9 公転トレイルの光度比がさらに小さくても、それぞれの推定 ZHR 曲線は不自然にならない。)
- (2) 4 公転トレイルの光度比が 3.0 としても、これは散在流星並で、非常に大きい値(暗い流星が多い)である。
⇒ 4 公転トレイルと 9 公転トレイルでそれほど光度比が違うのであろうか。
- (3) 光度比の差が少なく、計算結果が不自然ではない「4 公転トレイルの光度比は 3.0、9 公転トレイルの光度比は 2.0」が最も良い推定ではないか。(きちんとした理論的根拠があるわけではないが、光度比が 2.0 と 3.0 というだけでもちよっと差が大きすぎるな、という印象を持っている。)
- (4) 今回のしし座流星群では暗い流星の認識率がやや低かった可能性がある。(多すぎる出現数 & 高速のため)
⇒ そうだとすると、本来の 4 公転トレイルの適切な光度比がさらに大きくなる。
⇒ 4 公転トレイルの光度比が 3.0 より小さい可能性は低い。
- (5) 9 公転トレイルの光度比を 2.0 と推定したが、もしかしたらもう少し大きいのかもかもしれない。
⇒ 9 公転トレイルに含まれる明るい流星の比率が減少するが、大きいダストの供給源からの流星が加わるので、推定値の和に近い流星が観測されているのかもしれない。大きいダストの供給源からの流星は長時間継続して出現していたと推定しているので、-1 等や -2 等以上の明るい流星で増減が少なくなるのが説明できそうである。

2002 年の予測

- (1) 2002 年にも 7 公転トレイルや 4 公転トレイルによる大出現が予測されている。
- (2) 今度は 10・11 公転トレイルには接近しない。
- (3) 共鳴領域はダストトレイルと違って短いので、2002 年には地球軌道付近にはないはずである。
⇒ どちらが 2001 年の火球の供給源であったとしても、2002 年の大出現時には火球はあまり出現しないと予測。
- (4) 4 公転トレイルの光度比は 3.0 程度とたいへん大きい値が得られている。
⇒ アメリカで好条件だといわれている 4 公転トレイルによる大出現では、明るい流星が少なく、暗い流星が豊富に出現するのでは。
しかも空には満月が輝いている。
(まだ、ヨーロッパ方面で見られる 7 公転トレイルによる大出現の方がやや明るい流星が多めになるであろう。)

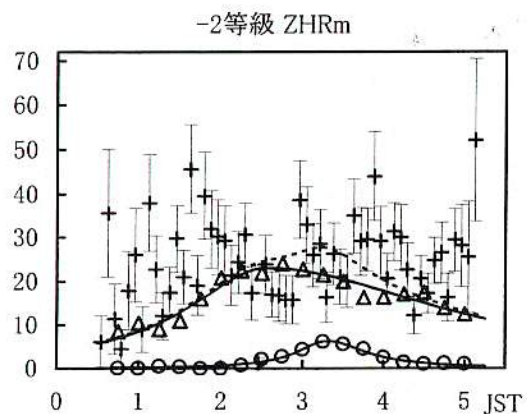
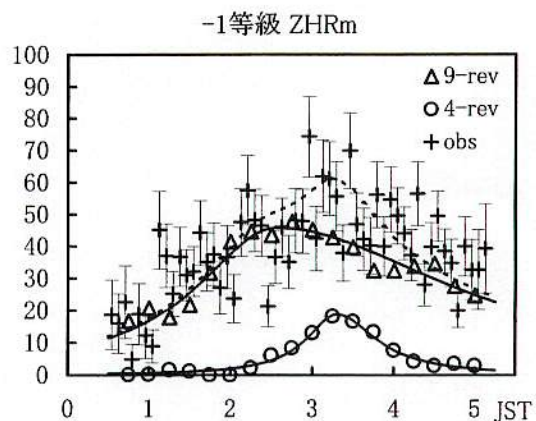
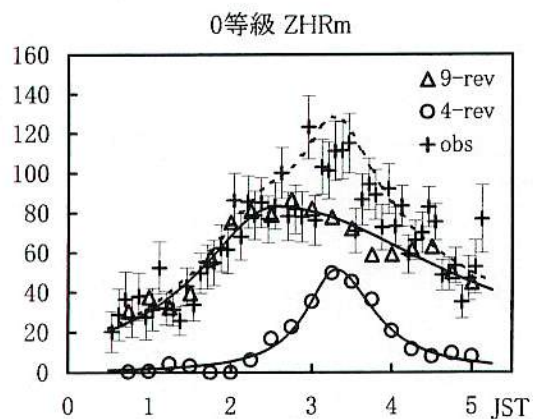
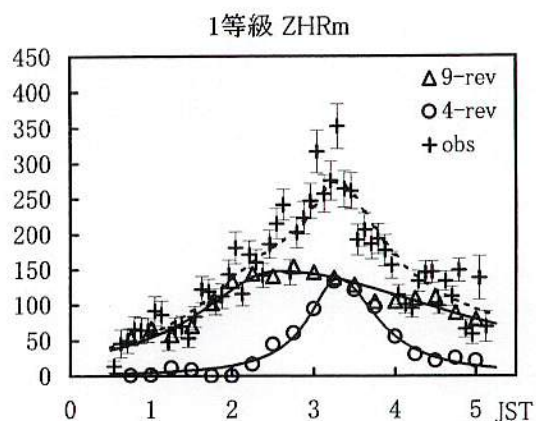
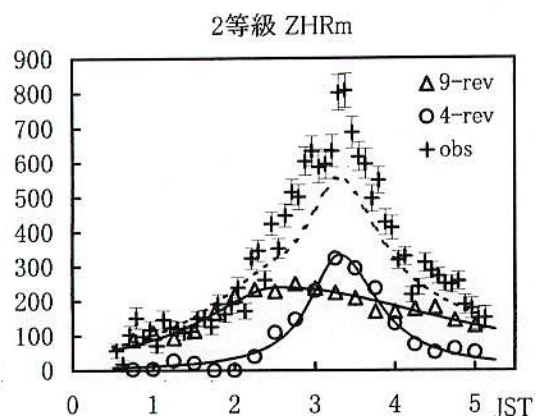
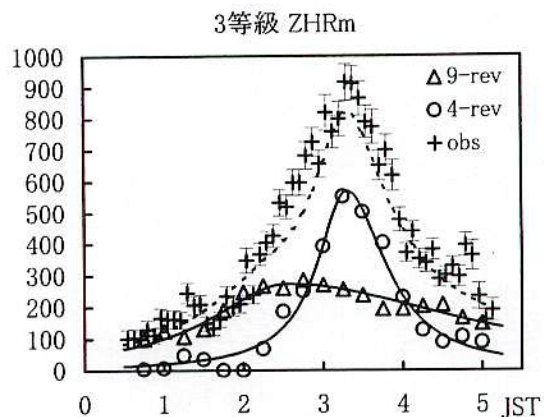
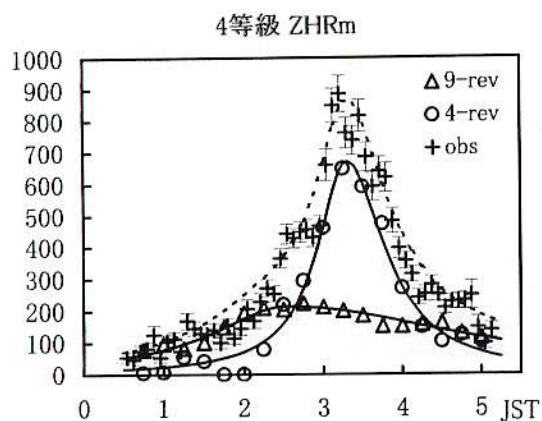


図 7. 推定した 4 公転トレイルと 9 公転トレイルの等級別 ZHR
(ZHR_m)

4 公転トレイルの光度比は 3.0、9 公転トレイルの光度比は 2.0 と仮定して求めた値。

点線は各トレイルの Lorentz 曲線の値を加えた値である。

観測方法・算出方法による光度比の値の比較

内山茂男 (NMS)

1. Introduction 光度比とは

光度比 r → 流星が1等級暗くなると流星数が r 倍に増えている。

$$r = \frac{N(m+1)}{N(m)} \quad \text{または} \quad r = \frac{\sum_{k=-\infty}^{m+1} N(k)}{\sum_{k=-\infty}^m N(k)}$$

→ 光度比 r が大きい方が暗い流星の割合が多い。(r が小さい方が明るい流星の割合が多い。)

2. 光度比算出方法

(a) 眼視観測回帰直線法 (Regression method)

眼視観測から得られた光度データ

↓ 認識率 (可視面積比) 補正 (図1 [1])

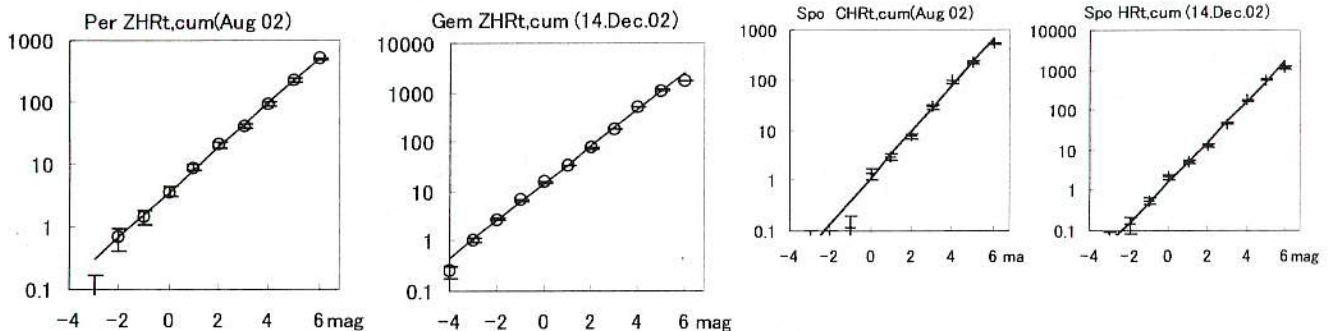
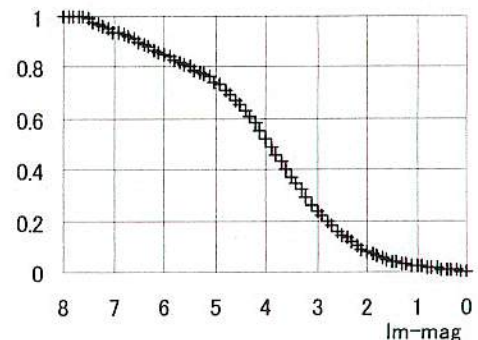
↓ 雲量補正・輻射点高度補正

真の等級別流星数 $ZHR_{t,m}$ ※縦軸を対数にすると、直線の傾きが光度比 r となる。↓ 各等級までの和をとる ($\sum ZHR_{t,m}$)各等級までの真の流星数 $ZHR_{t,cum}$ (図2)※ 縦軸は対数で、傾きが光度比 r となる。 $ZHR_{t,m}$ より統計的揺らぎの影響が小さくなる。

※ 散在流星の場合、輻射点高度補正を行わない

 $CHR_{t,cum}$ を求める。

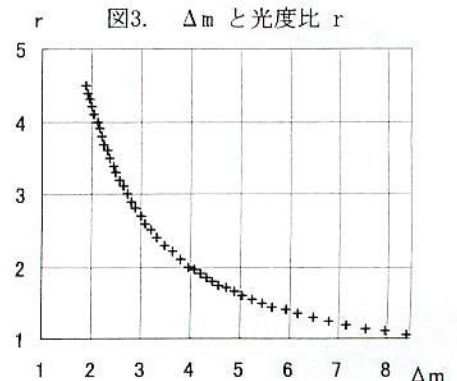
図1. 認識率 [1]

図2. 各等級までの真の流星数 $ZHR_{t,cum}$ $CHR_{t,cum}$

(b) 眼視観測平均光度法

最微星と観測流星平均等級の差 $\Delta m (=L_m - m_{ave})$ から光度比 r を求める。 Δm と r の関係は図3の通り。

(これは、内山が独自に求めた値。IMO の R. Arlt の値より若干小さい値となっている。)

図3. Δm と光度比 r 

(c) ZHR 逆算法

$$ZHR = \frac{N \times r^{(6.5-L_m)}}{T_{eff} \times (1-cl/10) \times \sin(h_R)}$$

ここで、最微星補正をしていない ZHR（その最微星での ZHR）である“ZHR_{lm}”を導入する。

$$\text{すなわち、} ZHR_{lm} = \frac{N}{T_{eff} \times (1-cl/10) \times \sin(h_R)}$$

⇒ 最微星 L_m が増加すると ZHR_{lm} は指数関数的に増加。 L_m を横軸、 ZHR_{lm} の対数を縦軸にとると、傾きが光度比 r となる。(図 4)

- ※1. この方法で光度比を求めるには、いろいろな最微等級の観測データが多数必要。
- ※2. 散在流星の場合には、 ZHR_{lm} のかわりに雲量補正だけをした HR (HR_{lm}) を用いる。
- ※3. 光度比を ZHR 算出に使うのであれば、この方法で求めた値が最適である。

(d) ビデオ観測回帰直線法

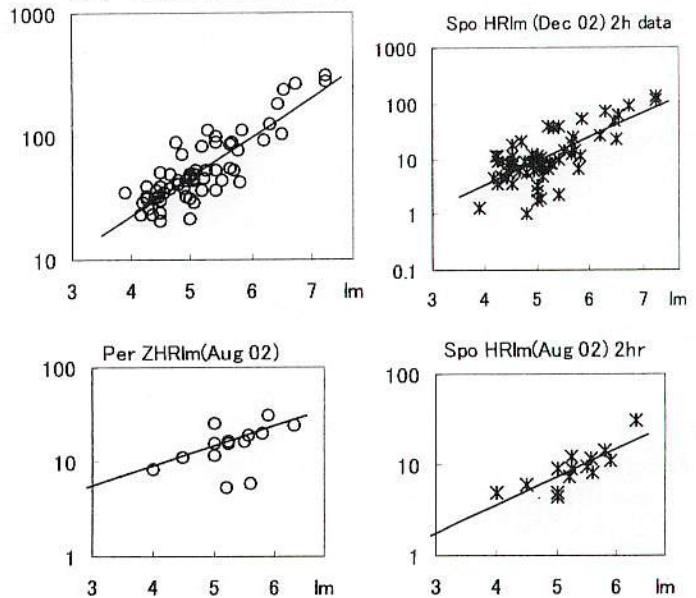
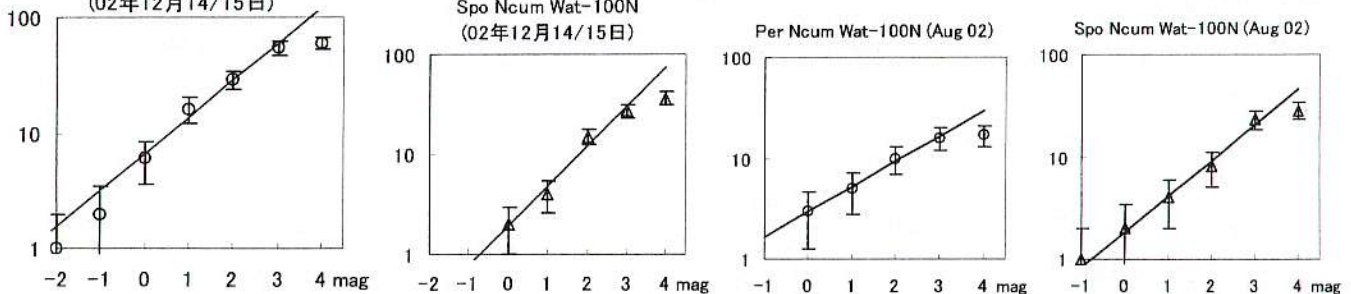
モニター画面を眼視観測し、光度判定（2回以上の見なおし実施）

→ 各等級までの流星数

※ 縦軸は対数で、傾きが光度比 r となる。(図 5)

※ 眼視観測のような認識率補正は不要。

すると $ZHR_{lm} = ZHR \times r^{(L_m-6.5)}$ となる。

図4. Gem ZHR_{lm} (Dec 02)図5. Gem Ncum Wat-100N
(02年12月14/15日)

3. 結果 A (ペルセ群・ふたご群データより)

(1) 観測日 および 解析に使用した観測量

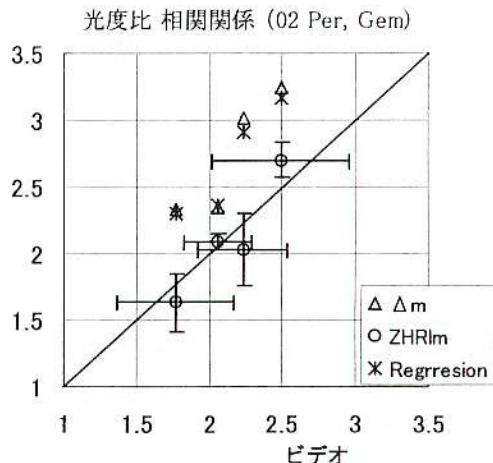
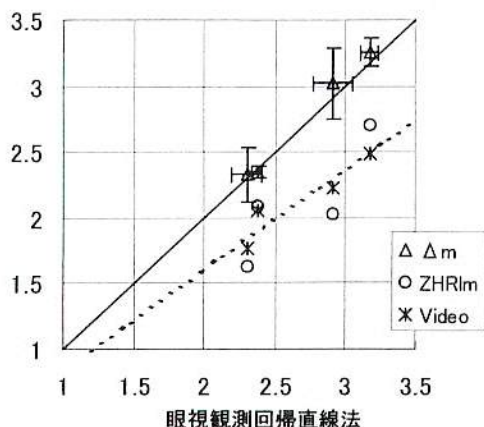
観測日	眼視計数観測			眼視光度報告			ビデオ観測	
2002 年 8 月 10/11 日	14 名	Per	222	11 名	Per	190	1 台	Per 17
(協定観測)	26.0h	Spo	266	18.5h	Spo	215	3.1h	Spo 28
2002 年 12 月 14/15 日	39 名	Gem	7186	28 名	Gem	4201	1 台	Gem 60
	120.0h	Spo	2267	66.0h	Spo	1621	4.0h	Spo 36

※ 12 月の眼視計数観測データ および 12 月の眼視データは、NMS 同報を通じて報告されたものを使用。

※ ビデオ観測者：内山茂男 観測機材：Watec, WAT-100N, 8mm F0.8, (ゲインはあまり上げず)

(2) 光度比結果		a. 眼視観測 回帰直線法	b. 眼視観測 平均光度法	c. ZHR 逆算法	d. ビデオ観測 回帰直線法
8 月 10/11 日	Per	2.30 \pm 0.11	2.33 \pm 0.21	1.63 \pm 0.22	1.77 \pm 0.40
	Spo	2.91 \pm 0.14	3.02 \pm 0.27	2.03 \pm 0.27	2.23 \pm 0.31
12 月 14/15 日	Gem	2.37 \pm 0.03	2.35 \pm 0.05	2.09 \pm 0.06	2.06 \pm 0.23
	Spo	3.17 \pm 0.07	3.25 \pm 0.11	2.70 \pm 0.13	2.49 \pm 0.47

図6. 光度比相関関係 (02 Per, Gem)



- * 眼視観測回帰直線法と眼視観測平均光度法の光度比の値は、誤差の範囲内ではほぼ一致している。
(A グループ)
 - * ZHR 逆算法とビデオ観測回帰直線法の光度比の値も、誤差の範囲内ではほぼ一致している。
(B グループ)
 - * しかし、B グループの値はAグループの値より、あきらかに小さい。
- ⇒ A グループで使用した、流星認識率補正が過修正の可能性あり
(日本人にとって？ 世界中誰に対しても？)

※ ZHR 逆算法による光度比の値は、一部の鋭眼観測者のデータを除くと大きく変化する
(Gem: 1.67 \pm 0.08, Spo(Dec): 1.81 \pm 0.19)

4. 結果 B (2001 年しし座流星群データより)

(1) 観測日 および 解析に使用した観測量

観測日：2001 年 11 月 18/19 日 (しし座流星群アジアピーク)

観測時刻 UT	眼視計数観測	眼視光度報告	ビデオ観測
16.5-17.0	56 名 24.6h Leo 8111	34 名 12.6h Leo 3753	2 台 0.87h Leo 64
17.0-17.5	83 名 38.5h Leo 19148	42 名 17.7h Leo 8462	2 台 1.00h Leo 131
17.5-18.0	98 名 45.5h Leo 42514	40 名 16.5h Leo 14683	2 台 0.92h Leo 207
18.0-18.5	105 名 48.6h Leo 71141	36 名 13.7h Leo 17376	2 台 1.00h Leo 357
18.5-19.0	99 名 44.4h Leo 50517	30 名 12.4h Leo 12307	2 台 0.94h Leo 331
19.0-19.5	72 名 32.5h Leo 23554	28 名 11.3h Leo 8565	2 台 0.94h Leo 170
19.5-20.0	59 名 26.9h Leo 16214	34 名 12.4h Leo 6783	2 台 0.93h Leo 130

※ 眼視計数観測データは、日本流星研究会速報集計 および IMO の VMDB を使用。

※ 眼視光度報告データは、NMS 同報を通じて内山に報告があったもの および IMO の VMDB を使用。

※ ビデオ観測者：筑波大学チーム 観測機材：Watec, WAT-100N, 6mm F0.8, (ゲインを上げて)

(2) 光度比結果

観測時刻 UT	a.眼視観測 回帰直線法	b.眼視観測 平均光度法	c. ZHR 逆算法	d.ビデオ観測 回帰直線法
16.5 - 17.0	1.83 \pm 0.02	1.77 \pm 0.03	1.46 \pm 0.08	1.68 \pm 0.15
17.0 - 17.5	1.98 \pm 0.02	1.88 \pm 0.02	1.47 \pm 0.05	1.78 \pm 0.14
17.5 - 18.0	2.06 \pm 0.02	1.98 \pm 0.02	1.42 \pm 0.06	1.92 \pm 0.15
18.0 - 18.5	2.16 \pm 0.02	2.13 \pm 0.03	1.45 \pm 0.06	2.14 \pm 0.16
18.5 - 19.0	2.21 \pm 0.02	2.16 \pm 0.02	1.50 \pm 0.06	2.01 \pm 0.19
19.0 - 19.5	2.01 \pm 0.02	1.96 \pm 0.02	1.56 \pm 0.08	1.83 \pm 0.18
19.5 - 20.0	1.96 \pm 0.02	1.85 \pm 0.02	1.49 \pm 0.08	1.78 \pm 0.13

(A) 眼視観測回帰直線法と眼視観測平均光度法の光度比の値は近い。

ただし、平均光度法のほうが、やや光度比の値が小さい。

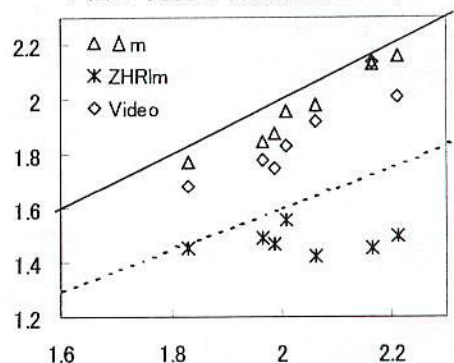
(B) ビデオ観測回帰直線法の光度比の値は眼視観測回帰直線法や
眼視観測平均光度法の値より小さいが、その差は少ない。

(C) ZHR 逆算法の光度比の値は明らかに小さい。



Per 群、Gem 群時のようなきれいな関係は得られていない

図7. 光度比 相関関係 (01Leo)



回帰直線法

(3) 眼視観測回帰直線法と平均光度法について

基本的には、同じデータから求めているのでほぼ同じ値になる
はずである。ただし、この2つの算出方法は次の点が異なる。

1. 平均光度法は、全流星から求めている。回帰直線法は、流星数が十分で直線性が良い光度範囲だけを使用。
2. 回帰直線法は、「どこまでを直線性が良いと判断するか」によって、値が変動する。

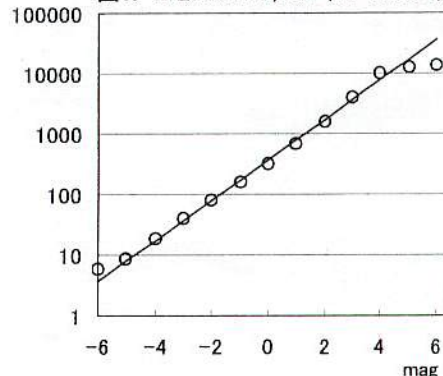
今回のしし群では、回帰直線法は-4~4等から求めた。5等では、直線から大きくずれ、観測流星数が少なくなっている。6等になるとほとんど観測されていない。(→暗い流星が少ない。)

→平均光度法では、光度比がやや小さくなる。

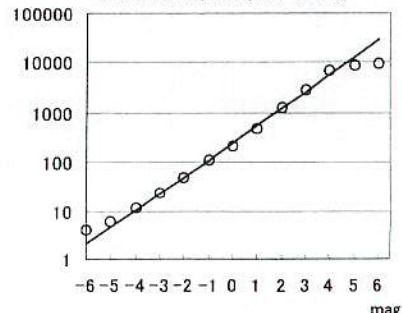
◇ 5等以下の暗い流星が少ない理由として考えられること

1. ダストトレイルによる大出現時なので、トレイルの性質が出る。
暗い流星は本当に少なかった。
2. しし群の流星は速い。高速なので、暗い流星が見にくい。
3. 大出現時なので、次々に現れる明るい流星に気をとられ、暗い流星の認識率が落ちた。

図8. 01Leo ZHRt,cum (18-18.5UT)



01Leo ZHRt,cum (18.5-19UT)



(4) ビデオ観測回帰直線法について

これに関しては、実際に測定をしてみて、「光度判定の難しさ」を痛感した。これが、ビデオ観測の信頼度を著しく下げている。しし群データに関しては、信頼度はかなり低いと言わざるを得ない。

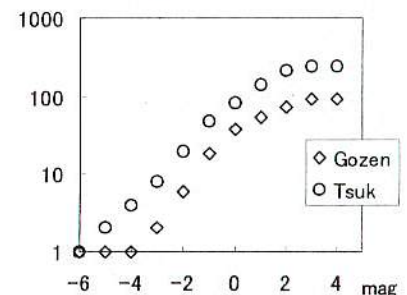
(4-1) 光度判定を難しくする要因

1. 明るい比較星がない (2台のカメラのうち1台は、北極星から北斗七星にかけて撮影していた。
⇒ 1等級以上は不確か。)
2. ゲインを上げている (ラチチュードが狭く、すぐにサチってしまう。)
3. カメラによって、異なったゲインで撮影している (1台のカメラは木星が写っていたが、これをもう1台の光度判定に使えない。)
4. 明かに面積のある流星がある (明るい流星を「写った太さ」で光度判定して良いのか?)
5. 分光感度特性が眼視と違う (眼視等級がほぼ同じ恒星も、違った明るさで写っている。流星も眼視と等級が違うかもしれない。)
6. 流星の角速度 (速い流星は、暗く写る。しかし、その“程度”を判断することが困難。)

(4-2) ビデオ観測のその他の問題点

1. モニター画面を眼視でチェックするのは大変。→ 時間と根気で解決
2. 短い流星は見落としやすい。
輻射点が高くなると、発光時間・経路長ともに短くなり、暗い流星の見落としが多くなる。
3. 結果的に流星数-等級関係の直線性が悪かった場合、どこまでの等級を採用したら良いのか。(例：図9) 今回のしし群データではこのようなケースは多かった。
→ ・実際にこのように出現? ・光度判定ミスのため?
・暗い流星の見落とし? (1等級の見落としは考えられない)

図9. N.cum 01Leo 18.5-19UT



(4-3) Watec ビデオ観測で光度を求めるためのポイント

1. ゲインは控えめに
ゲインを上げるとギリギリで写る星が見やすくなるが、等級差がわかりにくくなる。
2. 明るい比較星を写野に入れる
木星などを入れ、さらに1等級、0等級も写野に入っていると判定しやすい。写野から出ないようにガイドした方がベター。
(ただし、ガイドしたビデオ観測は計数データとして使用する場合、補正が難しい。)

(5) ZHR 逆算法について

(5-1) 他の算出方法との時刻変化比較

眼視観測回帰直線法 (Reg)、平均光度法 (Δm)、ビデオ観測回帰直線法 (Video) は、18時台をピークに増減しているが、ZHR 逆算法 (ZHRlm) は1.5前後で、ほぼ一定の値を示している。(図10)

⇒ ZHR 逆算法の光度比の値については、要再検討

(5-2) 各観測データのばらつき

- a) ZHRlm の値のばらつきは、Per 群・Gem 群時に比べて大きい

← ・特別な出現状況のため?
・普段観測しない観測者のデータが多いため?

- b) 特に、最微星5等より明るい観測条件ではばらつきが大きい。

← ・最微星の判定があやしい?

- c) 最微星6.5等を越える好条件は観測数が少ないが、ばらつきが大きい。

光度比の計算では、最微星が明るいところと暗いところの両端のデータの影響が大きい。しかし、この両端のばらつきが大きい。

以上より ⇒ ZHR 逆算法の光度比の信頼度は低い。

図10. 各光度比 時間変化

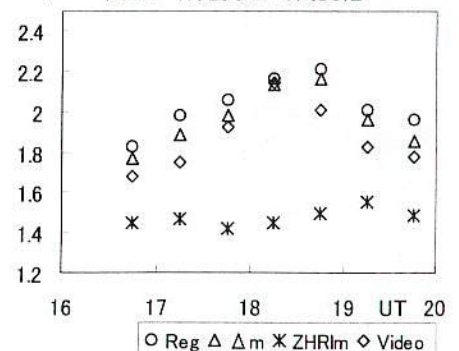
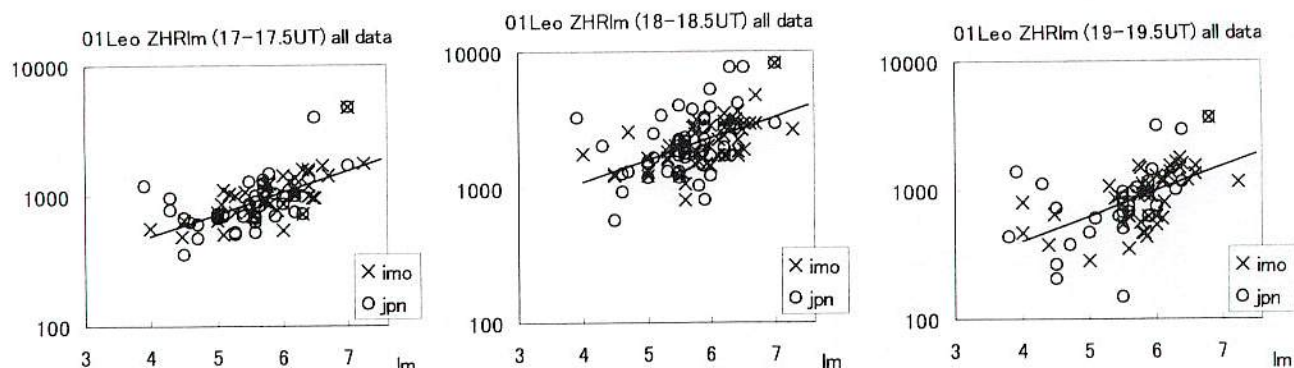


図 11. 全観測データによる、ZHR_{lm} の例



(5-3) 観測者ランク別の光度比

信頼度の低い観測者のデータを使わないことを試みるために、2001 年の観測時間(報告時間)で観測者を以下のようにランク分けした。

A: 15 時間以上の観測

B: 10 時間以上の観測 (Aを含む)

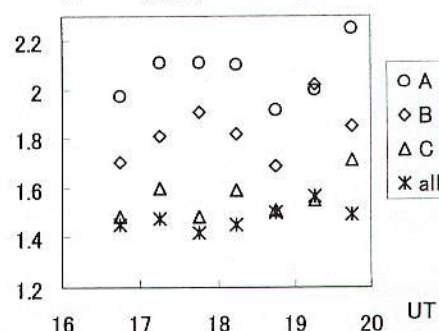
C: 5 時間以上の観測 (しし群以外も報告したと思われる観測者)

all: 全観測者

結果は、図 12 の通り。

- * 観測者を選択しても、18 時台に光度比がピークが来ない。
⇒ 本来ありえないはず。
- * 観測者を絞るにしたがって、光度比の値が明らかに大きくなる。
⇒ 一部の観測者の影響がより大きく出てくるため。

図12. 観測者ランク別 光度比



(6) しし座流星群の光度比に関する結論

- * ビデオ観測では、光度判定が非常に難しく、信頼できる光度比を求めることができなかった。
- * ZHR 逆算法でも、信頼できる光度比を求めることができなかった。
(特別な大出現のため、正しく観測できていない観測者が多い???)
⇒ 観測方法・算出方法による光度比の値の違いについて、有効なデータを得ることができなかった。

6. 謝辞

観測データを提供していただいた各観測者には、あらためて感謝の意を表したい。

7. Reference: [1] Ralf Koschack and Jürgen Rentdtel, "Determination of Spatial Number Density and Mass Index from Visual Meteor Observation", WGN 18,1990, pp.44-58, and pp. 119-140.

8. 付録： 平均光度と光度比の関係の求め方

光度比 r を仮定する

→ 真の等級差別流星数分布(図 13)

↓ 認識率補正(図 1)

観測されると期待される等級差別流星数(図 14)

→ 平均等級差 Δm

* 以上を繰り返し、光度比 r と平均等級差 Δm の関係(図 13)を求めた。

図13. 真の等級別流星数

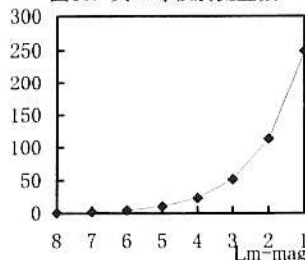
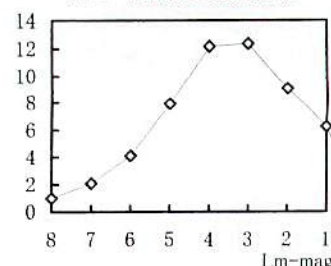


図14. 観測流星数期待値





観測データの到来時間間隔の分布解析

MSS 2003年7月6日(日)
渋谷区神宮前区民会館
白居隆志 (板橋区)

このページでは、HROの観測データの到来時間間隔の分布解析をしています。理論値と実測結果の比較をしました。

観測の概要

観測の概要は以下の表のとおり。

観測日時、場所

観測日	2003年4月26/27日夜
観測時間	27日午前0時台 00:00-01:00の60分間
観測場所	茨城高専(ひたちなか市)
観測者	松沢孝男氏
アンテナ&向き	2el HB9CV 天頂向きS-Nエレメント
受信機	アイテック HRO-RX1a
観測ソフト	HROFFT2ch 0.3.0

流星カウント

得られたHROFFT画面から、流星の到来時刻を1秒の精度で記録しました。

私は普段10dB以上の流星しか数えませんが、今回はノイズの少ない茨城高専のデータなので、流星と思われるエコーをすべて数えました。

データ量が多いので、ここでは観測時間中の10分毎の流星カウントと時間率(H.R.)を次表に示しておきます。

10分毎の流星カ
ウント

時刻	個数
00:00-00:10	25
00:10-00:20	28
00:20-00:30	24
00:30-00:40	26
00:40-00:50	29
00:50-01:00	27
TOTAL	159
時間率(H.R.)	159

平均時間間隔

流星が到来した平均時間間隔は次表のように $T_{av}=22.64$ 秒と求まりました。

観測期間中の流星数と
平均時間間隔

観測時間	3600	秒
全流星数	159	個
平均時間間隔	22.64	秒

ポアソン分布との比較

流星が到来した時間間隔の累積分布を図示します(赤線)。また、平均時間間隔 $T_{av}=22.64$ 秒から計算される理論分布(青線)と比較しました。

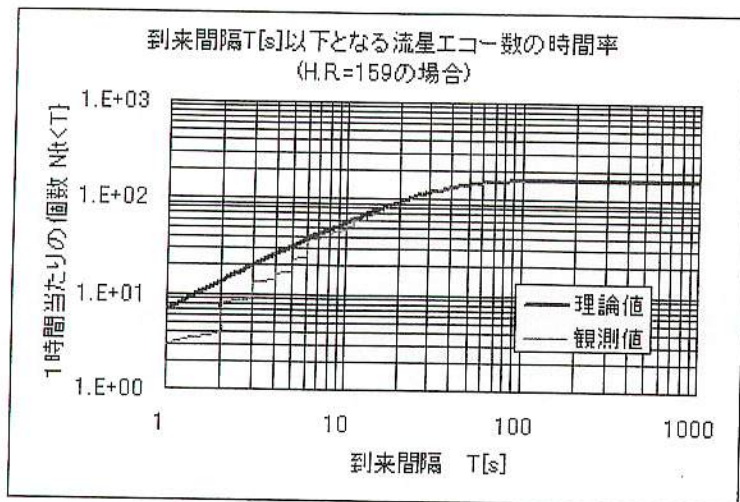


図1

(この意味は図でいうと理論のページ図2に対応しており、つまり「到着時間」で述べた式3の確率密度 $f(t)$ を積分してH.R.をかけたものになります。)

この図だとピンと来ないので、微分形すなわち5秒毎に区切った確率密度の形で表現しなおした図を次に示します。
図の見方は、「 $T=2.5$ 秒」にプロットされた点(理論値で32個、観測値で23個)が、時間間隔が5秒以下だった流星個数です。

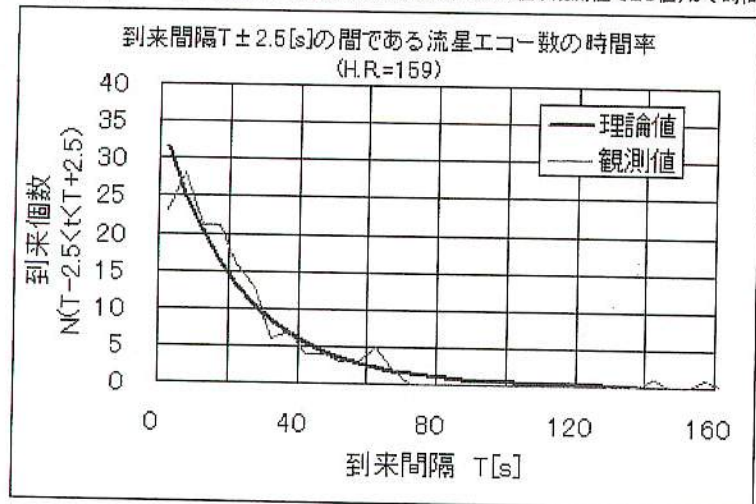


図2

全体的には理論どおりになったと言えそうです。

細かいことを言うと間隔が20秒前後の観測値が多くカウントされたのと、70秒以上の観測値が少なくカウントされました。

また、5秒以下の流星が少なくカウントされました。

流星でないノイズをカウントした可能性、流星を数え落とした可能性、ともに否めません。

特に、理論上は図1より、1秒未満の間隔で到来した流星はH.R.159の今回の場合7個あったはずですが、観測ソフトのHROFFTの時間分解能は1秒ですので、1秒以下の間隔で2個以上流星が到来しても1つにしか数えることができません。このことが原因で5秒以下の観測値が理論値よりも少なめになった可能性があります。

最後に誤差バーをつけてみました。誤差バーは理論値のルートをとりました。(密度分布のデータの場合にも誤差がこのように表

ひょい理論値

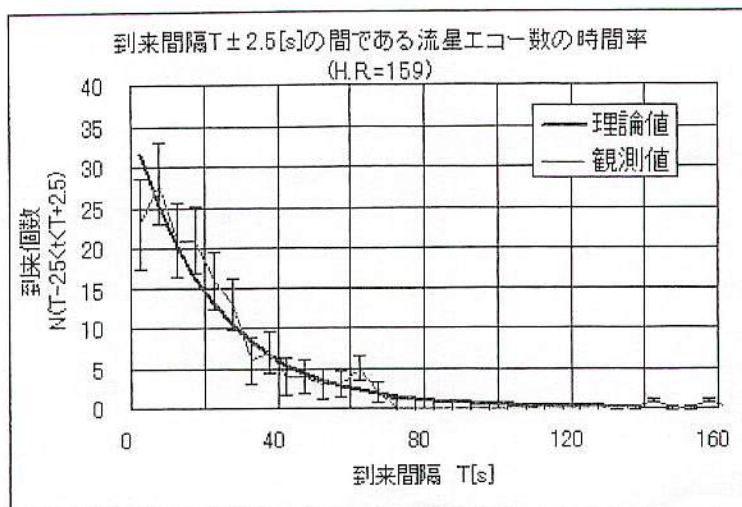


図3

現されるのかは検証が必要ですが)

0~5秒、15~20秒、60~65秒の3箇所で誤差バーから外れましたがいずれも $\pm 2\sigma$ の範囲には入っていました。

まとめ

HROの受信画像を1時間カウントし、H.R.=159の結果を解析しました。

流星が到来した時間間隔の分布を理論分布であるポアソン分布と比較しました。

多少のずれはありましたが、大体理論分布と一致しました。当然といえば当然ですが、「ポアソン分布」の実感が持てて良かったです。

他の日にちのデータをいろいろカウントしてみると面白いかもしれません。

[Back to TOP](#) [Back](#)

(C)Tak 2002-2003

お願い

到来間隔の統計に関する文献を探しております。

お心当たりありましたら 紐居 (usui-t@nifty.ne.jp)

まで ご一報いただけると幸いです。



参考

Poisson Distribution(ポアソン分布)

ポアソン分布・ポアソン過程を調べました。また、H.R.=60の観測サイトだとうなるかを計算しました。

ポアソン分布

特定の事象が起こる確率 p はきわめて小さいが、試行回数 n が多いためにその事象が何回かは起こるときその生起回数の分布として表れる。

パラメータ λ のポアソン分布の確率密度関数は

$$p_{\lambda}(k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}$$

式1

である。ポアソン分布の平均、分散はともに λ である。

ポアソン過程

長さ t の時間間隔に k 回の偶発事象 $x(t)=k$ が発生する確率 $p_k(t)$ は

$$p_k(t) = \frac{(\lambda t)^k}{k!} e^{-\lambda t}$$

式2

である。つまりパラメータ $\lambda(t)$ のポアソン分布となる。

ポアソン過程に従う確率変数 $x(t)$ の平均、2乗平均(分散)はともに λt 、標準偏差 $\sigma = \sqrt{\lambda t}$ である。

ポアソン過程 $X(t)$ の値は、ある事象が時間0から t までの間に起こる回数や個数を意味することが多い。流星の到来する個数の時間的変化はポアソン過程であると言われている。

他に、ある窓口に到着する客の人数、あるシステムの故障回数、電話交換台にかかってくる電話の数などの時間的変化もポアソン過程で、実情によく合うようである。

到着時間

ポアソン過程 $\{X(t)\}$ において、時刻0から測って、事象が起きる回数ではなく、今度は事象が起きる時間間隔に着目する。

$t=0$ からはかって、 n 番目の偶発事象が起こるまでの時間の確率密度 $f_n(t)$ は

$$f_n(t) = \lambda \frac{(\lambda t)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-\lambda t}$$

式3

である。

これはガンマ分布の確率密度関数である。平均値は n/λ で与えられる。

流星の場合 λ は単位時間あたりの流星エコー数(例えばH.R.)で、 $n=1$ とすると、流星が1つ来てから次の流星が来るまでの時間間隔の平均が $1/\lambda$ で、確率密度関数が上式に従う。

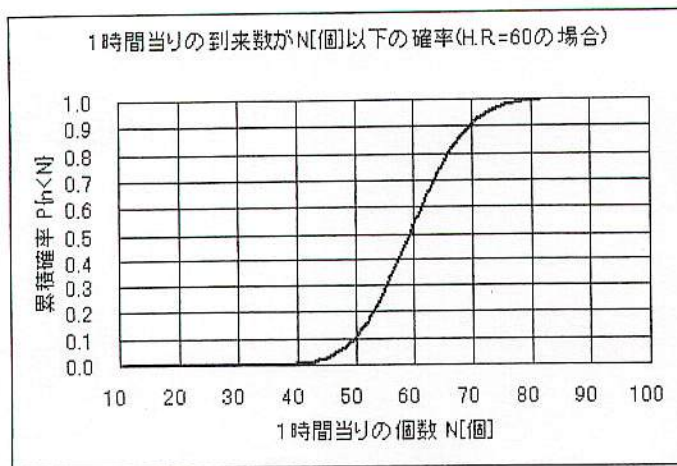
流星観測での具体例

流星エコー数の時間変化がポアソン過程であると仮定すると以下ようになる。

例えばH.R.=60の観測サイトでは、60分毎に平均60個の流星エコーが観測されるが、実際にはばらつき、50個も来なかったり60個以上来る時間帯もありうる。

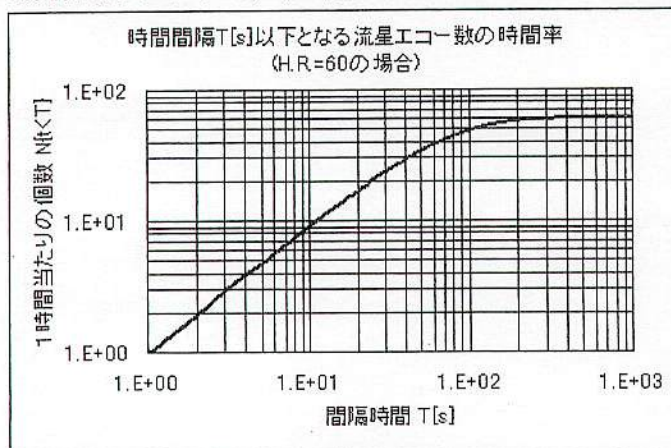
(日周変化があるので、H.R.=60になる時間帯に着目した場合を考える。)

60分観測して、流星エコー数が N 個以下となる確率は下図のようになる。



H.R.=60となる時間帯を毎日観測した場合に、52個以下の確率は17%、68個以上来る確率は14%。
つまり、 $60 \pm \sqrt{60}$ 個の範囲(53~67個)に入る確率は69%になる。

また、到着時間間隔に着目すると、1時間観測して流星エコー数が平均60個、つまり平均到着時間間隔は60秒である。
でも実際にはばらついていて、60個の流星のうち、間隔が「T秒以下」である個数は下図のようになる。



すなわち、1時間観測して平均60個ある流星のうち、間隔が1秒以下となる個数(期待値)は1個、100秒以下となる個数(期待値)は48個、裏を返して100秒以上となる個数(期待値)は12個。

1秒以下の間隔で流星が観測される確率がこんなに高いことは意外である。fn(t)の式を使って、例えば1分間に5個も6個も立て続けに流星が観測される(いわゆる豆まき現象)確率も計算できる。

皆さんのサイトでは如何でしょうか？

※尚、流星の個数が60個だったら間隔の個数は正しくは59個なのですが、ややこしくなるので丸めて60個にした。

参考文献: 小和田正「確率過程とその応用」実教出版

[Back to TOP](#) [Back](#)

(C)Tak 2002-2003

ふたご座流星群の光度別出現数

内山 茂男 (NMS)

◇ 光度別 ZHR(ZHR_m)の算出法

(1) 一般的な ZHR 算出法

$$ZHR = \frac{N}{T_{\text{eff}}} \times \frac{r^{6.5-lm}}{1 - Cl/10} \times \frac{1}{\sin^2 h_R} \dots (A)$$

N : 観測群流星数、T_{eff} : 観測時間(hr)、

r : 光度比、lm : 最微星、

Cl : 雲量、h_R : 輻射点高度(2) 光度別 ZHR (ZHR_m) の算出法

* 最微星補正以外は ZHR と同じ。

(ZHR 算出時の最微星補正は “r^{6.5-Lm}”)

* 最微星補正は、lm-m で決まる認識率 P(lm,m)を利用する。

(m : 流星等級)。

ZHR は最微星 6.5 等のときの出現数であるから、最微星

補正は “P(6.5,m)/P(lm,m)” を乗じる。

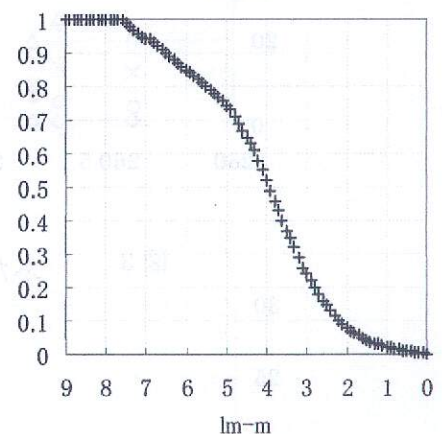
* 補正例 : 流星等級 2 等の場合

最微星 6.5 等の空であれば認識率 0.65。

観測最微星が 5.4 等であれば認識率は 0.35。

→ 最微補正は、0.65 ÷ 0.35 = 1.86 倍にする。

図 1. 認識率



◇ 使用データ

表 1. 使用データ量

- (1) 2007 年 NMS 同報への報告データ
 (2) 2007 年 IMO “Geminids 2007: visual data quicklook” に報告されたデータ
 (3) 2002 年 NMS 同報への報告データ

	観測者数	観測時間	群流星数	
(1) '07 NMS	25 名	87.7h	8074	国内
(2) '07 IMO	41 名	153.2h	8905	17 カ国
(3) '02 NMS	12 名	67.5h	5094	国内
合計	約 78 名	318.9h	22302	18 カ国

※ 使用条件

輻射点高度 20 度以上、雲量 3 未満、

最微星 5.0 等以上 (IMO データは個人補正後の最微星 5.0 等以上)。

※ 太陽黄経 0.1 度毎に集計

◇ 個人補正

- (1) NMS 同報への報告データ (02 年、07 年) は、速報集計で用いている個人補正をそのまま利用。

(過去のふたご群、ペルセ群の群流星数と散在流星数をもとに最微星補正値を算出)

- (2) IMO に報告されたデータの個人補正方法

過去のふたご群の出現状況から、標準 ZHR 曲線を決定。

→ 今回の各観測者の観測区分毎の ZHR から、仮補正値を算出。

→ 今回の各観測者の仮補正値を平均し、各観測者の個人補正値 (最微星補正値) を決定。

◇ 結果

図 2. ふたご座流星群の等級別出現状況 (ZHRm)



図 3. ふたご座流星群の等級別出現状況 (ZHRm)

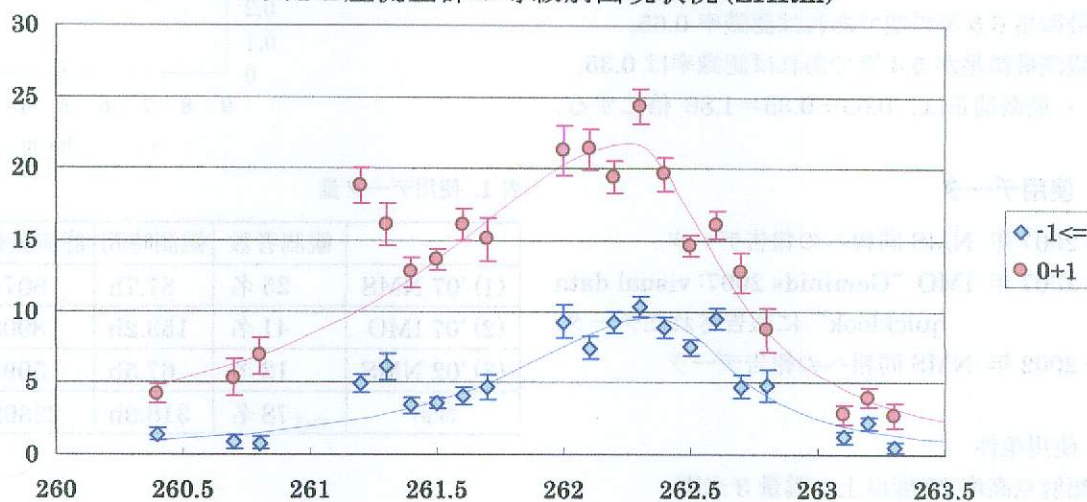


表 2. Lorentz 曲線データ

	ZHR	マイナス等級	0+1 等級	2+3 等級	4+5 等級
極大値	123.8	9.6	21.7	62.0	31.2
極大太陽黄経	262.20°	262.36°	262.27°	262.11°	262.37°
半値幅(上昇時)	1.14°	0.68°	1.00°	0.97°	1.8°
半値幅(下降時)	0.57°	0.38°	0.43°	0.58°	0.47°

※ ここでの ZHR は、各等級の ZHRm を合計して算出。

※ 4+5 等級に関しては、観測誤差、補正誤差ともに大きいと思われる。

1. VMDB とは

- * IMO (国際流星機構) の収集した眼視観測データ
- * Visual Meteor Data Base (<http://www.imo.net/data/visual>)
- * Rate data と Mag data がある。基本的に Mag data を使用。ただし、Mag data には Teff と F が記載されていないため、Rate data との照合が必要。

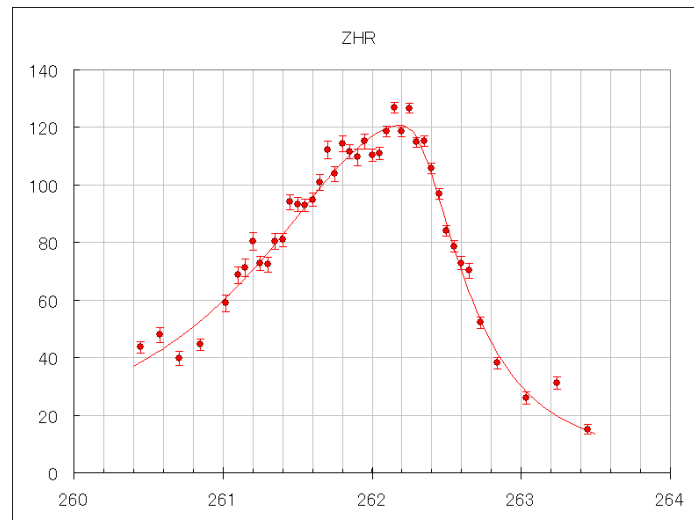
2. データ使用条件

- (1) 月明かりの影響が少ない年 (1993、1996、1998、1999、2001、2002、2004、2007 年)
- (2) 輻射点高度 25 度以上
- (3) 視野遮蔽係数 F が 1.4 未満 (雲量 2.9 未満)
- (4) 観測区分時間 2 時間以内
- (5) 個人補正 (最微星補正) の絶対値が 1.0 等未満
- (6) 最微星 5.0 等以上 かつ 個人補正後の最微星 5.0 等以上

3. 使用データ量

年	1993	1996	1998	1999	2001	2002	2004	2007	合計		
観測時間(hr)	58.8	124.9	106.5	170.6	160.1	107.0	317.7	252.9	1298.3		
群流星数	4646	7206	5309	8812	8577	5473	20727	12492	73242		
等級	≦-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5
流星数	165	244.5	596.5	1545.5	3377.5	6763.5	10519	14808	16651	12194	4986.5

4. 全ふたご群 ZHR

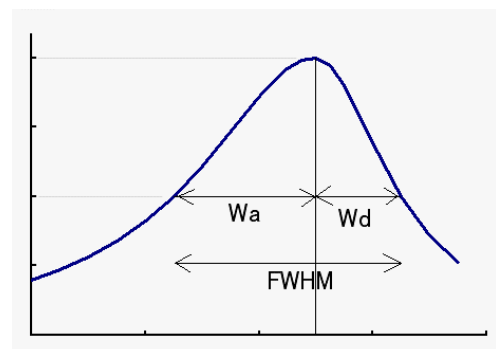


5. ローレンツ曲線

$$ZHR = ZHR_{\max} \times \frac{W_h^2}{(T - T_{\max})^2 + W_h^2}$$

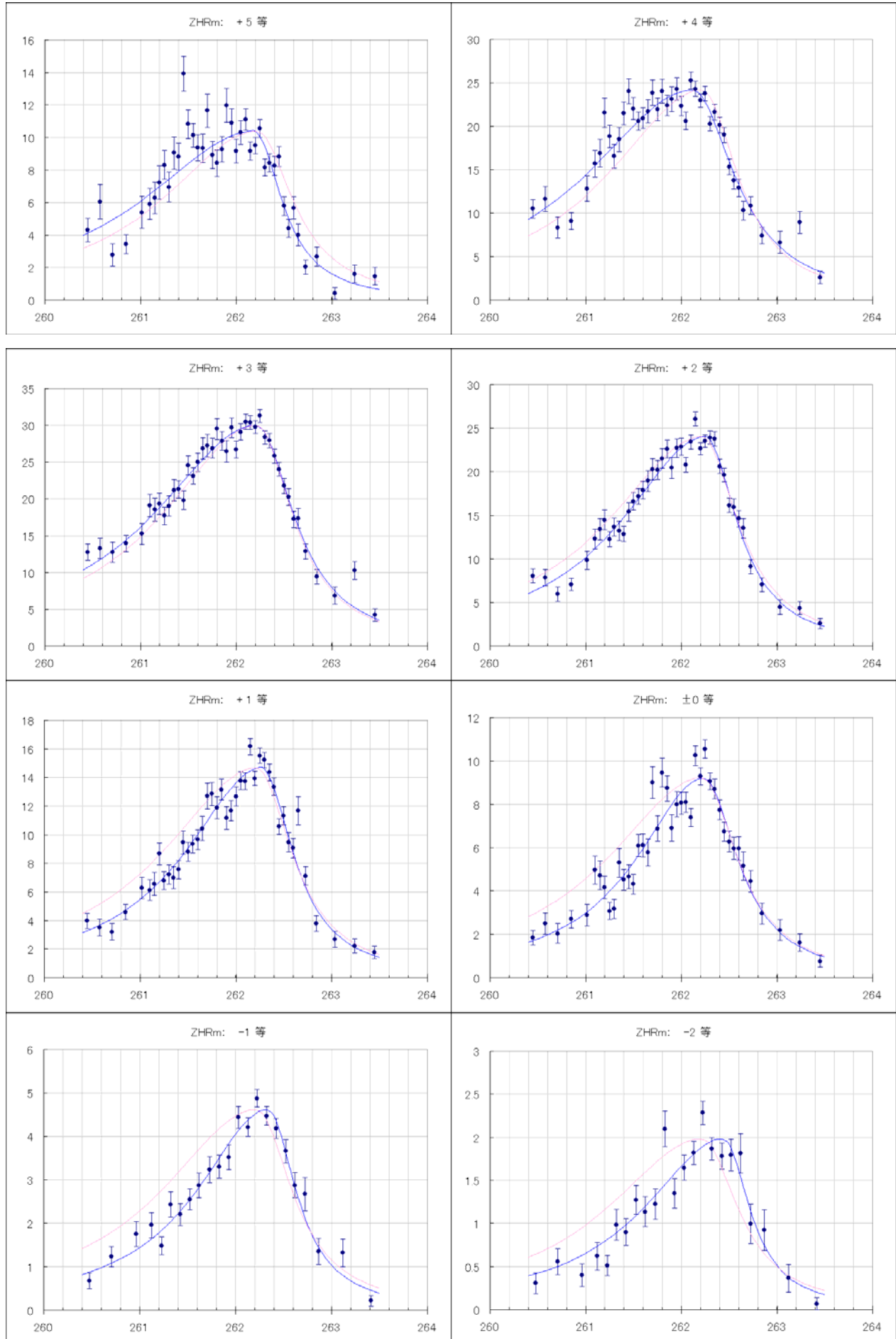
極大値 ZHR_{\max} 、極大太陽黄経 T_{\max} 、半値半幅 W_h (極大前 W_a と極大後 W_d) の値は、最小二乗法 (誤差で重み) で決定。

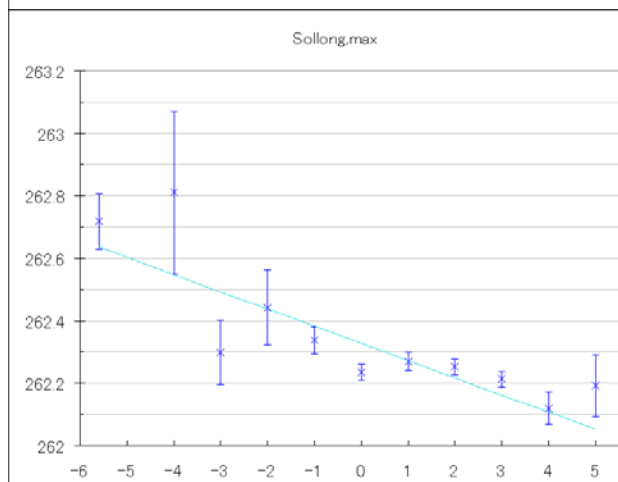
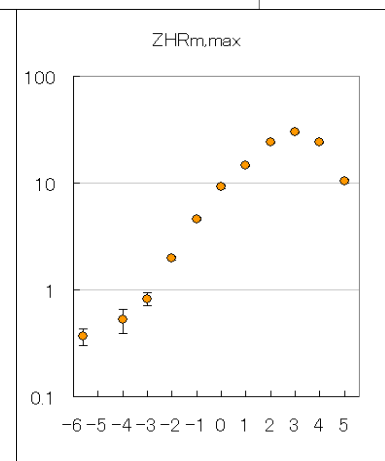
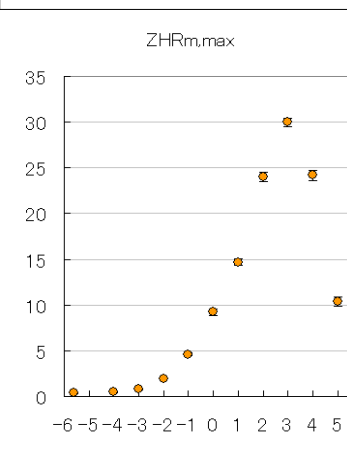
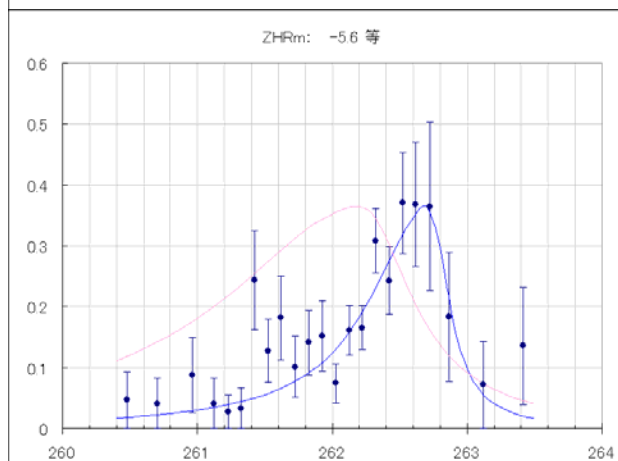
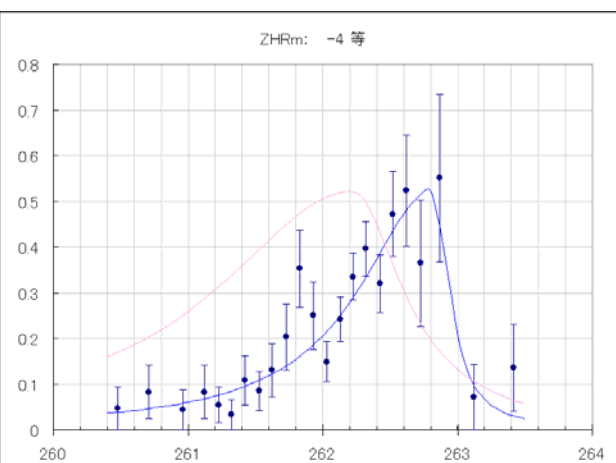
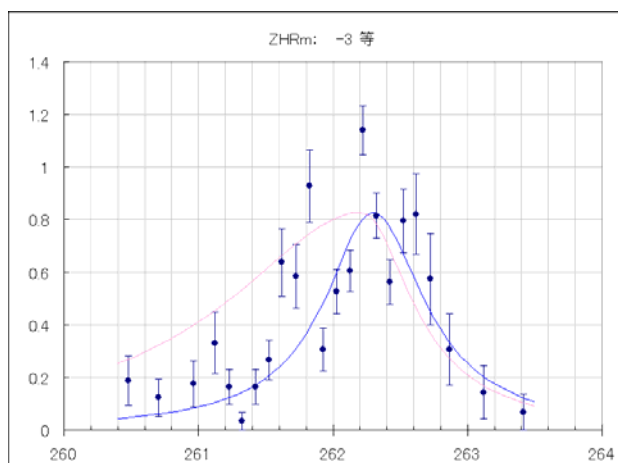
※ 各等級の極大時刻はピークだけでなく全体の出現状況から決定



6. 等級別 ZHR (ZHRm) 集計結果

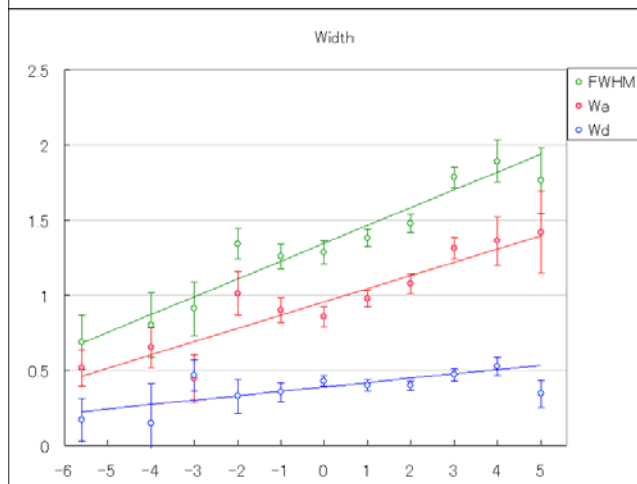
(※ ピンクのラインは全 ZHR と同じ形で各 ZHRm の極大値に合わせたもの)





$$L_{s,max} = 262.33 - 0.055 \cdot M$$

(1 等級あたり 1.3 時間変化)



$$W_a = 0.956 + 0.088 \cdot M$$

$$W_d = 0.390 + 0.029 \cdot M$$

$$FWHM = 1.347 + 0.119 \cdot M$$

(FWHM は 1 等級あたり 2.8 時間変化)

2013/02/15 09:26:33

YouTube

地球の衝突断面積と隕石落下速度

理化学研究所 光量子工学研究領域
先端光学素子開発チーム
海老塚 昇

2015年2月1日

小天体の日心速度

近日点距離: R_p および遠日点距離: R_{ap} から近日点における日心速度: v_p を求める。遠日点における日心速度: v_{ap} , 太陽質量: M_S , 小天体質量: m とすると、エネルギー保存則および角運動量保存則はそれぞれ、

$$\frac{1}{2}mv_{ap}^2 - \frac{GM_S m}{R_{ap}} = \frac{1}{2}mv_p^2 - \frac{GM_S m}{R_p} \quad \dots(1-1)$$

$$mv_p R_p = mv_{ap} R_{ap} \quad \dots(1-2)$$

である。式(1)に(2)を代入すると、

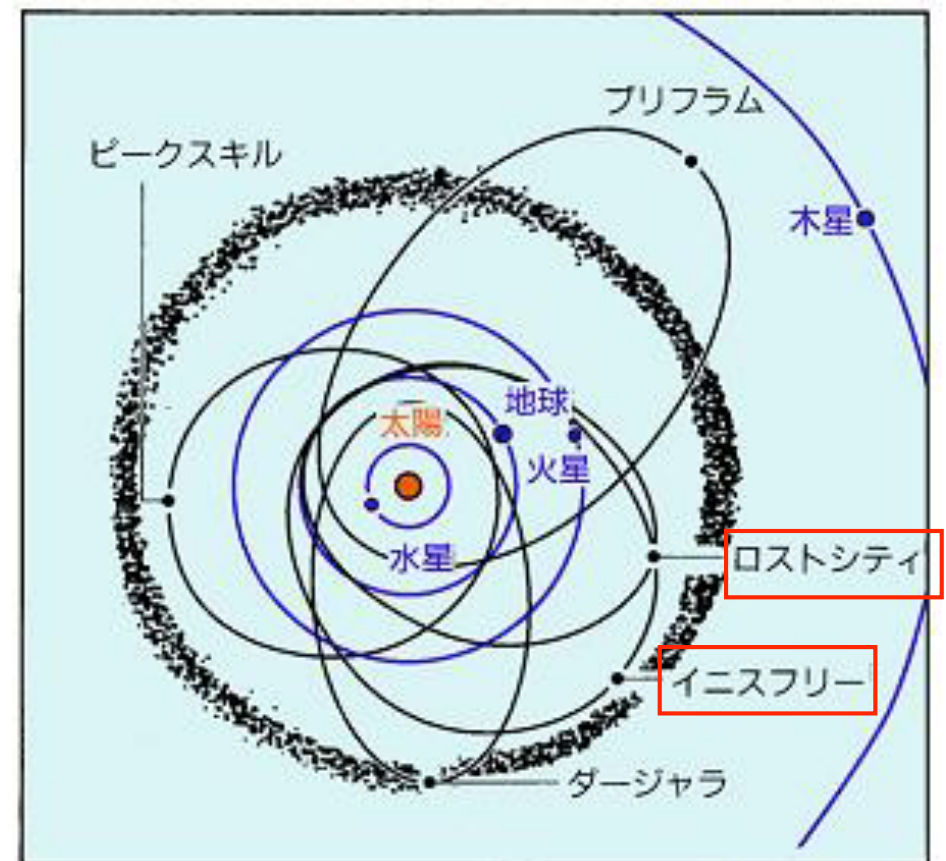
$$\frac{1}{2} \left(\frac{R_p}{R_{ap}} \right)^2 v_p^2 - \frac{GM_S}{R_{ap}} = \frac{1}{2} v_p^2 - \frac{GM_S}{R_p}$$

$$v_p = \sqrt{2GM_S \left\{ \frac{R_{ap}}{R_p(R_p + R_{ap})} \right\}} \quad \dots(1-3)$$

となる。

天体のエネルギー: E

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{R}$$



(<http://www.seibutsushi.net/blog/2012/06/001307.html>)

小天体の地心速度

式1-3より、近日点距離: R_p が地球の軌道半径: R_E (1au) と等しく、地球との軌道傾斜角: $i=0^\circ$ の天体について地心速度: v_h を求める。

$$v_h = \left| \sqrt{2GM_S \left(\frac{R_{ap}}{R_E (R_E + R_{ap})} \right)} - 29.8 \right|$$

$$GM_S = 1.33 \times 10^{20} [m^3/s^2]$$

$$R_E = 1.5 \times 10^{11} [m]$$

遠日点距離 $R_{ap} [au]$	近日点速度 $v_p [km/s]$	地心速度 $v_h [km/s]$	備 考
1	29.8	0	地球軌道
1.52	32.7	2.9	R_{ap} =火星軌道
1.8	33.8	4.0	R_{ap} ~メインベルト内縁
3.2	36.8	7.0	R_{ap} ~メインベルト外縁
5.20	38.6	8.8	R_{ap} =木星軌道
∞	42.1	12.3	
∞	42.1	71.9	$i = 180$

地球の衝突断面積

地表に接する軌道のエネルギー保存則および角運動量保存則から衝突断面積を求める。地表における速度を v_e 、地球質量を M_E 、地球半径を R_e とすると R_p が R_E と等しい天体エネルギー保存則は、

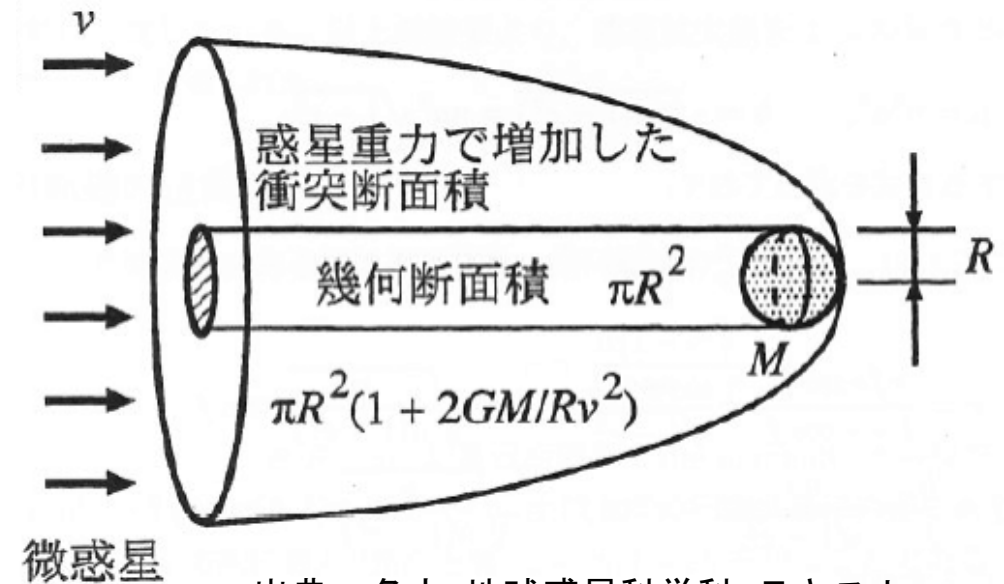
$$\frac{1}{2}mv_h^2 = \frac{1}{2}mv_e^2 - \frac{GM_E m}{R_e} \quad \dots(2-1)$$

となる。一方、地表に接する軌道の天体の角運動量保存則および衝突断面積はそれぞれ、

$$mv_h R_b = mv_e R_e \quad \dots(2-2)$$

$$\sigma = \pi R_b^2 \quad \dots(2-3)$$

である。ここで σ は衝突断面積、



出典：名大 地球惑星科学科 テキスト

R_b はその半径である。
式(2-3)に(2-1)および(2-2)を代入すると、

$$\sigma = \pi R_e^2 \left(1 + \frac{2GM_E}{R_e v_h^2} \right) \quad \dots(2-4)$$

となる。

小天体の速度と地球の衝突断面積

地心速度 v_h [km/s]	衝突断面積 σ [km ²]	σ 半径 R_b [km]	面積比 $\sigma/\pi R_E^2$	備 考
1	1.61×10^{10}	71,600	126	
2	4.12×10^9	36,200	32.3	
2.9	2.03×10^9	25,400	15.9	R_{ap} = 火星軌道
4	1.13×10^9	19,000	8.83	R_{ap} ~ メインベルト内縁
7	4.53×10^8	12,000	3.56	R_{ap} ~ メインベルト外縁
8.8	3.34×10^8	10,300	2.62	R_{ap} = 木星軌道
12.3	2.33×10^8	8,610	1.83	$R_{ap} = \infty, i = 0^\circ$
33	1.42×10^8	6,730	1.12	ふたご座流星群
42	1.37×10^8	6,590	1.07	$R_{ap} = \infty, i = 90^\circ$
72	1.31×10^8	6,460	1.02	$R_{ap} = \infty, i = 180^\circ$
∞	1.28×10^8	6,370	1.00	幾何断面積

地表における隕石の速度 (v_e)

式2-1より、

$$v_e = \sqrt{v_h^2 + \frac{2GM_E}{R_e}}$$

$$GM_E = 3.99 \times 10^{14} [m^3/s^2]$$

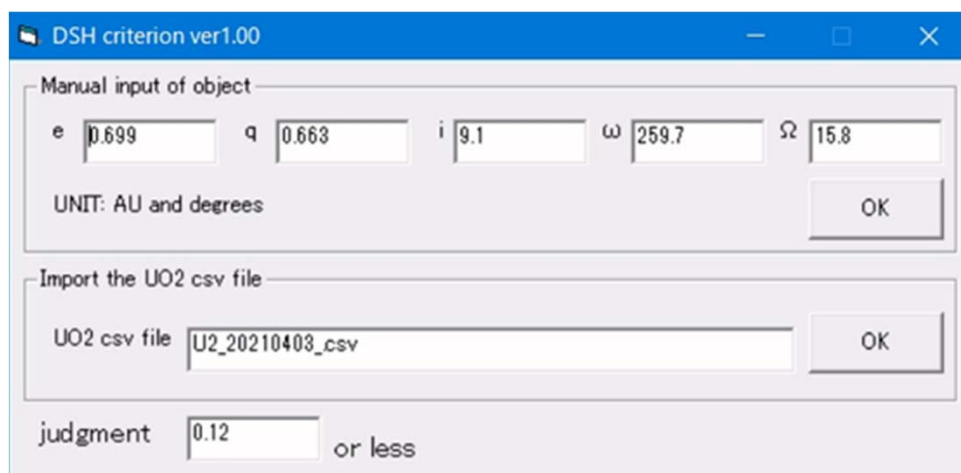
$$R_e = 6.37 \times 10^6 [m]$$

地心速度 $v_h [km/s]$	地表速度 $v_e [km/s]$	備 考
0	11.19	第二宇宙速度
1	11.24	
2.9	11.6	R_{ap} = 火星軌道
4	11.9	R_{ap} ~ メインベルト内縁
7	13.2	R_{ap} ~ メインベルト外縁
8.8	14.2	R_{ap} = 木星軌道
12.3	16.6	$R_{ap} = \infty, i = 0^\circ$
33	34.9	ふたご座流星群
42	43.5	$R_{ap} = \infty, i = 90^\circ$
72	72.9	$R_{ap} = \infty, i = 180^\circ$

D_{SH} 判定ソフトの公開

神奈川県 永井和男

- 軌道要素が分かった流星の母天体候補をDSH判定で選別するソフトウェアを公開しました
- プログラムは軌道要素(e, q, i, ω, Ω)を入力して母天体候補を探します
- あるいはUFOorbitV2が出力するcsvファイルを読み込ませて母天体候補を探します



軌道要素を手入力する方法とUO2が出力するcsvを読み込む方法の二通りあります

判定の閾値を設定できます、左の例では0.12となっています、 D_{SH} 値がこの値以下の物を抽出します

- 判定は Southworth & Hawkins(1963) の D_{SH} 値を用います
- 既知の小天体のデータベースは以下から入手しました
 - 小惑星・彗星 Data Available from the Minor Planet Center
 - 流星群 IAU MDC streams all data
- プログラムは http://eclipsingbinary.web.fc2.com/DSH_criterion.htm より入手できます
- ご使用は自己責任でお願いします
- このソフトを使用した研究等は参考文献等にその旨の記述をして下さい

流星の偏光観測

2021年8末・9月の偏光観測報告

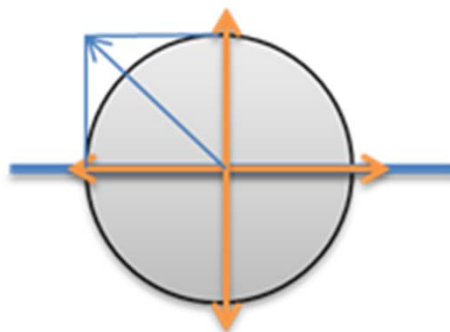
8月末から偏光観測を始めました。今回は8月末と9月の解析を手探りですが始めてみました。

2021年12月6日

平塚市博物館流星分科会 永井和男

実施した偏光観測の方法・解析

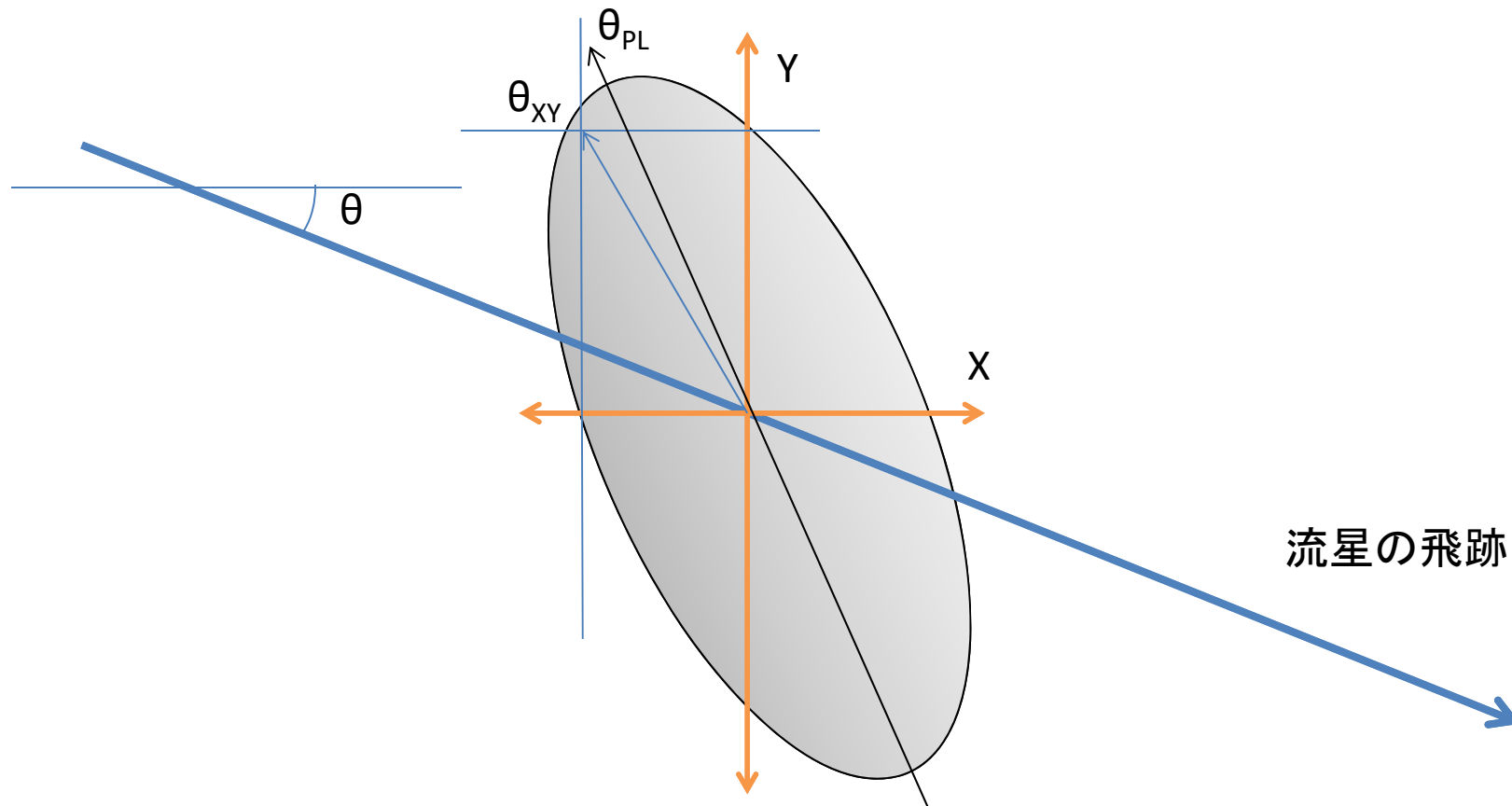
- 偏光フィルターを付けた同じハードウェアのカメラを2台用います。(WATEC902H2U, 6mm)
- 一方のフィルターの偏光方向を対地に対して垂直にする、これを垂直偏光カメラとしました。水平にしたものは水平偏光カメラです。
- 無偏光の光はフィルターによって方向をセレクションされるため偏光角を求めると45度になります。(無偏光は45度)



右の2台が
偏光カメラ
左の1台は
分光カメラ

- UFOAnalyzerV2はフレーム毎に等級を求めてくれますが2台のカメラは同期していないのでHとVでフレーム数が違う場合があります。これの数を揃えるプログラムを作りました。
- 偏向標準星は使っていません。UFOAnalyzerV2の求めた等級を使用しました。
- 偏光角を求める際には等級を光度に変換してから行っています。
- 偏光度が測定出来ない事から偏光度を一定と仮定して解析しました。

注意点：垂直と水平だけでは正しく偏光角を求められない



- 長軸の角度 θ_{PL} と $\theta_{XY}=\tan^{-1}(y/x)$ では角度が異なる(偏光度が異なっても同様)
- 飛跡と垂直・水平でないと偏光角を正しく測れない
- しかし、(偏光度が同じならば) θ_{XY} でも偏光角が変化した事はわかります

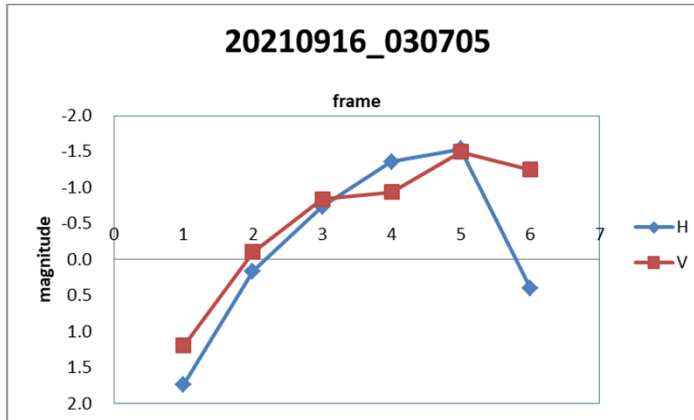
2021年8・9月の観測結果

流星が上から下・右から左に飛んでいる場合は飛んでいる方向の記述をしていません

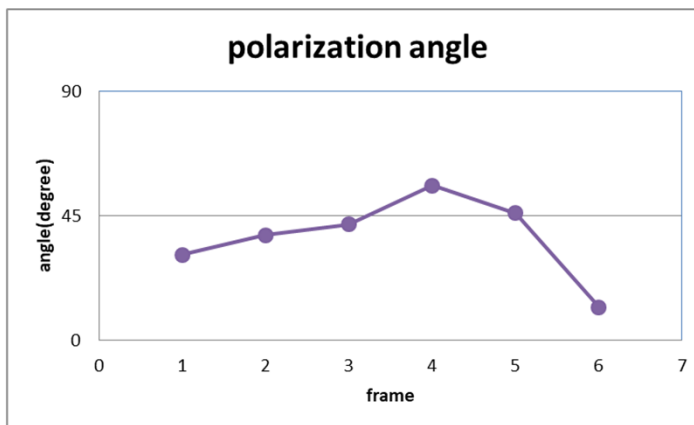
date	time	単点	Amag	Vg	stream	duration	H1	H2	速い	高い	長い	明暗	最初の 偏光の まま	徐々に 偏光	増光偏 光	変化大	増光	月	雲	角度	remarks
2021/8/19	20210819 193439		-1.8	23.8	J5 kCg	0.68	96.0	80.3						有り	有り	大	有			斜め	画面端、バースト後に偏光あり、回転の様子らしきものが見える。フレーム毎に増減しているのでフレームと同じ周期で回転か？
	20210819 200502		-0.2	35.8	spo	0.35	90.4	80.5						有り	有り				雲	斜め	薄雲り、始点で回転力を得てゆっくりと回転を始める
	20210820 011804		-0.4	21.4	J5 kCg	0.50	92.3	83.9							有り	有り	有			垂直	画面端、最後にゆっくりと増光。増光が終わると偏光。それ以外は無偏光。これは回転していない物か
	20210820 013543		-2.2	64.3	spo	0.93	115.8	91.7			長			有り	有り	大	有			水平	画面下端、水平飛跡、明るい、緩やかに変化、最後に緩やかな増光、その後偏光
	20210820 024433		0.0	56.6	J5 Per	0.22	107.2	97.5	速	高		暗			有り	大				斜め	暗いので評価しない
	20210820 031332		-0.9	55.7	J5 Per	0.40	109.1	90.3	速	高				有り	有り	大	有			斜め	斜め45度の流星、ゆっくりと偏光角が変化し、緩やかな増光後に大きな偏光をしている
	20210820 041540		-2.0	69.2	spo	0.37	115.5	90.7	速	高			有り		有り	大	有			垂直	画面左下、明るい増光あり、最初から偏光を持っている、増光中は変化なし、増光が終わってから偏光角に変化有り
2021/8/22	20210822 191712		-0.7	25.0	spo	0.60	100.4	87.3			高		有り		有り	大	有			斜め	あまり明るくない、最初から偏光有、変化ないまま、短い増光あり、その後、徐々に偏光角が変化
2021/8/23	20210824 040491	単点	-1.2		spo	0.20							有り		有り			有		垂直	近くに明るい月あり、徐々に明るくなり暗くなり始めると偏光がある
2021/8/25	20210825 202331		-1.6	24.2	J5 kCg	0.65	95.3	79.0						有り	有り		有			斜め	画面端、やや曇り、斜め45度の角度、低速か？、徐々に偏光角が増えて行き、光度が下がりますと偏光角が減ってゆく、最後にも増
	20210826 003006		-2.1	57.1	J5 Per	0.78	113.3	89.9	速	高	長			有り	有り			有		斜め	画面端で切れている、そのため終点は評価できない、斜め45度の角度、低速流星か？、ゆっくりと偏光角が減っている
	20210826 022930	単点	-1.0		spo	0.17								有り				有		水平	水平飛跡、月有り、高速？、短経路、偏光角の変化は無いように思われる
2021/8/26	20210827 021641	単点	-2.7		spo	0.20												有		水平	月有り、画面端、ほぼ水平、高速か？、おそらく偏光角の変化は無し
2021/8/27	20210828 035831		0.3	49.7	spo	0.30	104.4	89.1			高		暗					有		垂直	垂直、月と非常に近い、短経路、偏光なしか、あるいは、僅かな増光を境に偏光角が変化した、暗い流星
2021/8/28	20210828 214405		0.9	14.3	spo	1.00	89.7	75.8			長	暗		有り						斜め	斜め45度の角度、下から上に飛んでいる、かなり高速か？、偏光が僅かな偏光
	20210829 001512	単点	-0.3		spo	0.13														垂直	垂直、画面端で始点が切れている、偏光なし
	20210829 005515		0.1	26.7	spo	0.60	91.1	78.3				暗			有り		有			斜め	斜め45度の角度、下から上に飛んでいる、緩やかに明るくなる暗くなっている、偏向は徐々に変化している
	20210829 023610		0.2	24.2	spo	1.03	92.5	77.2			長	暗			有り		有			水平	水平、近くに月あり、右から左に飛んでいる、増光のタイミングがHとVで違う
	20210829 042253		-2.1	42.5	spo	0.65	107.5	86.3			高		有り		有り			有		垂直	垂直、終点は切れている、月有り、ただし初期から偏光角あり
2021/8/31	20210901 042612	単点	-2.9		spo	0.40									有り				雲	垂直	垂直、雲有り、最大等級以降は偏光角が徐々に減少している
2021/9/5	20210905 211929	単点	0.2		spo	0.07						暗								垂直	暗くて短経路、評価しない
	20210905 220403	単点	0.2		spo	1.34					長	暗		有り					雲	水平	雲が濃く、激しい偏光角の変化、暗いので評価しない
2021/9/6	20210906 222940		0.4	19.2	spo	0.80	94.7	80.1			長	暗								斜め	薄雲で、暗いので評価しない
2021/9/7	20210908 032607		-0.3	41.5	spo	0.20	90.3	85.9						有り	有り	大				斜め	下から上に流れている、始点から終点まで偏光角が変化し続けている
	20210908 035310		-1.0	29.8	spo	0.77	93.2	80.3			長			有り	有り					斜め	右から左に流れている、始点から終点まで偏光角が変化し続けている
2021/9/9	20210909 233346		0.0	37.3	spo	0.40	96.3	84.9				暗								斜め	短い、変化なし、しかし、緩やかな光度変化と偏光角の緩やかな変化の例と思われる
2021/9/13	20210914 015249		-1.3	67.2	spo	0.43	115.2	95.3	速	高				有り						水平	緩やかな変化、最後に大きな変化をしているがRealでは無いかも知れない(補間処理)
	20210914 015642		-2.0	65.3	spo	0.65	110.1	89.4	速	高										斜め	変化なし、最後が欠けている
	20210914 021017		-3.0	64.9	spo	0.93	111.9	93.9	速	高	長			有り	有り		有			水平	増光に急変
	20210914 022835	単点	-3.9		J5 sPe	0.30								有り	有り		有			斜め	ゆっくりと変化し、光度もゆっくりと変化し暗くなったら逆向きに変化している
	20210914 025022		-0.9	45.8	spo	0.10	91.3	87.0					有り						雲	斜め	変化なし、短い、しかし、緩やかな光度変化と偏光角の緩やかな変化の例と思われる
2021/9/15	20210916 030705	単点	-1.5		spo	0.17									有り	大				垂直	明るくなるにつれて徐々に変化し、暗くなると急に逆方向に変化する
	20210916 041234		-1.5	68.2	spo	0.33	117.8	95.7	速	高					有り					斜め	明るくなくても変化しない、暗くなくても変化しないm
	20210916 043116	単点	-1.3		spo	0.30									有り					斜め	ゆっくりと明るくなって、ゆっくりと暗くなる、偏光角も同様な変化、全般にゆっくりと減少している
2021/9/16	20210917 041658		-1.4	65.6	spo	0.31	113.8	93.9	速	高										垂直	高速、短経路、変化なし
2021/9/19	20210920 001420		-0.7	22.7	spo	1.24	90.9	66.0			長		有り					有		垂直	最初から偏光していて、ずっと変化なし
	20210920 021513	単点	-0.3		spo	0.70					長		有り		有り					水平	左から右に流れている、徐々に変化している
	20210920 022759		-1.6	62.1	J5 sPe	0.30	111.5	92.5	速	高					有り					垂直	最後が切れている、正しく測定されていない
	20210920 040212		-1.8	50.9	spo	0.40	110.3	89.9	速	高			有り		有り		有			垂直	徐々に減るパターンか、変化のないまま増光し、その後減少する
2021/9/20	20210920 220523		-0.4	41.8	spo	0.70	102.7	80.1			高	長	有り	有り				有		垂直	最後が切れている、Vだけ変化している、徐々に変化している
	20210920 225557		-0.9	62.0	spo	0.43	107.7	89.9	速	高			有り	有り				有		斜め	ゆっくりと変化、等級も緩やかな変化、月があっても偏光に影響ないようだ、雲も流星が明るければ偏光に影響は無さそうだ
2021/9/21	20210922 024857	単点	-1.4		spo	0.30							有り						雲	斜め	変化なし、Vが1等明るい、雲の影響か？
2021/9/25	20210926 022358	単点	-2.6		J5 sTa	1.17					長							有	雲	斜め	左から右に流れている、徐々に変化しているは変化していない
2021/9/26	20210926 212347	単点	0.7		J5 oCt	0.20						暗	有り							垂直	最後が切れている、最後が切れている、変化なし
	20210926 232346		-1.5	67.2	J5 Ori	0.63	105.4	91.6	速	高			有り	有り	有り					水平	緩やかな変化、等級も緩やかな変化
	20210927 010957		-1.2	56.4	spo	0.37	111.9	94.5	速	高					有り	大				斜め	大変奇妙な変化をしています、特異な例
	20210927 011558		-0.4	52.2	spo	0.40	105.5	92.5	速	高			有り							垂直	高速、短経路、変化なし
	20210927 030224		-2.6	65.8	spo	0.60	123.3	91.1	速	高					有り			有		斜め	最後が切れている、緩やかな変化、等級も同様な変化
	20210927 042641	単点	-0.9		spo	0.10							有り	有り		有り		有		斜め	右から左に流れている、一定の変化量
2021/9/27	20210927 233932		-0.2	15.7	spo	1.60	94.8	70.5			長		有り						雲	斜め	最後が切れていて正しく測れていないようだ、右から左に流れている、変化なし
	20210928 002356		-1.0	43.7	spo	0.27	90.5	78.3							有り					垂直	変化なし
	20210928 020512		-0.1	40.4	spo	0.40	98.9	84.6				暗								垂直	緩やかな変化、等級も緩やかな変化、最後付近で変化が増えている
	20210928 021415	単点	0.1		spo	0.10														斜め	経路が短すぎる、おそらく変化していない
	20210928 022416		-0.9	29.8	spo	0.83	100.2	77.1			高	長			有り			有		垂直	ゆっくりと明るさが変わっているが、偏光角は変化していない、最後に急に暗くなると偏光角が変化している
	20210928 023601		-1.2	61.5	spo	0.17	106.3	96.6	速	高								有		垂直	ゆっくりと明るさが変わっているが、偏光角は変化していない
	20210928 030318		0.7	30.8	spo	0.63	95.0	81.2				暗						有		水平	右から左に流れている、おそらく変化していない、暗い時の変化は暗いので上手く測れていない
	20210928 040800		-0.5	65.2	spo	0.20	113.9	99.2	速	高					有り			有		垂直	始めはゆっくりと変わって、最後に大きな目の変化、最初の所は回転か？
2021/9/28	20210928 224012		0.3	25.2	J5 sTa	0.90	99.3	81.1			長	暗								水平	変化はしていない様だ
	20210928 230611		-1.7	9.6	spo	0.40	90.9	86.8												斜め	変化はしていない様だ
	20210928 235531		-0.5	62.8	spo	0.33	112.2	98.9	速	高			有り							水平	最初と最後だけ角度が違う、他は一定
	20210929 015533		0.3	61.5	spo	0.27	107.1	92.0	速	高		暗								垂直	変化はしていない様だ
2021/9/29	20210930 030348		-1.0	62.0	spo	0.33	112.6	95.5	速	高				有り						斜め	徐々に変化している

解析例の説明

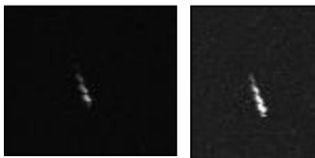
一つの流星に対してこの様なグラフを作りました



水平偏光(H)と垂直偏光(V)カメラが観測した流星の等級の変化
横軸はフレームです



偏光角のフレーム毎の変化です
45度が無偏光です

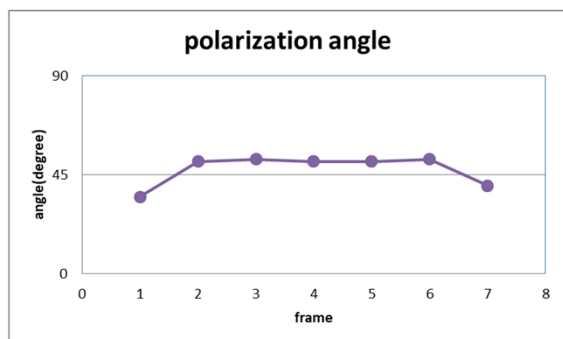
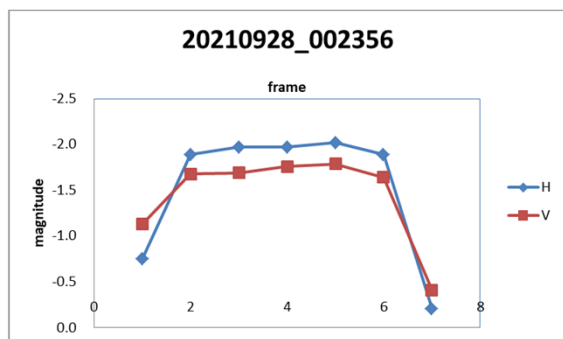


流星の写真です。左は水平・右は垂直です
水平カメラの方が暗めに画像処理されていますが明るさの測定は星でキャリブレーションされます

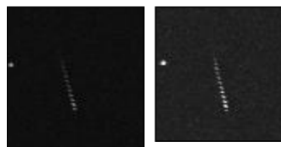
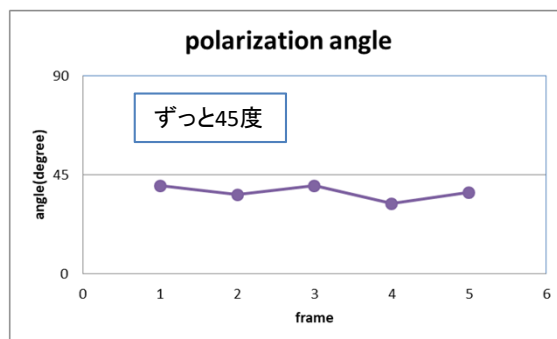
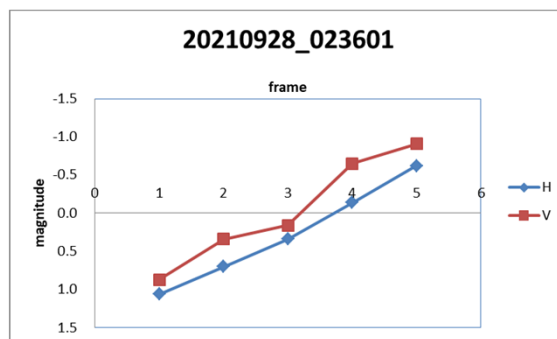
次ページ以降で
特徴的なサンプルを紹介します

始点から終点まで無偏光の例

※Polarization angleのグラフを見て下さい

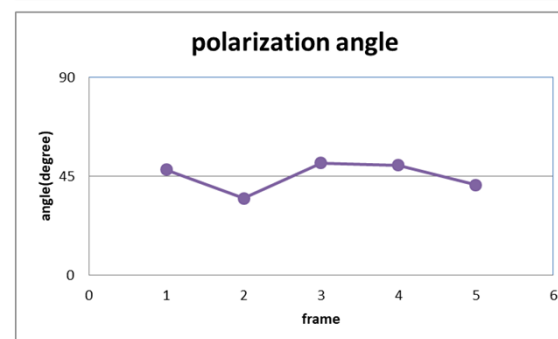
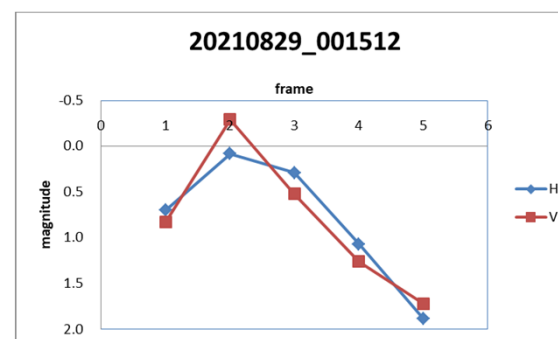


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.01	43.7	spo	0.267	90.5	78.3



月有り

Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.22	61.5	spo	0.16659	106.3	96.6

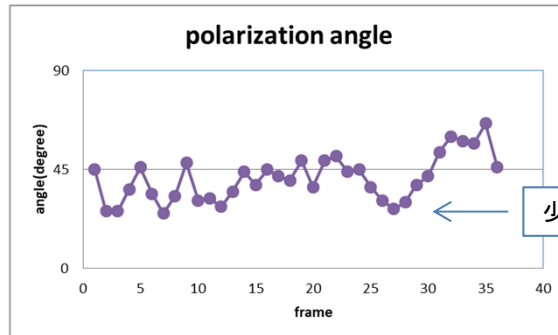
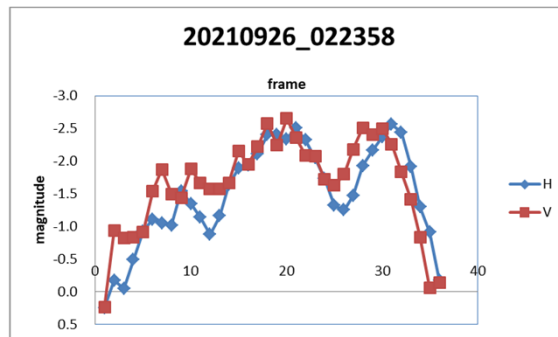


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-0.3		spo	0.133		

これらは偏光角が45度で変化が無い例です。短経路の流星です。

始点から終点までほぼ無偏光の例

長経路のサンプル

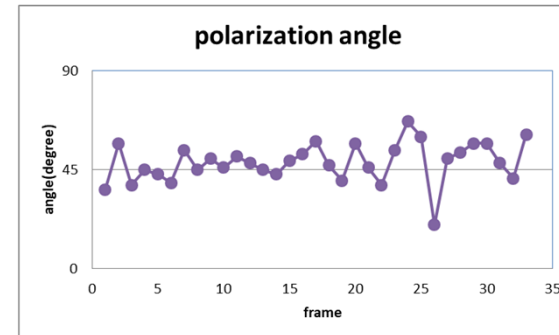
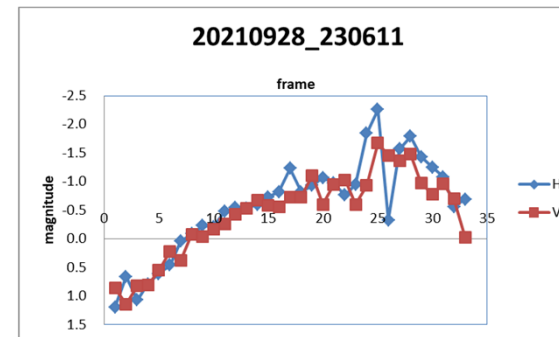


← 少し雲の影響あり

月有り
曇り



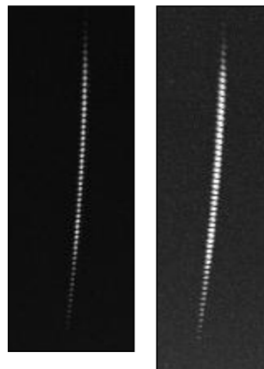
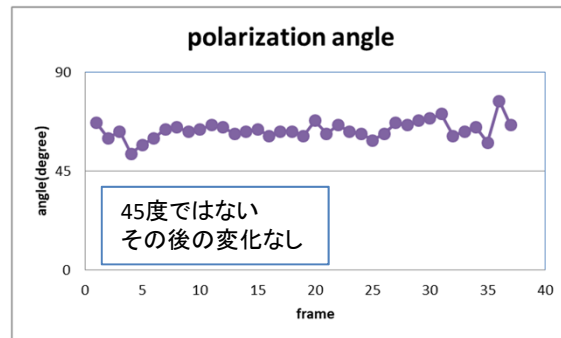
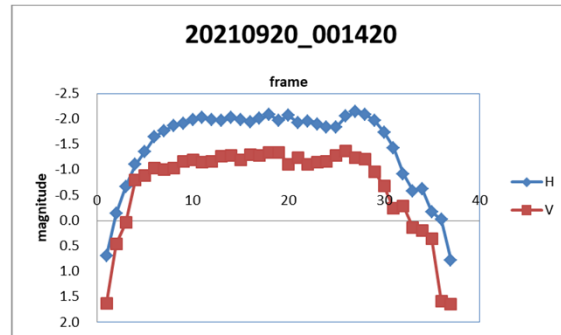
Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-2.6		J5_sTa	1.168		



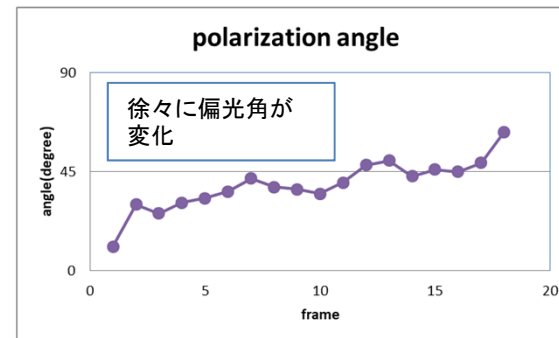
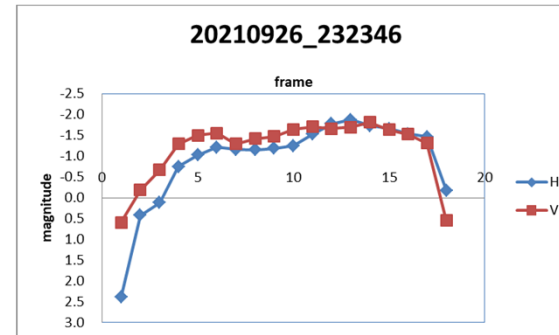
Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.7	9.64	spo	0.4	90.9	86.8

この例も偏光角の変化が無い例です、経路の長いものです

最初から偏光していて一定なまま消滅する例と
 徐々に偏光角が変化しながら消滅する例
 (回転していない例とゆっくりと回転している例か?)



月有り

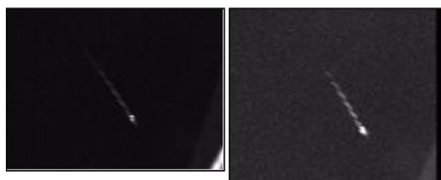
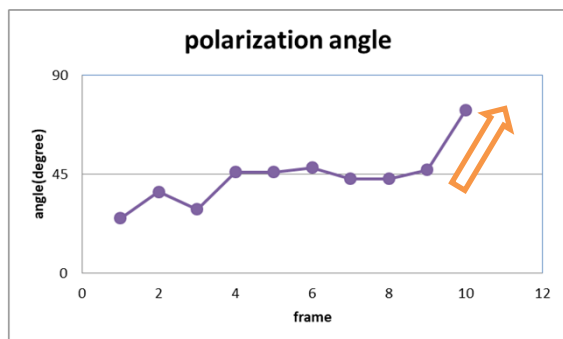
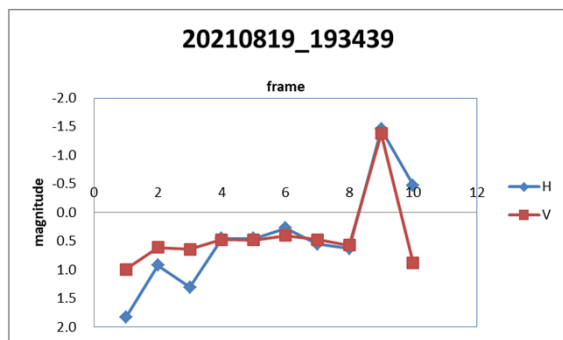


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-0.7	22.7	_spo	1.235	90.9	66.0

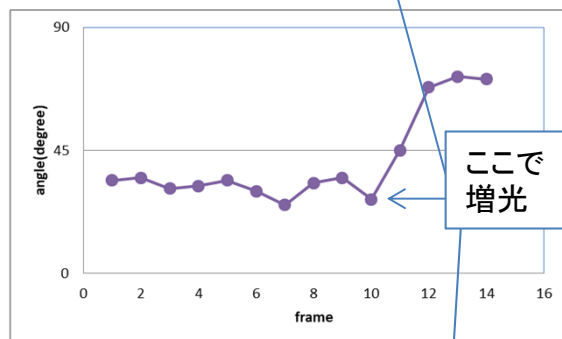
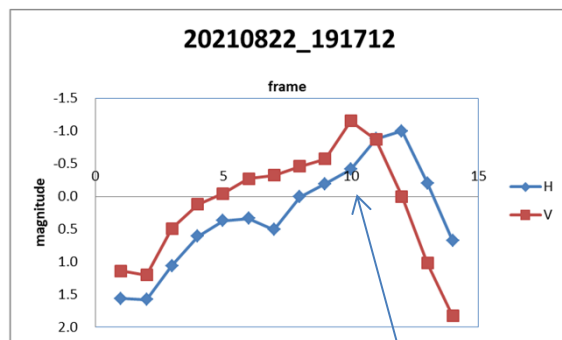
Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.5	67.2	_J5_Ori	0.634	105.4	91.6

これらは発光点から偏光している例です、左はそのまま変化していません、右は回転しているのか徐々に偏光角が変化しています

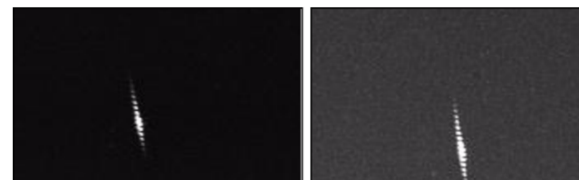
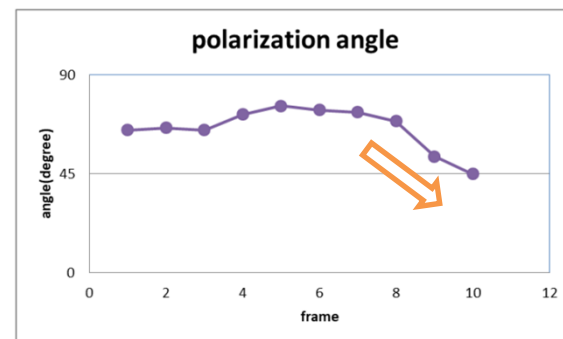
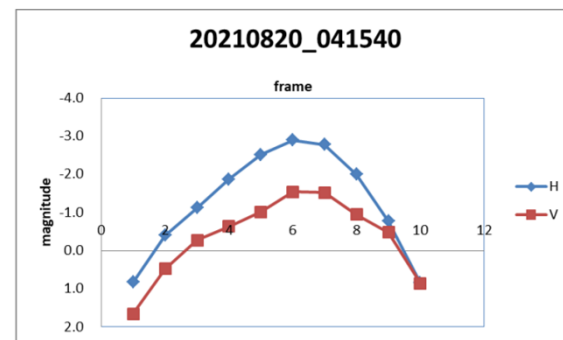
増光・バースト後に偏光角が急変する例 (この様に明るくなってから急に偏光角が変化した流星はとても多いです)



Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.8	23.8	J5_kCg	0.67987	96.0	80.3



Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-0.7	25	_spo	0.601	100.4	87.3

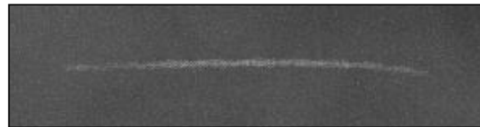
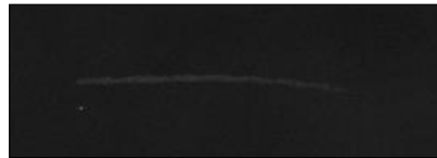
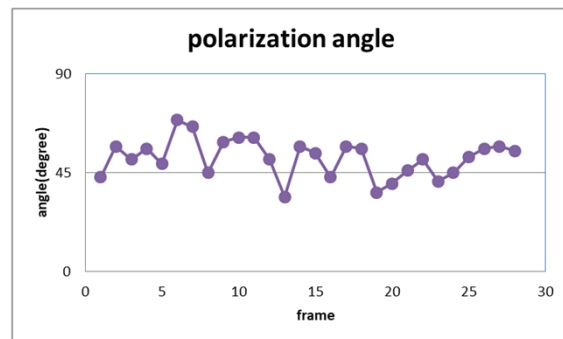
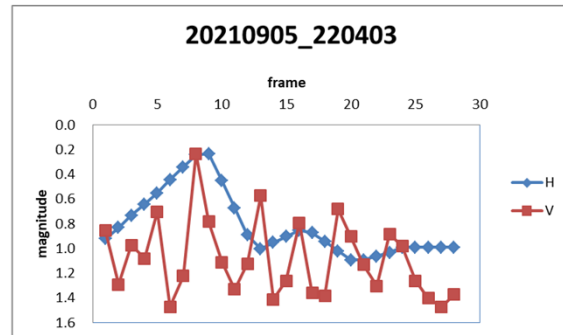


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-2.0	69.2	_spo	0.37223	115.5	90.7

増光後に偏光角が変化する例は多いです

Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-2.0	69.2	_spo	0.37223	115.5	90.7

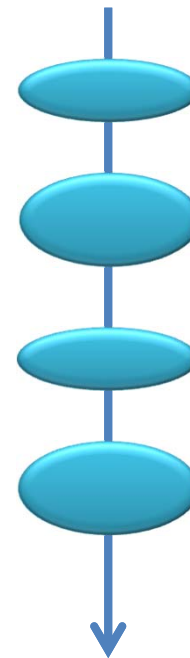
偏光度変化か？



曇り

Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
0.2		spo	1.335		

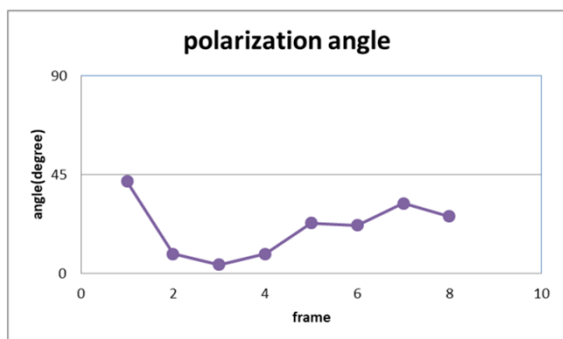
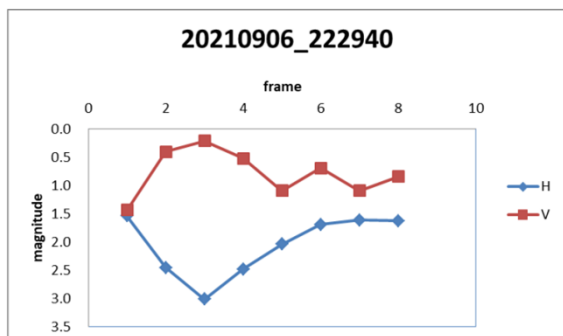
Vの不規則な変化



V方向だけが変化しているサンプルか。
偏光度の変化か？

Vだけの变化ですが高速な回転かも知れません。流星痕にチューブ状の物がありそうですが形成過程を見ているのかも知れません。

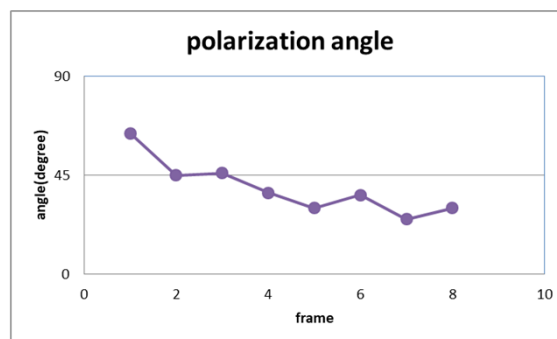
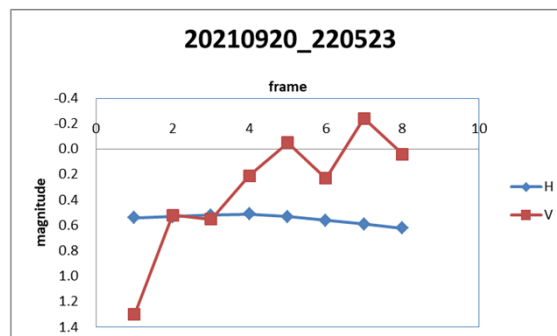
特異な例



曇り

Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
0.4	19.2	spo	0.801	94.7	80.1

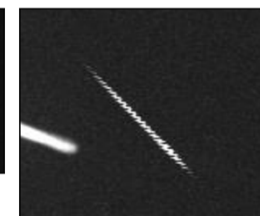
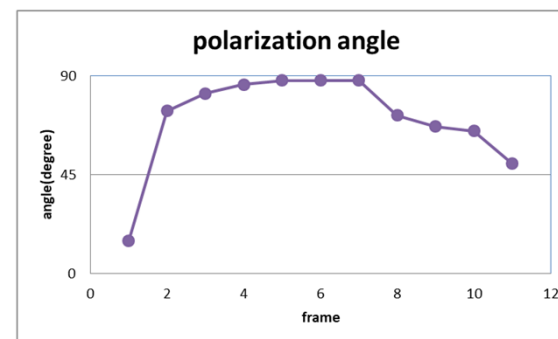
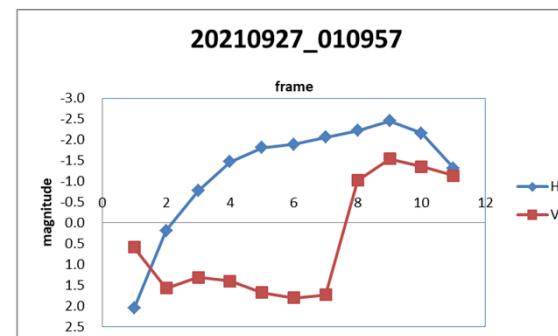
H・Vの逆向き変化



月有り

Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-0.4	41.8	spo	0.701	102.7	80.1

Vだけが変化

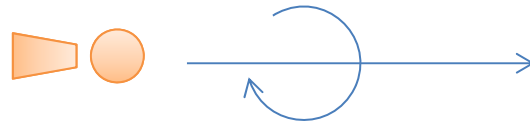


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.2	56.4	spo	0.367	111.9	94.5

今回の最も得意な例です

解析のまとめ

- 月や雲の影響は無い或少なかった
- 偏光角がゆっくりと変化する物は回転偏光の可能性がありますが



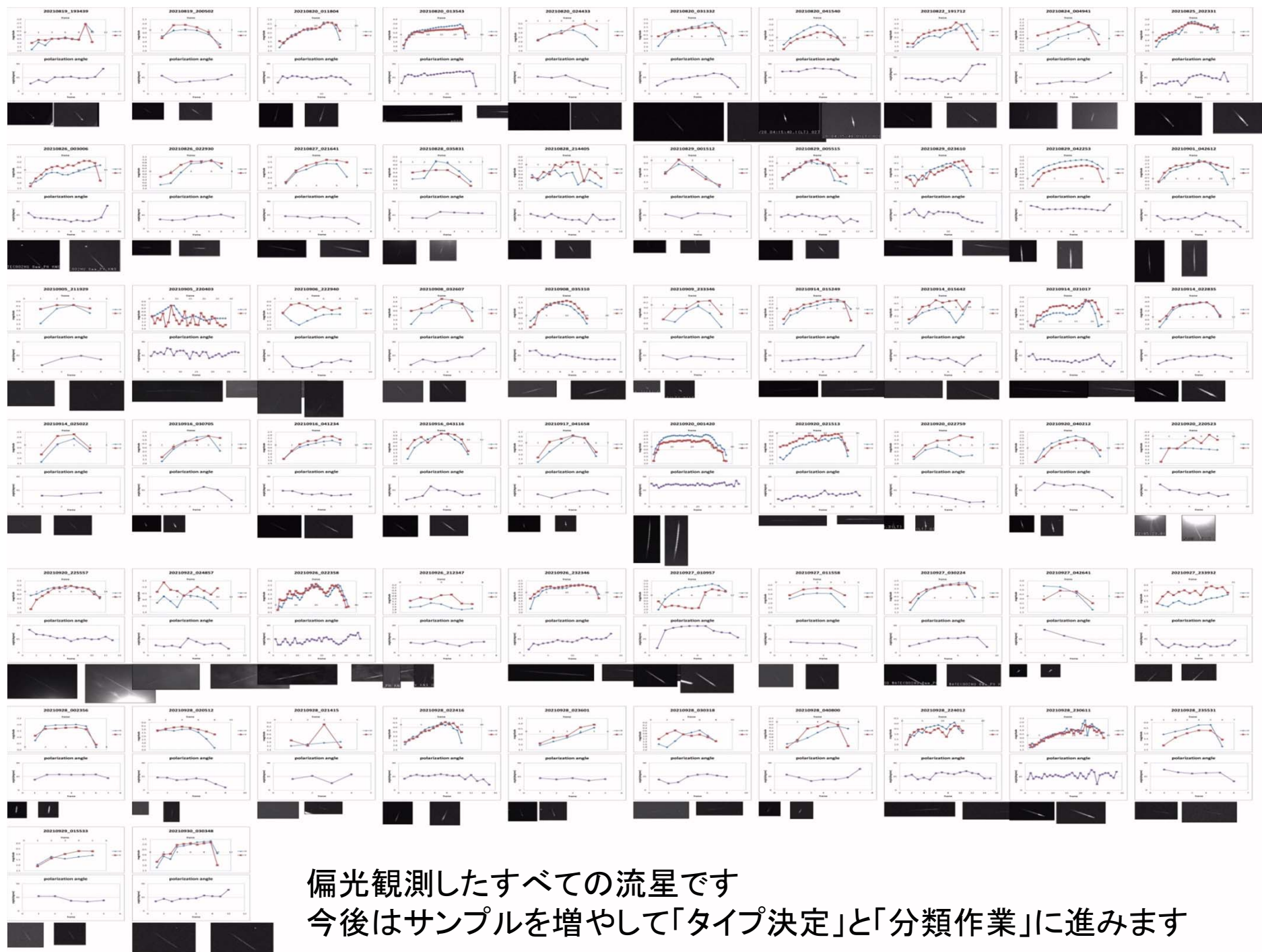
- 急な偏光角の変化は急激な非対称の分裂に関連しそうです、その多くがバースト直後に急な変化をしてる事で予想できます



- 始点から偏光角が有るもので変化しないまま終点まで流れる物があります、これは流星発光が始まった時点で偏光を起こす状態が出来て、そのままの状態が消えてゆくのかも知れません



- これらは**憶測**です、より多くの観測と解析を行う事で解決できると信じています
- この観測は偏光度が一定と言う仮定が必要なため解釈を難しくしています



偏光観測したすべての流星です
 今後はサンプルを増やして「タイプ決定」と「分類作業」に進みます

まとめと今後の展望

- 偏光角の変化を解釈するには、まだまだサンプルが少ないです
 - 9月以降の画像も同様な解析をする必要があります
- 暫定で良いので偏光角変化の「タイプ」を決めて
- そのタイプに基づいた「分類作業」を行う
- これにより偏光角の変化を解釈出来るようになると期待しています
- 偏光度が測定出来ない理由はカメラを増やす必要があるからです(予算不足)
 - ハードが異なる古いカメラがあるのでこれが使えるかテスト観測してみようと思います

流星の偏光観測

2021年8末・9月の偏光観測報告

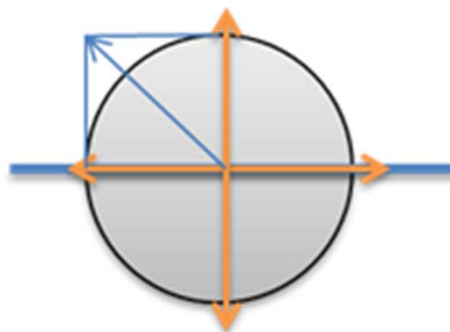
8月末から偏光観測を始めました。今回は8月末と9月の解析を手探りですが始めてみました。

2021年12月6日

平塚市博物館流星分科会 永井和男

実施した偏光観測の方法・解析

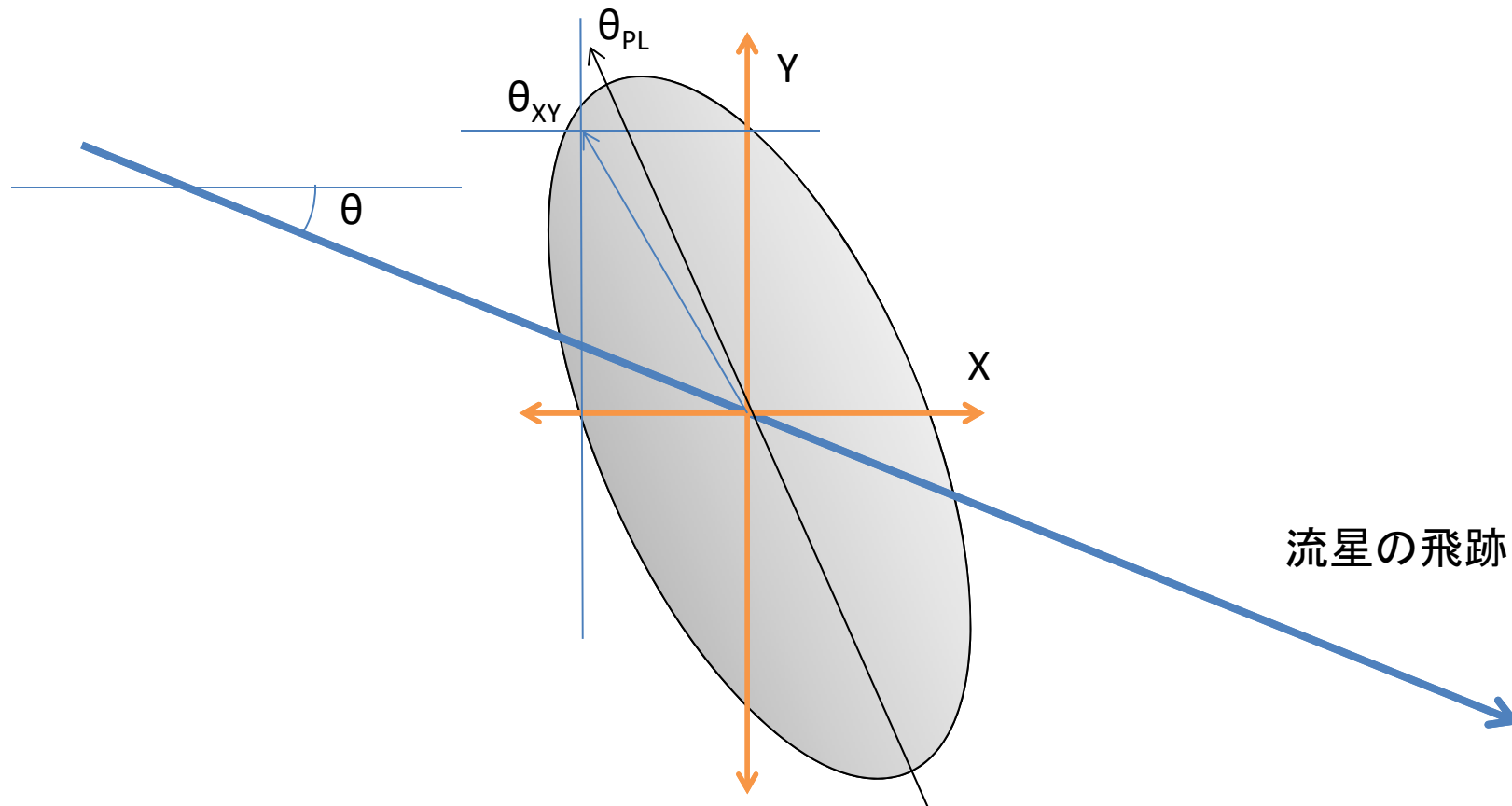
- 偏光フィルターを付けた同じハードウェアのカメラを2台用います。(WATEC902H2U, 6mm)
- 一方のフィルターの偏光方向を対地に対して垂直にする、これを垂直偏光カメラとしました。水平にしたものは水平偏光カメラです。
- 無偏光の光はフィルターによって方向をセレクションされるため偏光角を求めると45度になります。(無偏光は45度)



右の2台が
偏光カメラ
左の1台は
分光カメラ

- UFOAnalyzerV2はフレーム毎に等級を求めてくれますが2台のカメラは同期していないのでHとVでフレーム数が違う場合があります。これの数を揃えるプログラムを作りました。
- 偏向標準星は使っていません。UFOAnalyzerV2の求めた等級を使用しました。
- 偏光角を求める際には等級を光度に変換してから行っています。
- 偏光度が測定出来ない事から偏光度を一定と仮定して解析しました。

注意点：垂直と水平だけでは正しく偏光角を求められない



- 長軸の角度 θ_{PL} と $\theta_{XY}=\tan^{-1}(y/x)$ では角度が異なる(偏光度が異なっても同様)
- 飛跡と垂直・水平でないと偏光角を正しく測れない
- しかし、(偏光度が同じならば) θ_{XY} でも偏光角が変化した事はわかります

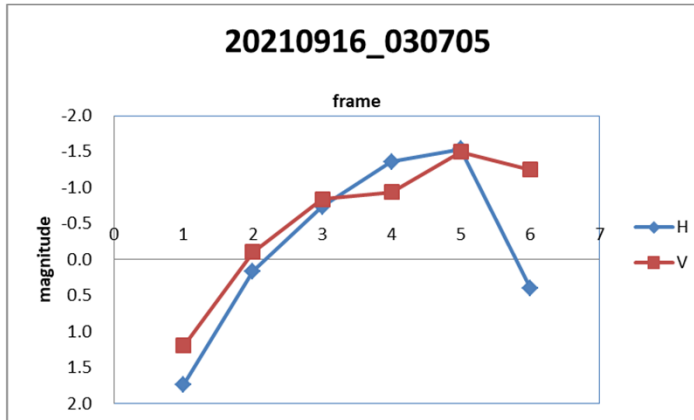
2021年8・9月の観測結果

流星が上から下・右から左に飛んでいる場合は飛んでいる方向の記述をしていません

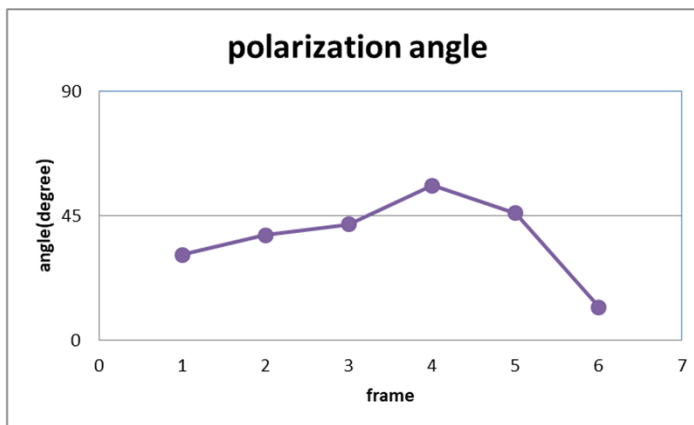
date	time	単点	Amag	Vg	stream	duration	H1	H2	速い	高い	長い	明暗	最初の 偏光の まま	徐々に 偏光	増光偏 光	変化大	増光	月	雲	角度	remarks
2021/8/19	20210819 193439		-1.8	23.8	J5 kCg	0.68	96.0	80.3						有り	有り	大	有			斜め	画面端、バースト後に偏光あり、回転の様子らしきものが見える。フレーム毎に増減しているのでフレームと同じ周期で回転か？
	20210819 200502		-0.2	35.8	spo	0.35	90.4	80.5						有り	有り				雲	斜め	薄雲り、始点で回転力を得てゆっくりと回転を始める
	20210820 011804		-0.4	21.4	J5 kCg	0.50	92.3	83.9							有り	有り	有			垂直	画面端、最後にゆっくりと増光。増光が終わると偏光。それ以外は無偏光。これは回転していない物か
	20210820 013543		-2.2	64.3	spo	0.93	115.8	91.7			長			有り	有り	大	有			水平	画面下端、水平飛跡、明るい、緩やかに変化、最後に緩やかな増光。その後偏光
	20210820 024433		0.0	56.6	J5 Per	0.22	107.2	97.5	速	高		暗			有り	大				斜め	暗いので評価しない
	20210820 031332		-0.9	55.7	J5 Per	0.40	109.1	90.3	速	高				有り	有り	大	有			斜め	斜め45度の流星、ゆっくりと偏光角が変化し、緩やかな増光後に大きな偏光をしている
	20210820 041540		-2.0	69.2	spo	0.37	115.5	90.7	速	高			有り		有り	大	有			垂直	画面左下、明るい増光あり、最初から偏光を持っている、増光中は変化なし、増光が終わってから偏光角に変化有り
2021/8/22	20210822 191712		-0.7	25.0	spo	0.60	100.4	87.3			高		有り		有り	大	有			斜め	あまり明るくない、最初から偏光有、変化ないまま、短い増光あり、その後、徐々に偏光角が変化
2021/8/23	20210824 040491	単点	-1.2		spo	0.20							有り		有り			有		垂直	近くに明るい月あり、徐々に明るくなり暗くなり始めると偏光がある
2021/8/25	20210825 202331		-1.6	24.2	J5 kCg	0.65	95.3	79.0						有り	有り		有			斜め	画面端、やや曇り、斜め45度の角度、低速か？、徐々に偏光角が増えて行き、光度が下がりますと偏光角が減ってゆく、最後にも増
	20210826 003006		-2.1	57.1	J5 Per	0.78	113.3	89.9	速	高	長			有り	有り			有		斜め	画面端で切れている、そのため終点は評価できない、斜め45度の角度、低速流星か？、ゆっくりと偏光角が減っている
	20210826 022930	単点	-1.0		spo	0.17								有り				有		水平	水平飛跡、月有り、高速？、短経路、偏光角の変化は無いように思われる
2021/8/26	20210827 021641	単点	-2.7		spo	0.20												有		水平	月有り、画面端、ほぼ水平、高速か？、おそらく偏光角の変化は無し
2021/8/27	20210828 035831		0.3	49.7	spo	0.30	104.4	89.1			高		暗					有		垂直	垂直、月と非常に近い、短経路、偏光なしか、あるいは、僅かな増光を境に偏光角が変化した、暗い流星
2021/8/28	20210828 214405		0.9	14.3	spo	1.00	89.7	75.8			長	暗		有り						斜め	斜め45度の角度、下から上に飛んでいる、かなり高速か？、偏光が僅かな偏光
	20210829 001512	単点	-0.3		spo	0.13														垂直	垂直、画面端で始点が切れている、偏光なし
	20210829 005515		0.1	26.7	spo	0.60	91.1	78.3				暗			有り		有			斜め	斜め45度の角度、下から上に飛んでいる、緩やかに明るくなる暗くなっている、偏向は徐々に変化している
	20210829 023610		0.2	24.2	spo	1.03	92.5	77.2			長	暗			有り		有			水平	水平、近くに月あり、右から左に飛んでいる、増光のタイミングがHとVで違う
	20210829 042253		-2.1	42.5	spo	0.65	107.5	86.3			高		有り		有り			有		垂直	垂直、終点は切れている、月有り、ただし初期から偏光角あり
2021/8/31	20210901 042612	単点	-2.9		spo	0.40									有り				雲	垂直	垂直、雲有り、最大等級以降は偏光角が徐々に減少している
2021/9/5	20210905 211929	単点	0.2		spo	0.07						暗								垂直	暗くて短経路、評価しない
	20210905 220403	単点	0.2		spo	1.34					長	暗		有り					雲	水平	雲が濃く、激しい偏光角の変化、暗いので評価しない
2021/9/6	20210906 222940		0.4	19.2	spo	0.80	94.7	80.1			長	暗								斜め	薄雲で、暗いので評価しない
2021/9/7	20210908 032607		-0.3	41.5	spo	0.20	90.3	85.9						有り	有り	大				斜め	下から上に流れている、始点から終点まで偏光角が変化し続けている
	20210908 035310		-1.0	29.8	spo	0.77	93.2	80.3			長			有り	有り					斜め	右から左に流れている、始点から終点まで偏光角が変化し続けている
2021/9/9	20210909 233346		0.0	37.3	spo	0.40	96.3	84.9				暗								斜め	短い、変化なし、しかし、緩やかな光度変化と偏光角の緩やかな変化の例と思われる
2021/9/13	20210914 015249		-1.3	67.2	spo	0.43	115.2	95.3	速	高				有り						水平	緩やかな変化、最後に大きな変化をしているがRealでは無いかも知れない(補間処理)
	20210914 015642		-2.0	65.3	spo	0.65	110.1	89.4	速	高										斜め	変化なし、最後が欠けている
	20210914 021017		-3.0	64.9	spo	0.93	111.9	93.9	速	高	長			有り	有り		有			水平	増光に急変
	20210914 022835	単点	-3.9		J5 sPe	0.30								有り	有り		有			斜め	ゆっくりと変化し、光度もゆっくりと変化し暗くなったら逆向きに変化している
	20210914 025022		-0.9	45.8	spo	0.10	91.3	87.0					有り						雲	斜め	変化なし、短い、しかし、緩やかな光度変化と偏光角の緩やかな変化の例と思われる
2021/9/15	20210916 030705	単点	-1.5		spo	0.17									有り	大				垂直	明るくなるにつれて徐々に変化し、暗くなると急に逆方向に変化する
	20210916 041234		-1.5	68.2	spo	0.33	117.8	95.7	速	高					有り					斜め	明るくなくても変化しない、暗くなくても変化しないm
	20210916 043116	単点	-1.3		spo	0.30									有り					斜め	ゆっくりと明るくなって、ゆっくりと暗くなる。偏光角も同様な変化、全般にゆっくりと減少している
2021/9/16	20210917 041658		-1.4	65.6	spo	0.31	113.8	93.9	速	高										垂直	高速、短経路、変化なし
2021/9/19	20210920 001420		-0.7	22.7	spo	1.24	90.9	66.0			長		有り					有		垂直	最初から偏光していて、ずっと変化なし
	20210920 021513	単点	-0.3		spo	0.70					長		有り		有り					水平	左から右に流れている、徐々に変化している
	20210920 022759		-1.6	62.1	J5 sPe	0.30	111.5	92.5	速	高					有り					垂直	最後が切れている、正しく測定されていない
	20210920 040212		-1.8	50.9	spo	0.40	110.3	89.9	速	高			有り		有り		有			垂直	徐々に減るパターンか、変化のないまま増光し、その後減少する
2021/9/20	20210920 220523		-0.4	41.8	spo	0.70	102.7	80.1			高	長	有り	有り				有		垂直	最後が切れている、Vだけ変化している、徐々に変化している
	20210920 225557		-0.9	62.0	spo	0.43	107.7	89.9	速	高			有り	有り				有		斜め	ゆっくりと変化、等級も緩やかな変化、月があっても偏光に影響ないようだ、雲も流星が明るければ偏光に影響は無さそうだ
2021/9/21	20210922 024857	単点	-1.4		spo	0.30							有り						雲	斜め	変化なし、Vが1等明るい、雲の影響か？
2021/9/25	20210926 022358	単点	-2.6		J5 sTa	1.17					長							有	雲	斜め	左から右に流れている、徐々に変化しているは変化していない
2021/9/26	20210926 212347	単点	0.7		J5 oCt	0.20						暗	有り							垂直	最後が切れている、最後が切れている、変化なし
	20210926 232346		-1.5	67.2	J5 Ori	0.63	105.4	91.6	速	高			有り	有り	有り					水平	緩やかな変化、等級も緩やかな変化
	20210927 010957		-1.2	56.4	spo	0.37	111.9	94.5	速	高					有り	大				斜め	大変奇妙な変化をしています、特異な例
	20210927 011558		-0.4	52.2	spo	0.40	105.5	92.5	速	高			有り							垂直	高速、短経路、変化なし
	20210927 030224		-2.6	65.8	spo	0.60	123.3	91.1	速	高					有り			有		斜め	最後が切れている、緩やかな変化、等級も同様な変化
	20210927 042641	単点	-0.9		spo	0.10							有り	有り			有	有		斜め	右から左に流れている、一定の変化量
2021/9/27	20210927 233932		-0.2	15.7	spo	1.60	94.8	70.5			長		有り						雲	斜め	最後が切れていて正しく測れていないようだ、右から左に流れている、変化なし
	20210928 002356		-1.0	43.7	spo	0.27	90.5	78.3							有り					垂直	変化なし
	20210928 020512		-0.1	40.4	spo	0.40	98.9	84.6				暗								垂直	緩やかな変化、等級も緩やかな変化、最後付近で変化が増えている
	20210928 021415	単点	0.1		spo	0.10														斜め	経路が短すぎる、おそらく変化していない
	20210928 022416		-0.9	29.8	spo	0.83	100.2	77.1			高	長			有り			有		垂直	ゆっくりと明るさが変わっているが、偏光角は変化していない、最後に急に暗くなると偏光角が変化している
	20210928 023601		-1.2	61.5	spo	0.17	106.3	96.6	速	高								有		垂直	ゆっくりと明るさが変わっているが、偏光角は変化していない
	20210928 030318		0.7	30.8	spo	0.63	95.0	81.2				暗						有		水平	右から左に流れている、おそらく変化していない、暗い時の変化は暗いので上手く測れていない
	20210928 040800		-0.5	65.2	spo	0.20	113.9	99.2	速	高					有り			有		垂直	始めはゆっくりと変わって、最後に大きな目の変化、最初の所は回転か？
2021/9/28	20210928 224012		0.3	25.2	J5 sTa	0.90	99.3	81.1			長	暗								水平	変化はしていない様だ
	20210928 230611		-1.7	9.6	spo	0.40	90.9	86.8												斜め	変化はしていない様だ
	20210928 235531		-0.5	62.8	spo	0.33	112.2	98.9	速	高			有り							水平	最初と最後だけ角度が違う、他は一定
	20210929 015533		0.3	61.5	spo	0.27	107.1	92.0	速	高		暗								垂直	変化はしていない様だ
2021/9/29	20210930 030348		-1.0	62.0	spo	0.33	112.6	95.5	速	高				有り						斜め	徐々に変化している

解析例の説明

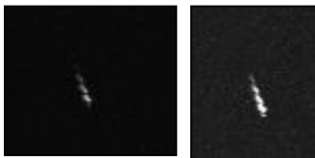
一つの流星に対してこの様なグラフを作りました



水平偏光(H)と垂直偏光(V)カメラが観測した流星の等級の変化
横軸はフレームです



偏光角のフレーム毎の変化です
45度が無偏光です

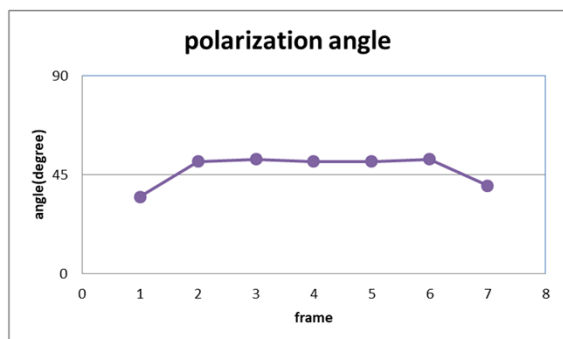
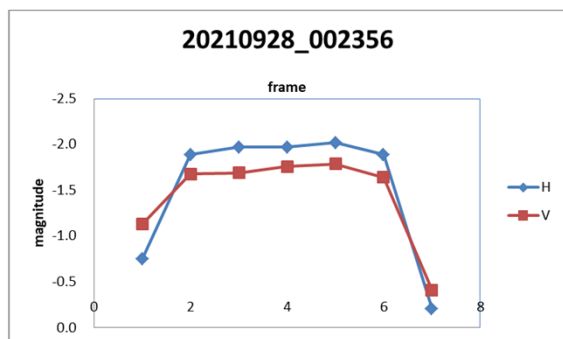


流星の写真です。左は水平・右は垂直です
水平カメラの方が暗めに画像処理されていますが明るさの測定は星でキャリブレーションされます

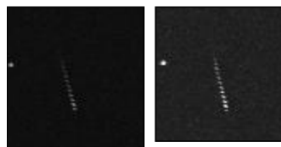
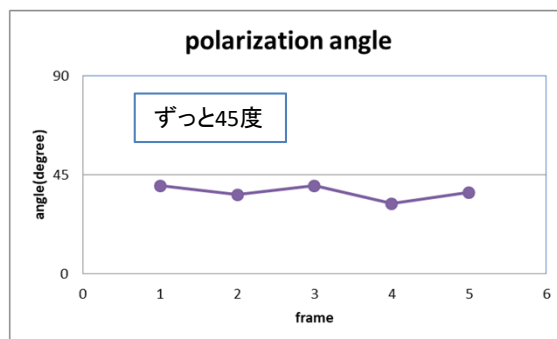
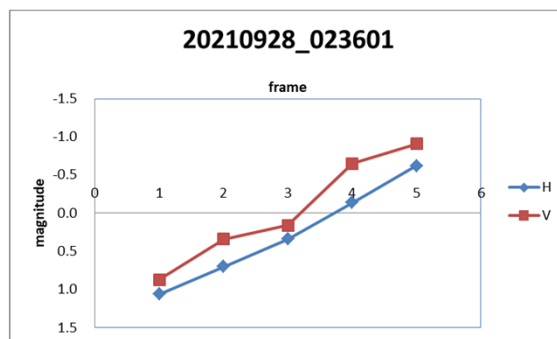
次ページ以降で
特徴的なサンプルを紹介します

始点から終点まで無偏光の例

※Polarization angleのグラフを見て下さい

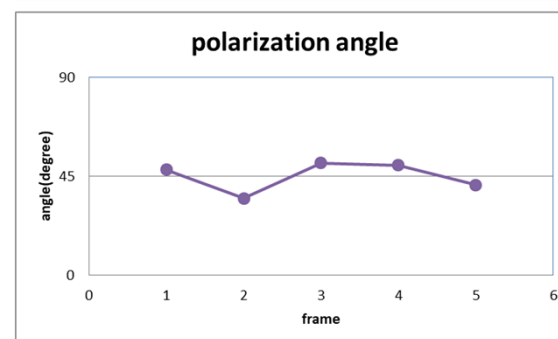
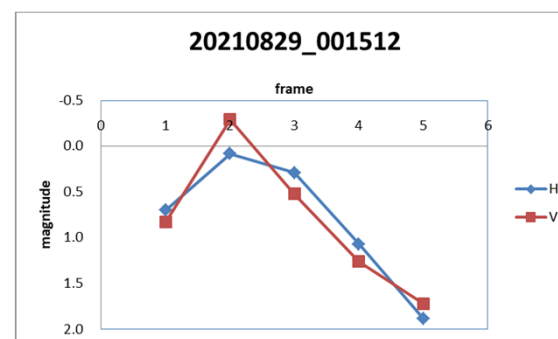


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.01	43.7	spo	0.267	90.5	78.3



月有り

Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.22	61.5	spo	0.16659	106.3	96.6

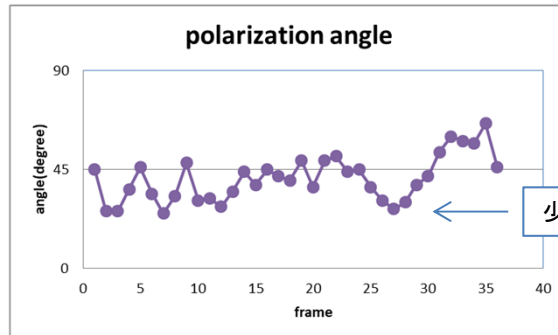
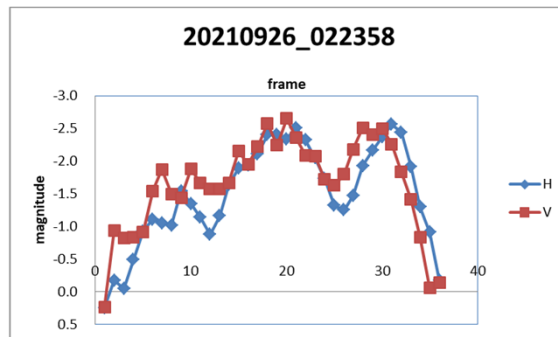


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-0.3		spo	0.133		

これらは偏光角が45度で変化が無い例です。短経路の流星です。

始点から終点までほぼ無偏光の例

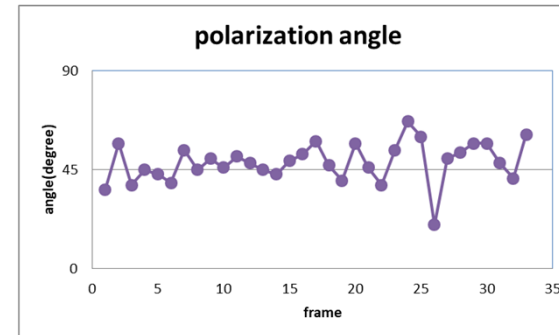
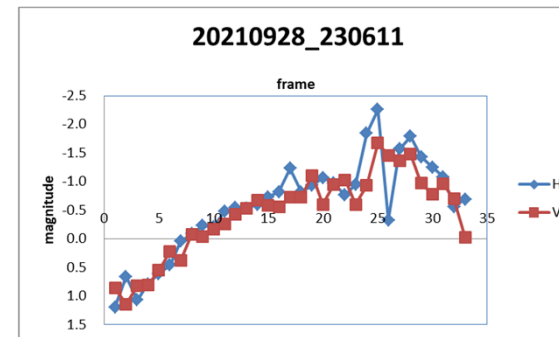
長経路のサンプル



月有り
曇り



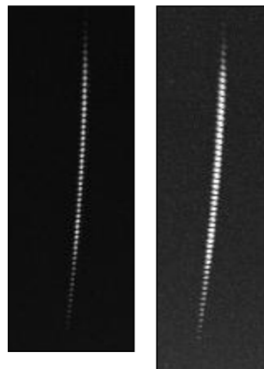
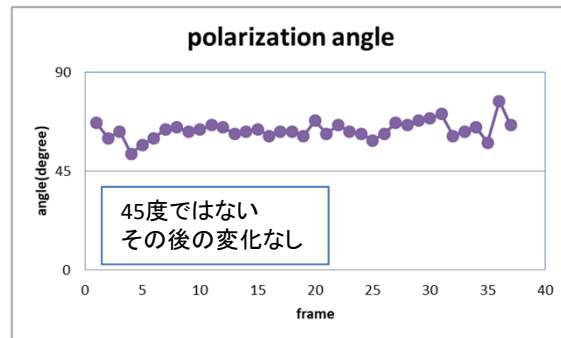
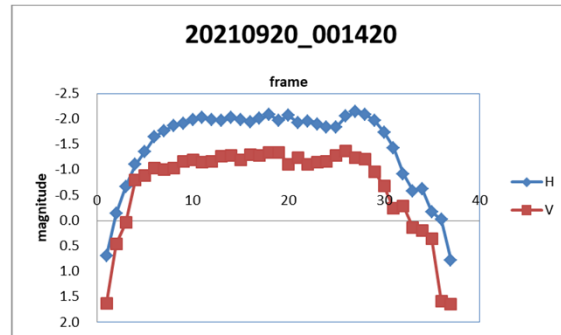
Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-2.6		J5_sTa	1.168		



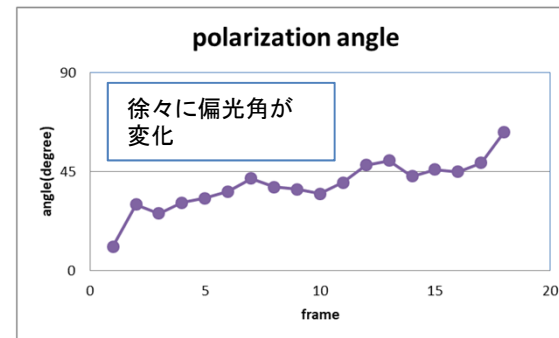
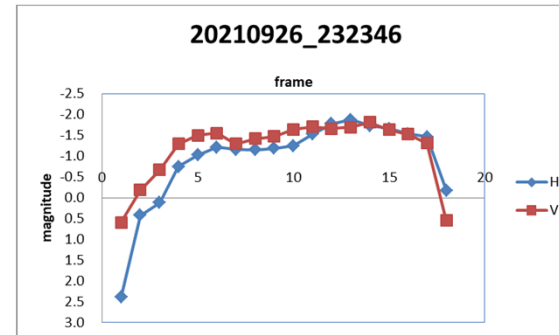
Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.7	9.64	spo	0.4	90.9	86.8

この例も偏光角の変化が無い例です、経路の長いものです

最初から偏光していて一定なまま消滅する例と
 徐々に偏光角が変化しながら消滅する例
 (回転していない例とゆっくりと回転している例か?)



月有り

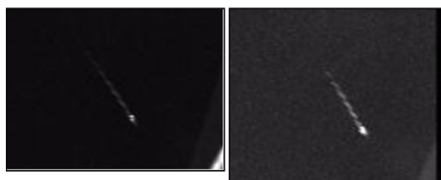
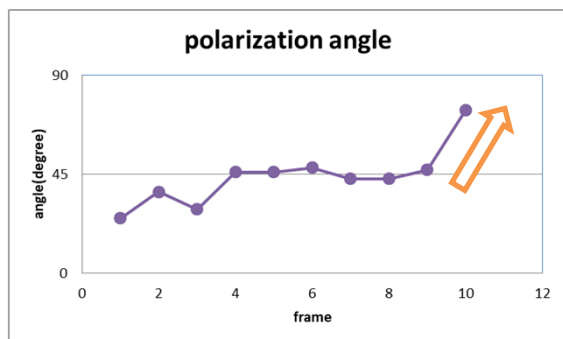
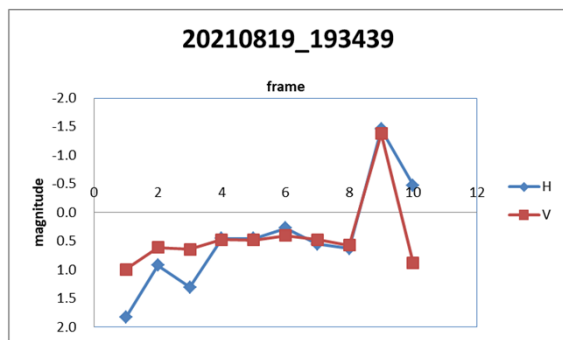


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-0.7	22.7	_spo	1.235	90.9	66.0

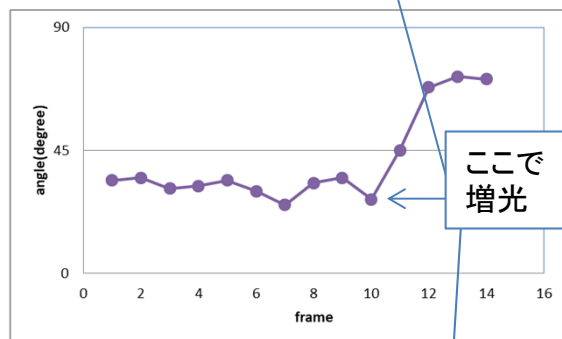
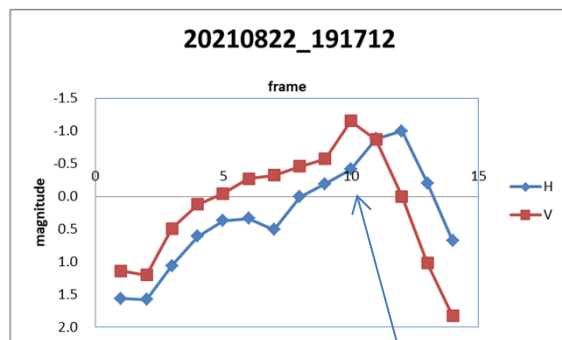
Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.5	67.2	_J5_Ori	0.634	105.4	91.6

これらは発光点から偏光している例です、左はそのまま変化していません、右は回転しているのか徐々に偏光角が変化しています

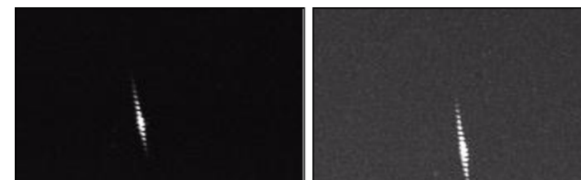
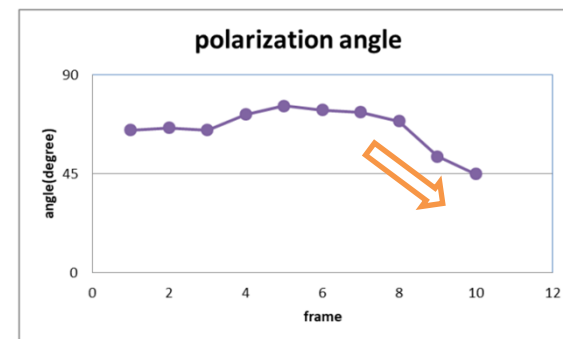
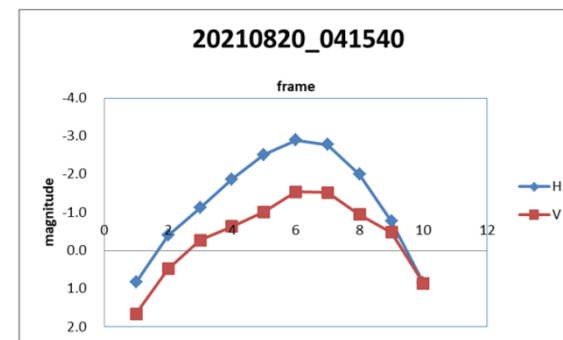
増光・バースト後に偏光角が急変する例 (この様に明るくなってから急に偏光角が変化した流星はとても多いです)



Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.8	23.8	J5_kCg	0.67987	96.0	80.3



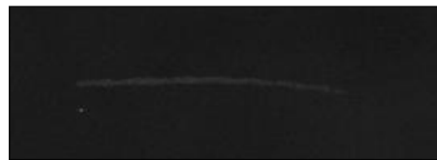
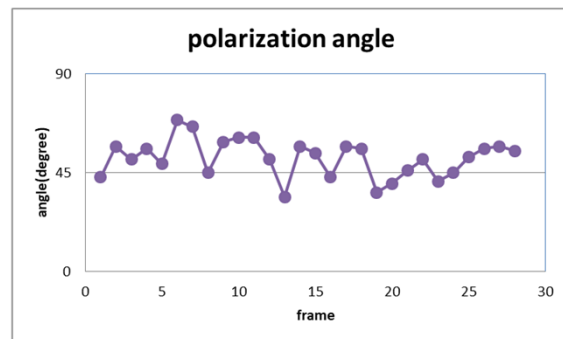
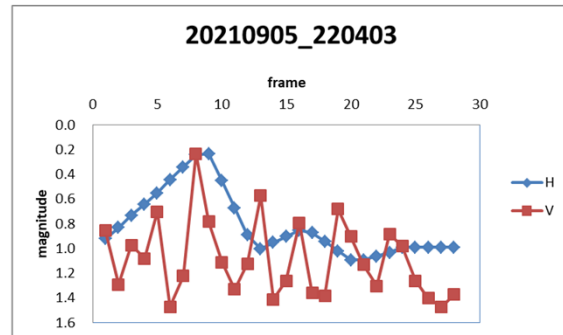
Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-0.7	25	_spo	0.601	100.4	87.3



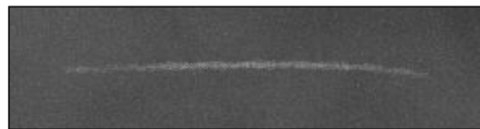
Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-2.0	69.2	_spo	0.37223	115.5	90.7

増光後に偏光角が変化する例は多いです

偏光度変化か？

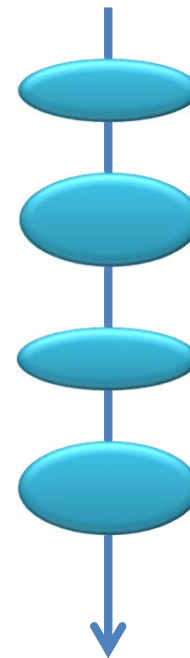


曇り



Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
0.2		spo	1.335		

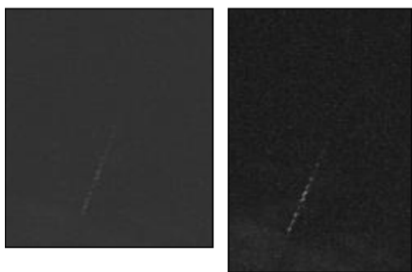
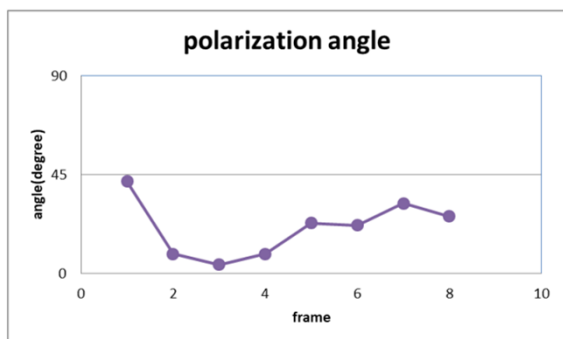
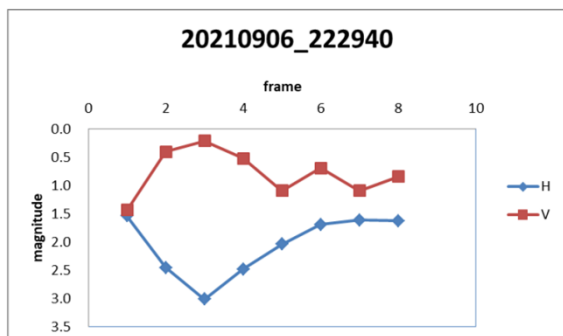
Vの不規則な変化



V方向だけが変化しているサンプルか。
偏光度の変化か？

Vだけの变化ですが高速な回転かも知れません。流星痕にチューブ状の物がありそうですが形成過程を見ているのかも知れません。

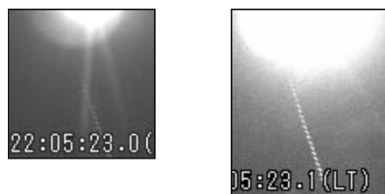
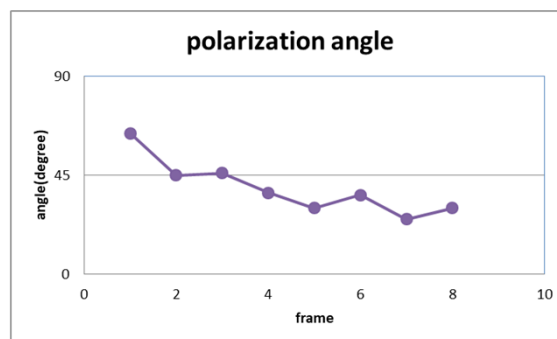
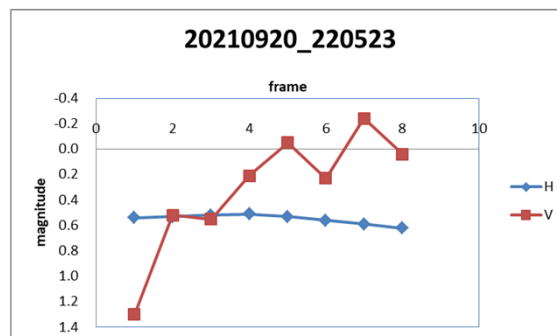
特異な例



曇り

Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
0.4	19.2	spo	0.801	94.7	80.1

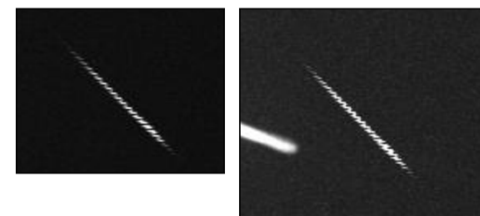
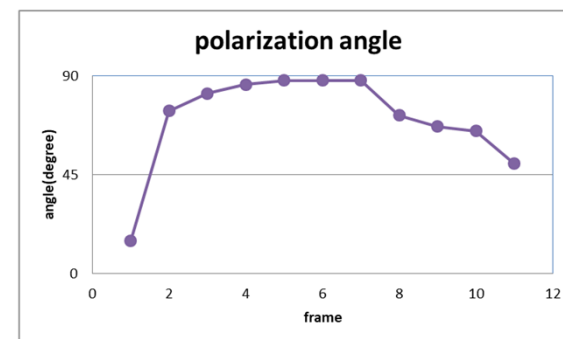
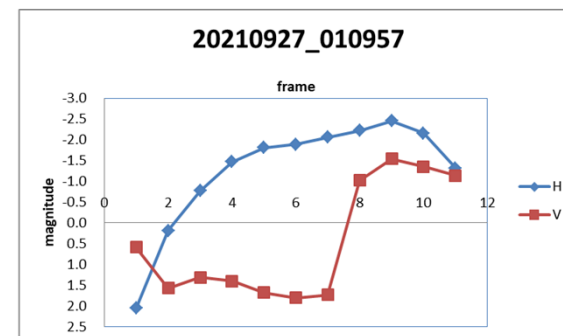
H・Vの逆向き変化



月有り

Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-0.4	41.8	spo	0.701	102.7	80.1

Vだけが変化

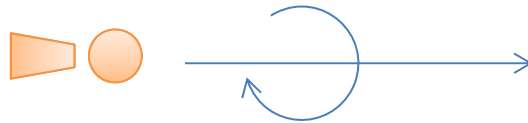


Amag	Vg	stream	duration	H1	H2
-1.2	56.4	spo	0.367	111.9	94.5

今回の最も得意な例です

解析のまとめ

- 月や雲の影響は無い或少なかった
- 偏光角がゆっくりと変化する物は回転偏光の可能性がありますが



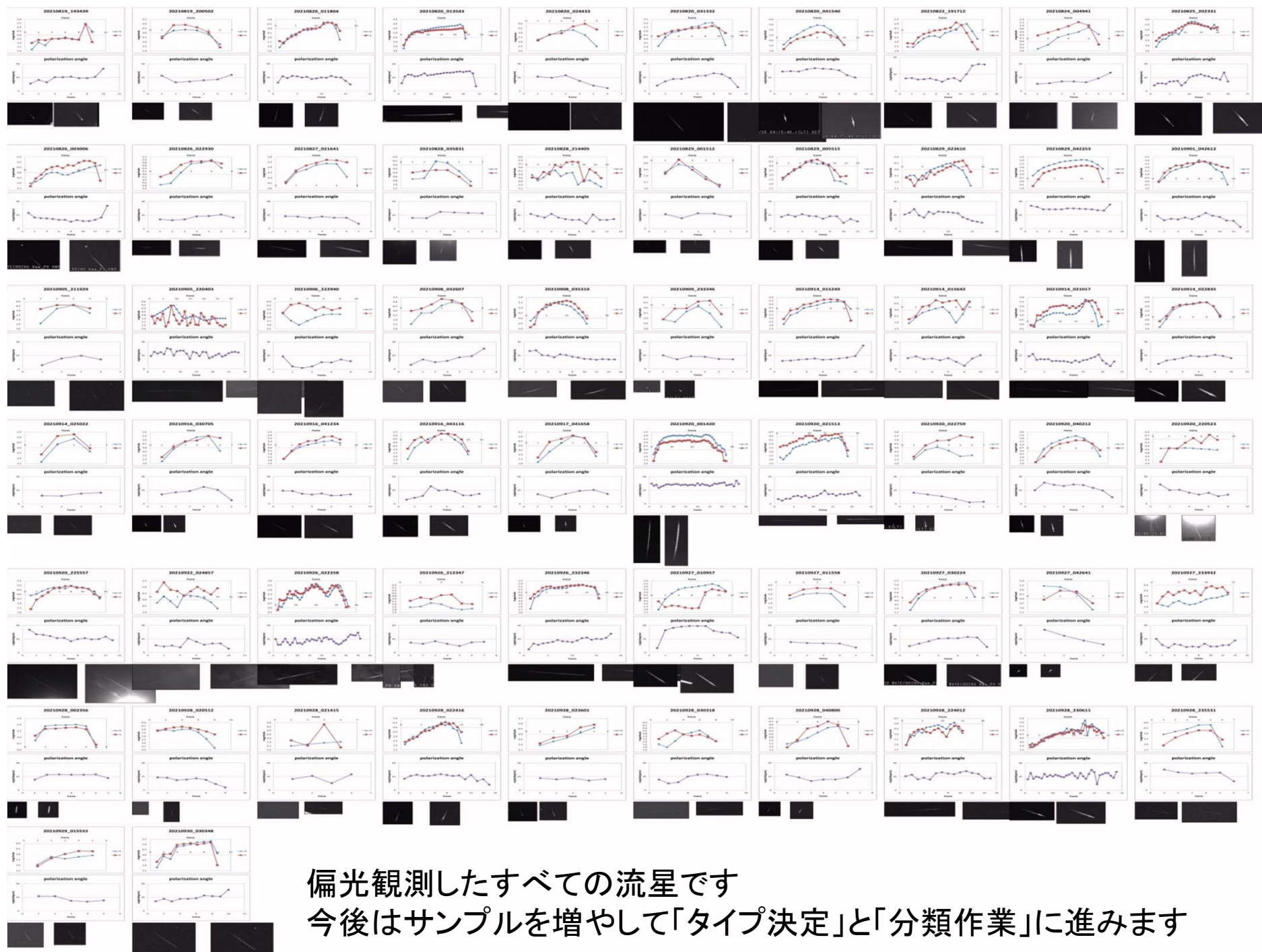
- 急な偏光角の変化は急激な非対称の分裂に関連しそうです、その多くがバースト直後に急な変化をしてる事で予想できます



- 始点から偏光角が有るもので変化しないまま終点まで流れる物があります、これは流星発光が始まった時点で偏光を起こす状態が出来て、そのままの状態が消えてゆくのかも知れません



- これらは**憶測**です、より多くの観測と解析を行う事で解決できると信じています
- この観測は偏光度が一定と言う仮定が必要なため解釈を難しくしています



偏光観測したすべての流星です
今後はサンプルを増やして「タイプ決定」と「分類作業」に進みます

まとめと今後の展望

- 偏光角の変化を解釈するには、まだまだサンプルが少ないです
 - 9月以降の画像も同様な解析をする必要があります
- 暫定で良いので偏光角変化の「タイプ」を決めて
- そのタイプに基づいた「分類作業」を行う
- これにより偏光角の変化を解釈出来るようになると期待しています
- 偏光度が測定出来ない理由はカメラを増やす必要があるからです(予算不足)
 - ハードが異なる古いカメラがあるのでこれが使えるかテスト観測してみようと思います