5th MSS

流星軌道計算における緯度・高度の決定について

1979.9.9 MSS 木村直人

我々の観測から、どの程度の位置決定ができるか。コンパレータで 1/100mm の精度でネガの測定ができるとする。レンズの焦点距離が 50mm とすると、ネガ上 1mm は 1.°1 に相当する。また、物体までの距離を 100km とすると、

$$\tan\left(1.1\times\frac{1}{100}\right)\times 100 \fallingdotseq 0.02 \quad (\mathrm{km})$$

つまり、20m の精度で位置が決定できる。緯度 35° 付近で 20m は、約 0.°0001。したがって、計算精度は、緯度で 0.°0001 以上，高さで 20m 以上必要である。

緯度 φ，経度 λ，高さ h の点，の地心直交座標は次式で与えられる。

$$\left.\begin{array}{l} x = (N+h)\cos\varphi\cos\lambda \\ y = (N+h)\cos\varphi\sin\lambda \\ z = \{N(1-e^2)+h\}\sin\varphi \end{array}\right\}$$

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

a: 6377.39715 km

e: 0.00667437

計算の結果、流星が $(u_m\ v_m\ w_m)$ の点を通った事がわかったとする。そして、地図上の位置を見るために、$(\lambda_m\ \varphi_m\ h_m)$ に変換することが要求される。以後、この変換について述べる。

(1) 理大では、

$$\tan\varphi = \sqrt{1-e^2}\tan\varphi' + \frac{ae\sin\varphi}{\sqrt{u_m^2+v_m^2}}$$

$$h = \sqrt{(a\cos\varphi - \sqrt{u_m^2+v_m^2})^2 + (a\sqrt{1-e^2}\sin\varphi - w_m)^2}$$

ここで $\tan\varphi' = w_m/\sqrt{u_m^2+v_m^2}$

第1式右辺の φ に始めは φ' をいれ φ をおめる。その φ を再び右辺に代入する。これを繰り返すと一定値に収束する。

(2) 東京天文台報 Vol 11, No 2 によると、

$$\left.\begin{aligned}(N+h)\cos\varphi\cos\lambda &= u_m\\(N+h)\cos\varphi\sin\lambda &= v_m\\(N+h)\sin\varphi &= w'_m\end{aligned}\right\}$$

$$w'_m = 1.0067192\,w_m - \overbrace{0.0006719\,h_m\sin\varphi}^{\Delta\zeta'}$$

始め、$\Delta\zeta'=0$ として h と φ をもとめ、これより $\Delta\zeta'$ の近似値をもとめ、新しい φ と h を知る。そして再び $\Delta\zeta'$ をもとめるようにして繰り返す。

(3) 私の方法　(2)をヒントに。

$$(N+h)\sin\varphi = w'_m$$

$$\begin{aligned}w'_m &= w_m + Ne^2\sin\varphi\\&\fallingdotseq w_m + ae^2\left(1+\tfrac{1}{2}e^2\sin^2\varphi\right)\sin\varphi\\&= w_m + \underbrace{42.56512\times(1+0.00337219\sin^2\varphi)\sin\varphi}_{\Delta w}\end{aligned}$$

始め、$\varphi=\varphi'$ として Δw をもとめ、以後は(2)と同じ。

[計算例]

今、仮りに $\varphi=35°$, $\lambda=140°$, $h=100$ km とすると、

$$\left.\begin{aligned}u_m &= -4069.012176 \quad \text{(km)}\\v_m &= 3414.306590 \quad ''\\w_m &= 3694.863861 \quad ''\end{aligned}\right\}$$

$$N = 6405.49665 \quad ''$$

$$r = 6470.42259 \quad ''$$

$$\sin^{-1}(w_m/r) \rightarrow \varphi' = 34°.822713$$

$$\tan^{-1}(v_m/u_m) \rightarrow \lambda = 140°.0000000$$

5th MSS

(1)

$\sqrt{1-e^2}\tan\varphi'$ 0.693280843 $\sqrt{U_m^2+V_m^2}$ 5311.71830

	$ae\sin\varphi/\sqrt{U_m^2+V_m^2}$	φ
第1近似	0.004575984	34.°909525
2	0.004585946	34.°909908
3	0.004585990	34.°909910
4	0.004585990	34.°909910

$$h = \{(5311.71830 - 5229.803053)^2 + (3694.86386 - 3637.50612)^2\}^{1/2}$$

$$= 100.00006 \text{ (km)}$$

(2)

	第1近似	2	3
$\Delta\zeta'$	0	0.038626	0.038617
W_m'	3719.690390	3719.651764	3719.651773
φ	35.°002789	35.002509	35.002509
$N+h$	6484.631518	6484.609415	6484.609382
N	6384.411276	6384.411174	6384.411174
h	100.220242	100.198241	100.198208

(3)

	第1近似	2	3
ΔW	24.33306	24.440955	24.441432
W_m'	3719.19693	3719.304816	3719.305293
φ	34.999217	34.999998	35.000001
$N+h$	6484.34847	6484.410355	6484.410629
N	6384.41007	6384.410300	6384.410300
h	99.93840	100.000055	100.000329

MSS-005

〔計算結果〕

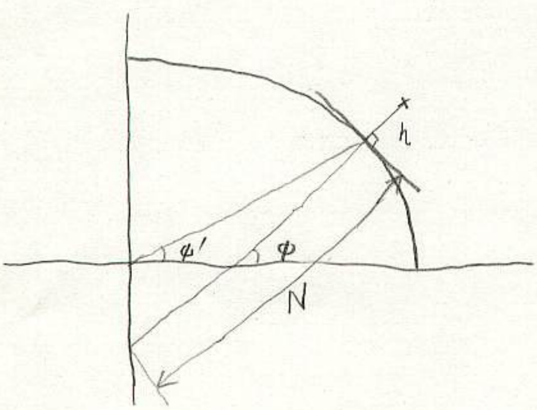
	φ	h
(1)	34.°90910	100.00006 (km)
(2)	35.°00251	100.19821 〃
(3)	35.°00000	100.00033 〃
初期値	35.°00000	100.00000 〃

(1)の方法では h は良く一致するが、φ の値が少しおかしい。これは、φ の定義が始めの φ と異なるのでは？

(2)では、ちょっと精度不足。

(3)では、φ・h ともに要求される精度を充分満足している。

Memo



$$w = \{N(1-e^2)+h\}\sin\varphi$$
$$= (N+h)\sin\varphi - Ne^2\sin\varphi$$
$$w = (N+h)\sin\varphi_1, \quad \varphi_1 \to N_1 = \frac{a}{\sqrt{1-e^2\sin^2\varphi_1}}$$
$$w + Ne^2\sin\varphi_1 = (N+h)\sin\varphi_2$$
$$\varphi_2 \to N_2 = \frac{a}{\sqrt{1-e^2\sin^2\varphi_2}}$$
$$\vdots$$

MS5-008
8th MSS

多点観測による流星径路の決定 II

MSS. 1980. 3. 16

日大 O.B. 木村 直人

'79.6 に行われたMSSに、同様の題名で寺田・村中両氏によって発表があった。少し観点を変えた方法を私なりに考えてみたので、ここに発表する。

まず、「流星は、視輻射点と地球重心を含む平面で運動する。」とする。そうすると、直線運動でなく、2次曲線運動してもよく、現実に、2次曲線運動をしている。

(1) 平面の決定

観測点が n 個ある。その中から、2個の観測点づつ取って、従来から行われている方法で、仮りに、径路の1点の G系地心座標を求める (u_j, v_j, w_j)。したがって、n 個の観測点では、${}_nP_2 = n(n-1)$ 個の $(u\ v\ w)$ が求まる。地球中心と重心とのずれを $\Delta u, \Delta v, \Delta w$ として、その方向余弦は、

$$\left.\begin{aligned} l_j &= (u_j + \Delta u)/\Gamma \\ m_j &= (v_j + \Delta v)/\Gamma \\ n_j &= (w_j + \Delta w)/\Gamma \end{aligned}\right\} \quad j = 1 \sim K \quad \{K = n(n-1)\} \qquad (1)$$

$$\because\ \Gamma^2 = (u_j + \Delta u)^2 + (v_j + \Delta v)^2 + (w_j + \Delta w)^2$$

$$l_j^2 + m_j^2 + n_j^2 = 1$$

となる。また、γ系で示された視輻射点の方向余弦を (l, m, n) とすると、これを G系に変換する。

$$(l_0, m_0, n_0)^* = R_Z(\Theta_G)\cdot(l, m, n)^* \qquad (2)$$

$$l_0^2 + m_0^2 + n_0^2 = 1$$

求める平面の極の方向余弦を

$$(L, M, N) \quad , \quad L^2 + M^2 + N^2 = 1 \qquad (3)$$

とする。そうすると、次の条件式が出てくる。

$$L l_0 + M m_0 + N n_0 = 0 \qquad (4)$$

$$L l_j + M m_j + N n_j = \varepsilon_j \cong 0 \qquad (5)$$

(3), (4), (5) 式を少し変形して、

$$\frac{L}{N} = X \quad , \quad \frac{M}{N} = Y \qquad (6)$$

$$X^2 + Y^2 + 1 = N^{-2} \qquad (3)'$$

$$X l_0 + Y m_0 + n_0 = 0 \qquad (4)'$$

$$X l_j + Y m_j + n_j \cong 0 \qquad (5)'$$

MSS-008

(5)′式を最小自乗法で解くと、正規方程式は、

$$\begin{cases} X[l_j^2] + Y[l_j m_j] + [l_j n_j] = 0 \\ X[l_j m_j] + Y[m_j^2] + [m_j n_j] = 0 \end{cases} \tag{7}$$

となり、これに(4)′式を代入して、次式を得る。

$$Y\{l_0([l_j m_j]-[m_j^2]) + m_0([l_j m_j]-[l_j^2])\} + l_0([l_j n_j]-[m_j n_j]) + n_0([l_j m_j]-[l_j^2]) = 0 \tag{8}$$

これから、Yが求まり、(4)′.(3)′.(6)式より、(L, M, N)が決められる。
その誤差Eは、(5)式からε_jをもとめ、

$$E = 0.6745\sqrt{\frac{\Sigma \varepsilon_j^2}{K}} \times 57.645 \tag{9}$$

で、Eが角度(°)で出てくる。これに重心から、流星径路までの距離r_m(km)を掛けて、

$$E_{m_1} = r_m \times \tan E \tag{10}$$

によって、径路の水平方向の誤差が求まる。

(2) 流星実径路

ゑ番目の観測点のG系地心座標を(u_k, v_k, w_k)とし、流星切断点の方向余弦(γ系)を$(l_i^k\ m_i^k\ n_i^k)$とする。まず、$(l\ m\ n)$をG系に変換する。

$$(\lambda_i^k, \mu_i^k\ \nu_i^k)^* = R_Z(\Theta_G)\cdot(l_i^k\ m_i^k\ n_i^k) \tag{11}$$

そして、切断点の地心座標$(x_i^k\ y_i^k\ z_i^k)$は、

$$f_i^k = \frac{L(u_k+\Delta u) + M(v_k+\Delta v) + N(w_k+\Delta w)}{L\lambda_i^k + M\mu_i^k + N\nu_i^k} \tag{12}$$

$$\left.\begin{aligned} x_i^k &= |f_i^k|\cdot\lambda_i^k + u_k \\ y_i^k &= |f_i^k|\cdot\mu_i^k + v_k \\ z_i^k &= |f_i^k|\cdot\nu_i^k + w_k \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

として、求められる。$|f_i^k|$は、ゑ番目の観測点から切断点までの距離(Km)を意味する。2次元的な配置を見るには、

$$\tan A = \frac{M}{L} \tag{14}$$

$$\sin D = N \tag{15}$$

で、A, Dをもとめ、

$$(X\ Y\ Z)^* = R_Y(-D)\cdot R_Z(A)\cdot(x\ y\ z)^* \tag{16}$$

$$\left.\begin{aligned} x &= x_i^k + \Delta u \\ y &= y_i^k + \Delta v \\ z &= z_i^k + \Delta w \end{aligned}\right\}$$

8thMSS
MSS-008

により、X=0となり、YとZのみの座標になる。

(計算例)　1977年12月13日 27時14分57秒 出現　NO. 7711

A. 東京天文台.堂平	139°.19333	36°.00248	876m	$\Delta u=0$
B. 日大・御岳	139°.15480	35°.77760	855m	$\Delta v=0$
C. 清水、安中	138°.85380	36°.35190	240m	$\Delta w=0$
D. 武蔵工大・大宮	139°.66390	35°.95250	10m	

θ_G　$23^h44^m11^s$ = 356°.04583

流星経路.

A. 東京天文台

1.	$9^h28^m58^s$	26°15′42″
⋮		
25.	10 32 4	20 12 48
⋮		
50	11 26 20	13 22 24

B. 日大

1.	$7^h24^m4^s$	48°45′24″
⋮		
21.	8 14 17	49 51 36
⋮		
42	9 21 13	49 10 42

C. 清水

1	$9^h55^m47^s$	3°37′54″
2	10 55 19	-3 13 00

D. 武蔵工大

1	$6^h13^m9^s$	27°46′19″
⋮		
3	8 7 52	24 3 56
⋮		
6	9 11 19	19 19 55

平面決定

	l_j	m_j	n_j
A-B	-0.6166529	0.5285854	0.5833839
A-C	-0.6166344	0.5285938	0.5833958
A-D	-0.6166551	0.5285844	0.5833824
B-A	-0.6124467	0.5321815	0.5845441
B-C	-0.6124527	0.5321807	0.5845386
B-D	-0.6124247	0.5321846	0.5845644
C-A	-0.6126235	0.5321570	0.5843811
C-B	-0.6126205	0.5321564	0.5843848
C-D	-0.6125281	0.5321374	0.5844990
D-A	-0.6176117	0.5275177	0.5833360
D-B	-0.6176000	0.5275493	0.5833198
D-C	-0.6175902	0.5275760	0.5833060

(L, M, N)　(0.2837503, -0.5421255, 0.7909398) ± 0°.004977

R.P. ($l\ m\ n$)　(0.4541901, 0.7874058, 0.4167775)

(α, δ)　(60°.023, 24°.631) ± 0°.045

MSS-008

実径路

A.　(L = 36.89 km　$\bar{v}$ = 15.06 km/sec.)

1.	139.°2781	35.°8981	70.29 km	-3962.948	3411.308	0759.887
25.	139.4642	35.8631	62.35	-3970.867	3395.735	3752.054
50.	139.6366	35.8304	54.98	-3978.151	3381.289	3744.765

C.　(L = 26.10 km)

1.	139.°0923	35.°9329	73.91 km	-3952.351	3424.567	3765.174
2.	139.3437	35.8860	62.63	-3962.750	3403.245	3754.290

D.　(L = 68.55 km)

1	139.°0249	35.°9453	78.70 km	-3950.630	3431.217	3769.114
3	139.5216	35.8524	56.38	-3971.121	3389.074	3747.579
6	139.6833	35.8216	49.10	-3977.711	3375.332	3740.525

B.　(L = 29.55 km　$\bar{v}$ = 14.42 km/sec.)

1	138.°9117	35.°9664	77.12 km	-3941.831	3437.259	3770.099
21	139.0509	35.9407	70.82	-3947.599	3425.441	3764.068
42	139.1964	35.9137	64.33	-3953.655	3413.128	3757.801

B−A　理大計算

1	138.°9042	35.°9743	81.24 km
21	139.0498	35.9480	74.70
42	139.2030	35.9200	67.85

L = 30.60 km

$\bar{v}$ = 15.11 km/sec.

この計算では、すべて1950.0年分点で計算しており、まだ不充分。固定撮影の時の飛行時間に関する位置補正も必要であり、Δu, Δv, Δw の値を入れてみることなども考えられる。

平面と観測点のなす角度，平面と観測点までの距離

A.	-0.°0840	9.34 km
B.	0.°1417	15.76
C.	-0.°3626	40.31
D.	-0.°1222	13.59

流星径路中央部の地心距離　6430 km

平面決定誤差　± 0.56 km

流星径路法線方向の誤差　± 4.38 km（図より）

二点写真観測によって求めた流星輻射点の精度

長沢 工

1. 平面，球面上の点の位置の不確かさ

平面上の点の位置の不確かさを示すには，x軸方向の分散σ_x^2（標準偏差σ_x），y軸方向の分散σ_y^2（標準偏差σ_y）のほかに共分散σ_{xy}を与えなければならない。点の位置の不確かさが正規分布をすると考えると，その点の平均的な位置からのずれを軸方向にそれぞれX, Yとして

Xが　xと$x+dx$の間にあり
さらにYが　yと$y+dy$の間にある　} 確率$f(x, y)\,dx\,dy$

$$f(x,y)\,dx\,dy = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma_x^2\sigma_y^2-\sigma_{xy}^2}}\exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_y^2x^2-2\sigma_{xy}xy+\sigma_x^2y^2}{\sigma_x^2\sigma_y^2-\sigma_{xy}^2}\right)\right\}dx\,dy$$

という形で示すことができる（2次元正規分布）。この$f(x, y)$を密度関数という。

天球面上の点の位置に対しても，その点の付近を平面と考え赤経増加の向きにx軸，赤緯増加の向きにy軸をとって考えれば，平面上の場合とほとんど同様に考えることができる。ただし，点(α, δ)付近のずれを考える場合，x方向のずれXは　赤経のずれを$\Delta\alpha$として

$$X = \Delta\alpha\cos\delta$$

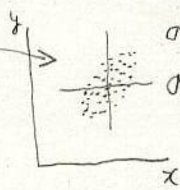
であることに注意する

$\sigma_x^2 = \dfrac{(x_1-\bar{x})^2+\cdots}{n-1}$

$\sigma_y^2 = \cdots$

$\sigma_{xy}^2 = \dfrac{(x_1-\bar{x})(y_1-\bar{y})+\cdots}{n-1}$

傾いた楕円になっている。
＋の共分散



2. フィルム整約から，分散，共分散を求める

n個の比較星を使ってフィルム整約をおこない，6個のフィルム定数を求めたものとする。比較星の測定位置と，フィルム定数から比較星の赤経，赤緯を計算し直したものを　(α_1', δ_1'), (α_2', δ_2'), ……, (α_n', δ_n')とし，
星表による位置を(α_1, δ_1), (α_2, δ_2), ……, (α_n, δ_n)とする

ここで　$\alpha_1'-\alpha_1=\Delta\alpha_1$，$\alpha_2'-\alpha_2=\Delta\alpha_2$，……，$\alpha_n'-\alpha_n=\Delta\alpha_n$
　　　　$\delta_1'-\delta_1=\Delta\delta_1$，$\delta_2'-\delta_2=\Delta\delta_2$，……，$\delta_n'-\delta_n=\Delta\delta_n$

とすると 分散，共分散は

極付近でαの小さくなる補正

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{n-1}\left\{(\Delta\alpha_1\cos\delta_1)^2+(\Delta\alpha_2\cos\delta_2)^2+\cdots\cdots+(\Delta\alpha_n\cos\delta_n)^2\right\}$$

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{n-1}\left\{(\Delta\delta_1)^2+(\Delta\delta_2)^2+\cdots\cdots\cdots+(\Delta\delta_n)^2\right\}$$

$$\sigma_{xy} = \frac{1}{n-1}\left\{\Delta\alpha_1\Delta\delta_1\cos\delta_1 + \Delta\alpha_2\Delta\delta_2\cos\delta_2 + \cdots\cdots + \Delta\alpha_n\Delta\delta_n\cos\delta_n\right\}$$

によって求めることができる．この σ_x^2, σ_y^2, σ_{xy} は，そのフィルム上で未知の測定点の位置を計算したときの不確かさを与えるものとしてよい。

3　二点から撮影した流星写真による見かけの輻射点の位置の不確かさ

流星の径路直線上で(なるべくはなれた) 2点の位置を測定すると，そこから，流星径路大円の極の位置を天球上に決めることができる．このとき，測定点に σ_x^2, σ_y^2, σ_{xy} で与えられる不確かさがあると，そこから計算した極の位置にも不確かさが生じる．

この計算法は別紙で示す．

ある流星をA点で撮影した写真から計算し径路大円の極の位置として $P_A(\alpha_A, \delta_A)$ が求まり，その不確かさとして σ_{xA}^2, σ_{yA}^2, σ_{xyA} が求められ，
同様に，その流星をB点で撮影した写真から径路大円の極 $P_B(\alpha_B, \delta_B)$ が求まり σ_{xB}^2, σ_{yB}^2, σ_{xyB} も求められたものとする．

こうすると，この流星の輻射点(あるいは進行点)は，P_A, P_B 2点を通る大円の極として定まり，その不確かさは径路大円の極の不確かさを求めたのとまったく同様の手続きで計算できる．求められた位置が進行点であった場合と輻射点であった場合とでは，共分散 σ_{xy} の符号が反対になるだけである。
このようにして計算をおこなうと，輻射点の位置の不確かさは，フィルム整約のときの不確かさの10倍ぐらい(標準偏差で)になることが多い。この主な原因は天球の大きさに対して，流星の径路長が短かすぎるためである。

4. 誤差楕円

裏面参照

点の位置精度を直観的にあらわすためには その点にかさねて，次の式であらわされる楕円を書いてみるとよい

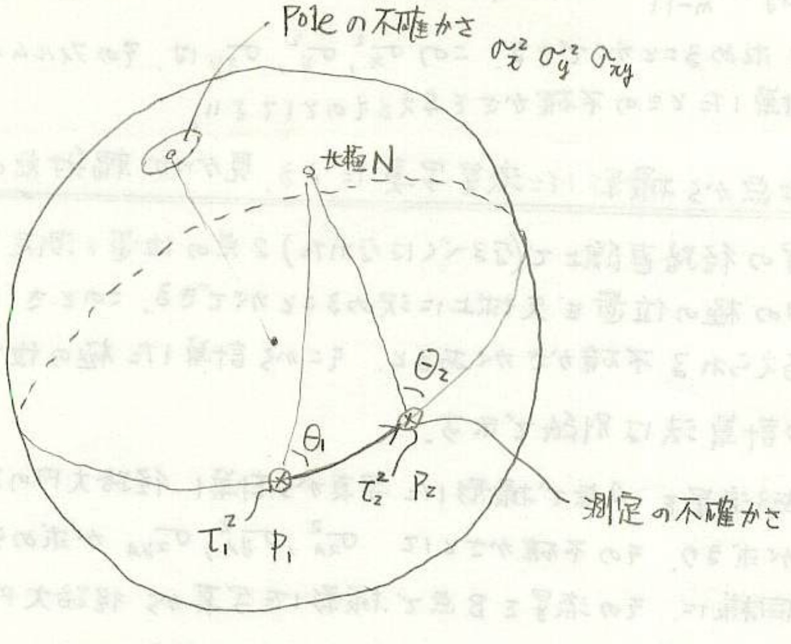
$$\frac{\sigma_y^2x^2 - 2\sigma_{xy}xy + \sigma_x^2y^2}{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2} = 1$$

この楕円が大きい方が不確かさが大きく，また，楕円の伸びた方向に大きな誤差がおこりやすい。この楕円を誤差楕円という。
誤差楕円の半長軸の長さを σ_{max}^2 半短軸の長さを σ_{min}^2 とし，長軸が x 軸となす角度を θ とすると

$$\sigma_{max}^2 = \frac{1}{2}\left\{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sqrt{(\sigma_x^2 - \sigma_y^2)^2 + 4\sigma_{xy}^2}\right\}$$

$$\sigma_{min}^2 = \frac{1}{2}\left\{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 - \sqrt{(\sigma_x^2 - \sigma_y^2)^2 + 4\sigma_{xy}^2}\right\}$$

$-45° \leqq \theta' \leqq 45°$ で　$\tan 2\theta' = \dfrac{2\sigma_{xy}}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2}$　また，$\sigma_x^2 \geqq \sigma_y^2$ なら $\theta = \theta'$
$\sigma_x^2 < \sigma_y^2$ なら $\theta = \theta' \pm 90°$


Poleの不確かさ
σz² σy² σxy
北極N
θ1
θ2
τ1²
τ2²
P1
P2
測定の不確かさ

不確かさのある2点によって決まる大円の極の不確かさ

ここで示される結果をみちびくには，かなり長い計算過程を必要とするので，まず計算手続きを述べ，最後にこの結果を導く方法の大筋を示す．

2点 P_1, P_2 を

$P_1(\alpha_1, \delta_1)$ あるいは方向余弦で $P_1(l_1, m_1, n_1)$，分散を $\sigma_{x1}^2\ \sigma_{y1}^2\ \sigma_{xy1}$

$P_2(\alpha_2, \delta_2)$　　〃　　$P_2(l_2, m_2, n_2)$　〃　$\sigma_{x2}^2\ \sigma_{y2}^2\ \sigma_{xy2}$

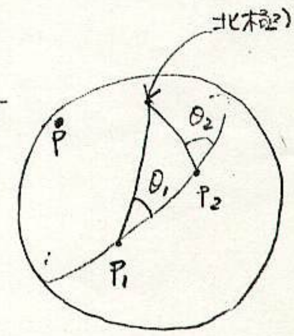
とする．ここで $0° \leqq \alpha_2 - \alpha_1 \leqq 180°$ とし，$P_1 \to P_2$ へ向けて，左側の極の位置について考えていく．

まず計算に必要ないくつかの量を示す。$\widehat{P_1P_2}$ の大円に沿った距離を s とすると

$$\cos s = \sin\delta_1 \sin\delta_2 + \cos\delta_1 \cos\delta_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

$$\cos s = l_1 l_2 + m_1 m_2 + n_1 n_2$$

$$\sin^2 s = (m_1 n_2 - n_1 m_2)^2 + (n_1 l_2 - l_1 n_2)^2 + (l_1 m_2 - m_1 l_2)^2$$



P_1, P_2 をそれぞれ北極に結んだ大円と，$\widehat{P_1P_2}$ を結ぶ大円とのなす角を右図のように θ_1, θ_2 とすると

$$\cos^2\theta_1 = \frac{(n_2 - n_1 \cos s)^2}{(l_1^2 + m_1^2)\sin^2 s}$$

$$\cos\theta_1 \sin\theta_1 = \frac{(l_1 m_2 - m_1 l_2)(n_2 - n_1 \cos s)}{(l_1^2 + m_1^2)\sin^2 s}$$

$$\sin^2\theta_1 = \frac{(l_1 m_2 - m_1 l_2)^2}{(l_1^2 + m_1^2)\sin^2 s}$$

$$\cos^2\theta_2 = \frac{(n_1 - n_2 \cos s)^2}{(l_2^2 + m_2^2)\sin^2 s}$$

$$\cos\theta_2 \sin\theta_2 = -\frac{(l_1 m_2 - m_1 l_2)(n_1 - n_2 \cos s)}{(l_2^2 + m_2^2)\sin^2 s}$$

$$\sin^2\theta_2 = \frac{(l_1 m_2 - m_1 l_2)^2}{(l_2^2 + m_2^2)\sin^2 s}$$

$$\cos\theta_1 = \frac{\sin\delta_2 - \sin\delta_1 \cos s}{\cos\delta_1 \sin s}$$

$$\sin\theta_1 = \frac{\cos\delta_2 \sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{\sin s}$$

$$\cos\theta_2 = \frac{-\sin\delta_1 + \sin\delta_2 \cos s}{\cos\delta_2 \sin s}$$

$$\sin\theta_2 = \frac{\cos\delta_1 \sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{\sin s}$$

という関係がなりたつ。また，P_1, P_2 を通る大円の極 $P(\alpha, \delta)$ あるいは $P(l, m, n)$ の位置は

$$l = \frac{1}{\sin s}(m_1 n_2 - n_1 m_2)$$

$$m = \frac{1}{\sin s}(n_1 l_2 - l_1 n_2)$$

$$n = \frac{1}{\sin s}(l_1 m_2 - m_1 l_2)$$

$$\tan\alpha = -\frac{\cos\delta_1 \sin\delta_2 \cos\alpha_1 - \sin\delta_1 \cos\delta_2 \cos\alpha_2}{\cos\delta_1 \sin\delta_2 \sin\alpha_1 - \sin\delta_1 \cos\delta_2 \sin\alpha_2} = -\frac{B}{A}$$

$$\tan\delta = \frac{\cos\delta_1 \cos\delta_2 \sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{\sqrt{A^2 + B^2}}$$

で示すことができる。

まず、P_1, P_2の点について、P_1P_2を結ぶ大円に直交する向きの分散を計算する。これをそれぞれτ_1^2, τ_2^2とすると

$$\tau_1^2 = \sigma_{y_1}^2 \sin^2\theta_1 - 2\sigma_{xy_1}\cos\theta_1 \sin\theta_1 + \sigma_{x_1}^2 \cos^2\theta_1$$

$$\tau_2^2 = \sigma_{y_2}^2 \sin^2\theta_2 - 2\sigma_{xy_2}\cos\theta_2 \sin\theta_2 + \sigma_{x_2}^2 \cos^2\theta_1$$

このτ_1^2, τ_2^2を使うことによって、P_1P_2を通る大円の極Pの分散$\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_{xy}$は

$$\sigma_x^2 = k^2(m_2^2\tau_1^2 + m_1^2\tau_2^2)$$

$$\sigma_y^2 = \frac{k^2}{\sin^2 s}\left\{(m_1 - m_2\cos s)^2\tau_1^2 + (m_2 - m_1\cos s)^2\tau_2^2\right\}$$

$$\sigma_{xy} = \frac{k^2}{\sin s}\left\{m_2(m_1 - m_2\cos s)\tau_1^2 - m_1(m_2 - m_1\cos s)\tau_2^2\right\}$$

$t_1 = \cos\delta_1\{\cos\delta_1\sin\delta_2 - \sin\delta_1\cos\delta_2\cos(\alpha_2-\alpha_1)\}$
$t_2 = \cos\delta_2\{\sin\delta_1\cos\delta_2 - \cos\delta_1\sin\delta_2\cos(\alpha_2-\alpha_1)\}$ とおいて

$$\sigma_x^2 = k^2(\sin^2\delta_2\tau_1^2 + \sin^2\delta_2\tau_2^2)$$

$$\sigma_y^2 = \frac{k^2}{\sin^2 s}(t_2^2\tau_1^2 + t_1^2\tau_2^2)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{k^2}{\sin s}(t_2\sin\delta_2\tau_1^2 - t_1\sin\delta_2\tau_2^2)$$

ただし

$$k^2 = \frac{1}{m_1^2 + m_2^2 - 2m_1m_2\cos s} = \frac{1}{A^2 + B^2}$$

$$k^2 = \frac{1}{\cos^2\delta_1\sin^2\delta_2 + \sin^2\delta_1\cos^2\delta_2 - 2\cos\delta_1\sin\delta_1\cos\delta_2\sin\delta_2\cos(\alpha_2-\alpha_1)}$$

平均の位置 $\alpha_1, \delta_1, \alpha_2, \delta_2$ からのずれを、それぞれ

$x_1 = \Delta\alpha_1\cos\delta_1$, $y_1 = \Delta\delta_1$　$x_2 = \Delta\alpha_2\cos\delta_2$　$y_2 = \Delta\delta_2$ とおく。この x_1, y_1, x_2, y_2 は4次元の正規分布にしたがう。この密度関数を $f(x_1, y_1, x_2, y_2)$ とする
次に極の位置 α, δ からのずれを $x = \Delta\alpha\cos\delta$, $y = \Delta\delta$ とする。ここで x_1, y_1, x_2, y_2 は小さい量と考えて一次項だけをとって展開し、

$$x = a_1x_1 + a_2y_2 + a_3x_2 + a_4y_2$$

$$y = b_1x_1 + b_2y_2 + b_3x_2 + b_4y_2$$

といった形に書き直す。
この関係を使って、x, yの密度関数 $g(x, y)$ を書く。これは数理統計学によって

$$g(x,y) = \iint f\{x_1(x, y_1, y, y_2), y_1, x_2(x, y_1, y, y_2), y_2\}\frac{\partial(x_1, x_2)}{\partial(x, y)}dy_1dy_2$$

というように書けることがわかっている。この$g(x,y)$の形から $\sigma_x^2, \sigma_{xy}, \sigma_y^2$が求められる。

計算実例

1968年1月4日 堂平, 三鷹の自動流星儀によって撮影した流星

フィルム整約の結果

		堂平		三鷹	
フィルムで	σ_x^2	14.86 (″)^2		113.05 (″)^2	
	σ_{xy}	−0.88 (″)^2		39.88 (″)^2	
	σ_y^2	16.08 (″)^2		129.67 (″)^2	
	$\alpha_1,\ \alpha_2$	190°.0276	195°.2095	169°.2956	180°.8060
	$\delta_1,\ \delta_2$	17°.2095	23°.8932	43°.0635	47°.0514
	経路長 : S	8°.2715		9°.0441	
	$\alpha,\ \delta$	88°.2232	33°.4439	29°.6576	39°.1902
	$\theta_1\ \ \theta_2$	35°.24	37°.07	59°.87	68°.04
	$\tau_1^2\ \ \tau_2^2$	16.09 (″)^2	16.15 (″)^2	90.86 (″)^2	99.68 (″)^2
経路大円の極で	σ_x^2	281.32 (″)^2		6410.36 (″)^2	
	σ_{xy}	−588.69 (″)^2		−2823.18 (″)^2	
	σ_y^2	1276.56 (″)^2		1300.53 (″)^2	
	σ_{max}	39″.37		87″.54	
	σ_{min}	2″.85		6″.92	
	g	−65°.1		−23°.9	

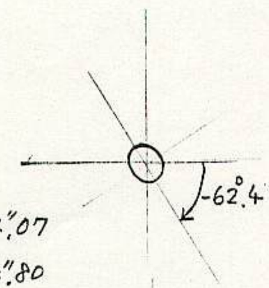
上記の結果から 輻射点についての分散を計算すると

S	46°.7225		
$\theta_2\ \ \theta_1$	65°28	77.94	
$\tau_2^2\ \ \tau_1^2$	655.15 (″)^2	2677.78 (″)^2	
$\sigma_x^2\ \ \sigma_{xy}\ \ \sigma_y^2$	4765.76 (″)^2	1986.17 (″)^2	1522.25 (″)^2
$\sigma_{max}\ \ \sigma_{min}$	75″.55	24″.08	
g	25°38		
$\alpha_R\ \ \delta_R$	228°.3444	49°.2825	

MSS-011

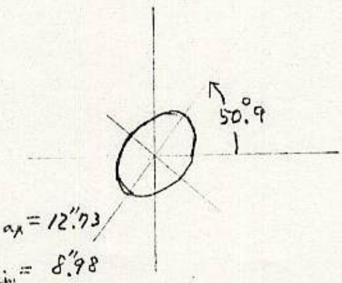
誤差楕円

堂平　　　　三鷹　　　　0　　50″



$\sigma_{max} = 4''.07$

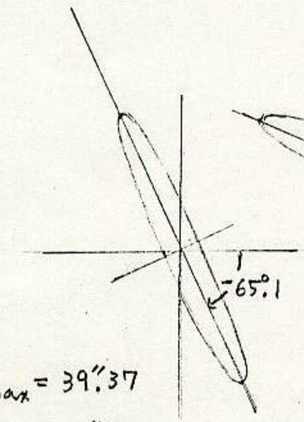
$\sigma_{min} = 3''.80$



$\sigma_{max} = 12''.73$

$\sigma_{min} = 8''.98$

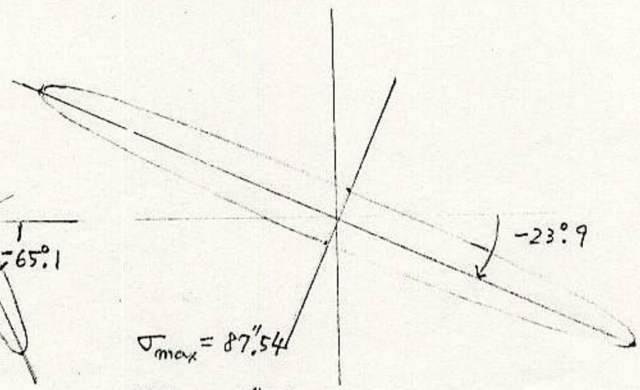
フイルム



$\sigma_{max} = 39''.37$

$\sigma_{min} = 2''.85$

(88°.22, 33°.44)

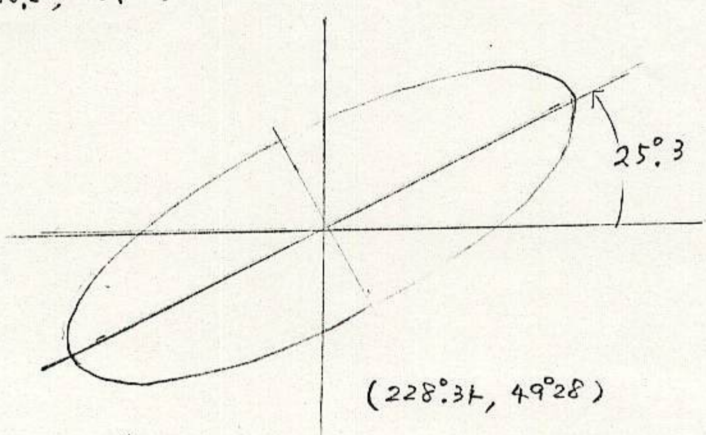


$\sigma_{max} = 87''.54$

$\sigma_{min} = 6''.92$

(29°.66　39°.19)

径路大円の極



輻射点

(228°.37, 49°28)

楕円の長径：　$\sigma_{max} = 75''.55$

〃　短径：　$\sigma_{min} = 24''.08$

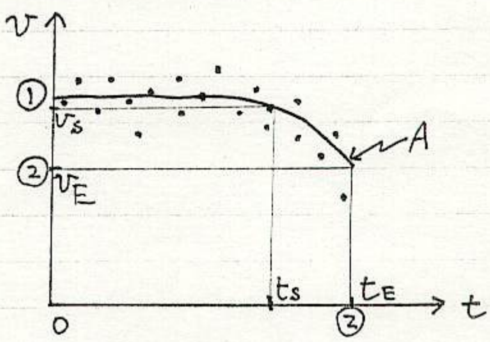
流星の速度の指数関数近似　12th M.S.S

寺田　充

流星の大気中の速度を時間の指数関数に近似する方法を考える。すなわち、$v = a + b e^{ct}$ の係数 a, b, c を求めてみる。

Part 1.　a, b, c の大まかな値 a_0, b_0, c_0 の求め方

用意するもの；鉛筆、グラフ用紙、定規、関数電卓



1° t-v（時間-速度）のグラフを書いて、適当な近似曲線Aを描く。

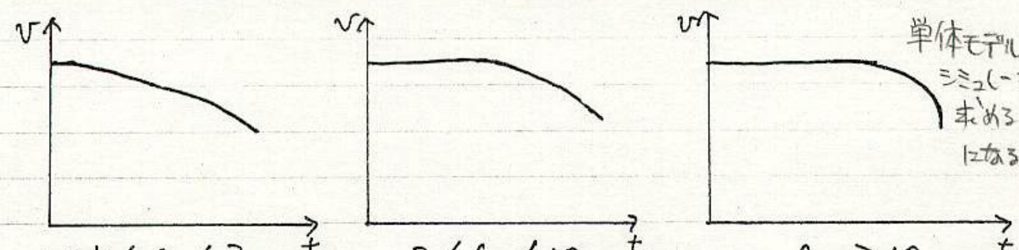
2° 曲線Aの $t=0$ のときの v の値を a_0 とする。（①）

3° 消滅点付近の曲線Aの (t, v) の値 (t_E, v_E) をグラフから読み取る。②　こうして

$$v_E - a_0 = b_0 e^{c_0 t_E} \quad (1)$$

(1)式で値のわからないのは、b_0 と c_0 である。

4° c_0 の値を予想する。下図は大体の目安。



$0.5 < c_0 < 3$　　$3 < c_0 < 10$　　$c_0 > 10$

単体モデルでシミュレーションで求めるとこの様になる。

よって左図のものは途中でくずれたと考えられる。

5° (1)式により予想した c_0 に対する b_0 を求める。

6° 曲線Aの肩の部分の (t, v) の値 (t_S, v_S) を読みとり

$$v_S - a_0 = b_0 e^{c_0 t_S}$$

が成り立つかどうか調べる。

上式があまり良く成り立たないときは、4°へもどる。成り立てば、a_0, b_0, c_0 は求まったことになる。

Part 2　a, b, c の最も確からしい値（残差の2乗和が最小となる値）の求め方

Part 1 で求めた a_0, b_0, c_0 を用いて、a, b, c を次のように表わす。

$$\begin{cases} a = a_0 + \Delta a \\ b = b_0 + \Delta b \\ c = c_0 + \Delta c \end{cases}$$

この $\Delta a, \Delta b, \Delta c$ を求めれば、a, b, c を求めることができる。

$$v = a + b e^{ct}$$
$$= (a_0 + \Delta a) + (b_0 + \Delta b) e^{(c_0 + \Delta c)t}$$

流星切断点間の平均速度を v_i、それに対応する時間を t_i ($i = 1, 2, 3 \cdots N$)（N; データー個数）　t のとり方は任意であるが、発光点付近を $t = 0$ とするのが普通である。

残差の2乗和は、

$$E^2 = \sum_{i=1}^{N} \left[v_i - \left\{ a_0 + \Delta a + (b_0 + \Delta b) e^{c_0 t_i} e^{\Delta c t_i} \right\} \right]^2$$

一般に　$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \cdots\cdots$　（マクローリン展開）

ここで $\Delta c t_i$ を微少量として　$e^{\Delta c t_i} \longrightarrow 1 + \Delta c t_i$　と置きかえる。　すなわち、

$$E^2 = \sum_i \left[v_i - \left\{ a_0 + \Delta a + (b_0 + \Delta b) e^{c_0 t_i} (1 + \Delta c t_i) \right\} \right]^2$$
$$= \sum_i \left[v_i - \left\{ a_0 + \Delta a + (b_0 + \Delta b) e^{c_0 t_i} + (b_0 + \Delta b) e^{c_0 t_i} \cdot \Delta c t_i \right\} \right]^2$$
$$\simeq \sum_i \left[v_i - \left\{ a_0 + \Delta a + (b_0 + \Delta b) e^{c_0 t_i} + b_0 e^{c_0 t_i} \cdot \Delta c t_i \right\} \right]^2$$

ここで（$\Delta b e^{c_0 t} \Delta c t_i$）という項は、2次の微少量だから省略した。

式を見易くするために

$$p_i \equiv v_i - (a_0 + b_0 e^{c_0 t_i})$$ と置けば、

$$E^2 \simeq \sum_{i=1}^{N} \left\{ p_i - (\Delta a + e^{c_0 t_i} \Delta b + b_0 e^{c_0 t_i} \cdot t_i \cdot \Delta c) \right\}^2$$

この E^2 を極小にする $\Delta a, \Delta b, \Delta c$ は、

$$\frac{\partial}{\partial(\Delta a)} E^2 = 0 \quad , \quad \frac{\partial}{\partial(\Delta b)} E^2 = 0 \quad , \quad \frac{\partial}{\partial(\Delta c)} E^2 = 0$$ を満足する。

すなわち

$$n \Delta a + [e^{c_0 t}] \Delta b + b_0 [e^{c_0 t} \cdot t] \Delta c = [p]$$

$$[e^{c_0 t}] \Delta a + [e^{2c_0 t}] \Delta b + b_0 [e^{2c_0 t} \cdot t] \Delta c = [p e^{c_0 t}]$$

$$[e^{c_0 t} \cdot t] \Delta a + [e^{2c_0 t} \cdot t] \Delta b + b_0 [e^{2c_0 t} \cdot t^2] \Delta c = [p e^{c_0 t} \cdot t]$$

ここで、 $[e^{c_0 t} \cdot t] = \sum_{i=1}^{N} e^{c_0 t_i} \cdot t_i$ などの意

この3元連立方程式を解いて、$\Delta a, \Delta b, \Delta c$ を得る。ただし、E^2 を求めるときに、2次以上の項を無視したため、$\Delta a, \Delta b, \Delta c$ は、本来の値と少し異なる。 a, b, c をさらに精度良く求めるには、$a_0 + \Delta a$ を新たに a_0、$b_0 + \Delta b$ を b_0、$c_0 + \Delta c$ を c_0 と置き直して この計算を操り返せばよい。 2〜3回程度で実用上全く差し支えない a, b, c が得られる。

計算例]

Part 1の方法で、グラフから.

$a_0 = 36.7$

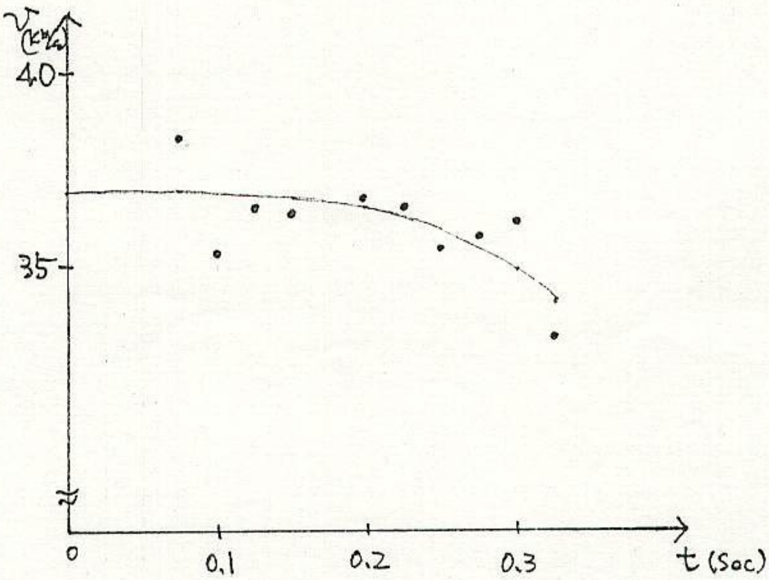
$b_0 = -0.05$

$c_0 = 12.8$

残差の2乗平均 E^2/N は.

$\frac{E^2}{N} = 0.8891$

Gem. 1977 Dec. 13 $26^h 34^m 26^s$



Part 2 の計算を1回行なって.

$a = 37.05$

$b = -0.0577$

$c = 12.108$

$\frac{E^2}{N} = 0.7381$

	a	b	c	E^2/N
2回目	37.04	−0.0568	12.161	0.7374
3回目	37.04	−0.0569	12.193	0.7371
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
20回目	37.01	−0.0472	12.732	0.7311

1981. Jan 18 流星物理セミナー資料

長沢 工

13th MSS

流星の軌道要素とその分散

流星の進行方向を地心座標系で見て (α_v, δ_v), その分散を σ_α^2, $\sigma_{\alpha\delta}$, σ_δ^2

流星速度を v, その分散を σ_v^2

流星出現時刻のグリニジ恒星時を $Θ_G$, その分散を σ_t^2

流星出現位置をG系地心直交座標系で (u_0, v_0, w_0)

としたとき、流星の日心軌道要素とその分散を計算する方法を示す。

ただし、流星の輻射点を (α_R, δ_R), その分散を $\sigma_\alpha'^2$, $\sigma_{\alpha\delta}'$, $\sigma_\delta'^2$ であるとすると

$$\alpha_v = \alpha_R \pm 180°$$
$$\delta_v = -\delta_R$$
$$\sigma_\alpha^2 = \sigma_\alpha'^2$$
$$\sigma_{\alpha\delta} = -\sigma_{\alpha\delta}'$$
$$\sigma_\delta^2 = \sigma_\delta'^2$$

の関係がある。

$\boxed{1}$ 日心軌道要素

(1) γ系地心赤道座標系で流星位置を (x', y', z'), 流星の速度成分を $(\dot{x}', \dot{y}', \dot{z}')$ とすると

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos Θ_G & -\sin Θ_G & 0 \\ \sin Θ_G & \cos Θ_G & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \end{pmatrix}$$

$$\left.\begin{aligned} \dot{x}' &= v \cos\delta_v \cos\alpha_v \\ \dot{y}' &= v \cos\delta_v \sin\alpha_v \\ \dot{z}' &= v \sin\delta_v \end{aligned}\right\}$$

(2) 地心黄道座標系で流星位置を (x, y, z), 流星の速度成分を $(\dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$ とすると、黄道傾角 ε を使って

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & \sin\varepsilon \\ 0 & -\sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & \sin\varepsilon \\ 0 & -\sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{x}' \\ \dot{y}' \\ \dot{z}' \end{pmatrix}$$

ただし、$\varepsilon_{1950} = 23°.445788$

この結果を，距離は天文単位，時間は年の単位に換算しておくとよい
換算には，次の値を使う．

$$1\,\mathrm{Km} = 6.68458\ 72 \times 10^{-9}\,\mathrm{A.U.}$$
$$1\,\mathrm{Km/s} = 0.21094\ 502\ \ \mathrm{A.U./年}$$

(3) 日心黄道座標系による地球の位置を(X_e, Y_e, Z_e)，地球の速度成分を$(\dot{X}_e, \dot{Y}_e, \dot{Z}_e)$とする．流星出現時の太陽黄経$\lambda_\odot$，太陽の地心距離$r_e$を使って

$$\left.\begin{aligned} X_e &= -r_e\cos\lambda_\odot \\ Y_e &= -r_e\sin\lambda_\odot \\ Z_e &= 0 \end{aligned}\right\}$$

である．$\lambda_\odot$は1950.0の春分点から測った値を使う．地心距離r_eが暦から得られないときは

$$r_e = \frac{a_e(1-e_e^2)}{1+e_e\cos f_e}$$

で計算できる．a_eは地球軌道の長半径，e_eは離心率，f_eは真近点角であり

$$\left\{\begin{aligned} a_e &= 1.00000\ 0230\ \ \mathrm{A.U.} \\ e_e &= 0.01673\ 012 - 0.00004\ 192\,T - 0.00000\ 013\,T^2 \\ \varpi_e &= 102^\circ\!.07655\ 3 + 0^\circ\!.31937\ 5\,T + 0^\circ\!.00015\ 8\,T^2 \end{aligned}\right.$$

$$f_e = \lambda_\odot - \varpi_e \pm 180^\circ$$

である．Tは1950.0から100ベッセル年を単位にして数えた数値であり
100ベッセル年 = 36525.2194日である．

一方

$$\left.\begin{aligned} \dot{X}_e &= \sqrt{\frac{GS}{a_e(1-e_e^2)}}\,(\sin\lambda_\odot - e_e\sin\varpi_e) \\ \dot{Y}_e &= \sqrt{\frac{GS}{a_e(1-e_e^2)}}\,(-\cos\lambda_\odot + e_e\cos\varpi_e) \\ \dot{Z}_e &= 0 \end{aligned}\right\}$$

である．GSは日心引力定数で

$$\begin{aligned} GS &= 1.32712\ 4 \times 10^{20}\,\mathrm{m^3\,s^{-2}} \\ &= 39.47523\ \ (\mathrm{A.U.})^3\,\mathrm{year}^{-2} \end{aligned}$$

の値をもつ．

(4) 地球の位置，速度を日心赤道座標系による値 (X_e', Y_e', Z_e') および $(\dot{X}_e', \dot{Y}_e', \dot{Z}_e')$ に変換をしておく．これは次の関係による

$$\left.\begin{aligned} X_e' &= X_e \\ Y_e' &= Y_e \cos\varepsilon \\ Z_e' &= Y_e \sin\varepsilon \end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned} \dot{X}_e' &= \dot{X}_e \\ \dot{Y}_e' &= \dot{Y}_e \cos\varepsilon \\ \dot{Z}_e' &= \dot{Y}_e \sin\varepsilon \end{aligned}\right\}$$

(5). 流星の日心黄道座標系による位置 (X, Y, Z)，速度成分 $(\dot{X}, \dot{Y}, \dot{Z})$ は

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_e \\ Y_e \\ Z_e \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \\ \dot{Z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{X}_e \\ \dot{Y}_e \\ \dot{Z}_e \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix}$$

(6) 流星の日心赤道座標系による位置 (X', Y', Z')，速度成分 $(\dot{X}', \dot{Y}', \dot{Z}')$ は

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_e' \\ Y_e' \\ Z_e' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \quad \text{あるいは} \quad \begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & -\sin\varepsilon \\ 0 & \sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \dot{X}' \\ \dot{Y}' \\ \dot{Z}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{X}_e' \\ \dot{Y}_e' \\ \dot{Z}_e' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \dot{x}' \\ \dot{y}' \\ \dot{z}' \end{pmatrix} \quad \text{あるいは} \quad \begin{pmatrix} \dot{X}' \\ \dot{Y}' \\ \dot{Z}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & -\sin\varepsilon \\ 0 & \sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \\ \dot{Z} \end{pmatrix}$$

(7). 流星出現位置の日心距離 R，日心速度 V は

$$R^2 = X^2 + Y^2 + Z^2 = X'^2 + Y'^2 + Z'^2$$
$$V^2 = \dot{X}^2 + \dot{Y}^2 + \dot{Z}^2 = \dot{X}'^2 + \dot{Y}'^2 + \dot{Z}'^2$$

(8) 日心黄道座標系による流星出現位置の方向余弦 (ξ, η, ζ) および流星の進行方向余弦 $(\dot{\xi}, \dot{\eta}, \dot{\zeta})$ は

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{pmatrix} = \frac{1}{R} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \dot{\xi} \\ \dot{\eta} \\ \dot{\zeta} \end{pmatrix} = \frac{1}{V} \begin{pmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \\ \dot{Z} \end{pmatrix}$$

(9) 日心赤道座標系による流星出現位置の方向余弦 (ξ', η', ζ') および流星の進行方向余弦 $(\dot{\xi}', \dot{\eta}', \dot{\zeta}')$ は

$$\begin{pmatrix} \xi' \\ \eta' \\ \zeta' \end{pmatrix} = \frac{1}{R} \begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} \quad \text{あるいは} \quad \begin{pmatrix} \xi' \\ \eta' \\ \zeta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & -\sin\varepsilon \\ 0 & \sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \dot{\xi}' \\ \dot{\eta}' \\ \dot{\zeta}' \end{pmatrix} = \frac{1}{V} \begin{pmatrix} \dot{X}' \\ \dot{Y}' \\ \dot{Z}' \end{pmatrix} \quad \text{あるいは} \quad \begin{pmatrix} \dot{\xi}' \\ \dot{\eta}' \\ \dot{\zeta}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & -\sin\varepsilon \\ 0 & \sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\xi} \\ \dot{\eta} \\ \dot{\zeta} \end{pmatrix}$$

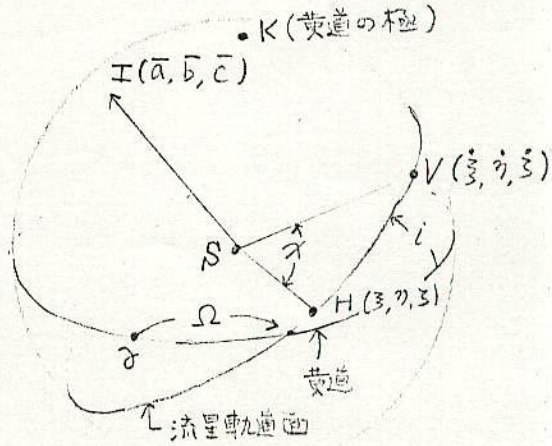
(10) 日心赤道座標系における流星出現位置Hの赤経, 赤緯を (A_H, D_H)
流星の進行方向Vの赤経, 赤緯を (A_V, D_V) とすると

$$\begin{cases} \tan A_H = \eta'/\xi' \\ \sin D_H = \zeta' \end{cases} \quad (\xi' \gtreqless 0 \text{ で } A_H \text{ は 第I, 第IV 象限})$$

$$\begin{cases} \tan A_V = \dot{\eta}'/\dot{\xi}' \\ \sin D_V = \dot{\zeta}' \end{cases} \quad (\dot{\xi}' \gtreqless 0 \text{ で } A_V \text{ は 第I, 第IV 象限})$$

(11) 以上で計算した値を使って, 右の図を参照しながら次の量を計算する

$$\left.\begin{aligned} A &= \eta\dot{\zeta} - \zeta\dot{\eta} \\ B &= \zeta\dot{\xi} - \xi\dot{\zeta} \\ C &= \xi\dot{\eta} - \eta\dot{\xi} \end{aligned}\right\}$$



流星軌道面は, 太陽Sから見た流星出現位置Hと, 流星進行の向きVを含む.
$\angle HSV = \chi$ とすると

$$\left.\begin{aligned} \cos\chi &= \xi\dot{\xi} + \eta\dot{\eta} + \zeta\dot{\zeta} \\ \sin^2\chi &= A^2 + B^2 + C^2 \end{aligned}\right\}$$

である. $\sin\chi \geqq 0$ として χ を求めることができる.

(12) 流星軌道面に直交するベクトル I の方向余弦を $(\bar{a}, \bar{b}, \bar{c})$ とすると

$$\left.\begin{aligned} \bar{a} &= \frac{A}{\sin\chi} = \frac{1}{\sin\chi}(\eta\dot{\zeta} - \zeta\dot{\eta}) \\ \bar{b} &= \frac{B}{\sin\chi} = \frac{1}{\sin\chi}(\zeta\dot{\xi} - \xi\dot{\zeta}) \\ \bar{c} &= \frac{C}{\sin\chi} = \frac{1}{\sin\chi}(\xi\dot{\eta} - \eta\dot{\xi}) \end{aligned}\right\}$$

(13) 軌道傾斜角 i, 昇交点黄経 Ω

$$\cos i = \bar{c} \qquad 0^\circ \leqq i \leqq 180^\circ$$

$$\tan\Omega = -\frac{\bar{a}}{\bar{b}} \qquad (\bar{b}<0 \text{ で } \Omega \text{は第I or 第IV象限})$$

(14) 軌道長半径 a, 離心率 e, 近日点距離 q

$$\frac{1}{a} = \frac{2}{R} - \frac{V^2}{GS}$$

$$1-e^2 = \frac{R^2V^2}{GSa}\sin^2\chi$$

$$q = a(1-e)$$

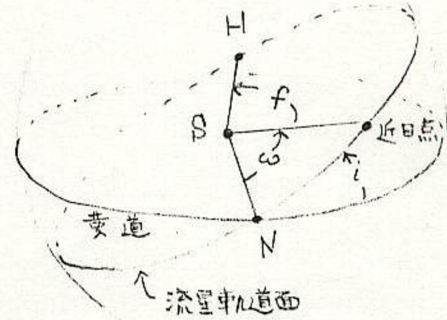
eが0に近いときは この方法は精度が悪いので uを離心近点角として

$$e\cos u = 1-\frac{R}{a} = \frac{RV^2}{GS}-1$$

$$e\sin u = \frac{\sqrt{GSa}}{RV\cos\chi}$$

から $e^2 = (e\cos u)^2 + (e\sin u)^2$

で求めるとよい



(15) 近日点引数 ω

これは 右図の $\omega+f$ および f の差として計算する

$$\cos f = \frac{1}{e}\left\{\frac{a(1-e^2)}{R}-1\right\} = \frac{1}{e}\left(\frac{RV^2}{GS}\sin^2\chi - 1\right)$$

($\cos\chi \geqq 0$ で fは第I or 第II象限)

$$\cos(\omega+f) = \xi\cos\Omega + \eta\sin\Omega \qquad (\zeta \geqq 0 \text{ で } \omega+f \text{ は 第I or 第II象限})$$

$$\omega = (\omega+f) - f.$$

(註) 現実の計算では, 地球は黄道上にあり 流星は地球近くに出現するので

$$\left.\begin{aligned} \Omega &\fallingdotseq \lambda_\odot \text{ or } \lambda_\odot \pm 180^\circ \\ \omega+f &\fallingdotseq 0^\circ \text{ or } 180^\circ \\ R &\fallingdotseq 1\text{ A.U.} \end{aligned}\right\}$$

である また軌道長半径 a は決定精度が悪いので 軌道要素としては aのかわりに, 近日点距離 q を使う方が現実的であり, 他の流星との比較にも便利である

2 軌道要素の分散

以下の計算では、不確かさがあるのは流星の速度、進行方向に関してだけで、流星出現位置、地球の位置、地球の速度には誤差はないものとする。
流星出現位置の不確かさは、軌道要素の計算にほとんど影響しない。

(1) 進行方向の分散

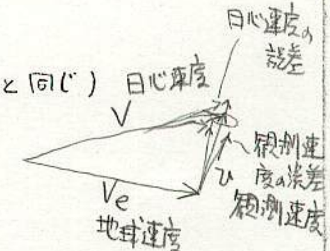
フィルム整約をもとに、輻射点の分散 σ_x^2, σ_{xy}, σ_y^2 を計算する方法をさきに示した。しかし、ここでは、観測時刻の誤差を考慮していなかった。もし、流星出現時刻に、恒星時で考えて σ_t^2 の分散があったとすると輻射点の位置の分散 $\sigma_\alpha'^2$ $\sigma_{\alpha\delta}'$ $\sigma_\delta'^2$ は

$$\sigma_\alpha'^2 = \sigma_x^2 + \sigma_t^2 \cos^2\delta_R$$

$$(\sigma_{\alpha\delta}')^2 = \sigma_{xy}^2 + \sigma_y^2\sigma_t^2\cos^2\delta_R$$

$$\sigma_\delta'^2 = \sigma_y^2$$

($\sigma_{\alpha\delta}'$ の符号は σ_{xy} と同じ)



観測誤差 → 日心誤差

$\sigma_\alpha^2 \rightarrow \sigma_A^2$

σ_δ^2 $\quad \sigma_D^2$

$\sigma_{\alpha\delta}'$ $\quad \sigma_{AD}'$

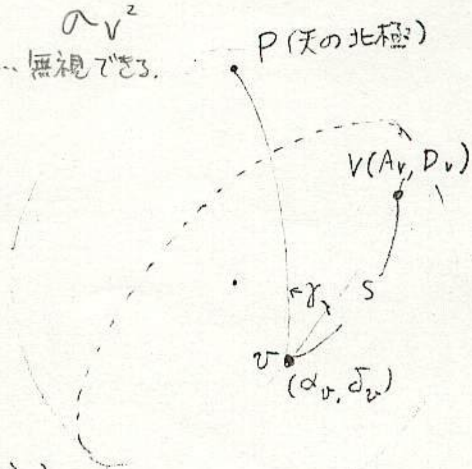
σ_v^2 $\quad \sigma_V^2$

σ_t^2 … 無視できる。

したがって進行方向の分散は

$$\left.\begin{aligned} \sigma_\alpha^2 &= \sigma_\alpha'^2 \\ \sigma_{\alpha\delta} &= -\sigma_{\alpha\delta} \\ \sigma_\delta^2 &= \sigma_\delta'^2 \end{aligned}\right\}$$

で求めることができる



(2) ここで、上記の、地心座標系による流星速度、進行方向の分散を、日心座標系による分散に直す

日心座標系による流星速度の分散を σ_V^2

進行方向の分散を　赤経方向に σ_A^2

赤緯方向に σ_D^2

共分散を σ_{AD}

とおると このそれぞれは次のように書ける。(証明省略)

$$\sigma_V^2 = \cos^2 S\,\sigma_v^2 + v^2\sin^2 S\,(\cos^2\gamma\,\sigma_\delta^2 + 2\cos\gamma\sin\gamma\,\sigma_{\alpha\delta} + \sin^2\gamma\,\sigma_\alpha^2)$$

ただし

$$\left.\begin{aligned} \cos S &= \sin D_V\sin\delta_v + \cos D_V\cos\delta_v\cos(A_V-\alpha_v) \\ \sin S\cos\gamma &= \sin D_V\cos\delta_v - \cos D_V\sin\delta_v\cos(A_V-\alpha_v) \\ \sin S\sin\gamma &= \cos D_V\sin(A_V-\alpha_v) \end{aligned}\right\}$$

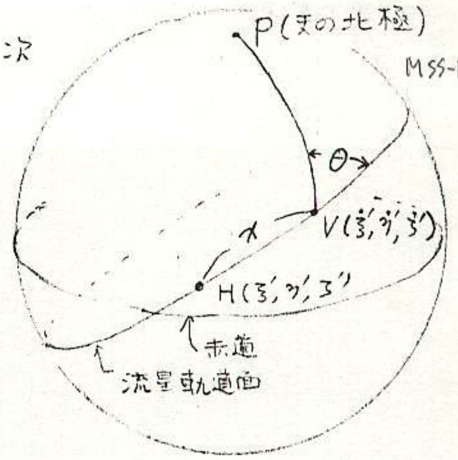
$$\left\{\begin{aligned} \sigma_A^2 &= \left(\frac{v}{V}\right)^2\Big\{\sin^2\delta_v\sin^2(A_V-\alpha_v)\sigma_\delta^2 + 2\sin\delta_v\sin(A_V-\alpha_v)\cos(A_V-\alpha_v)\sigma_{\alpha\delta} \\ &\qquad + \cos^2(A_V-\alpha_v)\sigma_\alpha^2\Big\} + \frac{1}{V^2}\cos^2\delta_v\sin^2(A_V-\alpha_v)\sigma_v^2 \\ \sigma_{AD} &= \left(\frac{v}{V}\right)^2\frac{\cos\delta_v}{\cos D_V}\Big\{\sin\delta_v\sin(A_V-\alpha_v)\sigma_\delta^2 + \cos(A_V-\alpha_v)\sigma_{\alpha\delta}\Big\} - \frac{\cos\delta_v\sin(A_V-\alpha_v)}{V^2\cos S} \\ &\qquad \times(C'\sin S\cos\gamma - S'\sin S\sin\gamma)\sigma_v^2 \\ \sigma_D^2 &= \left(\frac{v}{V}\right)^2\frac{\cos^2\delta_v}{\cos^2 D_V}\sigma_\delta^2 + \frac{1}{V^2\cos^2 S}(C'\sin S\cos\gamma - S'\sin S\sin\gamma)^2\sigma_v^2 \end{aligned}\right.$$

ただし

$$C' = \cos D_V\cos\delta_v + \sin D_V\sin\delta_v\cos(A_V-\alpha_v)$$

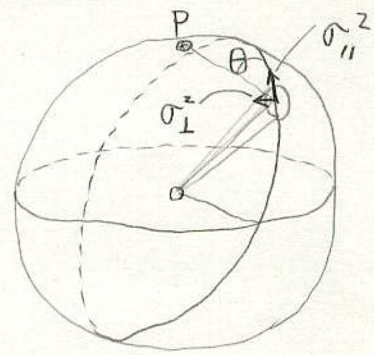
$$S' = \sin D_V\sin(A_V-\alpha_v)$$

(3) 次の計算の準備として 右の図に示す角 θ に関する次の 3つの値を計算する



$$\left\{\begin{aligned} \cos^2\theta &= \frac{(\zeta' - \dot\zeta'\cos\chi)^2}{(\dot\xi'^2 + \dot\eta'^2)\sin^2\chi} \\ \cos\theta\sin\theta &= -\frac{(\xi'\dot\eta' - \eta'\dot\xi')(\zeta' - \dot\zeta'\cos\chi)}{(\dot\xi'^2 + \dot\eta'^2)\sin^2\chi} \\ \sin^2\theta &= \frac{(\xi'\dot\eta' - \eta'\dot\xi')^2}{(\dot\xi'^2 + \dot\eta')^2\sin^2\chi} \end{aligned}\right.$$

(4) こうして計算した値を使って 日心座標系による流星進行方向の分散 σ_A^2, σ_{AD}, σ_D^2 を 流星軌道面に平行な向きの分散 $\sigma_{/\!/}^2$
〃 と直交する向きの分散 $\sigma_\perp^2$
共分散 $\sigma_{/\!/\perp}$
に換算する これは



$$\left.\begin{aligned} \sigma_{/\!/}^2 &= \sigma_D^2\cos^2\theta + 2\sigma_{AD}\cos\theta\sin\theta + \sigma_A^2\sin^2\theta \\ \sigma_{/\!/\perp} &= (\sigma_D^2 - \sigma_A^2)\cos\theta\sin\theta + \sigma_{AD}(\cos^2\theta - \sin^2\theta) \\ \sigma_\perp^2 &= \sigma_D^2\sin^2\theta - 2\sigma_{AD}\cos\theta\sin\theta + \sigma_A^2\cos^2\theta \end{aligned}\right\}$$

である. 必要なのは $\sigma_{/\!/}^2$ と $\sigma_\perp^2$ だけである $\sigma_{/\!/}^2$ は弧度法による数値であらわしておく

$(1'')^2 = 2.3504 \times 10^{-11}$

(5) 軌道傾斜角 i の分散 σ_i^2
昇交点黄経 Ω の分散 σ_Ω^2

まず $$k^2 = \frac{1}{\zeta^2 + \dot\zeta^2 - 2\zeta\dot\zeta\cos\chi}$$

として

$$\sigma_i^2 = \frac{k^2}{\sin^2\chi}(\dot\zeta - \zeta\cos\chi)^2\sigma_\perp^2 \doteqdot \frac{1}{\sin^2\chi}\sigma_\perp^2$$

$$\sigma_\Omega^2 = \frac{k^2\zeta^2}{\sin^2 i}\sigma_\perp^2 \doteqdot 0$$

(6) 軌道長半径 a の分散 σ_a^2
離心率 e の分散 σ_e^2
近日点距離 q の分散 σ_q^2
から $\sigma_a^2 = \left(\dfrac{2a^2V}{GS}\right)^2\sigma_V^2$

$Q = \dfrac{RV^2}{GS}$ とおくと. これは単位のない数値で

$$\sigma_e^2 = \frac{a(1-e^2)}{GSe^2}\left\{4(Q-1)^2\sin^2\chi\,\sigma_V^2 + V^2(Q-2)^2\cos^2\chi\,\sigma_{/\!/}^2\right\}$$

$$\doteqdot \frac{4a(1-e^2)(Q-1)^2\sin^2\chi}{GSe^2}\sigma_V^2$$

$$\sigma_q^2 = \frac{a^2Q^2}{e^2}\left[\frac{4}{V^2}\left\{\frac{qe}{R} - \frac{1}{e}(Q-1)\sin^2\chi\right\}^2\sigma_V^2 + \{(Q-2)\sin\chi\cos\chi\}^2\sigma_{\parallel}^2\right]$$

$$\fallingdotseq \frac{4a^2Q^2}{e^2V^2}\left(\frac{qe}{R} - \frac{Q-1}{e}\sin^2\chi\right)^2\sigma_V^2$$

(7) 近日点引数 ω の分散 σ_ω^2

$$\sigma_\omega^2 = \frac{4Q^2\sin^2\chi}{e^2\sin^2 f}\left(\frac{\sin^2\chi}{V^2}\sigma_V^2 + \cos^2\chi\cdot\sigma_{\parallel}^2\right) + \frac{k^2 S^2(\xi\sin\Omega - \eta\cos\Omega)^2}{\sin^2(\omega+f)\sin^2 i}\sigma_\perp^2$$

$$\fallingdotseq \left(\frac{2Q\sin^2\chi}{eV\sin f}\right)^2\sigma_V^2$$

ここで得られる値は弧度法によるものであるから角度に換算する.

小さな項を省略して まとめると次のようになる

$$\begin{cases} \sigma_V^2 = \cos^2 S\ \sigma_v^2 \\ \qquad \cos S = \sin D_V\sin\delta_v + \cos D_V\cos\delta_v\cos(A_V - \alpha_v) \\ \sigma_A^2 = \left(\frac{v}{V}\right)^2\left\{\sin^2\delta_v\sin^2(A_V-\alpha_v)\sigma_\delta^2 + 2\sin\delta_v\sin(A_V-\alpha_v)\cos(A_V-\alpha_v)\sigma_{\alpha\delta} \right. \\ \qquad\qquad \left. + \cos^2(A_V-\alpha_v)\sigma_\alpha^2\right\} \\ \sigma_{AD} = \left(\frac{v}{V}\right)^2\frac{\cos\delta_v}{\cos D_V}\left\{\sin\delta_v\sin(A_V-\alpha_v)\sigma_\delta^2 + \cos(A_V-\alpha_v)\sigma_{\alpha\delta}\right\} \\ \sigma_D^2 = \left(\frac{v}{V}\right)^2\frac{\cos^2\delta_v}{\cos^2 D_V}\sigma_\delta^2 \end{cases}$$

$$\sigma_\perp^2 = \sigma_D^2\sin^2\theta - 2\sigma_{AD}\cos\theta\sin\theta + \sigma_A^2\cos^2\theta$$

$$Q = \frac{RV^2}{GS}$$

$$\begin{cases} \sigma_i^2 = \frac{1}{\sin^2\chi}\sigma_\perp^2 \\ \sigma_\Omega^2 = 0 \\ \sigma_a^2 = \left(\frac{2a^2V}{GS}\right)^2\sigma_V^2 \\ \sigma_e^2 = \frac{4a(1-e^2)}{GSe^2}(Q-1)^2\sin^2\chi\ \sigma_V^2 \\ \sigma_q^2 = \left(\frac{2aQ}{eV}\right)^2\left(\frac{qe}{R} - \frac{Q-1}{e}\sin^2\chi\right)^2\sigma_V^2 \\ \sigma_\omega^2 = \left(\frac{2Q\sin^2\chi}{eV\sin f}\right)^2\sigma_V^2 \end{cases}$$

計算実例　1968年 1月 4日　$4^h 03^m 00^s$ (JST)

輻射点　$\alpha_R = 228°.3444$

$\delta_R = 49°.2825$

流星速度　$v = 44.502 \pm 0.913$ Km/s

G系 地心赤道系
$$\begin{cases} u_0 = -4001.7178 \text{ Km} \\ v_0 = 3401.2650 \text{ "} \\ w_0 = 3764.6981 \text{ "} \end{cases}$$

$$\Theta_G = 1^h 52^m 53^s.6 = 28°.2233$$

$\alpha_v = 48°.3444$　　$\cos\alpha_v = 0.664652$　　$\sin\alpha_v = 0.747154$

$\delta_v = -49°.2825$　　$\cos\delta_v = 0.652330$　　$\sin\delta_v = -0.757935$

$\cos\Theta_G = 0.881111$　　$\sin\Theta_G = 0.472909$

γ系地心赤道系

$$\begin{cases} x' = -5134.45 \text{ Km} = -0.0000343 \text{ A.U.} \\ y' = 1104.44 \text{ "} = 0.0000074 \text{ "} \\ z' = 3764.70 \text{ "} = 0.0000252 \text{ "} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \dot{x}' = 19.2948 \text{ Km/s} = 4.07014 \text{ A.U./年} \\ \dot{y}' = 21.6899 \text{ "} = 4.57538 \text{ "} \\ \dot{z}' = -33.7296 \text{ "} = -7.11509 \text{ "} \end{cases}$$

$\varepsilon_{1950} = 23°.445788$　　$\cos\varepsilon = 0.917437$　　$\sin\varepsilon = 0.397881$

地心黄道系

$$\begin{cases} x = -5134.45 \text{ Km} = -0.0000343 \text{ A.U.} \\ y = 2511.16 \text{ "} = 0.0000169 \text{ "} \\ z = 3014.44 \text{ "} = 0.0000202 \text{ "} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \dot{x} = 19.2948 \text{ Km/s} = 4.07014 \text{ A.U./年} \\ \dot{y} = 6.4787 \text{ "} = 1.36666 \text{ "} \\ \dot{z} = -39.5748 \text{ "} = -8.34811 \text{ "} \end{cases}$$

$v = 9.38748$ A.U./年

太陽黄経　$\lambda_\odot = 282°13'59'' = 282°.2231$　　$\cos\lambda_\odot = 0.211889$

地心距離　$r_e = 0.983276$ A.U.　　$\sin\lambda_\odot = -0.977294$

$T = 0.180$

$a_e = 1.00000023$ A.U.

$e_e = 0.0167226$

$\varpi_e = 102°.1430$　　$\cos\varpi_e = -0.210200$　　$\sin\varpi_e = 0.977659$

$$\sqrt{\frac{GS}{a_e(1-e_e^2)}} = 6.283810 \text{ A.U./年}$$

$$\sin\lambda_\odot - e_e \sin\varpi_e = -0.993643$$
$$-\cos\lambda_\odot + e_e \cos\varpi_e = -0.215404$$

地球の位置, 速度

$$\begin{cases} X_e = -0.208349 \text{ A.U.} \\ Y_e = 0.960969 \text{ 〃} \\ Z_e = 0 \text{ 〃} \end{cases} \qquad \begin{cases} \dot{X}_e = -6.24386 \text{ A.U./年} \\ \dot{Y}_e = -1.35356 \text{ 〃} \\ \dot{Z}_e = 0 \text{ 〃} \end{cases}$$

$$\begin{cases} X_e' = -0.208349 \text{ A.U.} \\ Y_e' = 0.881628 \text{ 〃} \\ Z_e' = 0.382351 \text{ 〃} \end{cases} \qquad \begin{cases} \dot{X}_e' = -6.24386 \text{ A.U./年} \\ \dot{Y}_e' = -1.24180 \text{ 〃} \\ \dot{Z}_e' = -0.53885 \text{ 〃} \end{cases}$$

$$V_e = 6.38889 \text{ 〃}$$

流星の日心座標, 日心速度

$$\begin{cases} X = -0.208384 \text{ A.U.} \\ Y = 0.960986 \text{ 〃} \\ Z = 0.000020 \text{ 〃} \end{cases} \qquad \begin{cases} \dot{X} = -2.17372 \text{ A.U./年} \\ \dot{Y} = 0.01310 \text{ 〃} \\ \dot{Z} = -8.34811 \text{ 〃} \end{cases}$$

$$\begin{cases} X' = -0.208384 \text{ A.U} \\ Y' = 0.881636 \text{ 〃} \\ Z' = 0.382377 \text{ 〃} \end{cases} \qquad \begin{cases} \dot{X}' = -2.17372 \text{ A.U./年} \\ \dot{Y}' = 3.33357 \text{ 〃} \\ \dot{Z}' = -7.65365 \text{ 〃} \end{cases}$$

$$R = 0.983320 \text{ A.U.} \qquad V = 8.62648 \text{ A.U./年}$$

日心座標による流星の位置の方向余弦, 進行方向余弦

$$\begin{cases} \xi = -0.211919 \\ \eta = 0.977287 \\ \zeta = 0.000021 \end{cases} \qquad \begin{cases} \dot{\xi} = -0.251982 \\ \dot{\eta} = 0.001519 \\ \dot{\zeta} = -0.967731 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \xi' = -0.211919 \\ \eta' = 0.896591 \\ \zeta' = 0.388863 \end{cases} \qquad \begin{cases} \dot{\xi}' = -0.251982 \\ \dot{\eta}' = 0.386435 \\ \dot{\zeta}' = -0.887228 \end{cases}$$

流星の進行方向

$$\tan A_v = -1.533581 \qquad A_v = 123^\circ.107$$
$$\sin D_v = -0.887228 \qquad D_v = -62^\circ.527$$
$$\cos D_v = 0.461332$$

ここから

$$\begin{cases} A = -0.945751 \\ B = -0.205085 \\ C = 0.245937 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \bar{a} = -0.947178 \\ \bar{b} = -0.205395 \\ \bar{c} = 0.246308 \end{cases}$$

$$\cos\chi = 0.054864$$
$$\sin^2\chi = 0.996990$$
$$\sin\chi = 0.998494$$
$$\chi = 86^\circ.855$$

⑥ よって

$\cos i = 0.246308 \Rightarrow i = 75°.7408$

$\tan\Omega = -4.611502 \Rightarrow \Omega = 282°.2351$

$\sin i = 0.969192$

$\cos\Omega = 0.211924$

$\sin\Omega = -0.977286$

$R = 0.983320$ A.U

$V = 8.62648$ A.U/年

$GS = 39.47532$ $(A.U.)^3$/年^2

$\frac{1}{a} = 0.148791 \Rightarrow a = 6.7208$ A.U.

$1 - e^2 = 0.270395 \Rightarrow e = 0.85417$

$q = 0.98011$ A.U.

$\left.\begin{array}{l} \cos f = 0.992908 \\ f = 6°.8277 \\ \sin f = 0.118884 \end{array}\right\} \Rightarrow \omega = 173°.1532$

$\cos(\omega + f) = -0.99999944$

$\omega + f = 179°.9809$

輻射点の分散 $\sigma_x^2 = 4765.76\ ('')^2$

$\sigma_{xy} = 1986.17$ 〃

$\sigma_y^2 = 1522.25$ 〃

速度の標準偏差 $\sigma_v = 0.913$ km/s $= 0.1926$ A.U./年

$\sigma_v^2 = 0.03709\ (A.U.)^2$/年^2

出現時刻の標準偏差 $\sigma_t = 2$秒（恒星時で）$= 30''$

$\sigma_t^2 = 900('')^2$

以上から $\sigma_\alpha^2 = 5148.74\ ('')^2$

$\sigma_{\alpha\delta} = -2127.88$ 〃

$\sigma_\delta^2 = 1522.25$ 〃

$\left.\begin{array}{lll} D_v = -62°.527 & \cos D_v = -0.887228 & \\ & \sin D_v = 0.461333 & \\ \delta_v = -49.2825 & \cos\delta_v = 0.652330 & \\ & \sin\delta_v = -0.757935 & \\ A_v - \alpha_v = 74°.763 & \cos(A_v - \alpha_v) = 0.461332 & \\ & \sin(A_v - \alpha_v) = -0.887228 & \end{array}\right\} \cos S = 0.751553$

$V = 8.62648$ A.U./年 $\left(\frac{v}{V}\right)^2 = 1.18422$

$v = 9.38748$ A.U./年

$$\begin{cases} \sigma_V^2 = 0.020951 \ (\text{AU}/年)^2 \\ \sigma_A^2 = 2353.81 \ ('')^2 \\ \sigma_{AD} = -2800.52 \ \ '' \\ \sigma_D^2 = 3604.33 \ \ '' \end{cases}$$

$\zeta' - \dot{\zeta}' \cos\chi = 0.437540$

$\xi'\dot{\eta}' - \eta'\dot{\xi}' = 0.144032$

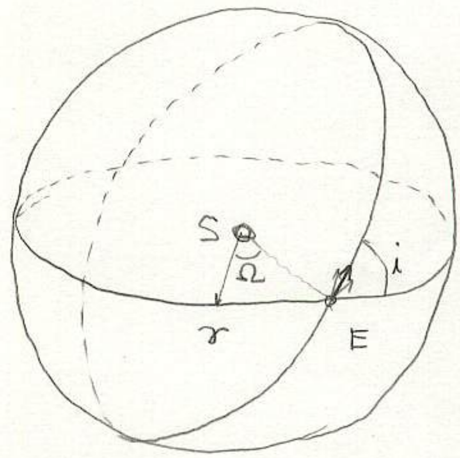
$(\dot{\xi}'^2 + \dot{\eta}'^2)\sin^2\chi = 0.212187$

$\cos^2\theta = 0.902231$

$\cos\theta\sin\theta = -0.297002$

$\sin^2\theta = 0.097769$

$\sigma_\perp^2 = 812''.55$



以下の計算に必要な数値

$R = 0.983320$ A.U.

$V = 8.62648$ A.U./年

$GS = 39.47523$ (A.U.)^3/年^2

$Q = \frac{RV^2}{GS} = 1.85369$

$a = 6.7208$ A.U.

$e = 0.85417$ $1 - e^2 = 0.27040$

$q = 0.98011$ A.U.

$\sin^2\chi = 0.976990$

$\sin f = 0.118884$

ここから $\sigma_i^2 = 815.00('')^2$. $\sigma_i = 28''.55 = 0°.0079$

$\sigma_\Omega^2 = 0$

$\sigma_a^2 = 8.1654 (\text{A.U})^2$ $\sigma_a = 2.8575$ A.U.

$\sigma_e^2 = 0.003842$ $\sigma_e = 0.06198$

$\sigma_q^2 = 0.005040 (\text{A.U})^2$ $\sigma_q = 0.07099$ A.U.

$\sigma_\omega^2 = 0.079112$ $\sigma_\omega = 0.28127$ (rad.) $= 16°.1155$

。観測誤差が十分小さいと仮定して左右対称の分散.

軌道要素

$a = 6.7208 \pm 2.8575$ A.U.

$e = 0.85417 \pm 0.06198$

$q = 0.98011 \pm 0.07099$

$i = 75°.7408 \pm 0°.0079$

$\Omega = 282°.2351$

$\omega = 173°.1532 \pm 16°.1155$

大気の抵抗による流星軌道のずれ

長沢 工

1 流星径路に対する地球の影響

流星の日心軌道を計算するには 観測した流星径路 に対して

① 地球の引力 の 影響

② 大気の抵抗の影響

を補正し、流星が 地球の影響を まったく受けないと考えたときの径路にひき直してやらなければならない。このうち、①の補正は かなり 精度よくできるが、②の大気抵抗の補正は、通常かなり便宜的な方法で行なわれている。ここでは、大気抵抗による影響を見積るため、スケール・ハイト一定の大気を仮定し、力学的に大気抵抗の影響を考慮してみた

2 大気のない場合の流星軌道

地球が球対称の質量分布をもち、その質量を E とする。地球の重心を原点とし、流星軌道を含む平面で考えると、運動方程式は次のようになる。

$$\begin{cases} \ddot{x} + GE\dfrac{x}{r^3} = 0 \\ \ddot{y} + GE\dfrac{y}{r^3} = 0 \end{cases}$$

$$r^2 = x^2 + y^2$$

G: 万有引力定数

$GE = 398600.5\ \mathrm{Km^3 \cdot s^{-2}}$

$G\dfrac{Em}{r^2} = \dfrac{d^2r}{dt^2}m$

この解は双曲線で、(一般には 楕円、放物線も解になる)、添字 0 をつけて示すと

$$\begin{cases} x_0 = a(e - \cosh u) \\ y_0 = a\sqrt{e^2-1}\,\sinh u \end{cases}$$

$$r_0 = a(e\cosh u - 1)$$

$$e\sinh u - u = n(t - t_0),\quad n^2a^3 = GE$$

である。

もし地球が存在しないとした場合の流星径路は漸近線 AB で、その速度は一定であるが、地球の引力のために、図の双曲線の径路に曲げられている。この場合の速度 v は、地心からの距離の関数として

$$v_0 = na\sqrt{1 + \frac{2a}{r_0}}$$

と書くことができる。(地球がなければ $v = na$)。

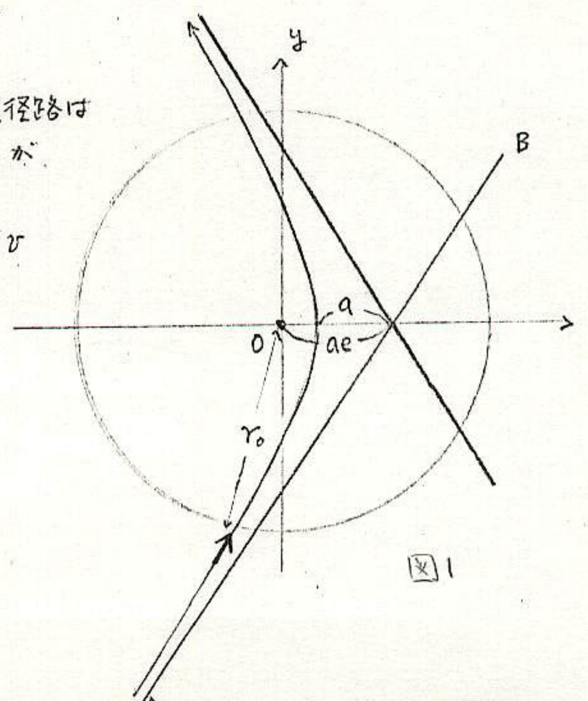


図1

3 大気のある場合の考察

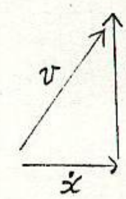
地球重心からの距離 r のところの大気密度 ρ を $\rho_0 e^{-\alpha r}$ であらわすことにする
ここで $\frac{1}{\alpha}$ がスケール・ハイトである. 考える範囲では流星の質量 m, 断面積 F は一定とし
速度 v で進行するときの抵抗 R を考えると 速度の2乗に比例

$$R = C_D F v^2 \rho = C_D F v^2 \rho_0 e^{-\alpha r}$$

C_D: 抵抗係数

この力を考慮してはじめの運動方程式を書き直すと

$v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2$



$$\begin{cases} \ddot{x} + GE\dfrac{x}{r^3} = -C\dot{x}v\rho_0 e^{-\alpha r} \\ \ddot{y} + GE\dfrac{y}{r^3} = -C\dot{y}v\rho_0 e^{-\alpha r} \end{cases}$$

$C = C_D F/m$

この方程式を強引に解けば, 運動は求められる.

4 解析的な解き方

右辺の抵抗は小さいものと考える (小さいところは $e^{-\alpha r}$ である). だから解は右辺を0とおいた左ページの解 x_0, y_0 に近いであろうと思われる. そこで

$$x = x_0 + \delta x + \delta_2 x + \delta_3 x + \cdots$$
$$y = y_0 + \delta y + \delta_2 y + \delta_3 y + \cdots$$

と書いてみる. $\delta x, \delta y$ は $e^{-\alpha r_0}$ のオーダー
$\delta_2 x, \delta_2 y$ は $e^{-2\alpha r_0}$ 〃
$\delta_3 x, \delta_3 y$ は $e^{-3\alpha r_0}$ 〃
$\cdots\cdots$

とする. とりあえず一次の $\delta x, \delta y$ の項だけを考えると たとえば Taylor 展開により

$$r = \sqrt{x^2+y^2} = \sqrt{x_0^2+y_0^2}\left\{1 + \frac{1}{x_0^2+y_0^2}(x_0\delta x + y_0\delta y) + \cdots\right\}$$

$$\frac{1}{r^3} = \frac{1}{r_0^3} - \frac{3}{r_0^5}(x_0\delta x + y_0\delta y) + \cdots$$

などとして方程式を書き直すことができる。その一次項だけを考えると, 運動方程式は

$$\begin{cases} \delta\ddot{x} + \dfrac{GE}{r_0^5}\left\{(r_0^2 - 3x_0^2)\delta x - 3x_0 y_0 \delta y\right\} = -C\dot{x}_0 v_0 \rho_0 e^{-\alpha r_0} \\ \delta\ddot{y} + \dfrac{GE}{r_0^5}\left\{-3x_0 y_0 \delta x + (r_0^2 - 3y_0^2)\delta y\right\} = -C\dot{y}_0 v_0 \rho_0 e^{-\alpha r_0} \end{cases}$$

となる. ここで

$$\delta x = P(s)e^{-\alpha r_0} \qquad s = \frac{a}{r_0} = \frac{1}{e\cosh u - 1}$$
$$\delta y = Q(s)e^{-\alpha r_0}$$

とおき

$$P(s) = -\frac{C}{\alpha^2 e}(p_0 + p_1 s + p_2 s^2 + p_3 s^3 + \cdots\cdots)$$
$$Q(s) = -\frac{C}{\alpha^2 e}\sqrt{e^2-1}\,(q_0 + q_1 s + q_2 s^2 + q_3 s^3 + \cdots\cdots)$$

として方程式に代入し,展開項の係数を求めていく。この計算を現実に実行するには
かなりのテクニックと忍耐を必要とする. 結果として,

$$p_0 = 1, \qquad q_0 = 1$$
$$p_1 = 0, \qquad q_1 = 0$$
$$p_2 = \left(\frac{1}{2}e^2 - \frac{1}{2}\right) - \frac{1}{\alpha a}, \qquad q_2 = \left(e^2 - \frac{1}{2}\right) - \frac{1}{\alpha a}$$
$$p_3 = (-e^2+1) + \frac{1}{\alpha a}(-e^2+3) + \frac{1}{\alpha^2 a^2}(-e^2+7) + \frac{2}{\alpha^3 a^3}$$
$$q_3 = (-2e^2+1) + \frac{1}{\alpha a}(-3e^2+3) + \frac{1}{\alpha^2 a^2}(-2e^2+7) + \frac{2}{\alpha^3 a^3}$$
$$p_4 = \left(\frac{3}{8}e^4 + \frac{5}{4}e^2 - \frac{13}{8}\right) + \frac{1}{\alpha a}\left(\frac{5}{2}e^2 - \frac{13}{2}\right) + \frac{1}{\alpha^2 a^2}(9e^2-24) + \frac{1}{\alpha^3 a^3}(12e^2-60) + \frac{1}{\alpha^4 a^4}(6e^2-54) - \frac{12}{\alpha^5 a^5}$$
$$q_4 = \left(e^4 + \frac{5}{2}e^2 - \frac{13}{8}\right) + \frac{1}{\alpha a}\left(8e^2 - \frac{13}{2}\right) + \frac{1}{\alpha^2 a^2}(30e^2-24) + \frac{1}{\alpha^3 a^3}(30e^2-60) + \frac{1}{\alpha^4 a^4}(12e^2-54) - \frac{12}{\alpha^5 a^5}$$
$$p_5 = \left(-\frac{3}{2}e^4 - e^2 + \frac{5}{2}\right) + \cdots$$
$$q_5 = \left(-4e^4 + \frac{1}{2}\right) + \cdots$$

が得られる。結局

$$\begin{cases} x = a(e - \cosh u) - \dfrac{C}{\alpha^2 e}(1 + p_2 s^2 + p_3 s^3 + \cdots)\rho_0 e^{-\alpha r_0} + \cdots \\ y = a\sqrt{e^2-1}\sinh u - \dfrac{C}{\alpha^2 e}\sqrt{e^2-1}\,(1 + q_2 s^2 + q_3 s^3 + \cdots)\rho_0 e^{-\alpha r_0} + \cdots \end{cases}$$

が近似解となる。この解の収束条件は別紙参照のこと

$\boxed{5}$ 速度, 進行方向のずれ

双曲線軌道の速度に対して大気の抵抗がある場合の速度のずれを Δv とする

$$\begin{aligned} v &= v_0 + \Delta v \\ &= \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2} = \sqrt{(\dot{x}_0 + \delta\dot{x})^2 + (\dot{y}_0 + \delta\dot{y})^2} \\ &= \sqrt{\dot{x}_0^2 + \dot{y}_0^2} + \frac{1}{\sqrt{\dot{x}_0^2 + \dot{y}_0^2}}(\dot{x}_0\delta\dot{x} + \dot{y}_0\delta\dot{y}) + \cdots \end{aligned}$$

◎ $$\begin{aligned} \Delta v &= \frac{1}{v_0}(\dot{x}_0\delta\dot{x} + \dot{y}_0\delta\dot{y}) \\ &= -\frac{C}{\alpha}na\Big[1 + s + \left\{\left(\frac{1}{2}e^2 - 2\right) - \frac{1}{\alpha a}\right\}s^2 + \left\{\left(-\frac{1}{2}e^2+2\right) + \frac{1}{\alpha a}(-e^2+2) + \frac{1}{\alpha^2 a^2}(-2e^2+6) + \frac{2}{\alpha^3 a^3}\right\}s^3 \\ &\quad + \left\{\left(\frac{3}{8}e^4 - \frac{5}{2}\right) + \frac{1}{\alpha a}\left(\frac{3}{2}e^2 - 3\right) + \frac{1}{\alpha^2 a^2}(19e^2-24) + \frac{1}{\alpha^3 a^3}(24e^2-52) + \frac{1}{\alpha^4 a^4}(12e^2-54) - \frac{12}{\alpha^5 a^5}\right\}s^4 + \cdots\Big]\rho_0 e^{-\alpha r_0} \end{aligned}$$

進行方向のずれを $\Delta\theta$ とする

$$\tan\theta = \frac{\dot{y}}{\dot{x}} = \frac{\dot{y}_0 + \delta\dot{y}}{\dot{x}_0 + \delta\dot{x}} = \frac{\dot{y}_0}{\dot{x}_0}\left(1 + \frac{\delta\dot{y}}{\dot{y}_0} - \frac{\delta\dot{x}}{\dot{x}_0} + \cdots\right), \qquad \tan\theta_0 = \frac{\dot{y}}{\dot{x}}$$

$$\tan\Delta\theta = \tan(\theta - \theta_0) = \frac{\tan(\theta_0 + \delta\theta) - \tan\theta_0}{1 + \tan\theta_0\tan(\theta_0 + \delta\theta_0)} = \cdots = \frac{1}{v_0^2}(\dot{x}_0\delta\dot{y} - \dot{y}_0\delta\dot{x}) + \cdots$$

◎ $$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{1}{v_0^2}(\dot{x}_0\delta\dot{y} - \dot{y}_0\delta\dot{x}) + \cdots \\ &= -\frac{C}{\alpha^2}\frac{\sqrt{e^2-1}}{a}\left\{-\left(1 + \frac{1}{\alpha a}\right)s^3 + \left(3 + \frac{15}{\alpha a} + \frac{15}{\alpha^2 a^2} + \frac{6}{\alpha^3 a^3}\right)s^4 + \cdots\right\}\rho_0 e^{-\alpha r_0} \end{aligned}$$

6 計算実例

γ系地心赤道系で　位置 $\begin{cases} x = -5134.45 \text{ km} \\ y = 1104.44 \text{ km} \\ z = 3764.70 \text{ km} \end{cases}$　速度 $\begin{cases} \dot{x} = 19.2948 \text{ km/s} \\ \dot{y} = 21.6899 \text{ km/s} \\ \dot{z} = -33.7296 \text{ km/s} \end{cases}$

$$S^2 = (y\dot{z} - z\dot{y})^2 + (z\dot{x} - x\dot{z})^2 + (x\dot{y} - y\dot{x})^2 = 4.18511 \times 10^{10} \text{ km}^4/\text{s}^2$$

$S = 204575 \text{ km}^2/\text{s}$　（面積積分）

地心距離 $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = 6461.84$ km　⟶ r_0 と考えることにする

地心速度 $v = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2} = 44.5020$ km/s

$T = \frac{1}{2}v^2 - \frac{GE}{r} = 928.528 \text{ km}^2/\text{s}^2$　（エネルギー積分）

双曲線軌道の半主軸　$a = \frac{GE}{2T} = 214.641$ km

離心率　$e^2 - 1 = \frac{S^2}{GEa} = 489.165$　　$e = 22.1397$

大気の抵抗をうける前の値と一応考えることにする

スケール・ハイトを 7.1724 km　　$\alpha = \frac{1}{7.1724} = 0.139422 \text{ km}^{-1}$　　$\alpha a \sim 30$

大気密度を $\rho = 1.5524 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^3 = 1.5524 \times 10^3 \text{ kg/km}^3 = \rho_0 e^{-\alpha r_0}$

$s = \frac{a}{r_0} = 0.033217$,　　$n^2 a^3 = GE$ から　　$n = 0.20077 \text{ s}^{-1}$

$C = C_D F/m = C_D A m^{-\frac{1}{3}} \rho_m^{-\frac{2}{3}}$　　A: 形状因数　ρ_m: 流星密度

（ここから減速も方向の変化も質量の1/3乗に反比例することがわかる）

$\begin{cases} C_D = 1 \\ A = 1.2 \\ m = 1 \text{ g} \\ \rho_m = 0.282 \text{ g/cm}^3 \end{cases}$　　$m^{\frac{1}{3}} = 10^{-1} \text{ kg}^{\frac{1}{3}}$　　$\rho_m^{\frac{2}{3}} = 0.43 \times 10^8 \text{ kg}^{2/3} \text{ km}^{-2}$　　$C = 2.7907 \times 10^{-7} \text{ km}^2/\text{kg}$

として計算

$$\Delta v = -\frac{C}{\alpha} n a \left[1 + s + 243.049 s^2 - 260.483 s^3 + 90131.17 s^4 + \cdots \right] \rho_0 e^{-\alpha r_0}$$

$$= -8.6256 \times 10^{-5} \left[1 + 0.033 + 0.268 - 0.010 + 0.110 + \cdots \right] \times 1.5524 \times 10^3$$

$$\fallingdotseq -0.1876 \text{ km/s}$$

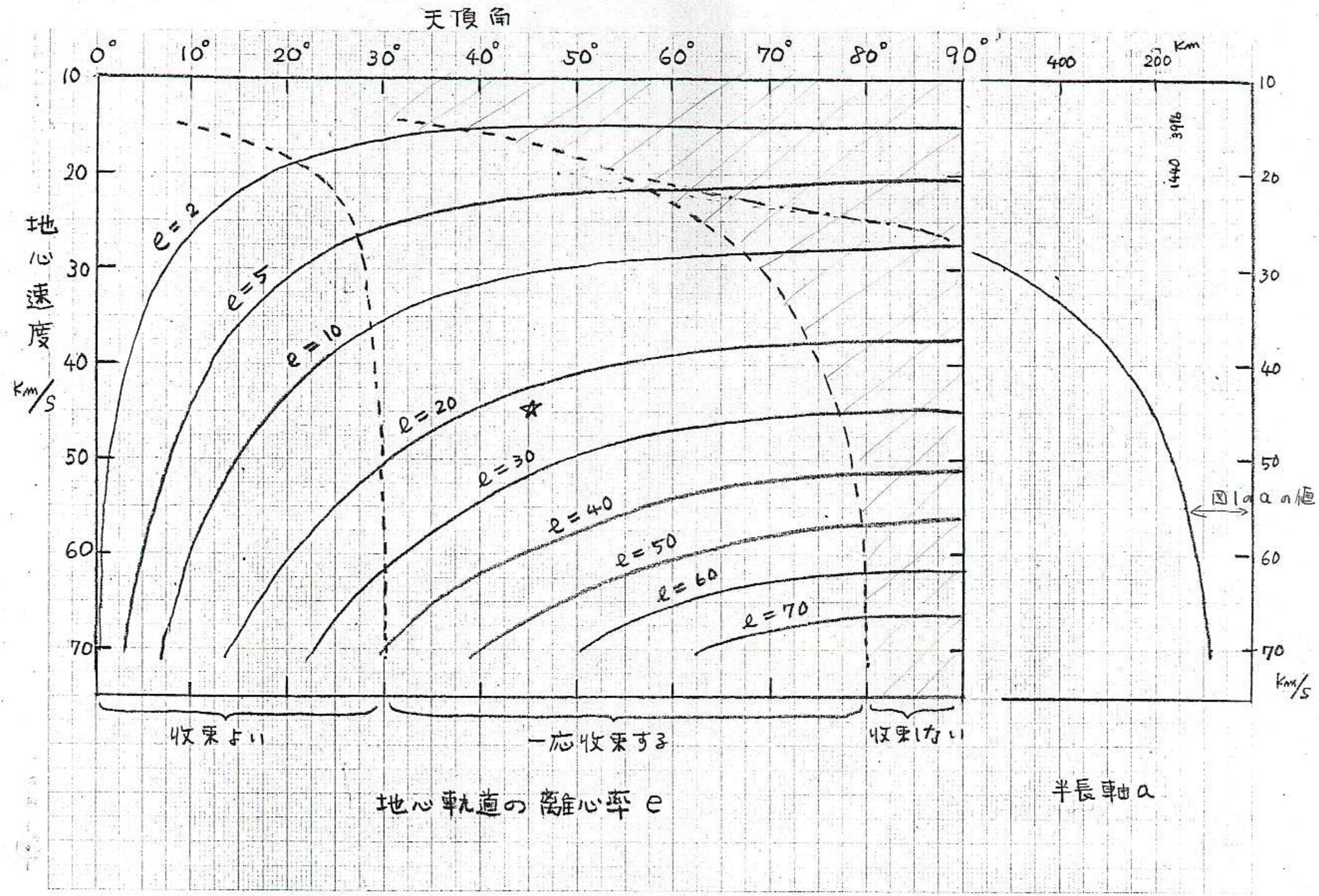
$$\Delta\theta = -\frac{C}{\alpha^2} \frac{\sqrt{e^2 - 1}}{a} \left\{ -1.033 s^3 + 3.518 s^4 + \cdots \right] \rho_0 e^{-\alpha r_0}$$

$$= -1.4793 \times 10^{-6} \times \left\{ -0.00003786 + 0.00000428 + \cdots \right\} \times 1.5524 \times 10^3$$

$$\fallingdotseq 7.71 \times 10^{-8} \longrightarrow 1.7 \times 10^{-2} ('')$$

進行方向のずれはほとんどない！　曲がる流星は超低空でなければムリ

Δv, $\Delta\theta$ はともに $\rho_0 e^{-\alpha r_0}$ … つまり大気密度が積の形で入ってくるから、大気密度の大きいところではそれに比例して大きくなる（それ以外の変化ももちろんある）


天頂角
0° 10° 20° 30° 40° 50° 60° 70° 80° 90°
400 200 Km
1440
3986
地心速度
Km/s
10 20 30 40 50 60 70
e = 2
e = 5
e = 10
e = 20
e = 30
e = 40
e = 50
e = 60
e = 70
図1のaの値
Km/s
収束よい
一応収束する
収束しない
地心軌道の離心率 e
半長軸 a

15th MSS

日本天文学会　1981年春季年会

太陽系

26　大気による流星速度の変化

長沢　工（東大地震研）

流星の日心軌道を求めるには，ある瞬間の流星の位置と速度を測定する必要がある．しかし，流星の発光は大気中でおこるので，現実に観測される流星は大気による減速を受け，また進行方向もずれが生じる．したがって，正確な軌道要素を求めるためには，このずれを補正し，大気のない場合の値に換算しなければならない．これに対して今まで行なわれていた補正法は，たとえば，$v=b-ce^{kt}$ といった形で観測された流星の速度変化を近似し，$t\to-\infty$ としたときの値 b を大気のない場合の速度とするといったものであり，進行方向の変化は通常無視していた。

ここでは，指数関数的に密度が変化する大気 $\rho=\rho_0e^{-\alpha r}$ を考え，流星の運動を力学的に求めて，速度変化を見積ることを考えた．流星の運動平面を xy 面にとり，地球の重心を原点とした座標系では，運動方程式は次のようになる．

$$\ddot{x}+\mu\frac{x}{r^3}=-c\dot{x}\sqrt{\dot{x}^2+\dot{y}^2}\,\rho_0e^{-\alpha r}$$
$$\ddot{y}+\mu\frac{y}{r^3}=-c\dot{y}\sqrt{\dot{x}^2+\dot{y}^2}\,\rho_0e^{-\alpha r}$$

$$C=\underset{\text{抵抗係数}}{C_0}\cdot\underset{\text{断面積}}{F}\,/\underset{\text{流星質量}}{m}$$

この右辺を 0 とした解は双曲線となる．その解を x_0，y_0 とすると

$$\left.\begin{aligned}x_0&=a(e-\cosh u)\\ y_0&=a\sqrt{e^2-1}\sinh u\\ r_0&=\sqrt{x_0^2+y_0^2}=a(e\cosh u-1)\end{aligned}\right\}\quad e\sinh u-u=n(t-t_0)$$

という形になる．ここで方程式の右辺を摂動と考え，$x=x_0+\delta x$，$y=y_0+\delta y$ とおいて $s=\frac{a}{r_0}$ で展開し，一次の摂動の解を求めると次のようになる．

$$\delta x=-\frac{c}{\alpha^2e}(p_0+p_1s+p_2s^2+p_3s^3+\cdots\cdots)\rho_0e^{-\alpha r_0}$$
$$\delta y=-\frac{c}{\alpha^2e}\sqrt{e^2-1}(g_0+g_1s+g_2s^2+g_3s^3+\cdots)\rho_0e^{-\alpha r_0}$$

ただし，$p_0=g_0=1$，$p_1=g_1=0$，$p_2=\frac{1}{2}(e^2-1)-\frac{1}{\alpha a}$，$g_2=\frac{1}{2}(2e^2-1)-\frac{1}{\alpha a}$，

$p_3=(1-e^2)+\frac{1}{\alpha a}(3-e^2)+\frac{6}{\alpha^2a^2}$，$g_3=(1-2e^2)+\frac{1}{\alpha a}(3-3e^2)+\frac{6}{\alpha^2a^2}$，$\cdots\cdots$

これを使って，流星の減速 Δv，進行方向の変化 $\Delta\theta$ を計算すると，

$$\Delta v=-\frac{c}{\alpha}nae\left[1+s+\left\{\left(\tfrac{1}{2}e^2-1\right)-\frac{1}{\alpha a}\right\}s^2+\left\{\left(\tfrac{1}{2}e^2-1\right)+\frac{1}{\alpha a}(e^2-2)-\frac{4}{\alpha^2a^2}\right\}s^3+\cdots\cdots\right]\rho_0e^{-\alpha r_0}$$
$$\Delta\theta=-\frac{c}{\alpha^2a}\sqrt{e^2-1}\left[-s^3+\left\{\frac{3}{2}(e^2-1)\alpha a+2+\frac{6}{\alpha a}\right\}s^4+\cdots\cdots\right]\rho_0e^{-\alpha r_0}$$

となる．この変化は，ともに流星の質量$m^{1/3}$に反比例し，また，到達地点の大気密度にほぼ比例している．この関係は，流星が発光し，質量が急速に減少するようになると適用できない．

15th. MSS Refs.

日本天文学会 1981 年春季年会報告

プログラム（一部）

第 1 日　5月11日　午前9時より

1. 高層気象資料から求めた大気差：深谷力之助（東京天文台）
2. 水沢 PZT 観測値の（O-C）と気象環境：後藤常男（緯度観測所）
3. 地球自転速度の 15 日周期変動：関口直甫（東京天文台）
4. 日本国内 VLBI 測地観測の模擬実験：中嶋浩一（東京天文台），酒井　俐（緯度観測所）
5. VLBI 観測と基準座標系：真鍋盛二，笹尾哲夫（緯度観測所）
6. ILS 極運動データの長周期振動について：岡本　功，菊地直吉（緯度観測所）
7. ロランC受信装置の遅延時間について：堀合幸次，相原　実，藤下光身，佐藤克久（緯度観測所）
8. 前漢時代（206 B.C.～A.D. 23）の星食観測：斉藤国治（日大文理）
9. 自動光電子午環（II）：安田春雄 他，子午線部（東京天文台）
10. 自動光電子午環（PMC 190）の観測精度（II）：吉澤正則（東京天文台）
11. 天王星の環による掩蔽の整約方法の改良：相馬　充（東大理）

（休　　憩）

12. 二小惑星問題：堀　源一郎（東大理）
13. 特異点解析による指数格子型の可積分系の導出：吉田春夫（東大理）
14. ヒペリオンの軌道改良（1968 年の術：改訂）：畑中至純（東京天文台）
15. 低緯度大気光 6300 Å 分布の狭い谷：嵩地　厚，宮下暁彦，田鍋浩義（東京天文台）
16. 月の海の成因（大爆発による軌道修正）：田中義人（東亜石油KK）
17. 月面の赤緑2色星掛波長比較反射率分布：嶋坂敬郎（京都外大），熊谷直一（明石短大）
18. Polarization データによる金星の雲とヘイズの解明：川田剛之（金沢工大）
19. 赤外波長での金星上層大気モデル：向井苑生，向井　正（金沢工大）
20. 火星の北極冠の縮小と形状の季節変化：岩崎恭輔，斉藤良一（花山天文台），赤羽徳英（飛騨天文台）
21. アポロ型ハンガリア群小惑星などの性質：古在由秀（東京天文台）

第 1 日　5月11日　午後1時15分より

22. 短周期彗星の増殖的分裂起源：中村　士（東京天文台）
23. 彗星核構成分子からの赤外ライン強度の推定：山本哲生（東大宇宙研）
24. コホーテク彗星 1973 XII の分光測光スキャン：石井久司（東北大理），山本哲生（東大宇宙研），田村眞一（東北大理）
25. 隕石落下の条件：小笠原雅弘，長谷川　均
26. 大気による流星速度の変化：長沢　工（東大地震研）
27. FM 観測で同定される流星の極限等級について：鈴木和博（豊川工高），吉田孝次（ミノルタカメラ）
28. 惑星大気中の第三次散乱光までの総括（2）：佐藤隆夫（長崎大学本部）

流星物理セミナー資料　July, 19th, 1981　長沢 工　16th MSS

本初軌道における流星の位置、速度

大気の抵抗がなければ、流星の軌道は地球重心を焦点とする双曲線

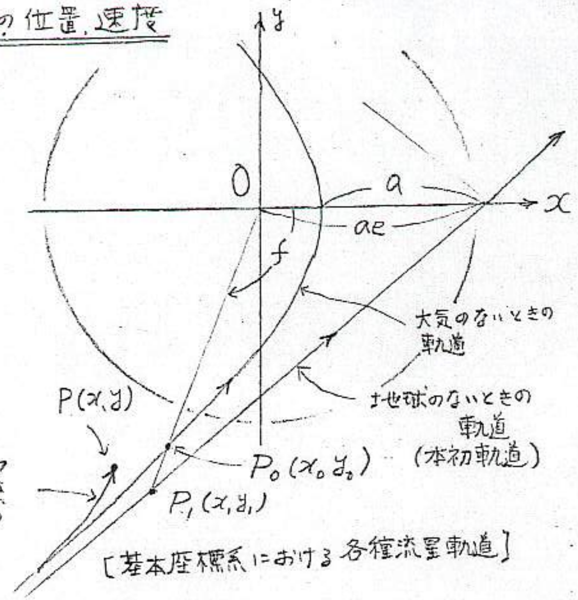
$$r=\frac{a(e^2-1)}{1+e\cos f}$$

となる　a: 双曲線軌道の半主軸
e: 〃 離心率

また漸近線は

$$r=\frac{ae\sqrt{e^2-1}}{\sqrt{e^2-1}\cos f-\sin f}$$

である。これをもとにして、大気のある場合の軌道と、本初軌道との関係を考える



［基本座標系における各種流星軌道］

1 地球は存在するが、大気のない双曲線軌道で　$s=\frac{a}{r_0}$

$$r_0=\frac{a(e^2-1)}{1+e\cos f}$$

$$\begin{cases} x_0=\dfrac{a(e^2-1)\cos f}{1+e\cos f} \\ y_0=\dfrac{a(e^2-1)\sin f}{1+e\sin f} \end{cases}$$

$$v_0=na\sqrt{1+2s}$$

$$\begin{cases} \dot{x}_0=na\dfrac{\sqrt{1+2s-(e^2-1)s^2}}{e} \\ \dot{y}_0=na\dfrac{\sqrt{e^2-1}}{e}(1+s) \end{cases}$$

2 大気が存在するとき

P_0から見たP点の位置　$x=x_0+\delta x$
$y=y_0+\delta y$

$v=v_0+\delta v$
$\dot{x}=\dot{x}_0+\delta\dot{x}$
$\dot{y}=\dot{y}_0+\delta\dot{y}$

$$\delta x=-\frac{C}{\alpha^2 e}\rho\frac{\sqrt{1+2s}}{\sqrt{1+2s-(e^2-1)s^2}}\left[1-\frac{s^2}{\alpha a}\frac{\{1+(e^2+1)s\}}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}(1+2s)}+\cdots\right]$$

$$\delta y=-\frac{C}{\alpha^2 e}\rho\frac{\sqrt{e^2-1}\sqrt{1+2s}}{1+2s-(e^2-1)s^2}\left[(1+s)-\frac{s^2}{\alpha a}\frac{\{1+(3e^2+2)s+(5e^2+1)s^2\}}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}(1+2s)}+\cdots\right]$$

$$\delta v=-\frac{C}{\alpha}\frac{na\rho}{\sqrt{1+2s-(e^2-1)s^2}}\left[(1+2s)-\frac{s^2}{\alpha a}\frac{\{1+(e^2+3)s+(2e^2+2)s^2\}}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}(1+2s)}+\cdots\right]$$

$$\delta\dot{x}=-\frac{C}{\alpha e}na\rho\sqrt{1+2s}\left[1-\frac{s^2}{\alpha a}\frac{1}{1+2s}+\cdots\right]$$

$$\delta\dot{y}=-\frac{C}{\alpha e}na\rho\frac{\sqrt{e^2-1}\sqrt{1+2s}}{\sqrt{1+2s-(e^2-1)s^2}}\left[(1+s)-\frac{s^2}{\alpha a}\frac{\{1+(e^2+3)s+(e^2+3)s^2-(e^2-1)s^3\}}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}(1+2s)}+\cdots\right]$$

ただし

$$C=C_D A\rho_m^{-\frac{2}{3}}m^{-\frac{1}{3}}$$

C_D：抵抗係数　~ 1
A：形状因数　~ 1.2
ρ_m：流星体密度　$0.2\sim0.3\ g\,cm^{-3}$
m：流星体質量

ρ：その点における大気密度
α：スケール・ハイトの逆数
$\frac{1}{\alpha}$　6~7km

3 地球もない（地球質量が0）とき、観測点の天頂の延長上の点で

$$r_1=\frac{ae\sqrt{e^2-1}}{\sqrt{e^2-1}\cos f-\sin f}$$

$$\begin{cases} x_1=\dfrac{ae\sqrt{e^2-1}\cos f}{\sqrt{e^2-1}\cos f-\sin f} \\ y_1=\dfrac{ae\sqrt{e^2-1}\sin f}{\sqrt{e^2-1}\cos f-\sin f} \end{cases}$$

$$v_1=na$$

$$\begin{cases} \dot{x}_1=na\dfrac{1}{e} \\ \dot{y}_1=na\dfrac{\sqrt{e^2-1}}{e} \end{cases}$$

4 一般の地心直交座標系で　流星が
位置　(ξ, η, ζ)
速度　$(\dot{\xi}, \dot{\eta}, \dot{\zeta})$
であったとき、上記の基本座標系による値を、この一般の座標系に変換する方法を考える

$$r=\sqrt{\xi^2+\eta^2+\zeta^2},\quad v=\sqrt{\dot{\xi}^2+\dot{\eta}^2+\dot{\zeta}^2}$$

$$\left.\begin{aligned} A&=\eta\dot{\zeta}-\zeta\dot{\eta} \\ B&=\zeta\dot{\xi}-\xi\dot{\zeta} \\ C&=\xi\dot{\eta}-\eta\dot{\xi} \end{aligned}\right\}\quad \Gamma=\sqrt{A^2+B^2+C^2}$$

これにより

$$\frac{1}{a}=\frac{v^2}{\mu}-\frac{2}{r}\qquad \mu=398600.5\ km^3 s^{-2}$$

$$e^2=\frac{\Gamma^2}{\mu a}+1$$

でa, eが求まる。また

$$\cos f=\frac{1}{e}\left\{\frac{a(e^2-1)}{r}-1\right\},\quad \sin f=-\sqrt{1-\cos^2 f}$$

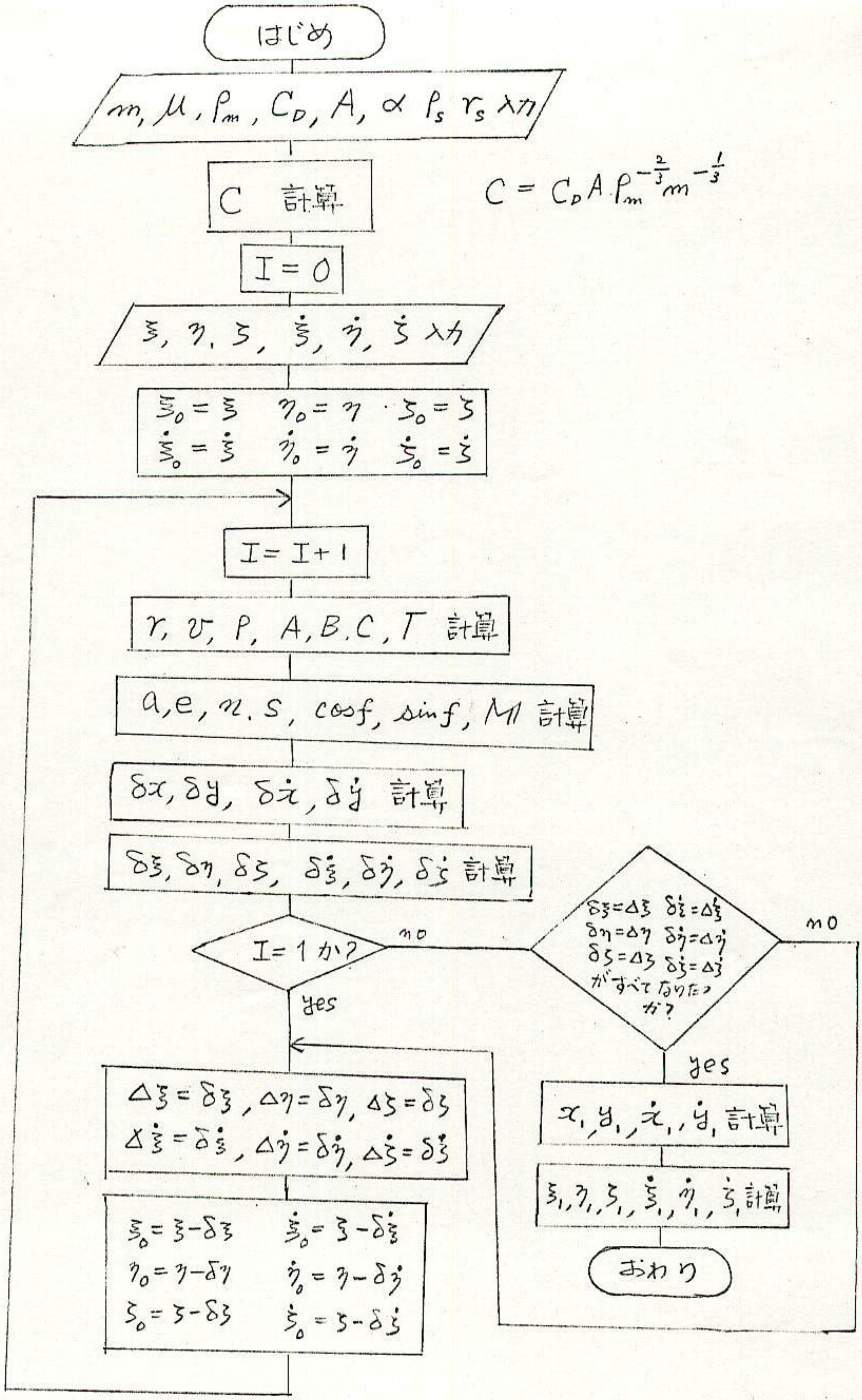
一般に

$$\begin{pmatrix}\xi\\ \eta\\ \zeta\end{pmatrix}=M\begin{pmatrix}x\\ y\\ 0\end{pmatrix},\quad \begin{pmatrix}\dot{\xi}\\ \dot{\eta}\\ \dot{\zeta}\end{pmatrix}=M\begin{pmatrix}\dot{x}\\ \dot{y}\\ 0\end{pmatrix}$$

ただし

$$M=\begin{pmatrix}\frac{\xi}{r} & \frac{B\zeta-C\eta}{r\Gamma} & \frac{A}{\Gamma}\\ \frac{\eta}{r} & \frac{C\xi-A\zeta}{r\Gamma} & \frac{B}{\Gamma}\\ \frac{\zeta}{r} & \frac{A\eta-B\xi}{r\Gamma} & \frac{C}{\Gamma}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos f & \sin f & 0\\ -\sin f & \cos f & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix}$$

である。


はじめ
m, μ, ρm, CD, A, α ρs rs 入力
C 計算
C = CD A ρm^(-2/3) m^(-1/3)
I = 0
ξ, η, ζ, ξ̇, η̇, ζ̇ 入力
ξ0 = ξ η0 = η ζ0 = ζ
ξ̇0 = ξ̇ η̇0 = η̇ ζ̇0 = ζ̇
I = I + 1
r, v, P, A, B, C, T 計算
a, e, n, s, cosf, sinf, M 計算
δx, δy, δẋ, δẏ 計算
δξ, δη, δζ, δξ̇, δη̇, δζ̇ 計算
I = 1 か?
no
yes
δξ=Δξ δξ̇=Δξ̇
δη=Δη δη̇=Δη̇
δζ=Δζ δζ̇=Δζ̇
がすべてなりたつか?
no
yes
Δξ = δξ, Δη = δη, Δζ = δζ
Δξ̇ = δξ̇, Δη̇ = δη̇, Δζ̇ = δζ̇
ξ0 = ξ − δξ ξ̇0 = ξ̇ − δξ̇
η0 = η − δη η̇0 = η̇ − δη̇
ζ0 = ζ − δζ ζ̇0 = ζ̇ − δζ̇
x1, y1, ẋ1, ẏ1 計算
ξ1, η1, ζ1, ξ̇1, η̇1, ζ̇1 計算
おわり

○ この計算は、ある地心直交座標系において流星を観測し、

位置(ξ, η, ζ)、速度$(\dot{\xi}, \dot{\eta}, \dot{\zeta})$であったときに

大気の抵抗の影響、地球引力の影響をとり去った場合に対応する流星

の位置(ξ_1, η_1, ζ_1)、速度$(\dot{\xi}_1, \dot{\eta}_1, \dot{\zeta}_1)$を求めるものである

○ 大気密度は流星の発光点近くで　αをスケール・ハイトの逆数として

$$\rho = \rho_0 \exp(-\alpha r)$$

の形を仮定している。しかしこの形で直接に大気密度を計算するのは不便なので考えている高さ付近で　$r = r_s$のとき　$\rho = \rho_s$であるものとし　r_s, ρ_sをはじめに与えておいて

$$\rho = \rho_s \exp\{-\alpha(r - r_s)\}$$

で求める方がよい。

○ 流星の質量mは、流星の測光から求めるべきだが、概略は　最大光度M等から

$$m(g) = \frac{10^{(6.72 - 0.4M)}}{6.84\, v^4 \cos Z}$$

などの関係で推定する。vの単位は$(\mathrm{km\ s^{-1}})$、Zは径路と鉛直線のなす角である。

$$r = \sqrt{\xi_0^2 + \eta_0^2 + \zeta_0^2}, \quad v = \sqrt{\dot{\xi}_0^2 + \dot{\eta}_0^2 + \dot{\zeta}_0^2},$$

$$\left.\begin{aligned} A &= \eta_0\dot{\zeta}_0 - \zeta_0\dot{\eta}_0 \\ B &= \zeta_0\dot{\xi}_0 - \xi_0\dot{\zeta}_0 \\ C &= \xi_0\dot{\eta}_0 - \eta_0\dot{\xi}_0 \end{aligned}\right\} \quad \Gamma = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2},$$

$$\frac{1}{a} = \frac{v^2}{\mu} - \frac{2}{r}, \quad e^2 = \frac{\Gamma^2}{\mu a} + 1, \quad \cos f = \frac{1}{e}\left\{\frac{a(e^2-1)}{r} - 1\right\}, \quad \sin f = -\sqrt{1 - \cos^2 f},$$

$$s = \frac{a}{r_0}, \quad n^2 a^3 = \mu,$$

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\xi_0}{r} & \frac{B\zeta_0 - C\eta_0}{r\Gamma} & \frac{A}{\Gamma} \\ \frac{\eta_0}{r} & \frac{C\xi_0 - A\zeta_0}{r\Gamma} & \frac{B}{\Gamma} \\ \frac{\zeta_0}{r} & \frac{A\eta_0 - B\xi_0}{r\Gamma} & \frac{C}{\Gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos f & \sin f & 0 \\ -\sin f & \cos f & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$x_1 = \frac{ae\sqrt{e^2-1}\cos f}{\sqrt{e^2-1}\cos f - \sin f}, \quad y_1 = \frac{ae\sqrt{e^2-1}\sin f}{\sqrt{e^2-1}\cos f - \sin f},$$

$$\begin{pmatrix} \delta\xi \\ \delta\eta \\ \delta\zeta \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \delta x \\ \delta y \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \delta\dot{\xi} \\ \delta\dot{\eta} \\ \delta\dot{\zeta} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \delta\dot{x} \\ \delta\dot{y} \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\dot{x}_1 = \frac{na}{e}, \quad \dot{y}_1 = \frac{na}{e}\sqrt{e^2-1},$$

$$\begin{pmatrix} \xi_1 \\ \eta_1 \\ \zeta_1 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \dot{\xi}_1 \\ \dot{\eta}_1 \\ \dot{\zeta}_1 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{y}_1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

M55-019

condensation nuclei in the atmosphere, producing a tendency for heavy rainfall 30 or 31 days after strong meteor showers. He has compiled a considerable amount of meteorologic evidence in support of this theory, but the astronomical side of the argument is by no means clear (Millman, 1954*b*; Whipple and Hawkins, 1956), and the validity of the theory still remains to be proved.

19th MSS

高増 (G#2)

3.3. Velocities and Heights

3.31. *Meteor velocities.*—One of the most significant observed parameters of a meteor is its velocity in the atmosphere, V_0. A meteor suffers some deceleration in the earth's atmosphere before reaching the point in its path where velocity can be measured. The observed velocity V_0 when corrected for this deceleration is denoted by V_∞. The effects of the gravitational attraction and rotation of the earth will also have to be taken into account in any statistical study of meteor velocities. If we apply corrections for these factors to V_∞, we have V_g, the relative geocentric velocity. Combining V_g vectorially with the velocity of the earth in its orbit, we can find V_h, the true heliocentric velocity of the meteor about the sun.

The difficulty of determining meteor velocities by visual methods has already been mentioned (see Secs. 2.11, 2.12). In addition to large random errors in visually measured velocities, serious systematic effects seem to be present. For example, using the data of the Harvard meteor expedition to Arizona with other material, Öpik (1940, 1941) concluded that, for at least 60 per cent of the observed non-shower meteors, V_h exceeded the parabolic limit (42 km/sec), but more recent instrumental results do not confirm this.

Photographic observations yield the most accurate meteor velocities. In this field the Harvard photographic meteor program has produced the largest body of homogeneous data to date; we are indebted to the members of the Harvard group for providing much of their material in advance of publication. Various reduction methods have been employed and are described by Whipple and Jacchia (1957), Hawkins (1957), and McCrosky (1957). Normalized velocity distributions from the Harvard Observatory programs are reproduced in Figure 8, where the quantity V_∞ has been plotted. Note two major peaks in the velocity distributions, one under 40 km/sec and one between 60 and 70 km/sec. In broad terms these represent, on the one hand, the meteors which are overtaking the earth and, on the other, those which the earth meets head-on. In the case of the small-camera meteors, program C, the positions of the two peaks have been greatly influenced by the inclusion of a higher percentage of Geminid and

V_0 : 観測速度
V_∞ : 大気減速補正
V_g : 地心速度 (重力と地球自転補正)
V_h : 日心 〃

MSS-019

Perseid meteors. The Super-Schmidt programs include proportionately more faint meteors than do the small-camera results, and the Super-Schmidt velocity-curves show a greater percentage of slow meteors. This suggests that a greater number of the smaller meteoroids are in low-eccentricity direct orbits.

The correction from the observed velocity V_0 to V_∞ will depend on a number of factors, such as the mass and density of the meteoroid, the height at which V_0 is measured, and V_0 itself. In the case of photographic

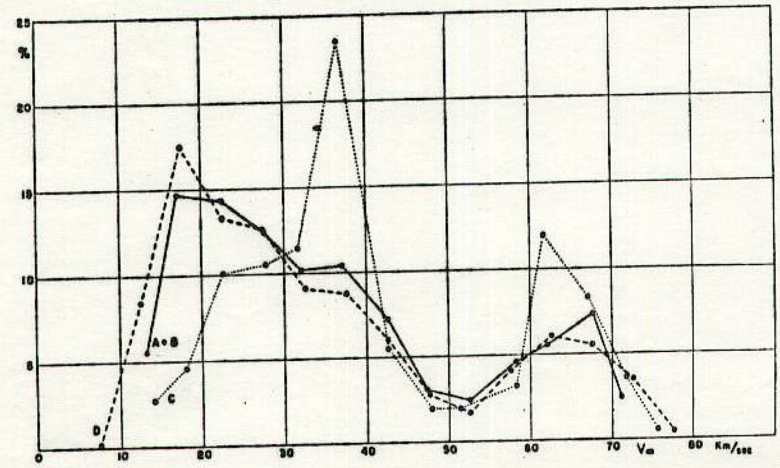


FIG. 8.—Frequency distribution of meteor velocities from various Harvard photographic programs. *A:* 358 Super-Schmidt meteors, chosen by selecting every tenth meteor (Hawkins and Southworth, 1958). *B:* 263 Super-Schmidt meteors, chosen by selecting long paths (Jacchia and Whipple, 1961). *C:* 217 small-camera meteors, Massachusetts and New Mexico (Whipple, 1943; Jacchia, 1952; Jacchia, unpublished). *D:* 2433 Super-Schmidt meteors, reduced by approximate methods (McCrosky, 1961). Distribution-curves for *A* and *B* were similar and have been combined in the figure.

observations, where the observed path is long enough to permit the deceleration to be measured directly, the Harvard method is to write an empirical equation of the type

$$\text{Distance along trajectory} = a + bt + c\epsilon^{kt} ,$$

where t is time and the constant b is V_∞. The constant k is determined first, and then a group of simultaneous equations is solved for a, b, and c (Whipple and Jacchia, 1957). As an example of the corrections found in this way, we can take the data published by Jacchia (1952). For 111 meteors observed with small cameras, the mean of $(V_\infty - V_0)$ varied from 1.0 km/sec for the slow meteors to 0.5 km/sec for the fast meteors. Mean values of deceleration ranged from 2 to 5 km/sec^2 without any marked

速度に無関係に.

19th

dependence on velocity. In the case of both corrections and decelerations, there was a tendency for the values to increase with the brightness of the meteor.

長谷川 (明大)

The diffraction method of determining meteor velocities by radio (see Sec. 2.44) has been used in most of the published material. Measurement of radio meteor velocities begun by the Manchester group in 1947 continues. A convenient summary of the earlier Manchester velocity data (Millman, 1954*c*) is plotted as a velocity distribution in Figure 9, together

写真のものより暗い流星を使っている.

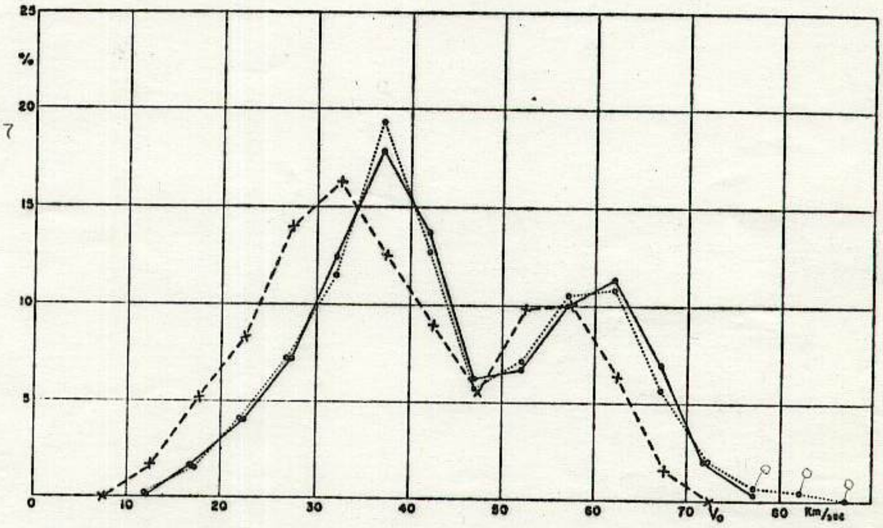


FIG. 9.—Normalized velocity distributions for meteors observed by radio. *Open circles:* 1838 meteors observed at Jodrell Bank prior to 1953. *Solid dots:* 11,073 meteors observed at Ottawa. *Crosses:* 2000 meteors observed at Jodrell Bank by Davies and Gill since 1953.

with velocities measured at Ottawa. The quantity plotted is V_0, no correction having been made for deceleration in the atmosphere. The two sets of data contain all meteor observations without selection, and it is interesting to note that the distribution-curves are almost identical. In a recent report, Davies (1957) mentions the determination of 2400 meteor orbits in a single 12-month period. The velocity measures on which these orbits are based have not yet been published. However, J. G. Davies and J. C. Gill have kindly supplied a summary of 2000 meteor velocities determined at Jodrell Bank in a survey in which most of the meteors were estimated as of visual magnitude 7 or 8, compared with magnitude 5 or 6 for the earlier Manchester and Ottawa measures. The velocity distribution for the recent material, uncorrected for observational selection, is also plotted in Figure 9.

MSS-019

The radio velocity distributions also exhibit the two maxima found in the photographic results. However, although the radio data almost certainly refer to meteors with fainter mean magnitudes than those observed photographically, it is evident that a higher percentage of the fast meteors has been recorded by radio methods. The mean V_0 for the early radio data is 44.7 km/sec and, for the more recent survey by Davies and Gill, 39.1 km/sec. A correction from V_0 to V_∞ will raise these values by about 1 km/sec. The mean V_∞ for photographic data C is 40.7 km/sec; for A + B, 35.6 km/sec; and for D, 34.3 km/sec.

Whipple (1955) concludes that meteor ionization is favored relative to photographic luminosity by a factor which, in general, varies approximately as V^2. This would explain the greater percentage of fast radio meteors. The situation is complicated by various atmospheric effects, particularly a partial cutoff of radio meteors above 110 km due to rapid diffusion and a similar cutoff below 80 km due to rapid recombination.

In Figures 8 and 9 virtually no meteors are shown with geocentric velocities in excess of 74 km/sec, the upper limit for meteoroids moving in elliptical orbits about the sun at the distance of the earth. The small tail of the frequency distributions above 75 km/sec can be explained by accidental errors in the velocity determinations. We can conclude that this observational material does not support an assumption of a significant percentage of hyperbolic meteor orbits for meteoroids larger than those corresponding to absolute visual magnitudes near +5.

19th
MSS

3.32. *Meteor heights.*—The height, H, at which a meteor will be observed depends chiefly on three basic parameters: its original mass, m_∞; its velocity, V_∞; and the inclination of its trajectory to the vertical, Z. Since we cannot observe m_∞ directly, we shall consider instead, in our discussion of the observational data, the absolute magnitude of the meteor M, itself a function of m_∞, V_∞, and Z.

捏大 20th

Observations of a meteor path from two or more points on the earth's surface make it possible to locate the position of the trajectory in the atmosphere and, in particular, to determine the height of the meteor above the earth's surface (see Pl. 3). The height is of particular interest in connection with the study of the physical properties of the upper atmosphere and in all investigations concerned with the physics of the transformation of the kinetic energy of the meteoroid to light, ionization, and heat along the meteor trajectory.

During the last half of the nineteenth century and the first part of the twentieth, a large number of meteor height computations were made, based on visual observations. These suffered from the relatively large er-

(19thのつづき)

20th MSS (refs) Millman and Mckinley p. 722-731

rors unavoidable in visual data. In particular, statistical results were seriously influenced by the systematic increase of parallactic error with greater height and distance and by the inability of two widely separated visual observers to select the same points on the meteor trajectory for the beginning and end of the recorded paths. To minimize this last-named error, a philosophy of height computation was developed by Fisher (1933) from earlier work by H. A. Newton and W. F. Denning. This avoids the necessity of selecting points with a one-to-one correspondence on the two observed paths. The same line of reasoning is followed in the current and more accurate photographic reductions.

2つの観測経路上の同じ位置を選ぶ

A compilation of early height measures was made by Lindemann and Dobson (1923) in their pioneering paper on meteor theory. An analysis of fireball heights was made by Maltzev (1930), using the material of the von Niessl–Hoffmeister (1925) catalogue. The most systematic and thorough study of visual heights resulted from the Harvard Arizona meteor program, carried out from 1931 to 1933 at Flagstaff (Öpik, 1937*a*). While these early visual studies of meteor heights did not have the accuracy of the more recent instrumental results, they did demonstrate the general nature of the relations between heights in the atmosphere and the three basic parameters listed above.

As an example of recent photographic meteor data, now being rapidly accumulated at a number of centers, we examine the Harvard material (see Sec. 3.31). It is of interest to study in some detail the relations between meteor heights and the three quantities V, M, and Z. In Figure 10 a scatter diagram shows the distribution of the height of maximum meteor luminosity relative to the velocity V_∞ for 808 Harvard photographic meteors. These data are taken from programs A, B, C (Fig. 8), a few duplications in A and B having been eliminated. The general trend of greater height with higher velocity is evident, as well as a tendency to cluster at certain positions, for example, near the Geminid shower velocity at 36 km/sec.

Figure 11 shows the mean heights for beginning and end of path as well as of maximum light for the same three programs, averaged individually. All three plots show similar height trends. The chief differences in height values for the three groups result from the variation in average brightness of the meteors. The mean absolute photographic magnitudes of the small-camera meteors (C) range from -2 to -4, for the long-path Super-Schmidt meteors (B) from $+1$ to -1, and for the random selection of Super-Schmidt meteors (A) from $+2$ to 0. To illustrate further the effect of absolute magnitude on height, the effect of velocity was removed by reducing all meteor heights to a convenient standard velocity of 40 km/sec. The correction used is listed in Table 10 and was found from the nine relations between height and velocity plotted in Figure 11.

電通大

The heights from the three Harvard photographic programs, A, B, and C, reduced to a standard velocity of 40 km/sec, have been plotted in Figure 12 against the absolute photographic magnitude at maximum light, M_{pm}. It will be noted that the height of appearance is roughly constant near 100 km for all meteors, but it must be remembered that the Super-Schmidts record to a fainter threshold than do the small cameras, and it is probable that very bright meteors photographed with the Super-Schmidts would have their beginning heights above the mean points plotted. The heights of maximum light and end of path are noticeably lower for the

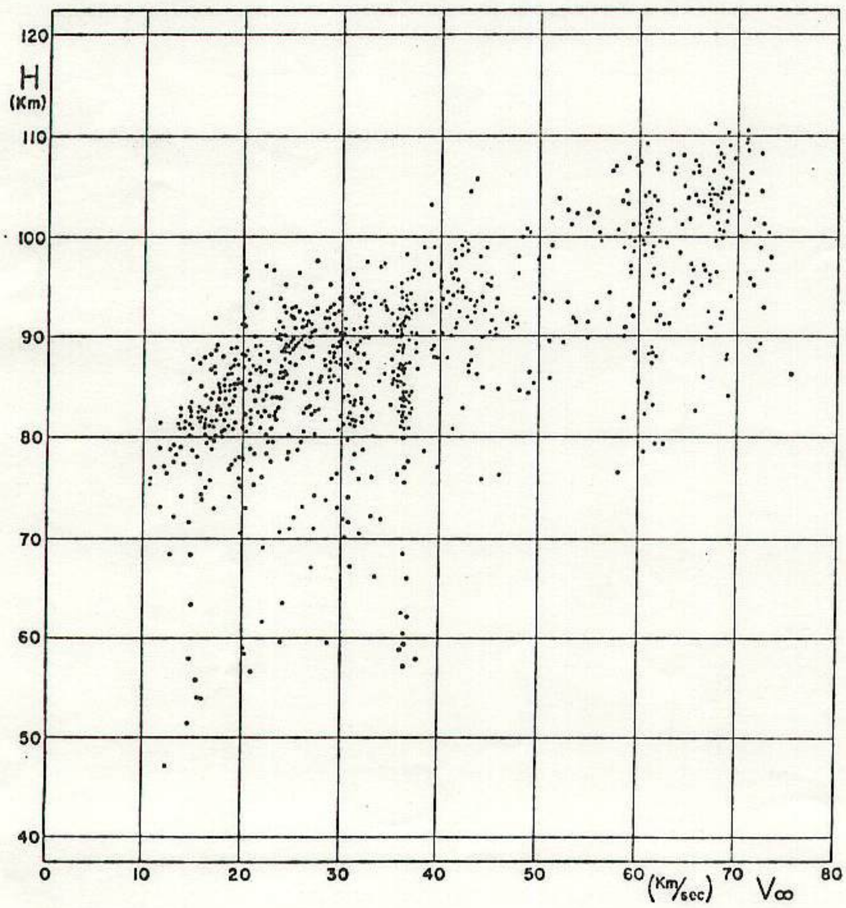


FIG. 10.—The height of maximum luminosity for 808 Harvard photographic meteors plotted against velocity.

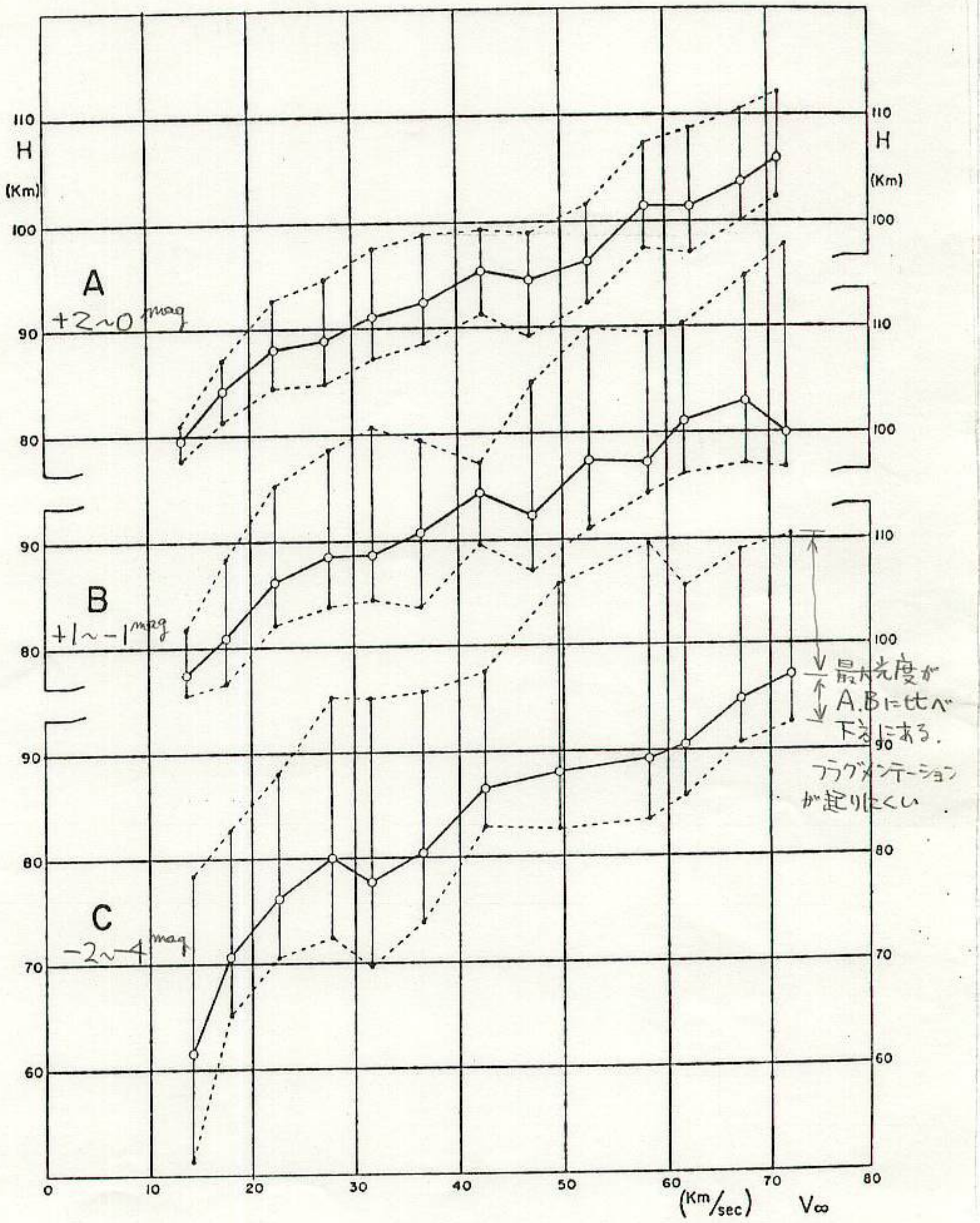


FIG. 11.—Photographic meteor heights plotted against the geocentric velocity of the meteor outside the atmosphere. Mean values for the beginning and end of path and for maximum luminosity are shown. *A:* 358 Super-Schmidt meteors chosen by selecting every tenth meteor (Hawkins and Southworth, 1958). *B:* 263 Super-Schmidt meteors, chosen by selecting long paths for deceleration computations (Jacchia and Whipple, 1961). *C:* 217 small-camera meteors, Massachusetts and New Mexico (Whipple, 1943; Jacchia, 1952; Jacchia, unpublished).

brighter meteors. In other words, the brighter meteors have longer visible trajectories, a natural consequence of the fact that it requires a longer period to vaporize the larger meteoroids completely. Also, for meteors brighter than -5.0 mag., the mean position of maximum light occurs roughly three-fourths of the way along the visible trajectory, but for fainter meteors, this point approaches the halfway mark. Both Jacchia

TABLE 10

HEIGHT CORRECTION FOR REDUCTION TO A STANDARD $V_\infty = 40$ Km/Sec

Meteor Velocity, V_∞ (Km/Sec)	Height Correction (Km)
10	
	+17
15	
	+11
20	
	+ 6
25	
	+ 4
30	
	+ 3
35	
	+ 1
40	
	− 1
45	
	− 3
50	
	− 5
55	
	− 7
60	
	− 8
65	
	−10
70	
	−12
75	

(1955) and McCrosky (1958) have pointed out the importance of fragmentation in the case of a significant fraction of faint meteors. This gives a higher intensity of light near the beginning of the path and would account for the above trend.

It remains to study the variation of height with Z. We can take the basic observations and correct first for the velocity effect from Table 10, then for the absolute magnitude effect from Figure 12. The small-camera data were reduced to a standard with $V_\infty = 40$ km/sec and $M_{pm} = -5$, a value near the center of the observed range. The Super-Schmidt data were reduced to the same velocity and $M_{pm} = 0$. The resulting variations of H with $\cos Z$ are exhibited in Figure 13. Since the plot is strictly em-

20 th

暗い流星は短い。

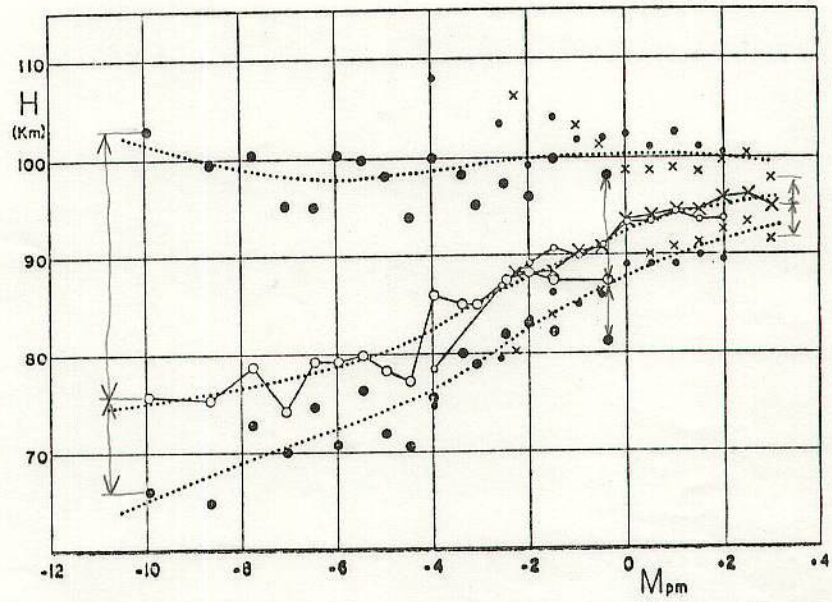


FIG. 12.—Heights of the beginning, maximum luminosity, and end of photographic meteor paths shown in relation to the photographic absolute magnitude of maximum light, M_{pm}. All heights have been reduced to a standard velocity $V_\infty = 40$ km/sec. *Large dots and open circles:* 217 small-camera meteors. *Small dots and open circles:* 263 long-path Super-Schmidt meteors *Crosses:* 358 random selection Super-Schmidt meteors (Millman, 1959*b*).

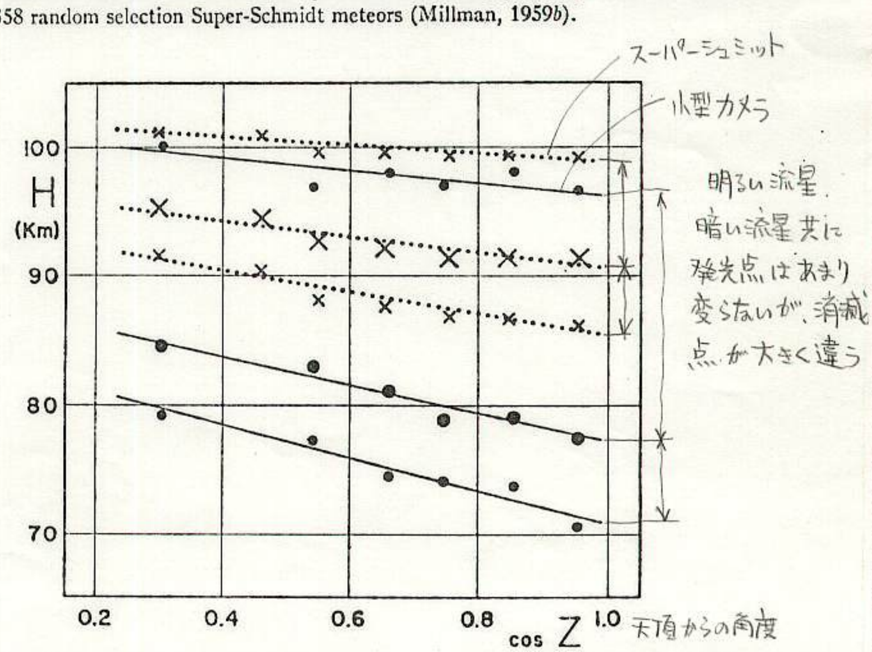


FIG. 13.—Variation of the heights of Harvard photographic meteors with cos Z. The three heights plotted are for beginning, maximum light, and end. *Dots and solid lines:* 217 small-camera meteors, reduced to a standard of $V = 40$ km/sec, $M_{pm} = -5$. *Crosses and broken lines:* 585 Super-Schmidt meteors, reduced to a standard of $V = 40$ km/sec, $M_{pm} = 0$ (Millman, 1959*b*).

pirical, straight lines have been drawn to indicate the general trend, but these are not meant to determine the exact form of the relation. It will be noted that the average effect of Z on the beginning heights of meteors is small, the total height range being only 2 or 3 km. The end heights vary more, by as much as 10 km for the bright meteors. In all cases the heights are greater for large Z, where the trajectory is more nearly horizontal and the meteor encounters more air particles in dropping through a unit height.

20th

21th.

The first quantitative radio measurements of meteoric heights were made in 1945 by Hey and Stewart (1947), who used a high-gain vertical beam to determine a height distribution which ranged from 75 to 120 km, with a peak at 95 km. McKinley and Millman (1949*a*) published a frequency diagram for Perseid meteors, using a combination of radar range with visual angle of elevation, which showed a spread in height from 70 to 145 km and a maximum near 100 km. Lindblad (1956) obtained a similar height distribution by the same method. Clegg and Davidson (1950), using radar range and elevation measurement at a single station, determined a height distribution for the 1949 daylight showers, extending from 65 to 145 km, with a peak at 80 km, and a similar distribution for the Quadrantid shower, which showed a maximum at 95 km.

沼口 (東大地震研)

Some early results of the measurement of height from three-station range-time records were published by Millman and McKinley (1949) and Millman (1950*a*). Additional reductions for the 1948–1950 Ottawa three-station program have since been made. Figure 14 (*solid line*) shows a frequency plot of the observed height of the long-duration portion of the echoes for 548 meteors whose ground positions were within 150 km of the centroid of the triangle of observing stations. This distribution exhibits a peak at 97 km and a certain amount of fine structure, some of which may be significant. The dotted curve in Figure 14 indicates the mean log duration for the echoes occurring in each height interval. The duration is relatively short for echoes above 100 km but increases rapidly at the peak frequency and remains high down to 80 km.

As in the case of the photographic observations, the radio heights increase with the velocity of the meteor. Evans (1955) has published a curve showing the relation between mean echo height and meteor velocity for non-shower meteors. The heights in this case were determined by the Clegg-Davidson technique. Evans' curve has been reproduced in Figure 15 along with the mean heights for 645 meteors observed from three stations at Ottawa on the combined radio-visual program. No individual velocity measures were available for most of the Ottawa data, and so they were divided into Perseid, Geminid, δ Aquarid, and non-shower meteors, a mean velocity of 45 km/sec being assumed for the last category. Both sets of data give a similar variation of height with velocity. The slope of these curves is nearly the same as that given in Table 10 for the photographic data. The Manchester heights in Figure 15 average 3 km higher than the Ottawa values; however, the characteristic height given in the Manchester measures refers to the computed height of maximum ionization for the smallest detectable meteor, based on observations made at the t_0 point for each meteor; the Ottawa values, on the other hand, are for the mean observed height of the maximum echo duration for each meteor.

流星が一番近くなった点

A comparison of meteor heights determined by the three basic observational techniques is given in Figure 16. The visual heights are mean values

柳（東）

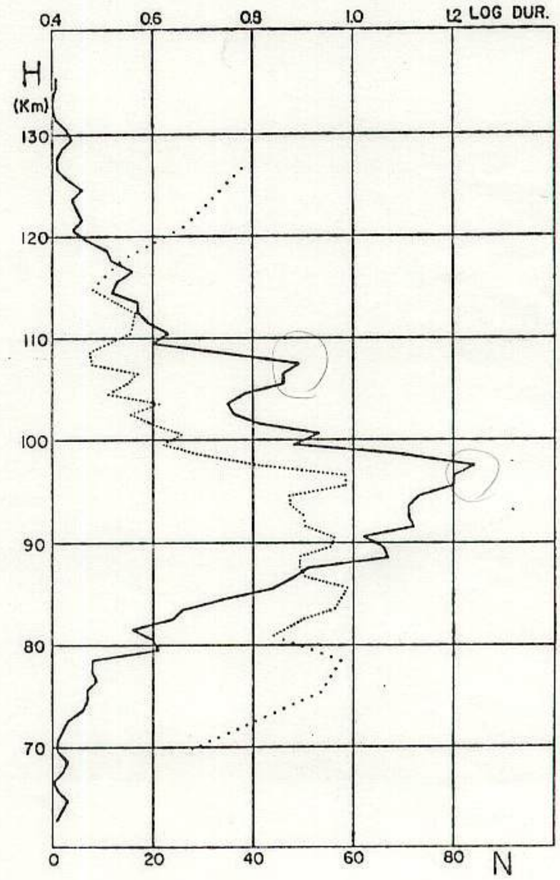


FIG. 14.—*Solid line:* the relative frequency N of 548 radio meteors observed at three stations plotted against height H. *Dotted line:* the mean log duration of the three-station radio meteor echoes plotted against height H.

for the beginnings and ends of the visual meteor trajectories of 2830 meteors observed on the Arizona program and taken from Öpik (1937*a*, Table XXV*a*). Visual magnitudes were reduced to absolute photographic magnitudes by using a color index of -1.8 for the negative apparent magnitudes and -1.1 for the faint meteors. No correction was made for velocity. The averages for the photographic heights have been transferred from Figure 12. The radio heights plotted are from the Ottawa three-station program, 写真絶対等級に 補正

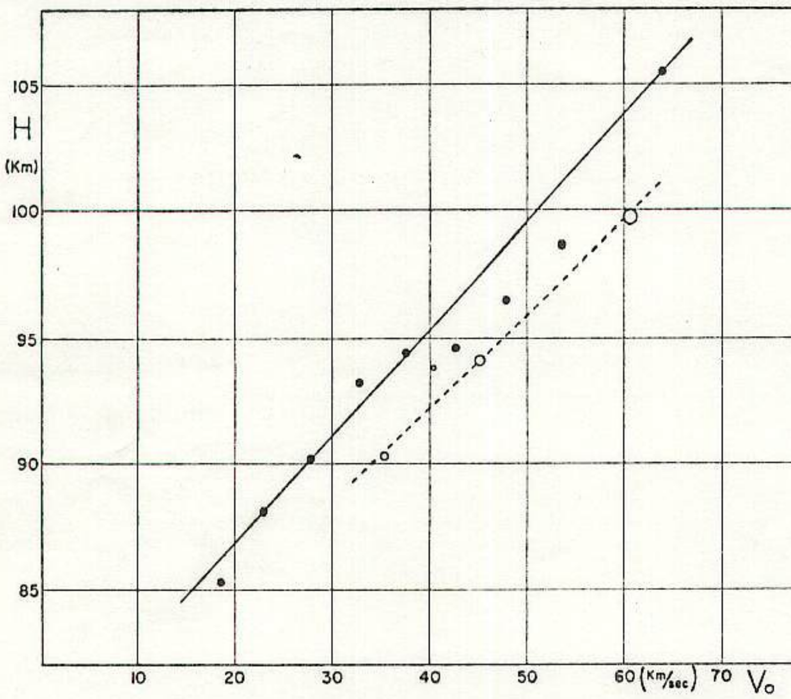


表10と傾きは ほぼ同じ

FIG. 15.—*Dots and solid line:* the variation of the characteristic height of meteor echoes with the observed velocity of the meteor (Evans, 1955). *Open circles and dotted line:* mean observed heights for 645 three-station meteor echoes recorded at Ottawa.

which combined visual observations with the radio recording. A photographic magnitude for each radio meteor was determined from the visual magnitude by using the color index as noted above. The heights for the maximum echo duration are indicated by a series of connected open circles. These have been reduced to a standard velocity of 40 km/sec, using the relation plotted in Figure 15. No significant dependence of height on absolute magnitude for this type of echo is shown. The radio heights connected by the vertical lines refer to the beginning and end of head echoes. These were not corrected for velocity because the height-velocity relation has not been determined for this type of echo.

Figure 16 shows that for bright meteors the radio height of maximum echo duration is well above the mean height of maximum light, while the reverse is true for the faint objects. The two heights coincide near zero absolute photographic magnitude. The visual heights show the same trend as the photographic but are consistently lower. It is possible that this is partly due to some systematic error; for example, the observers may draw the plotted path too long at the end, while they fail to see the beginning because the eye cannot cover all portions of a field simultaneously. It must also be remembered that the sensitivity of the eye is greater than that of the camera and will follow the path somewhat farther than the photographic record.

あわい流星で反対になる

はなれている
(悪い)

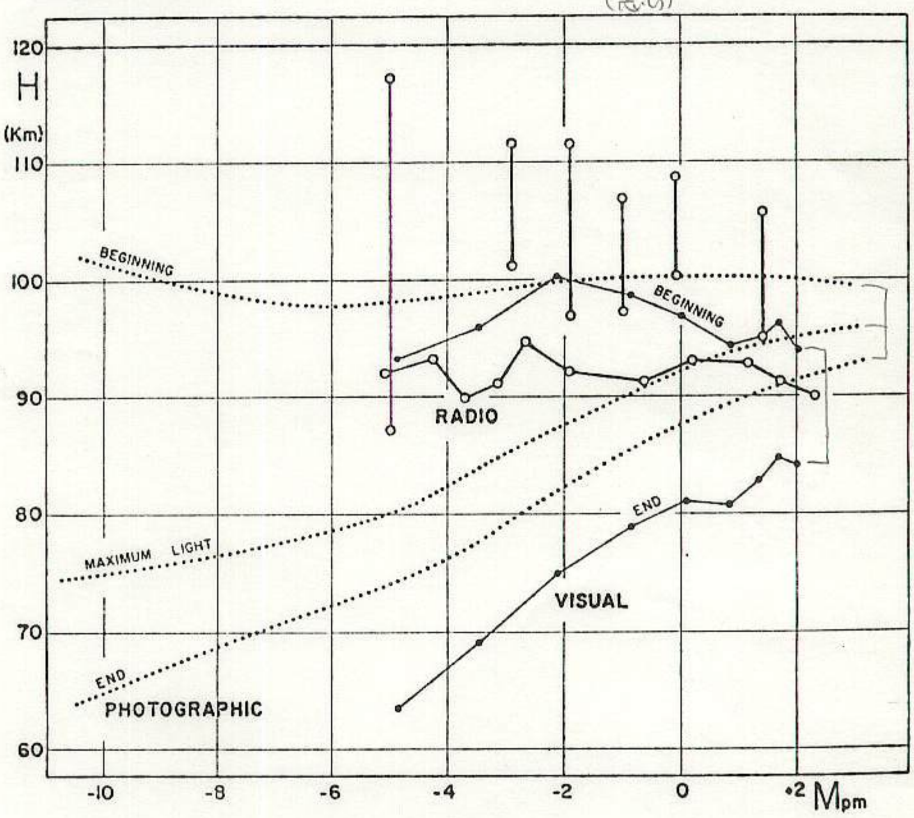


FIG. 16.—A comparison of meteor heights measured by three basic techniques. *Visual:* 2830 meteors observed on the Harvard Arizona Expedition (Öpik, 1937*a*), uncorrected for velocity. *Photographic:* 808 meteors observed on Harvard photographic programs (see Fig. 12), corrected to a standard velocity of 40 km/sec. *Radio:* 645 meteors observed on the three-station program at Ottawa. Height of maximum echo duration, corrected to a velocity of 40 km/sec, plotted by eleven connected open circles. The beginning and end of head echoes for 76 meteors shown by vertical lines and open circles, uncorrected for velocity.

・電波流星の高度は高い
・群・散在の差はさほどない
・群による違いはその性質による.

It is of interest to study the heights of meteors belonging to the prominent showers, in relation to the average heights summarized above. From the results of the Arizona expedition, Öpik (1937*a*) concluded that the paths of the shower meteors averaged from 5 to 10 km higher in the atmosphere than the paths of the non-shower meteors of corresponding velocity. Jacchia, Kopal, and Millman (1950) published the photographic heights of 170 Giacobinid meteors. Mean height of appearance was 98 km and of disappearance, 92 km. Making allowance for velocity and absolute magnitude, the mean heights of these meteors averaged from 10 to 15 km higher than the general average; this has been confirmed by two Giacobinids photographed with the Super-Schmidts, as reported by Jacchia at the ninety-third meeting of the American Astronomical society (*Sky and Telescope*, 15, 207, 1956). Apart from the Giacobinid shower, however, the other showers do not show any striking height differences from the general average (Hawkins and Southworth, 1958). There is a slight tendency for δ Aquarids to be lower than average and for Perseids, Quadrantids, and Orionids to be higher than average. These variations may be significant and may arise from differences in the physical structure of the members of various showers.

2/th

3.33. *The problem of hyperbolic velocities.*—The controversy over the existence of hyperbolic meteoric velocities has continued for many years, and there is still considerable disagreement on the subject. Schiaparelli (1866) was the first to attempt to show that the observed diurnal and annual variations in meteor rates could be explained on the basis of a uniform distribution of meteor radiants over the celestial sphere and a limiting parabolic meteor velocity. Von Niessl (1878) found that a better fit between theory and the data available at that time could be obtained if a large fraction of hyperbolic orbits was assumed to exist. Hoffmeister (1937, 1948), by a long series of painstaking observations in both the Northern and Southern Hemispheres, added much to the quality and precision of the visual data on rates and radiants. In his original analysis Hoffmeister deduced that 70 per cent of the meteors had hyperbolic velocities but more recently (Hoffmeister, 1955) has concluded that a downward adjustment of the percentage of hyperbolic orbits appears justified. The British observers have also carried out extensive visual programs, and Porter's analysis (1943, 1944) of these data led to a rather different conclusion, namely, that practically all the observed meteors moved in elliptical orbits.

Öpik (1934*b*) and Boothroyd (1934) have published observations made by the rocking-mirror method (see Sec. 2.12). In a study of 583 selected

誤差楕円の計算法

MSS資料　20th MSS
地震研究所　長沢 工

たくさんの観測から何かひとつの量を決定するときには、ふつうもっとも確からしい値として その平均値 m をとり，そのきまり方の精度として標準偏差 σ をつかって，その結果を

$$m \pm \sigma$$

という形で表わすことが多い。

ところで 相互に関係をもつ２つ以上の値を決めるときには、その精度をどのように表わせばよいだろうか、たとえば、平面上で一点を決めたいときなどの場合である。流星の計算でも、たくさんの観測から１点の輻射点を決めるとか、１本の径路直線を決めるといったことはしばしばおこる。その精度はどのように表わすか、疑問をもった方もあることと思う。

今回は そういう場合の簡単なものとして、平面上で１点を決める場合を考え、その精度を誤差楕円で示す方法を述べる

[1]　データがたくさんの点で与えられるとき

ある点の観測値が S 個あり、その座標が

$(x_1, y_1), (x_2, y_2), \cdots\cdots, (x_s, y_s)$

であるとき、その点のもっとも確からしい位置 $(\bar{x}, \bar{y})$ は

x, y のそれぞれの平均値であり

$$\left.\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{1}{s}\sum_{i=1}^{s} x_i \\ \bar{y} &= \frac{1}{s}\sum_{i=1}^{s} y_i \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

で計算できる。

ここで、平均値からのずれを各点の x, y 座標について考え、下に示す量をそれぞれ計算する

$$\left.\begin{aligned} a_{11} &= \frac{1}{s-2}\sum_{i=1}^{s}(x_i-\bar{x})^2 \\ a_{22} &= \frac{1}{s-2}\sum_{i=1}^{s}(y_i-\bar{y})^2 \\ a_{12} = a_{21} &= \frac{1}{s-2}\sum_{i=1}^{s}(x_i-\bar{x})(y_i-\bar{y}) \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

ここで a_{11} は x 方向の分散

a_{22} は y 方向の分散

$a_{12}=a_{21}$ は x, y 方向の共分散といわれる量である。 また S から 2を引くのは 点の自由度が x, y 方向の 2つであることによる.

ここで 行列
$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}$$
を考えるとき. これを 分散,共分散行列という。

分散,共分散行列ができると この行列の固有値, 固有ベクトルが それぞれ 誤差楕円の半径 およびその向きとなる.

固有値を λ とすると λ を求める固有方程式は

$$\begin{vmatrix} a_{11}-\lambda & a_{12} \\ a_{21} & a_{22}-\lambda \end{vmatrix}=0 \qquad (3)$$

で与えられる. これは λ の 2次方程式であって, その根を λ_1, λ_2 であらわす

($\lambda_1 \geqq \lambda_2$ とする)

λ_1 に対する固有ベクトル が x 軸となす角を θ_1 とし

λ_2 〃 〃 θ_2 とすると

$$\left.\begin{aligned} \tan\theta_1 &= \frac{\lambda_1-a_{11}}{a_{12}} = \frac{a_{21}}{\lambda_1-a_{22}} \\ \tan\theta_2 &= \frac{\lambda_2-a_{11}}{a_{12}} = \frac{a_{21}}{\lambda_2-a_{22}} \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

すると 誤差楕円は θ_1 の方向に長半径 $\sqrt{\lambda_1}$

θ_2 の方向に短半径 $\sqrt{\lambda_2}$

をもつものとして書くことができる。そして 任意の向きに対する標準偏差が その楕円の 中心からの距離で示されることになる.

(実例) 点 (3, 5), (0, 4), (2, 3), (1, 0), (−1, −2)

の平均とばらつきの精度

$$\bar{x}=\frac{1}{5}(3+0+2+1-1)=1$$
$$\bar{y}=\frac{1}{5}(5+4+3+0-2)=2$$

ここから つぎの表をつくる.

i	x_i	y_i	$x_i-\bar{x}$	$y_i-\bar{y}$	$(x_i-\bar{x})^2$	$(y_i-\bar{y})^2$	$(x_i-\bar{x})(y_i-\bar{y})$
1	3	5	2	3	4	9	6
2	0	4	−1	2	1	4	−2
3	2	3	1	1	1	1	1
4	1	0	0	−2	0	4	0
5	−1	−2	−2	−4	4	16	8
計	5	10	0	0	10	34	13

$$a_{11} = 10/3 = 3.33333$$
$$a_{22} = 34/3 = 11.33333$$
$$a_{12} = a_{21} = 13/3 = 4.33333$$

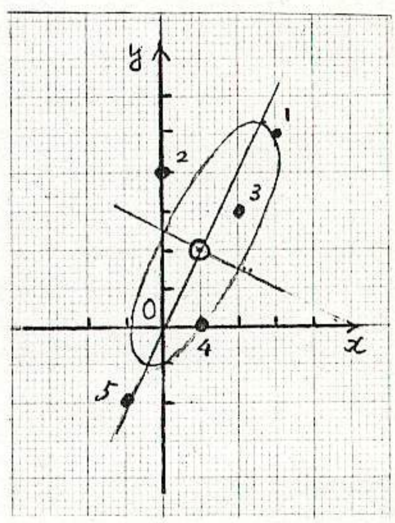
分散・共分散行列

$$\begin{pmatrix} \frac{10}{3} & \frac{13}{3} \\ \frac{13}{3} & \frac{34}{3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3.33333 & 4.33333 \\ 4.33333 & 11.33333 \end{pmatrix}$$

固有方程式

$$\begin{vmatrix} 3.33333-\lambda & 4.33333 \\ 4.33333 & 11.33333-\lambda \end{vmatrix} = 0$$

$$\lambda^2 - 14.66666\lambda + 19 = 0$$



固有値

$\lambda_1 = 13.2306$ $\quad \sqrt{\lambda_1} = 3.6374$

$\lambda_2 = 1.4361$ $\quad \sqrt{\lambda_2} = 1.1984$

固有ベクトル

$\tan\theta_1 = 2.2840$ $\quad \theta_1 = 66°.35$

$\tan\theta_2 = -0.4378$ $\quad \theta_2 = -23°.65$

したがって誤差楕円は右の図のようになる

［2］ 直線の交点として点を決めるとき

直線が

$$\left.\begin{aligned} a_1x + b_1y &= c_1 \\ a_2x + b_2y &= c_2 \\ &\vdots \\ a_sx + b_sy &= c_s \end{aligned}\right\}$$

で与えられたとき、それぞれの直線からの距離の2乗和を最小にする点 $(\bar{x}, \bar{y})$ を求める。

方程式を標準形に直す。両辺を $\sqrt{a_i^2+b_i^2}$ で割って

$$\frac{a_i}{\sqrt{a_i^2+b_i^2}} = l_i \qquad \frac{b_i}{\sqrt{a_i^2+b_i^2}} = m_i \qquad \sqrt{a_i^2+b_i^2} = p_i$$

とし、

$$\left.\begin{array}{l} l_1 x + m_1 y = p_1 \\ l_2 x + m_2 y = p_2 \\ \cdots\cdots \\ l_s x + m_s y = p_s \end{array}\right\}$$

とする。これを最小二乗法でとくことで $\bar{x}, \bar{y}$ を求める。正規方程式は

$$\left.\begin{array}{l} [ll]\bar{x} + [lm]\bar{y} = [lp] \\ [lm]\bar{x} + [mm]\bar{y} = [mp] \end{array}\right\} \qquad \begin{array}{l} [ll] = l_1^2 + l_2^2 + \cdots + l_s^2 \\ [lm] = l_1 m_1 + l_2 m_2 + \cdots + l_s m_s \\ \text{など} \end{array}$$

であるから、ここから $\bar{x}, \bar{y}$ が出せる

分散、共分散行列は、この係数行列の逆行列を求め、その要素をすべて $s-2$ で割ることで得られる。すなわち

直線までの垂線の長さの標準偏差

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} = \frac{\sigma}{s-2} \begin{pmatrix} [ll] & [lm] \\ [lm] & [mm] \end{pmatrix}^{-1}$$

分散、共分散行列から先の計算は前の場合と同様である

(実例)

$$\left.\begin{array}{l} x - 2y = -2 \\ 2x - y = 2 \\ x + y = -2 \end{array}\right\}$$

の3直線からきまる点。

標準形に直して

$$\frac{1}{\sqrt{5}}x - \frac{2}{\sqrt{5}}y = -\frac{2}{\sqrt{5}}$$
$$\frac{2}{\sqrt{5}}x - \frac{1}{\sqrt{5}}y = \frac{2}{\sqrt{5}}$$
$$\frac{1}{\sqrt{2}}x + \frac{1}{\sqrt{2}}y = -\frac{2}{\sqrt{2}}$$

ここから $[ll] = 1.5$ $\quad [lp] = -0.6$

$[mm] = 1.5$ $\quad [mp] = -0.6$

$[lm] = -0.3$

DATE 58・7・3　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　NO.

27th MSS

大気の抵抗による流星の速度変化について

寺田　充

流星の日心軌道を求める場合、観測された速度に対して
大気の抵抗及び地球の引力の補正を加える必要がある。

① 地球の引力のみが働いた場合の流星の径路、速度

② 引力、大気の抵抗の双方が働いた場合の径路、速度

①及び②の差異の計算については「本初軌道における流星の位置、速度」（長沢工 1981）に詳しく論じられている。

本報では、大気の抵抗が、速度に及ぼす影響を「本初軌道における……」による方法と Runge-Kutta-Gill 法で微分方程式を解く方法により、サンプルデータの速度の影響を計算し、比較した。

1. 「本初軌道における……」による方法

流星の発光点の座標 $\mathbf{r}(\xi, \eta, \zeta)$　　$r^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$

〃　　に於ける流星の速度 $\mathbf{v}(\dot{\xi}, \dot{\eta}, \dot{\zeta})$、$v^2 = \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 + \dot{\zeta}^2$

$$\Gamma = |\mathbf{r} \times \mathbf{v}| = \sqrt{(\eta\dot{\zeta} - \zeta\dot{\eta})^2 + (\zeta\dot{\xi} - \xi\dot{\zeta})^2 + (\xi\dot{\eta} - \eta\dot{\xi})^2}$$

流星軌道の半主軸 a、離心率 e 及び平均運動 n の値は、

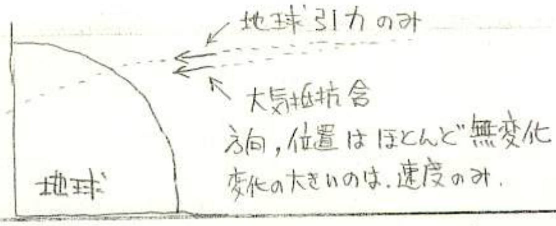
$$\frac{1}{a} = \frac{v^2}{\mu} - \frac{2}{r}$$

$$e^2 = \frac{\Gamma^2}{\mu a} + 1$$

$$n^2 = \frac{\mu}{a^3}$$

ここで地心引力定数 μ の値は、
$\mu = 398600.5\ \mathrm{km^3/s^2}$

MSS-027



DATE　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　NO.

$$s = \frac{a}{r}$$

スケールハイト　$\alpha = 1/7.1724$ km

観測点（流星発光点）の大気密度　ρ_a (kg/km^3)

抵抗係数　C_D
形状因数　A
流星密度　ρ_m　　　として

$$C = C_D \cdot A \cdot \rho_m^{-\frac{2}{3}} \, m^{-\frac{1}{3}}$$

$$p_0 = 1$$

$$p_1 = -\frac{s^2}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}(1+2s)} \{1+(e^2+1)s\}$$

$$p_2 = \frac{s^3}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}^2(1+2s)^2} \{6+33s+(-15+75)s^2$$

$$+(3e^4-57e^2+90)s^3+(15e^4-72e^2+57)s^4+(15e^4-30e^2+15)s^5\}$$

$$q_0 = 1+s$$

$$q_1 = -\frac{s^2}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}(1+2s)} \{1+(3e^2+2)s+(5e^2+1)s^2\}$$

$$q_2 = \frac{s^3}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}^2(1+2s)^2} \{6+(12e^2+39)s+(51e^2+108)s^2$$

$$+(3e^4+48e^2+165)s^3+(12e^4-51e^2+147)s^4+(18e^4-90e^2+72)s^5$$

$$+(15e^4-30e^2+15)s^6\}$$

DATE　・・・　　NO.

大気による速度変化 δv（第1回目の近似）は

$$\delta v = -\frac{C}{\alpha}\frac{na\,\rho_a}{\sqrt{1+2s-(e^2-1)s^2}}\left[(1+2s)-\frac{s^2}{\alpha a}\frac{1+(e^2+3)s+(2e^2+2)s^2}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}(1+2s)}\right.$$

$$+\frac{s^3}{\alpha^2 a^2}\frac{1}{\{1+2s-(e^2-1)s^2\}(1+2s)^2}\{4+(3e^2+28)s+(11e^2+79)s^2$$

$$+(-3e^2+119)s^3+(3e^4-54e^2+107)s^4+(13e^4-70+57)s^5$$

$$\left.+(14e^4-28e^2+14)s^6\}\right]$$

これは1回目の近似で、さらに (ξ, η, ζ) $(\dot\xi, \dot\eta, \dot\zeta)$ を補正し数回操り返し計算すると、収束する。しかし実用上はこの第1回目のの近似で十分な精度が得られている。（くり返す必要なし）

2. Runge-Kutta-Gill 法による解法

流星体に働く大気の抵抗 $R = -Cv^2\rho_a\cdot\frac{\vec v}{v}$

これを基に流星の運動方程式を数値的に解く。

マイコンでは、これに時間がかかる

MSS027

DATE . . .　　　　　　　　NO.

3. 計算

$C_D = 1$

$A = 1.2$

$\rho_m = 0.282\ g/cm^{-3}$

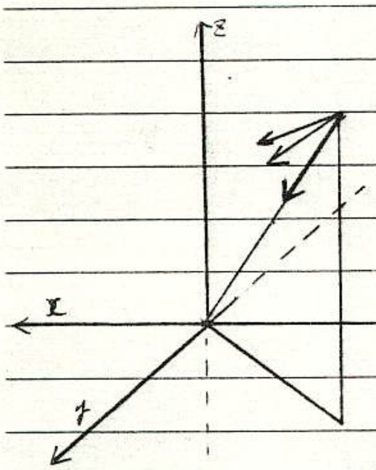
ρ_aは US 標準大気を補間して求めた。

R-K-G法の積分間隔は、大気密度の逆数に比例させた。

初期値　$\varphi = 35°N,\ \lambda = 140°E,\ h = 100km$

速度　35 km/s, 50 km/s, 60 km/s, 72 km/s

輻射点の天頂角 z = 0°, 30°, 60°



「本初軌道における…」により求めた δV

	z=0°	z=30°	z=60°
Vobs 35 km/s	0.035	0.040	0.069
50	0.050	0.057	0.098
60	0.060	0.069	0.118
72	0.072	0.083	0.142

「本報の結果」　ほぼ良い結果が得られた

	z=0°	z=30°	z=60°
Vobs 35 km/s	0.032	0.037	0.064
50	0.046	0.053	0.091
60	0.055	0.063	0.109
72	0.066	0.076	0.131

4MSS

不確かさのある2点を通る大円の極の不確かさの計算

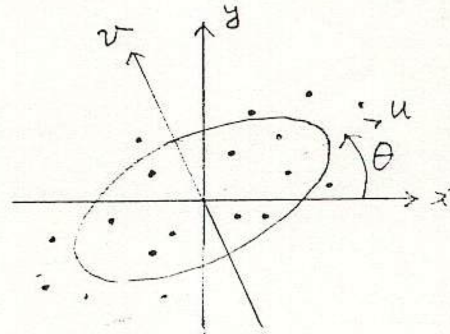
— 写真流星の輻射点精度の計算のために —

東大地震研究所　長沢 工

平面上の点の位置の不確かさを示すのに、x, y 方向のそれぞれの分散（あるいは標準偏差）を使うことが多い。しかし、その不確かさに、x, y 方向相互の間に相関があるときは、それだけでは不十分で、共分散 σ_{xy} を使って相関の程度を示す必要がある。

σ_x, σ_y（x, y 方向の標準偏差）および σ_{xy} を使って、その点の不確かさを示すのと同等なものとして σ_u, σ_v, θ の三つのパラメーターを使うこともできる。ここで、u, v は そのばらつきに相関がない方向、θ は その軸と x 軸との角である。点の不確かさを表示する誤差楕円を描くには、この方が都合がよい。

この考えは球面上の点の不確かさを表現するのにも、そのまま適用できる。



不確かさを含む二点、

$$P_1(l_1, m_1, n_1) = (P_{01}, u_1, v_1, \theta_1)$$
$$P_2(l_2, m_2, n_2) = (P_{02}, u_2, v_2, \theta_2)$$

があるとき、その二点を通る大円の極Qとする。ただし、ここでQはP$_1$ からP$_2$ へ大円に沿って最短距離で移動するとき、天球の外側から見て左側にある極とする。このとき、Qの位置の不確かさは、いままでの結果から、つぎの順序で計算できる。

まず、

$$\Gamma^2 = (m_1n_2 - n_1m_2)^2 + (n_1l_2 - l_1n_2)^2 + (l_1m_2 - m_1l_2)^2$$

ただし　$\Gamma > 0$

および

$$L = (m_1n_2 - n_1m_2)/\Gamma$$
$$M = (n_1l_2 - l_1n_2)/\Gamma$$
$$N = ({}_1l_2m - m_1l_2)/\Gamma$$

で、　P_1, P_2 間の角距離の正弦Γ、および極Qの平均の位置の方向余弦(L,M,N) を計算する。つぎに、

$$U_1 = \{-(Lm_1 - Ml_1)\cos\theta_1 + N\sin\theta_1\}/(1 - n_1^2)^{1/2}$$
$$V_1 = \{N\cos\theta_1 + (Lm_1 - Ml_1)\sin\theta_1\}/(1 - n_1^2)^{1/2}$$
$$U_2 = \{-(Lm_2 - Ml_2)\cos\theta_2 + N\sin\theta_2\}/(1 - n_2^2)^{1/2}$$
$$V_2 = \{N\cos\theta_2 + (Lm_2 - Ml_2)\sin\theta_2\}/(1 - n_2^2)^{1/2}$$

を計算する。ここで

$$U_1^2 + V_1^2 = 1$$
$$U_2^2 + V_2^2 = 1$$

である。この関係は計算のチェックに利用できる。さらに、

$$\sigma_1^2 = U_1^2\sigma_{u1}^2 + V_1^2\sigma_{v1}^2$$
$$\sigma_2^2 = U_2^2\sigma_{u2}^2 + V_2^2\sigma_{v2}^2$$

によって、σ_1^2, σ_2^2 を求めておく。

つぎに、

$$\sigma_L^2 = (1/\Gamma^2)\{(Mn_2 - Nm_2)^2\sigma_1^2 + (Mn_1 - Nm_1)^2\sigma_2^2\}$$
$$\sigma_M^2 = (1/\Gamma^2)\{(Nl_2 - Ln_2)^2\sigma_1^2 + (Nl_1 - Ln_1)^2\sigma_2^2\}$$
$$\sigma_N^2 = (1/\Gamma^2)\{(Lm_2 - Ml_2)^2\sigma_1^2 + (Lm_1 - Ml_1)^2\sigma_2^2\}$$

で $\sigma_L^2, \sigma_M^2, \sigma_N^2$ を計算する。ここでは

$$\sigma_L^2 + \sigma_M^2 + \sigma_N^2 = (1/\Gamma^2)(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)$$

の関係があり、これもチェックに利用できる。

ここから、

$$\sigma_y^2 = \sigma_N^2/(1 - N^2)$$
$$\sigma_x^2 = \sigma_L^2 + \sigma_M^2 + \sigma_N^2 = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2)/\Gamma^2 - \sigma_y^2$$
$$\sigma_{xy} = \{L^2(\sigma_L^2 + \sigma_N^2 - \sigma_y^2) - M^2(\sigma_M^2 + \sigma_N^2 - \sigma_y^2)\}/2LMN$$

で、$\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_{xy}$を求めることができる。もし、L,M,N のいずれかがゼロのときは、σ_{xy}は、

$$\sigma xy = [\{LMN(m_2^2 - l_2^2) + N(L^2 - M^2) l_2 m_2 + (1-N^2)(Mn_2 l_2 - Lm_2 n_2)\}\sigma_1^2$$
$$+ \{LMN(m_1^2 - l_1^2) + N(L^2 - M^2) l_1 m_1 + (1-N^2)(Mn_1 l_1 - Lm_1 n_1)\}\sigma_2^2]/\{(1-N^2)\Gamma^2\}$$

として計算できる。特に　N = 1 のときはQは天の北極であり、ローカルな座標系を、QXをx軸の正の向き、QYをy軸の正の向きと取り直して、

$$\sigma_x^2 = (1/\Gamma^2)(m_2^2\sigma_1^2 + m_1^2\sigma_2^2)$$
$$\sigma_y^2 = (1/\Gamma^2)(l_2^2\sigma_1^2 + l_1^2\sigma_2^2)$$
$$\sigma_{xy} = (1/2\Gamma^2)\{(l_2 - m_2)^2\sigma_1^2 + (l_1 - m_1)^2\sigma_2^2\}$$

の形に書くことができる。また、　N = -1　のときはQは天の南極で、こんどはQXをx軸の正の向きに、QYをy軸の負の向きに取り直すことにより、

$$\sigma_x^2 = (1/\Gamma^2)(m_2^2\sigma_1^2 + m_1^2\sigma_2^2)$$
$$\sigma_y^2 = (1/\Gamma^2)(l_2^2\sigma_1^2 + l_1^2\sigma_2^2)$$
$$\sigma_{xy} = (1/2\Gamma^2)\{(l_2 + m_2)^2\sigma_1 + (l_1 + m_1)^2\sigma_2\}$$

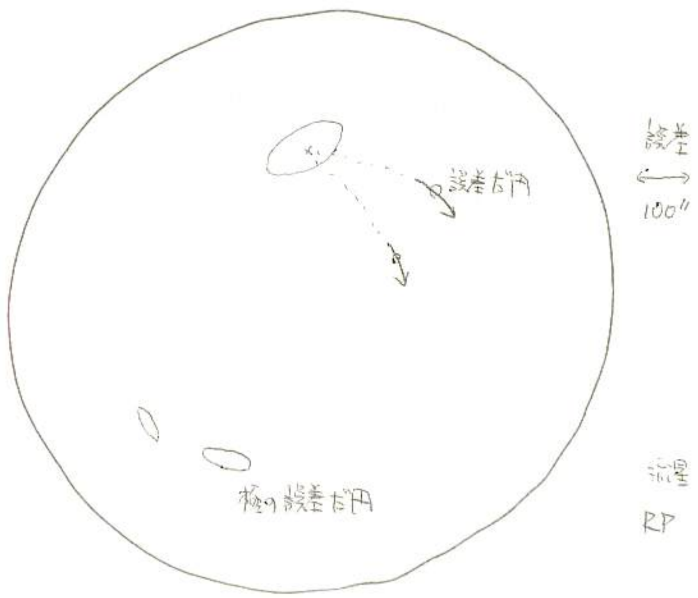
となる。とにかく、これで、どんな場合でも$\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_{xy}$ を計算することができる。

ここから、Q点の不確かさに関する量$\sigma_u, \sigma_v, \theta$は、

$$\tan 2\theta = 2\sigma_{xy}/(\sigma_x^2 - \sigma_y^2) \qquad (0^\circ \leqq \theta < 90^\circ)$$
$$\sigma_u^2 = \sigma_x^2\cos^2\theta + 2\sigma_{xy}\cos\theta\sin\theta + \sigma_y^2\sin^2\theta$$
$$\sigma_v^2 = \sigma_x^2\sin^2\theta - 2\sigma_{xy}\cos\theta\sin\theta + \sigma_y^2\cos^2\theta$$

として求めることができる。これで計算は終了である。

途中にでてくる$\sigma_L, \sigma_M, \sigma_N$ の値を通常の数値で知りたいのなら、$\sigma_{u1}, \sigma_{v1}, \sigma_{u2}$ σ_{v2}の値をラジアンで表現する必要がある。しかし、その意味を特に考えることをしなければ、これらを、たとえば角度の秒単位で表したまま計算をすすめて差し支えはない。そうすれば、$\sigma_u, \sigma_v, \sigma_x, \sigma_y$ などはそのまま秒単位の数値がでてくる。



流星 4″，10″ のとき
RP 100″ だった

MSS-062

1992.4.12 MSS-62

大気中の流星速度の表示形式と地球の影響がないときの流星速度

長沢　工

1　はじめに

流星の日心軌道を決める場合にもっとも大きな誤差が入りこむのは、観測した速度を大気圏外の速度に補正するところである。これを「大気圏外の速度に補正する」というのはあまり正確ではなく、むしろ「地球の影響を取り去った速度に補正する」というべきであろう。
回転シャッターなどで写真像を切断した流星の空間位置 d を、その経路に沿って時刻の関数として表す場合、あるいはそこから流星速度 v を求める場合、しばしば、

$$d = d_0 + d_1 t + d_2 t^2, \qquad v = d_1 + 2dt, \tag{1}$$

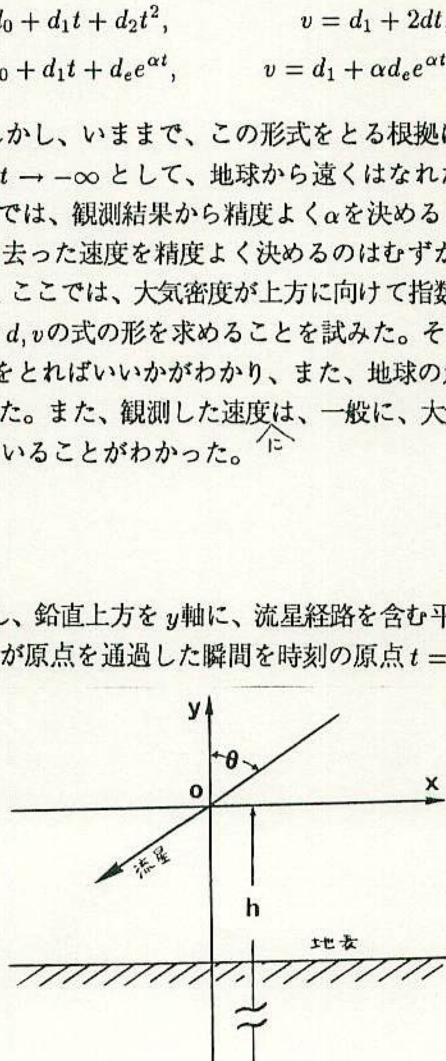
$$d = d_0 + d_1 t + d_e e^{\alpha t}, \qquad v = d_1 + \alpha d_e e^{\alpha t}, \tag{2}$$

などといった形が仮定される。しかし、いままで、この形式をとる根拠はあまりはっきり示されてはいなかった。ここで、(1) の表示では $t \to -\infty$ として、地球から遠くはなれた点での速度を求めることができない欠点がある。また (2) の表示では、観測結果から精度よく α を決めることが困難である。いずれにしても、ここから、地球の影響を取り去った速度を精度よく決めるのはむずかしい。

こうした状況を改善するため、ここでは、大気密度が上方に向けて指数関数的に減少することを仮定し、運動方程式を近似的に解くことで d, v の式の形を求めることを試みた。その結果、上記の形式をとる根拠がはっきりし、指数 α にどういう値をとればいいかがわかり、また、地球の影響を取り去ったときの速度を比較的高精度に求める方法が導かれた。また、観測した速度は、一般に、大気による減速よりも、地球の引力による加速の方が大きく影響していることがわかった。

2　基礎方程式

地表を平面で近似することにし、鉛直上方を y 軸に、流星経路を含む平面を xy 面にとる。つぎに流星経路中の任意の点を原点とし、流星が原点を通過した瞬間を時刻の原点 $t = 0$ にとる。



このとき、大気による流星の摩耗をも考慮して、一応、つぎのような基礎方程式を書くことができる。

$$\begin{aligned} \zeta\dot{m} &= -\frac{1}{2}\Lambda F\rho v^3, \\ m\ddot{x} &= -\frac{1}{2}C_D F\rho v\dot{x}, \\ m\ddot{y} &= -\frac{1}{2}C_D F\rho v\dot{y} - \frac{mGE}{(h+y)^2}. \end{aligned} \tag{3}$$

ただし、

$$v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2, \tag{4}$$

であり、それぞれの記号の意味と概略の数値はつぎのとおりである。

m: 流星体の質量、

ζ: 流星体の単位質量を気化するエネルギー、$(\sim 8\times 10^6 J/kg = 8km^2/m^2)$

Λ: 運動エネルギーの減少が気化に使われる割合、(~ 0.02)

F: 流星体の進行方向断面積、

ρ: 大気密度、

C_D: 抵抗係数、(~ 1)

GE: 地心引力定数、$(\sim 4.0\times 10^5 km^3/s^2)$

h: 地球中心から座標原点までの距離、$(\sim 6.5\times 10^3 km)$

v: 流星速度。

3 基礎方程式の変形

ここで、つぎの置き換えをする。

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 e^{-\alpha y}, \\ F &= \frac{Am^{2/3}}{\rho_m^{2/3}}, \\ m &= m_* M, \end{aligned} \tag{5}$$

ただし、

ρ_0: $y=0$ のところの大気密度、$(\sim 5.6\times 10^2 kg/km^3)$

α: スケールハイトの逆数、$(\sim 0.17km^{-1})$ 0.175 80~110km

A: 形状因数、(~ 1.2)

ρ_m: 流星体密度、$(\sim 0.3g/cm^3)$

M: m を無次元化するために導入した質量、$(M = 1g = 10^{-3}kg)$

v_0: 地球の影響がないときの流星体速度、$(\sim 40km/s)$

c: その鉛直成分。($\sim 20km/s$)

MSS-062

これによって、基礎方程式をつぎのように書き直すことができる。

$$\begin{aligned} \dot{m}_* &= -\beta^3 \frac{\alpha}{v_0^2} m_*{}^{2/3} v^3 e^{-\alpha y}, \\ \ddot{x} &= -\delta^3 \alpha m_*{}^{-1/3} v \dot{x} e^{-\alpha y}, \\ \ddot{y} &= -\delta^3 \alpha m_*{}^{-1/3} v \dot{y} e^{-\alpha y} - \varepsilon \frac{c^2 h}{(h+y)^2}, \end{aligned} \tag{6}$$

ただし、

$$\begin{aligned} \beta^3 &= \frac{\Lambda A \rho_0 v_0^2}{2\zeta \rho_m^{2/3} M^{1/3} \alpha} \sim 1.8 \times 10^{-3}, \\ \delta^3 &= \frac{C_D A \rho_0}{2\rho_m^{2/3} M^{1/3} \alpha} \sim 4.4 \times 10^{-4}, \\ \varepsilon &= \frac{GE}{c^2 h} \sim 1.5 \times 10^{-1}, \end{aligned} \tag{7}$$

と置いている。$\beta, \delta, \varepsilon$はすべて無次元の小さい正の数で、どれもほぼ同じオーダーになるようにとっている。

4 基礎方程式の解

図に示したように、時間とともにxもyも減少する向きに流星が進行しているものとし、地球の影響がないときの運動を、

$$\begin{aligned} x &= x_0 - st, \\ y &= y_0 - ct, \end{aligned}$$

で表わせるものとする。ただし、そのときの速度をv_0、進行方向が鉛直方向と成す角をθとして、

$$\begin{aligned} s &= v_0 \sin\theta, \\ c &= v_0 \cos\theta, \end{aligned}$$

である。このとき、方程式の解を$\beta, \delta, \varepsilon$について展開した形で3次まで求めると、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} m_* &= m_0 - \beta^3 \frac{v_0}{c} m_0{}^{2/3} e^{-\alpha(y_0 - ct)}, \\ x &= x_0 - st + \delta^3 \frac{v_0 s}{\alpha c^2 m_0{}^{1/3}} e^{-\alpha(y_0-ct)}, \\ y &= y_0 - ct + \delta^3 \frac{v_0}{\alpha c m_0{}^{1/3}} e^{-\alpha(y_0-ct)} + \varepsilon h \log\left(1 + \frac{y_0 - ct}{h}\right) \\ &\quad + \frac{\varepsilon^2 h^2}{h + y_0 - ct}\left[\frac{3}{2} + \log\left(1 + \frac{y_0 - ct}{h}\right)\right] \\ &\quad + \frac{\varepsilon^3 h^3}{(h + y_0 - ct)^2}\left[\frac{1}{4} - \frac{1}{2}\log\left(1 + \frac{y_0 - ct}{h}\right) - \frac{1}{2}\left(\log\left(1 + \frac{y_0 - ct}{h}\right)\right)^2\right]. \end{aligned} \tag{8}$$

ここで、m_0, x_0, y_0, c, s は、積分定数、また log は e を底とした対数である。

注目すべきことは、δを含む大気抵抗の項は3次項だけなのに、地球引力によるεを含む項は1次からはじまっていて、より大きい影響を与えていることである。

MSS-062

5 速度の表示形式

上記の解を微分して速度成分を求める。簡単にするために、

$$f(t) = 1 + \frac{y_0 - ct}{h}, \tag{9}$$

と置くことにすると、

$$\dot{x} = -v_0 \sin\theta \left[1 - \delta^3 \frac{e^{-\alpha(y_0-ct)}}{{m_0}^{1/3}\cos\theta}\right], \tag{10}$$

$$\dot{y} = -v_0 \cos\theta \left[1 - \delta^3 \frac{e^{-\alpha(y_0-ct)}}{{m_0}^{1/3}\cos\theta} + \frac{\varepsilon}{f} - \frac{\varepsilon^2}{f^2}\left(\frac{1}{2} + \log f\right) - \frac{\varepsilon^3}{f^3}(1 - (\log f)^2)\right], \tag{11}$$

が得られ、そこから速度 v は、

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2} \\ &= v_0 \left[1 - \delta^3 \frac{e^{-\alpha(y_0-ct)}}{{m_0}^{1/3}\cos\theta} + \frac{\varepsilon\cos^2\theta}{f} - \frac{\varepsilon^2\cos^2\theta}{f^2}\left(\frac{1}{2}\cos^2\theta + \log f\right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\varepsilon^3\cos^2\theta}{f^3}\left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\cos^4\theta + \sin^2\theta\log f - (\log f)^2\right)\right], \end{aligned} \tag{12}$$

となる。ここで y_0 は地球の影響がまったくなかった場合に $t = 0$ で流星が到達する点の y 座標であるが、事実上 $y_0 = 0$ であることは容易に確かめられる。また、$f(t)$ に含まれる t はすべて ct/h の形であり、観測範囲では、

$$\left|\frac{ct}{h}\right| \ll 1$$

である。したがって ε を含む項を ct/h で展開して t のベキ級数とし、全体を、

$$\begin{aligned} v &= (1+\Delta)v_0 - v_e e^{\alpha ct} + 2d_2 t + 3d_3 t^2 + \cdots, \\ \Delta &= \varepsilon\cos^2\theta - \frac{\varepsilon^2}{2}\cos^4\theta - \frac{\varepsilon^3}{2}\cos^2\theta(3 - 4\cos^4\theta) + \cdots, \end{aligned} \tag{13}$$

ただし、

$$d_2 = \frac{GE}{2h^2}\cos\theta + \cdots, \tag{14}$$

の形に書き直すことができる。t が高次になるにつれてその係数は急激に小さくなるから、測定精度から考えて、v の表示は、事実上 1 次項までで十分である。

上の式を積分して、経路に沿った流星の位置 d を示す関係式を求めると、

$$d = d_0 + (1+\Delta)v_0 t - \frac{v_e}{\alpha c}e^{\alpha ct} + d_2 t^2 + \cdots, \tag{15}$$

となる。つまり、流星の位置を決める一般形式は、

$$d = d_0 + d_1 t + \left(\frac{GE}{2h^2}\cos\theta\right)t^2 - d_e e^{\alpha ct}, \tag{16}$$

の形にしてよいことがわかる。このとき、e の指数が $\alpha ct = \alpha t v_0 \cos\theta$ であり、観測から決定できる量であることは重要である。また、この形で位置を決めたとき、地球の影響を取り去った速度 v_0 は、大気抵抗による減速を分離したあとの 1 次項の係数 d_1 から、

$$v_0 = \frac{d_1}{1+\Delta}, \tag{17}$$

で計算できる。$v_0\cos\theta, \varepsilon$ は観測から精度よく求めることができるから、地球の影響を取り去った速度もそれに応じてかなりの精度で求めることができる。

MSS-062

6　結論と検討

以上のことから、大気中で観測されるその経路に沿った流星位置 d は、t の関数として、

$$d = d_0 + d_1 t + \left(\frac{GE}{2h^2}\cos\theta\right) t^2 - d_e e^{\alpha ct}, \tag{18}$$

の形で近似すればよいという結論が得られた。d_0, d_1, d_eは観測データから決める未知係数である。そして流星速度 vは、

$$v = d_1 + \left(\frac{GE}{h^2}\cos\theta\right) t - d_e \alpha c e^{\alpha ct}, \tag{19}$$

の関係式で求めることができる。t の 1 次項は地球引力によって加速する成分であり、e の指数項は大気により減速する成分である。

観測データの解析によって加速項と減速項の分離がうまくできれば、地球の影響を取り去った流星速度 v_0は、

$$\begin{aligned} v_0 &= \frac{d_1}{1+\Delta}, \\ \Delta &= \varepsilon\cos^2\theta - \frac{\varepsilon^2}{2}\cos^4\theta - \frac{\varepsilon^3}{2}\cos^2\theta(3-\cos^4\theta), \end{aligned}$$ 19'

の関係で比較的高精度に求めることができる。θは流星の進行方向が鉛直線と成す角である。ε, θの決定精度が高いので、その結果も信頼度が高い。

この結果は地表を平面で近似したため、この形式のまま遠く離れたところの速度を考えてよいのか、若干の疑問がある。しかし、地球を中心対称の球で近似したときには、地球中心からの h の点で大気減速を分離した速度 d_1 から、v_0は、

$$v_0 = \sqrt{d_1^2 - \frac{2GE}{h}}, \tag{20}$$

の式で求められることがわかっている。これを同じ形式に変形すると、

$$\Delta = \varepsilon\cos^2\theta - \frac{\varepsilon^2}{2}\cos^4\theta - \frac{\varepsilon^3}{2}\cos^6\theta + \cdots, \tag{21}$$

となり、(13) 式とはεの 2 次項までは一致する。だから、平面近似の結果を使っても特に問題は生じないと思われる。v_0を求めるときには、(13) 式よりも (21) 式のΔを使った方がいいかもしれない。

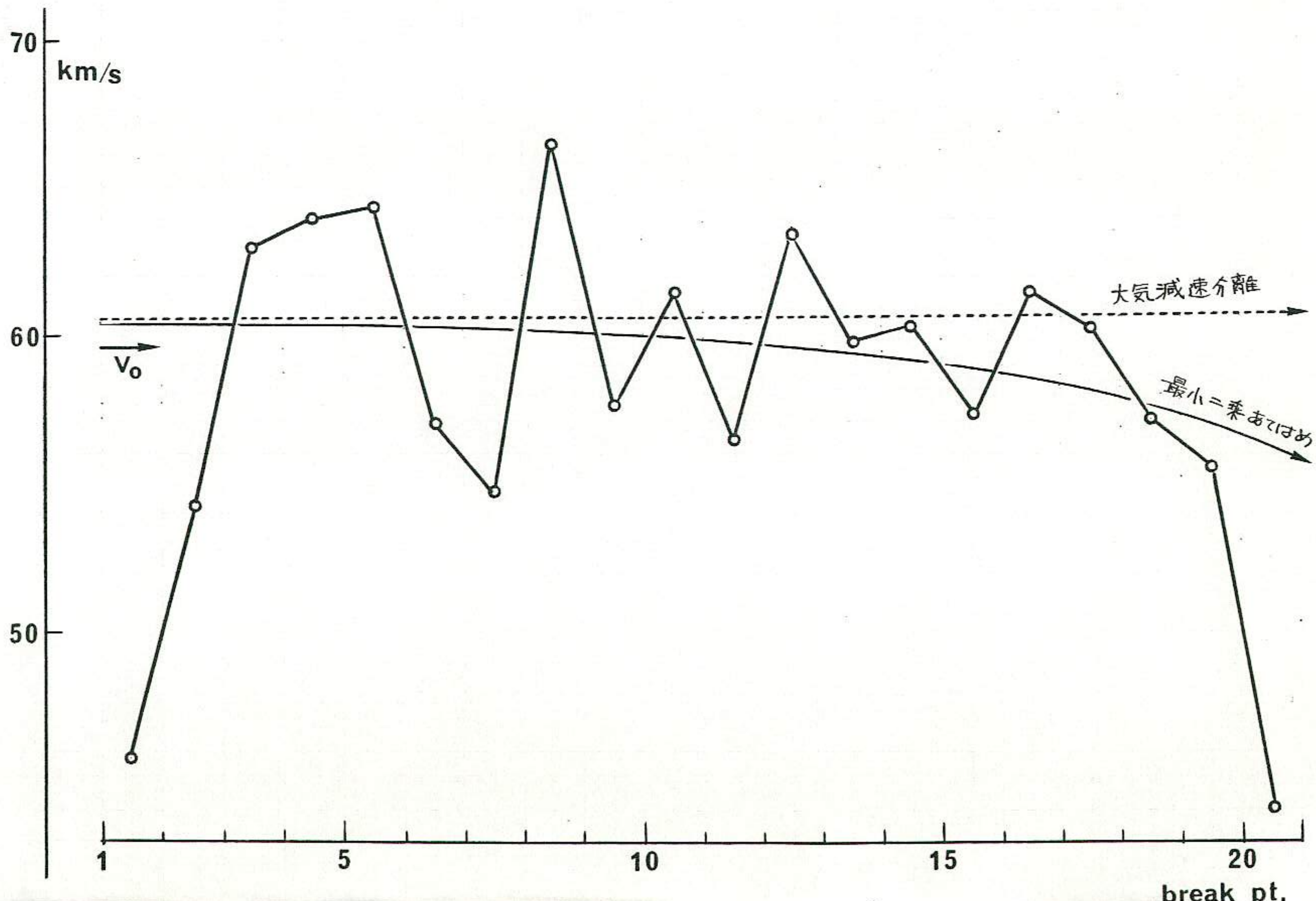
計算例　1983年8月13日 2時48分2秒 ペルセウス群流星　長野県 八千穂村（理大）
湯の丸高原（信州大）

切断数 21　最小二乗近似　18式 $d = 9.819606 + 60.5798t + 0.00405951t^2 - 0.0566916e^{8.95272t}$

$\left(\begin{array}{l}\theta = 31.5^\circ \\ v_0 = 60\,\mathrm{km/s}\text{ と仮定}\end{array}\right)$　19式 $v = 60.5798 + 0.00811902t - 0.507544e^{8.95272t}$

$\Delta = 0.016944$　19'式 $v_0 = 60.5798 / 1.016944 = 59.5705\ (\mathrm{km/s})$　（前の計算 59.50 km/s）

Meteor-88 Ver. 1.21



MSS-062

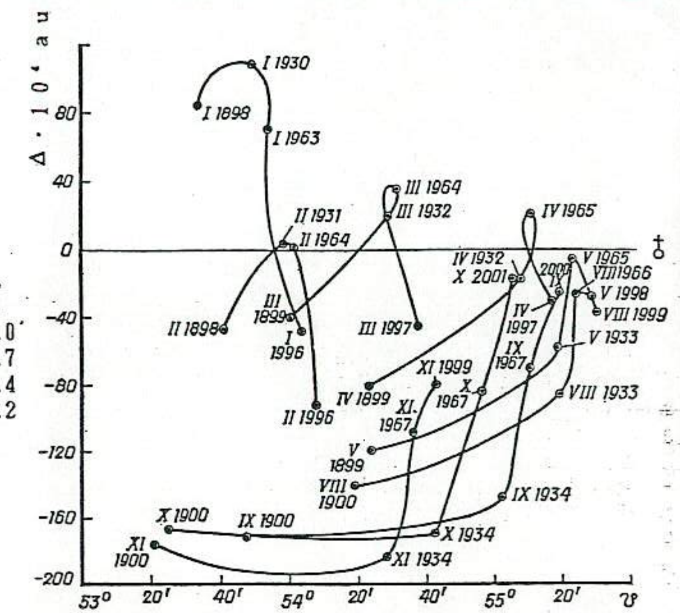
と惑星からの摂動を含んだ昇交点黄経の変化は、

$$\Omega = 231°17.7' + 1.711' (T - 1850)$$

である。この式から1997－2000年における流星群の活動の極大時刻（交点の経度）が計算される。更に、1966年の大出現の際に得られた経験的な修正値Δ＝＋4.8′（極大時刻としてはΔ＝＋1.9hに相当する）を考慮して以下のような獅子群の活動時刻の太陽黄経λ●（昇交点経度Ωに一致する）が得られる。

年	λ● ＝Ω
1997	235°34.0′
1998	235 35.7
1999	235 37.4
2000	235 39.2

第5図
1898－2000年の期間における獅子群の流星集団のΔとΩの進化



＜文献＞

1. Казимирчак－Поронская Е. И., Беляев Н. А., Астапович И. С., Терентьева А. К. －АЖ, 1967, 44, 616.
2. Kazimircak－Polonskaja E.I., Beljaev N.A., Astapovic I.S., Terenteva A.K. －Physics and dynamics of meteors. Symposium No.33 IAU (Czechoslovakia, Sept. 1967), Dordrecht－Holland, 1968, 449.

星の友 31 1985年

流星観測データの「分点変更」の方法

東京大学地震研究所　長沢　工

1．はじめに

皆さんがよく御存じのように、流星の輻射点の位置や軌道要素の表示には、いままで主として1950年分点を使ってきた。これを詳しくいうと、1950年のベッセル年初(B1950.0)における平均春分点、平均赤道で定義される座標系を使ってこれらの値を表示してきたのである。

しかし、1950年から35年余りが経過し、現在では2000年までに14年しかない。したがって、一般的に考えても、そろそろ2000年分点を使用してもいい時期になったと思われる。実をいうと、分点変更は既に世界の天文学全体の趨勢である。そして、位置天文学の分野ではすでに1984年の初めから2000年分点による表示を使い始めている。天体位置表、理科年表などを見ればわかるが、日本でも1985年から、その基準元期を2000.0に変更した。これは、具体的には、2000年1月1日正午UT(J2000.0)の平均春分点、平均赤道で定義された座標系による表示を意味している。

流星に関する分野でも、いままでは習慣的に1950年分点を使用していたが、このへんで2000年分点の使用に変更しないと、世界の大勢に遅れをとるおそれがある。私はここで、これから決定する輻射点や軌道要素などの表示に2000年分点を使用することをお勧めしたいのである。

2．分点変更に伴う問題

こうして私は、流星観測、研究の分野でも2000年分点の使用をお勧めしたのであるが、これを実行するためにはいろいろの厄介な問題を処理する必要がある。たとえば、まず、2000年分点に対応した観測用星図をつくらなければならない。その星図なくして、一般の観測者にとっては、どうして2000年分点に対する結果がだせるであろうか。

そうしたいくつかの困難を乗り越え、いろいろ努力して2000年分点による表示を一部の人が始めたとしても、ここ当分はどうしても1950年分点の表示と併用する時期が続くことになろう。そうすると、相互の比較などにいろいろの不便がおこることが想像される。こうした事態に対しては、すくなくとも、互いの数値を換算する手段をはっきりさせておく必要がある。

これらのことに対処する手段のひとつとして、ここで私は、流星の輻射点位置、軌道要素を、B1950.0からJ2000.0の表示に換算する方法を示すことにしよう。あらかじめお断りしておくが、以下に述べる方法は、静止している点の位置を換算する手段であるので、恒星のように固有運動をもつものに対しては適用できない。

3．輻射点位置の換算（B1950.0－J2000.0）

分点の変更、換算と簡単にいってきたが、実をいうと、これはそう単純な問題ではない。その何よりの原因は、B1950.0系とJ2000.0系とでは、基礎となっている種々の天文定数が違うことである。特に春分点の位置および西方移動速度が異なること、歳差の式が変わったことなどが重なりあって事情を一層複雑にしている。

それらのことに深入りする余裕はないので、ここでは詳しい説明を一切省略し、計算方式だけを示すことにする。

まず、B1950.0分点による輻射点の赤経、赤緯を（α_0，δ_0）、J2000.0分点による赤経、赤緯を（α，δ）で示すことにする。

最初に（α_0，δ_0）をつぎの関係式で方向余弦（L_0，M_0，N_0）に変換する。

$$\left.\begin{aligned} L_0 &= \cos\delta_0 \cos\alpha_0 \\ M_0 &= \cos\delta_0 \sin\alpha_0 \\ N_0 &= \sin\delta_0 \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

このB1950.0分点に関する方向余弦は、つぎの3行3列の行列Sを乗ずることで、J2000.0分点の方向余弦（L,M,N)に換算できる。すなわち、

$$\begin{pmatrix} L \\ M \\ N \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} L_0 \\ M_0 \\ N_0 \end{pmatrix} \qquad (2)$$

ただし

$$S = \begin{pmatrix} 0.9999256782 & -0.0111820610 & -0.0048579477 \\ 0.0111820609 & 0.9999374784 & -0.0000271765 \\ 0.0048579479 & -0.0000271474 & 0.9999881997 \end{pmatrix} \qquad (3)$$

である。

こうして計算された方向余弦（L,M,N)から、J2000.0分点に対する（α，δ）は、

$$\left.\begin{aligned} \tan\alpha &= M/L \\ \sin\delta &= N \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

の関係ですぐに求めることができる。最初の（α_0，δ_0）と大きい差があるわけではないから、象限の決定はたやすい。

実例をひとつやってみよう。

ふたご座流星群のある流星の輻射点が、B1950.0分点に対して、

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0 &= 113^\circ.85 \\ \delta_0 &= 32^\circ.47 \end{aligned}\right\}$$

であるとき、これをJ2000.0分点に対する値に換算してみよう。

まず、(1)式で方向余弦を計算すると、

$$\left.\begin{aligned} L_0 &= -0.3411336 \\ M_0 &= 0.7716291 \\ N_0 &= 0.5368579 \end{aligned}\right\}$$

となる。つぎにこれに行列Sを乗ずる。その結果、

$$\left.\begin{aligned} L &= -0.3523447 \\ M &= 0.7677517 \\ N &= 0.5351734 \end{aligned}\right\}$$

が得られる。ここからすぐに、

$$\left.\begin{aligned} \tan\alpha &= 2.1789791 \\ \sin\delta &= 0.5351734 \end{aligned}\right\}$$

が求まり、J2000.0分点に対する輻射点の赤経、赤緯として、

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= 114^\circ.65 \\ \delta &= 32^\circ.86 \end{aligned}\right\}$$

MSS-066

が得られ、換算が完了する。この換算では、赤経が 0°.80の増加、赤緯が 0".11の減少を示した。

4．軌道要素の換算（B1950.0-J2000.0）

軌道要素のうち、長半径a、離心率eは分点の変更によって何の影響も受けない。換算を考えなければならないのは、昇交点黄経Ω、軌道傾斜角iおよび近日点引数ωである。

このうちΩ、iは軌道平面の位置を決める量である。したがって、変換の考え方としては、そのΩ、iからB1950.0分点で表示されている軌道平面の極（平面に直交する向き）の方向余弦を求め、それを輻射点の場合と同様にしてJ2000.0の分点の表示に換算し、その極の位置を再び昇交点黄経Ω、軌道傾斜角iに戻せばよい。また、ωは、近日点の向きの方向余弦をJ2000.0に換算することから求めることができる。

以下、B1950.0に対応する量に添字0 をつけて具体的な変換法を述べていく。

Ω_0、i_0 にたいする軌道平面の極の黄道直交座標系での方向余弦(l_0, m_0, n_0)は、

$$\left.\begin{aligned} l_0 &= \sin\Omega_0 \sin i_0 \\ m_0 &= -\cos\Omega_0 \sin i_0 \\ n_0 &= \cos i_0 \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

である。また、近日点の向きの方向余弦 (a_0, b_0, c_0)は、

$$\left.\begin{aligned} a_0 &= \cos\Omega_0 \cos\omega_0 - \sin\Omega_0 \sin\omega_0 \cos i_0 \\ b_0 &= \sin\Omega_0 \cos\omega_0 + \cos\Omega_0 \sin\omega_0 \cos i_0 \\ c_0 &= \sin\omega_0 \sin i_0 \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

である。

ここでまず、これらの方向余弦を赤道直交座標系の方向余弦 (L_0, M_0, N_0) および (A_0, B_0, C_0)に変換する。これはB1950.0における平均黄道傾角 ε_0 を使って、

$$\left.\begin{aligned} L_0 &= l_0 \\ M_0 &= m_0 \cos\varepsilon_0 - n_0 \sin\varepsilon_0 \\ N_0 &= m_0 \sin\varepsilon_0 + n_0 \cos\varepsilon_0 \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

また、

$$\left.\begin{aligned} A_0 &= a_0 \\ B_0 &= b_0 \cos\varepsilon_0 - c_0 \sin\varepsilon_0 \\ C_0 &= b_0 \sin\varepsilon_0 + c_0 \cos\varepsilon_0 \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

で計算できる。ただし、 $\varepsilon_0 = 23°.445787$ である。

こうして得られた二組の方向余弦(L_0, M_0, N_0),(A_0, B_0, C_0) は、さきに(3)式で示した行列Sを使うことでJ2000.0系に換算することができる。つまり、

$$\begin{pmatrix} L \\ M \\ N \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} L_0 \\ M_0 \\ N_0 \end{pmatrix} \qquad (9)$$

および

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \\ C_0 \end{pmatrix} \qquad (10)$$

である。(L, M, N),(A, B, C) はもちろん、それぞれ軌道平面の極、近日点の向きに対する赤道直交座標系の方向余弦である。

こうして求めたJ2000.0系の方向余弦を、つぎに黄道座標系の値 (l, m, n)および(a, b, c)に変換する。それはJ2000.0に対する黄道傾角εを使って、

$$\left.\begin{aligned} l &= L \\ m &= M\cos\varepsilon + N\sin\varepsilon \\ n &= -M\sin\varepsilon + N\cos\varepsilon \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

および

$$\left.\begin{aligned} a &= A \\ b &= B\cos\varepsilon + C\sin\varepsilon \\ c &= -B\sin\varepsilon + C\cos\varepsilon \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

の関係で計算すればよい。ただし $\varepsilon = 23°26'21".448 = 23°.4392911$ である。

ここまでくれば、あとは容易である。J2000.0系に対する昇交点黄経Ω、軌道傾斜角iは

$$\left.\begin{aligned} \tan\Omega &= -l/m \\ \cos i &= n \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

の関係から求めることができる。また、ここで得た i をつかって、近日点引数 ω は、

$$\sin\omega = c/\sin i \qquad (14)$$

として計算できる。こうして得られた値は変換前と少ししか変わらないから、象限の決定に苦労することはない。なお、(12)式で求めた a,bは結果として不要であった。以上で換算は終了である。

これも実例をひとつやってみよう。

ふたご座流星群のある流星の軌道要素、

$$\left.\begin{aligned} \Omega_0 &= 261^\circ.82 \\ i_0 &= 24^\circ.15 \\ \omega_0 &= 325^\circ.00 \end{aligned}\right\}$$

を変換してみる。まず (5),(6)式で、

$$\left.\begin{aligned} l_0 &= -0.4049644 \\ m_0 &= 0.0582120 \\ n_0 &= 0.9124775 \end{aligned}\right\} \qquad \left.\begin{aligned} a_0 &= -0.6346025 \\ b_0 &= -0.7363503 \\ c_0 &= -0.2346656 \end{aligned}\right\}$$

が計算できる。これを(7),(8)式で赤道座標系に直せば、

$$\left.\begin{aligned} L_0 &= -0.4049644 \\ M_0 &= -0.3096518 \\ N_0 &= 0.8603020 \end{aligned}\right\} \qquad \left.\begin{aligned} A_0 &= -0.6346025 \\ B_0 &= -0.5821860 \\ C_0 &= -0.5082708 \end{aligned}\right\}$$

となる。

ついで、行列Sを使ってこれをＪ2000.0系の値に変換する。その結果、

$$\left.\begin{aligned} L &= -0.4056511 \\ M &= -0.3141842 \\ N &= 0.8583330 \end{aligned}\right\} \qquad \left.\begin{aligned} A &= -0.6255761 \\ B &= -0.5892319 \\ C &= -0.5113318 \end{aligned}\right\}$$

が得られる。

これをさらに (11),(12)式で黄道座標系の方向余弦に直すと、

$$\left.\begin{aligned} l &= -0.4056511 \\ m &= 0.0531669 \\ n &= 0.9124804 \end{aligned}\right\} \qquad \left.\begin{aligned} a &= -0.6255761 \\ b &= -0.7440058 \\ c &= -0.2347548 \end{aligned}\right\}$$

になる。ここから、

$$\tan\Omega = 7.629763 \qquad \cos i = 0.9124804$$

で、

$$\Omega = 262^\circ.533 \qquad i = 24^\circ.150$$

が求められる。また、ここから、

$$\sin i = 0.4091204$$

であり、(14)式で、

$$\sin\omega = -0.5738036$$
$$\omega = 324^\circ.984$$

が得られる。結果をまとめると、

$$\left.\begin{aligned} \Omega &= 262^\circ.53 \\ i &= 24^\circ.15 \\ \omega &= 324^\circ.98 \end{aligned}\right\}$$

である。

5．おわりに

以上のように、ここで私は分点の変更に対する輻射点位置、軌道要素の換算法を示した。こうして私はＪ2000.0分点の使用をお勧めしたのであるが、それを実行するには、さきに述べたように、実はまだ不便な点がいくつもある。使い易い2000年分点用

の星図や星表が少ないことがその主な理由であるが、特に2000年分点に基づく観測用星図が不備であることが最大の問題点である。

現在はパーソナル・コンピューターが容易に使えるので、星の位置を換算したり、星図を描いたりすることは比較的簡単にできる。このあたりで、Ｊ2000年分点に対する、主要流星群の観測に便利な流星観測用星図を、新しく作ることを考えてもいい時期がきていると思うのであるが、どうであろうか。この紙面をかりて皆さんのご意見をお聞きしたい。

B1950の黄道直交座標系 $(l_0\ m_0\ n_0)$ を J2000の黄道直交座標系 (l, m, n) に直接に変換するには次の関係を使う方が早い

$$\begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9999256782 & -0.0121917220 & -0.0000077290 \\ 0.0121917210 & 0.9999256781 & -0.0001134516 \\ 0.0000091117 & 0.0001133489 & 0.9999999935 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \\ n_0 \end{pmatrix}$$

の行列は B1950 の 平均黄道傾角 $\varepsilon_0 = 23^\circ\!.44578787$
J2000 の 〃 $\varepsilon = 23^\circ\!.43929111$

を使って計算したものである。

［解説］

流星出現数と輻射点の天頂距離

長谷川　一郎

要点　　流星出現数は，輻射点の天頂距離(z)に左右されることは，よく知られている．観測から得られた出現数n'から，輻射点が天頂にある場合の出現数n_zを求めるには，$n_z = n'/\cos^{1.6} z$ または $n'/\cos(z+6^\circ)$ の計算式が用いられているが，チェコのスカルナーテ・プレソ天文台の流星観測から ズボランコワ(J. Zvolánková)が，この関係を調査し，$n'/\cos^{1.47} z$ という計算式を求めた(Bull. Astron. Inst. Czechosl., Vol.34 (1983), 122－128.).

§1. はじめに

流星の出現数，ひいては流星の空間分布を知るには，昔ながらの眼視観測が今もなお有効である．写真観測や電波観測も効果があるが，眼視観測では，たくさんの流星を記録することができる．電波の反射法則によって，観測範囲が限定されることなく，眼視観測には特に制限はない．また，眼視では散在流星と群流星の区別が，簡単にできる．さらに眼視観測の利点は，長期間の記録の蓄積があって，数十年或は数百年にわたる出現状態を知ることができる．このように眼視流星観測には，他にすぐれた特徴があることを Zvolánková は強調している．

§2. 眼視観測を左右する条件.

流星観測を左右するものには，空の明るさ，月光の有無，雲の状態と輻射点の天頂距離($z = 90^\circ -$ 高度h)があるが，輻射点の天頂距離以外のいろいろな要因はファクター数(F)によって修正が行われている．このFは，見える最微光の恒星の光度にも左右されるが，Fについては多くの論議がくりかえされ，今もって確実なファクターは定まっていない．

これに対し，輻射点の天頂距離との関係は理論的に考察されているが，また経験的に，観測を解析して追求されて来た．流星の流れに対して垂直に交わる平面上における流星数 n と，垂直方向から角度zだけ傾いている平面上での流星数 n' との関係は，簡単に考えて，

$$n' = n\cos z, \qquad (1)$$

となろう．

古くは既にスキアパレリ(J.V. Schiaparelli)は，観測を分析することによって

$$n' = n\cos^{1.6} z, \qquad (2)$$

1993, 1,17
藤沢市　　日高　英治

MSS-065

流星軌道計算プログラムの J2000.0 年分点への移行について

国際天文学連合（ＩＡＵ）の第20委員会（彗星、小惑星及び衛生の位置と運動）では、1992年1月より、座標系を現行の B1950.0 年分点（元期＝1950年のベッセル年初）から J2000.0年分点（元期＝2000年 1月1.5日）へ移行している。従って、流星の軌道要素も、J2000.0 の新座標系に準拠することが望ましい。既に、オランダ流星研究会では、J2000.0年分点による流星の軌道を報告している。
そこで、筆者所有の B1950.0年分点用の流星軌道計算プログラムを、J2000.0年分点用に作り変えてみたので、その方法を紹介し、計算例について考察する。

［新座標系での変更内容］
新座標系への移行で何が変わったかについては、「天体の位置計算（増補版）」（長沢、1985）や「パソコン天文講座天体の軌道計算」（中野、1991）によくまとめられているので詳細の説明は割愛するが、主な変更点は以下のとおりである。

・暦計算の元期を2000年 1月 1日正午UTとし、単位をベッセル年からユリウス年(365.25日)に変更
・座標の軸である春分点として、2000年 1月 1日正午UTのものを採用
・新しい基本星表FK5 を採用し、星表には光行差のｅ項を除いた位置を表示
・天文常数系として、ＩＡＵで1976年に採択されたものを採用
・時刻系を暦表時ET(Ephemeris Time)から、地球力学時TT(Terrestrial dynamical Time)に変更

さて、それでは実際にプログラムのどこをどういうふうに変更したかを次に示す。プログラムの計算手順は右図に示すとおりであり、その中でJ2000.0年分点への変更に伴う修正部分は、太枠にハッチをかけたところである。

（１）中心星・比較星のJ2000.0年分点星表位置入力とJ2000.0年分点固有運動補正
ＰＰＭ星表（11等星まで約18万個の恒星を収録）を使用。宮坂氏より圧縮収録されたフロッピーディスクを購入。計算日、検索の範囲（度単位）、中心の赤経、中心の赤緯を入力すると、固有運動補正済みの検索の範囲内の恒星の赤経・赤緯が出力される。

（２）歳差補正
J2000.0 での新歳差常数ζ_0、θ、zを使用。

$$\zeta_0 = 2306''.2181T + 0''.30188T^2 + 0''.017998T^3$$
$$\theta = 2004''.3109T - 0''.42665T^2 - 0''.041833T^3$$
$$z = \zeta_0 + 0''.79280T^2 + 0''.000205T^3$$

ここで、Tは計算しようとする時点の時刻を元期からユリウス世紀(36525日)単位で表したもの。

$$T = (\text{ユリウス日} - 2451545)/36525 + TT/(24*36525)$$
$$TT = UT(\text{世界時}) + \Delta T$$
$$\Delta T = TAI(\text{国際原子時}) - UTC(\text{協定世界時}) + 32.^s184$$

TAI - UTCの値は常に整数で、IAUC等に公表される。ちなみに現在は26秒。

（３）章動補正
J2000.0 での新章動$\Delta\psi$（黄経の章動）、$\Delta\varepsilon$（黄道傾角の章動）及び新平均黄道傾角ε_1を使用
$\Delta\psi$と$\Delta\varepsilon$は、月の平均近点角(l)、太陽の平均近点角(l')、昇交点から測った月の平均黄経(F)、太陽と月の平均離角(D)、及び月の平均昇交点黄経(Ω)の５つの量を使用し、106 の長短周期項の章動の合計を計算して求めた。詳細は、「天体の位置計算（増補版）」参照。
新平均黄道傾角ε_1は、次式により算出。

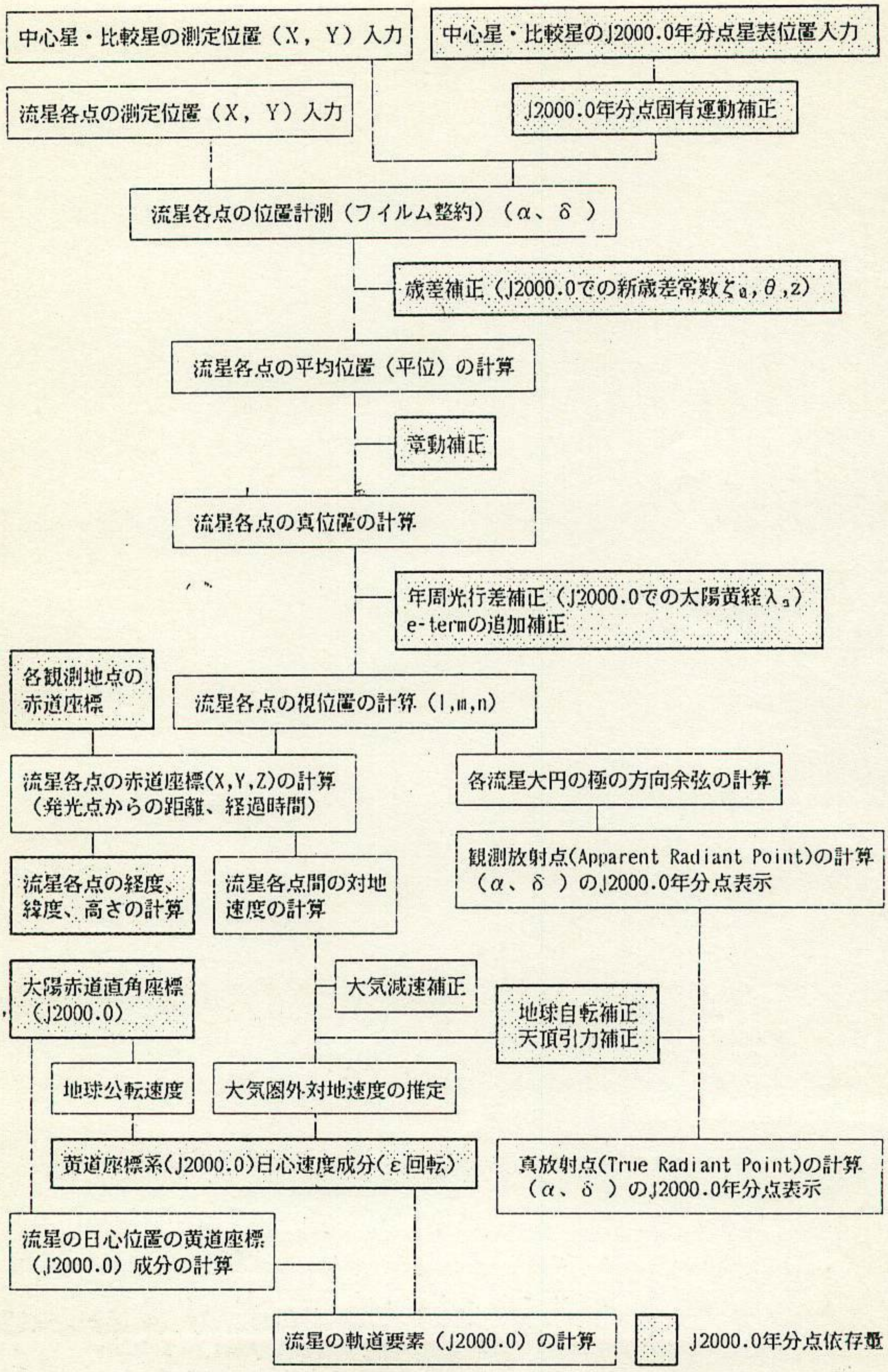
$$\varepsilon_1 = 23.4392911^\circ - 0.01300417^\circ\ T - 0.00000164^\circ\ T^2 + 0.0000005036^\circ\ T^3$$

ここで、Tは歳差の場合と同様。

（４）年周光行差補正
新しい基本星表FK5 を採用することから、ｅ項についても補正。J2000.0 での太陽黄経λ_s、黄道傾角ε、地球の近日点黄経ωを使用。補正式は次に示すとおり。

MSS-065

J2000.0年分点による流星軌道計算プログラムの計算手順



MSS-065

$$\begin{bmatrix} L \\ M \\ N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L' \\ M' \\ N' \end{bmatrix} + \kappa A \begin{bmatrix} \sin\lambda_s \\ -\cos\lambda_s \cos\varepsilon \\ -\cos\lambda_s \sin\varepsilon \end{bmatrix} + \underbrace{e\kappa A \begin{bmatrix} -\sin\omega \\ \cos\omega \cos\varepsilon \\ \cos\omega \sin\varepsilon \end{bmatrix}}_{e項(e\text{-}term)}$$

ここで、L,M,Nは方向余弦のx,y,z成分、AはL',M',N'からなる3*3行列、
κは光行差定数で1976年の採用値は20".49552=9.936508*10^{-5}、
eは地球の離心率で現在の値は0.016712（'９２天文観測年表による）、
λ_s は観測時刻の太陽黄経で、天文観測年表の毎日９時の掲載値から補間して求める。
εは黄道傾角で上記ε_1 + $\Delta\varepsilon$で算出。
ωは地球の近日点黄経で102.9131°（'９２天文観測年表による）。

（５）各観測地点及び流星各点の赤道座標
緯度、経度、標高から赤道座標(x,y,z)を計算する際、J2000.0 でのグリニジ恒星時（Θ_G）を使用。（実際には、下式からΘ = Θ_G + 1.002737909 Tobs + λで、観測時刻での地方視恒星時を計算して使用するか、あるいは天文観測年表に掲載されているUT0hのグリニジ視恒星時から計算する）

$$\Theta_G = 100.460618375° + 36000.7700537° T - 0.000387933° T^2 - 0.00000002583° T^3$$

ここで、T ＝（ユリウス日 - 2451545)/36525

（６）地球自転補正、天頂引力補正
発光点直下の地表における自転速度の成分、及び天頂引力による放射点の方向余弦の補正を計算する際、（５）と同様にJ2000.0 でのグリニジ恒星時を使用。

（７）太陽赤道直角座標
J2000.0 でのDE200の太陽座標(x,y,z)を使用。PPM星表と同様に宮坂氏よりフロッピーディスク入手。

（８）黄道座標系の日心速度成分の計算
J2000.0 でのε（前出）を用い、赤道座標系から黄道座標系へx軸の回りに回転する。

［計算例と考察］
次に、このプログラムを使って実際に計算した例を示す。比較のためにB1950.0年分点の値も一緒に示す。計算例には、1991年に観測されたふたご群のデータを用いた。

分点	B1950.0	J2000.0
時刻	ET = 17.9417 h	TT ≒ 17.9417 h
太陽赤道直角座標	X = -0.1428165	X = -0.1309324
	Y = -0.8935366	Y = -0.8950674
	Z = -0.3874102	Z = -0.3880756
歳差（ζ_0,θ,z）	0.268620, 0.233543, 0.268659	-0.051560, -0.044812, -0.051559
章動（$\Delta\psi,\Delta\varepsilon$）	0.00454506, 0.00037530	0.00452954, 0.00037306
発光点（λ,ϕ,h）	140.362°,36.269°,99.23 km	140.362°,36.269°,99.23 km
消滅点（λ,ϕ,h）	140.442°,36.279°,71.37 km	140.442°,36.279°,71.37 km
視放射点（α,δ）	114.36°,32.78°	115.17°,32.67°
真放射点（α,δ）	113.30°,32.57°	114.10°,32.46°
観測速度 V∞	36.63 km/s	36.64 km/s
地心速度 Vg	35.01 km/s	35.01 km/s
日心速度 Vh	34.20 km/s	34.20 km/s
軌道要素		
昇交点黄経(node)	261.65°	262.36°
軌道傾斜角(i)	24.92°	24.93°
近日点引数(peri)	324.56°	324.57°
離心率(e)	0.902	0.902
近日点距離(q)	0.137 AU	0.137 AU
長半径(a)	1.40 AU	1.40 AU
公転周期(P)	1.66 year	1.66 year

以上の計算結果を比較してみると、放射点と軌道要素ともに有意な差がみられる。この差には、単純な歳差の違いだけではなく、最初に述べた B1950.0 から J2000.0 への座標系の変更が起因している。

流星の軌道要素やその進化を研究する際、今後は B1950.0 で計算された値と J2000.0 で計算された値の両方を取り扱わなければならなくなる。これまでのデータを全て J2000.0 で計算しなおす（新星表での中心星・比較星の読み取りからやり直す）のは大変な作業だし、今後も B1950.0 で計算し続けるわけにもいかない。

しかし、流星の軌道計算ではその観測精度のため、彗星や小惑星のように高い精度は要求されない。それでは、 B1950.0 で計算された値を単純に 2000.0 に歳差変換した結果と、最初から J2000.0 で計算した値では、どの程度違うのだろうか。次に、前出の B1950.0での計算例の放射点と軌道要素を 2000.0 に歳差変換した結果を示す。軌道要素の歳差変換の方法としては、「天体軌道論」（長谷川、1986）の球面三角形の微分関係を用いる方法を用いた。

	B1950.0の値	B1950.0の値を 2000.0に歳差変換	J2000.0の値
真放射点（α,δ）	113.30°,32.57°	114.10°,32.46°	114.10°,32.46°
軌道要素			
昇交点黄経(node)	261.65°	262.36°	262.36°
軌道傾斜角(i)	24.92°	24.92°	24.93°
近日点引数(peri)	324.56°	324.54°	324.57°

上記計算例では、流星の軌道計算で要求される0.01° の精度では、真放射点は一致しており、軌道要素は多少異なっている。この差が、新座標系の採用に伴う差と考えることができる。

したがって、0.01° の精度以上を議論しないのであれば、B1950.0とJ2000.0で計算された軌道要素を比較検討する場合、一方の値を単に歳差変換するだけでも問題ないと考える。

以上

MSS-067

観測から得られた誤差楕円の考察

1993.7.4 MSS-67

重野好彦

1、はじめに

視輻射点の標準偏差の表し方として誤差楕円がある。本報では、32個の同時写真流星と44個の同時ビデオ流星を使って誤差楕円を求め、簡単な考察を行った。

2、結果

1)計算結果より、誤差楕円長半径の対数を縦軸に取り、度数分布を作成した。
2)対数のまま平均を求め、真数に戻して平均値とした。
3)交差角及び経路長と誤差楕円の関係を調べるため、図1のグラフを作成した。

[図1、誤差楕円長半径(g) と 交差角(Q) の 関係]

[写真観測 50mm F:1.4等 平均乾板標準偏差:24"]

```
  g    log(g)    度数分布        数字は経路長を表す (1:0-1° 2:1-2° A:9-10°)

       3.40-3.59 |*      (g) |      2                            誤差楕円平均
       3.20-3.39 |*          |       4                           2.59 (392")
1000"  3.00-3.19 |*****      |      43
       2.80-2.99 |****       |     4  5   4
       2.60-2.79 |****       |           4      33 2
       2.40-2.59 |*****      |         8 473
       2.20-2.39 |*******    |       HA 5   7  4   3   3
 100"  2.00-2.19 |**         |                     5       3
       1.80-1.99 |**         |                            4            5
       1.60-1.79 |*          |                         5
                             +----+----+----+----+----+----+----+----+----+
                             0    10   20   30   40   50   60   70   80   90°
                                                     (Q)
```

[ビデオ観測 50mm F:1.2 写野:13°x17° 平均乾板標準偏差:169"(写真の7倍)]

```
       4.80-4.99 |*            | 2                                   誤差楕円平均
       4.60-4.79 |*            | 4                                   3.79 (6106")
       4.40-4.59 |             |
       4.20-4.39 |**           |E   2
10000" 4.00-4.19 |*******      |  84  22   2
       3.80-3.99 |************ |  9   344241 2  1
       3.60-3.79 |********     |      674  3 3
       3.40-3.59 |********     |      5   45      3 2    2  1
       3.20-3.39 |****         |       8 7     5       3
 1000" 3.00-3.19 |*            |          8
       2.80-2.99 |*            |           8
                               +----+----+----+----+----+----+
                               0    10   20   30   40   50   60°
```

3、まとめ

1)誤差楕円の対数を取ると、度数分布が正規分布型になった。
2)交差角が小さいとき、誤差楕円が大きくなる。
3)同じ交差角のときに、経路長が短いと誤差楕円がさらに大きくなる。
4)交差角が小さいとき、経路長が長ければ、幾分誤差楕円が小さくなる。
5)ビデオの誤差楕円平均 6106" は、 写真の誤差楕円平均 392" の 15.6 倍である。

4、参考

1)長沢工:流星輻射点の位置精度、流星物理セミナー資料集(下)(1989) P60 など
2)白川健一、前田幸治の両氏から KPM-BBS を通じて貴重な意見をいただきました。

MSS-068

1993.10.17 MSS-68

流星のビデオ観測による輻射点の決定精度

重野好彦 塩井宏幸 大塚勝仁

１、はじめに

１９９３年８月１２／１３日に、ＩＩ＋ビデオによる同時流星観測を行い、７個のペルセウス群流星の軌道を求めることができました。しかし、輻射点の広がりが予想以上に広く、これが実際の状態なのか、誤差によるものなのかと言う議論が、ＫＰＭ－ＢＢＳ上で重野好彦、塩井宏幸、大塚勝仁の間で行われました。

なにしろ７個と、議論するにしては少なすぎる流星数ですが、中身はけっこう濃い議論ができたと思っています。以下に議論の経過とまとめを紹介します。

２、経過

2.1 輻射点の広がりの様子（主に重野意見）

ペルセウスの真輻射点の広がりが東西 8.°3、南北 2.°5と、かなり東西に広がっている問題に付いて考えてみます。

真輻射点の平均と広がりの標準偏差を求めてみると、以下の通りです。

赤経　平均：49.94 deg　赤経方向のばらつきの標準偏差：2.99 deg
赤緯　平均：57.92 deg　赤緯方向のばらつきの標準偏差：0.92 deg
（ここで赤経のばらつきは、緯度による縮尺の違いを補正済みです）

一方、誤差楕円長半径の平均は、1.49 deg です。

赤経方向のばらつきの標準偏差：2.99　＞　誤差楕円平均：1.49　から見ると、赤経方向のばらつきは意味があるようにも見えます。

2.2 ペルセウス群を２つに分けて考えられないか。（主に塩井意見）

ペルセウス群を以下のように、主流と東方分枝に分けてみるとなんとなく分類できます。さらにそれぞれの平均と標準偏差を求めてみると輻射点の赤経と速度に有意な差がある様にも見えます。

ペルセウスγ群主流

ID	DATE	JST	補等級	真RP(1950)		地速	a	e	q	ω	Ω	i
MSSI31	930813	020606	2.2	44.9	58.4	57.6	6.68	0.856	0.959	152.1	139.4	111.2
MSSI32	930813	020753	2.4	42.3	58.0	66.3	-1.65	1.598	0.986	163.1	139.4	116.4
MSSI36	930813	021731	2.4	47.8	58.0	59.0	15.8	0.940	0.945	149.3	139.4	113.0
MSSI37	930813	023500	-.5	48.2	57.1	58.9	9.33	0.899	0.941	148.1	139.4	114.1
			平均	45.8	57.9	60.5						
			標準偏差	2.8	0.6	4.0						

ペルセウスγ群東方分岐（仮称）

ID	DATE	JST	補等級	真RP(1950)		地速	a	e	q	ω	Ω	i
MSSI34	930813	020853	2.8	57.8	58.9	51.3	1.77	0.554	0.791	112.6	139.4	105.6
MSSI35	930813	021636	2.5	54.7	56.4	52.9	1.75	0.531	0.823	117.3	139.4	110.5
MSSI3A	930813	024927	3.4	53.9	58.8	53.4	2.27	0.622	0.859	127.2	139.4	107.8
			平均	55.5	58.0	52.5						
			標準偏差	2.1	1.4	1.1						

2.3 輻射点の広がりが大きいのは、やはり誤差が原因ではないか。（主に大塚意見）

東方分枝？に就いては多いに興味をそそられます。しかしペルセ本流と東方分枝？の輻射点とがつながるのではないか？とも思っています。東方分枝の軌道要素を評価するならば、本流よりもωが小さくｉもやや小さいですが、これは通常のペルセがエラーの為に化けた姿とも思います。

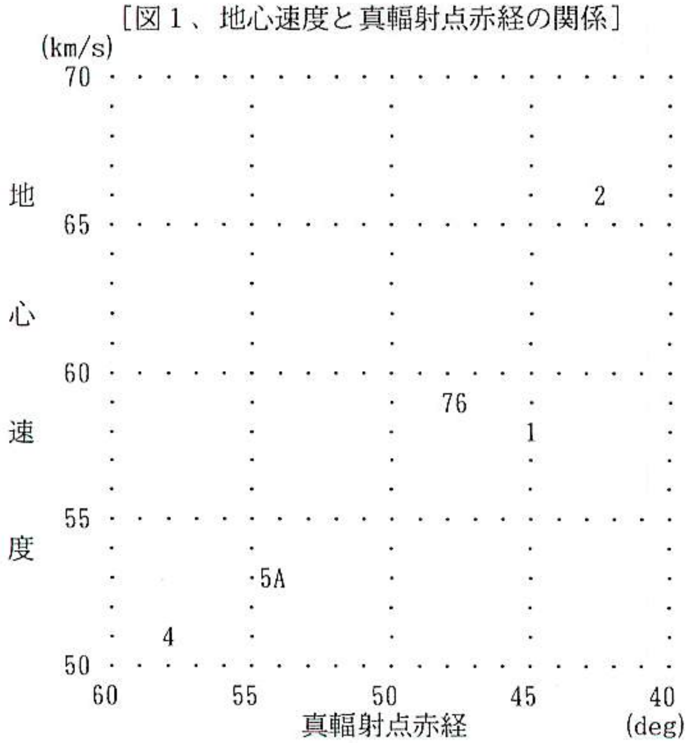
観測方向に対して、輻射点位置がエラーにより、遠方にずれると観測速度は遅くなり、逆に近い方にずれると、速度は実際より加速します。今回のMSSのTV観測方向は２点ともに輻射点より西よりと思われますので、赤経がずれて、この効果がでてもおかしくないと思います。

輻射点位置による速度の違いですが、観測された流星の角速度は変わらないとして固定して考えると、輻射点が近づけば、即ち、輻射点までの角距離が小さくなれば相対的に速度は速くなります。これは回転シャッターの入った流星写真を思い起こせば理解できます。任意の流星群では、流星像は輻射点付近では切断間隔が細切れですが、輻射点から離れれば離れるほど切断間隔は長くなります。高速流星群では、当然ながら切断間隔が長くなります。

ペルセウスの軌道表を真輻射点の赤経順にソートして並べてみました。真輻射点の赤経が大きくなるに従って、地心速度が遅くなって行く様にも見えますね。また、真輻射点の赤経と地心速度の関係を見るために図１のグラフを作成してみました。

ID	DATE	JST	補等級	真RP(1950)		地速	a	e	q	ω	Ω	i
MSSI32	930813	020753	2.4	42.3	58.0	66.3	-1.65	1.598	0.986	163.1	139.4	116.4
MSSI31	930813	020606	2.2	44.9	58.4	57.6	6.68	0.856	0.959	152.1	139.4	111.2
MSSI36	930813	021731	2.4	47.8	58.0	59.0	15.8	0.940	0.945	149.3	139.4	113.0
MSSI37	930813	023500	-.5	48.2	57.1	58.9	9.33	0.899	0.941	148.1	139.4	114.1
MSSI3A	930813	024927	3.4	53.9	58.8	53.4	2.27	0.622	0.859	127.2	139.4	107.8
MSSI35	930813	021636	2.5	54.7	56.4	52.9	1.75	0.531	0.823	117.3	139.4	110.5
MSSI34	930813	020853	2.8	57.8	58.9	51.3	1.77	0.554	0.791	112.6	139.4	105.6
				====		====						

［図１、地心速度と真輻射点赤経の関係］



実際の横軸は観測写野から輻射点までの離角にしなければならないのですが、おおよそ輻射点の西側を写していましたので傾向は分ると思います。

結果はご覧の通り、１番が少しずれましたが、直線に近い緩やかな曲線上に並びました。

特に意味のないグラフですがきれいに並びましたので、ご紹介しました。

MSS-068

3、まとめ（主に重野意見）

今回の観測で、ペルセウス群の輻射点の広がりが東西 8°.3 となってしまいましたが、これが誤差によるものとすれば、やはりビデオ観測の限界と言わざるを得ません。微少流星群に関しては、威力を発揮しますが、写真でもたくさん得られるような流星群に付いては、ただ混乱を招くだけとも言えると思います。

私は以前、ビデオ観測の精度に付いて、かなり意見をしてきましたので、ここでもわるいものはわるいと、はっきり言っておきたいと思います。

それでは改善のためにどの様にしたら良いのかを考えてみます。

3.1 対物レンズの焦点距離を長くする。

現在は 50mm F:1.2（写野:13°x17°）ですので、これをまずは 105mm F:1.8（写野:6°x8°）にしてみる。問題点としては、写野がかなり狭くなってしまうので、多くの流星が、ｏｘ or ｘｏ になってしまうでしょう。

また、流星数がどの程度減少するかを考えてみます。 50mm F:1.2 と 105mm F:1.8 とを比較してみると、集光力が約２倍、流星速度／単位時間も約２倍のため最微等級は変化しません。とすると写野面積が１／４になるため、撮影される流星数が１／４になることになります。

しかし、長焦点化により、位置の精度が向上するだけでなく、非常にばらつきの大きい、速度の精度も向上することを忘れてはならないでしょう。

3.2 交差角を大きくするために、さらに観測地間距離をとる。

今回の観測地間距離は、29.2kmでした。１９９１年の写真観測の時は、44.1kmです。また、今回の２観測点は、ほぼ南北に並んでいました。１９９１年は少しでも交差角が大きくなるように、北西 vs 南東にしました。つまり輻射点方向から直角に並ぶようにしたのです。その結果、平均交差角に２．２倍の差が出ました。

問題点としては、この関東地方で、約５０km離れた東西南北自由な場所で、晴れて空の暗いところを探すのも、なかなかつらいものがあります。

［今回の観測のペルセウスのみ］
観測地間距離29.2km
1993/08/13

ID	DATE	JST	交差	楕円長半
	y m d	h m s	deg	deg
MSSI31	930813	020606	16	1.4
MSSI32	930813	020753	18	1.8
MSSI34	930813	020853	13	2.0
MSSI35	930813	021636	18	1.9
MSSI36	930813	021731	18	1.1
MSSI37	930813	023500	19	.8
MSSI3A	930813	024927	16	1.4
		平均	16.9	1.49

［１９９１年の観測のペルセウスのみ］
観測地間距離44.1km
1991/08/12

ID	DATE	JST	交差	楕円長半
	y m d	h m s	deg	deg
MSSPOK	910812	200730	35	.06
MSSPOL	910812	201414	51	.06
MSSPOM	910812	201545	38	.14
MSSPON	910812	203230	26	.18
		平均	37.5	.110

今回の交差角平均 : 16°.9
１９９１年の交差角平均 : 37°.5 （ 2.2 倍 ）

3.3 その他

・３点観測にする。
・ビデオの解像度を上げる。

MSS-068

3.4 どの程度の精度が必要か

精度の問題を突き詰めて行くと、写真でさえも２００㎜ぐらい欲しいものを、ただでさえ解像度のわるいビデオを使っている訳ですから、そもそも限界があります。

例えば将来ハイビジョンが普及したとしても、現在のＴＶ(ＮＴＳＣ)用ＣＣＤが、４１万画素であるのに対して、ハイビジョンでも２００万画素であるにすぎません。つまり位置の測定精度は約２倍になるだけです。

とりあえず精密軌道はあきらめるとして、ある程度役に立つデータのレベルを考えると、輻射点の位置の精度が±１°と言ったところでしょうか。

［図２、赤経ずれ量の絶対値と誤差楕円長半径の関係］

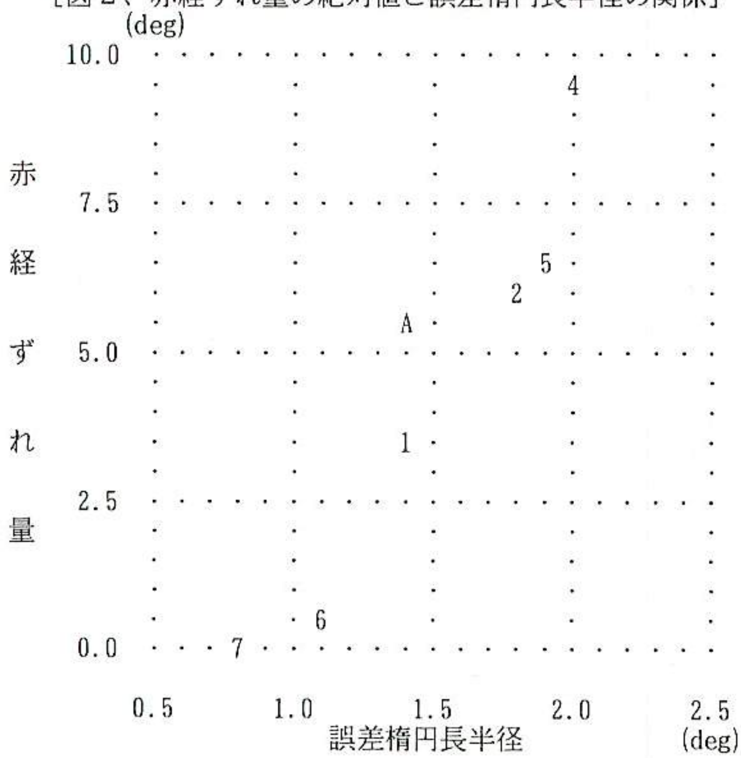


図２に誤差楕円長半径に対する真輻射点赤経のずれ量を示しました。

データ数７個ですので、はっきりしたことは言えませんが、誤差楕円長半径を±１°程度に抑えることができる様な観測精度が欲しいところです。

ID	楕円長半	真RP赤経	赤経ずれ
MSSI37	.8	48.2	0.0
MSSI36	1.1	47.8	-0.4
MSSI31	1.4	44.9	-3.3
MSSI3A	1.4	53.9	5.7
MSSI32	1.8	42.3	-5.9
MSSI35	1.9	54.7	6.5
MSSI34	2.0	57.8	9.6

縦軸の赤経ずれ量は、誤差楕円長半径の最も小さいMSSI37の真RP赤経を中心にして、そこからの差を取ったものです。

４、おわりに（主に重野意見）

ペルセウス群の輻射点の広がりが東西 8°.3 と、かなり広くなってしまったことについて、これが誤差によるものかどうかについて考えてみます。

データ数が７個と少なく、確定的なことを言うには問題がありますが、やはり状況証拠から見ると、誤差と言わざるを得ないと思います。状況証拠の中でも図１と２が、かなりのことを表しています。たとえ７個と言えども、これだけほぼ直線的に並んだデータを見ると、これからデータ数が増えたとしても、今空いているデータ間を埋めて行くだけとしか思えません。

残念ながら、今のビデオ観測は、この程度の誤差はあると思って結果を見て行く必要がありそうです。

今後のビデオ観測に際しては、以上の結果を踏まえて、精度向上の努力をして行くつもりです。しかし、写真よりは少しは楽をしたいと考えて始めたビデオ観測ですので、ここでひどく無理をしなければならないとすると、観測が長続きしないでしょう。さて困りました・・・。

MSS-136
2014.2.2
軌道計算精度
Mikiya Sato

低速流星群の放射点分布に対する修正効果

佐藤 幹哉（かわさき宙と緑の科学館/日本流星研究会/FAS府中天文同好会）

【概　要】

地心速度の小さい(見かけの速度の遅い)流星群について、放射点分布の広がりを検討した。

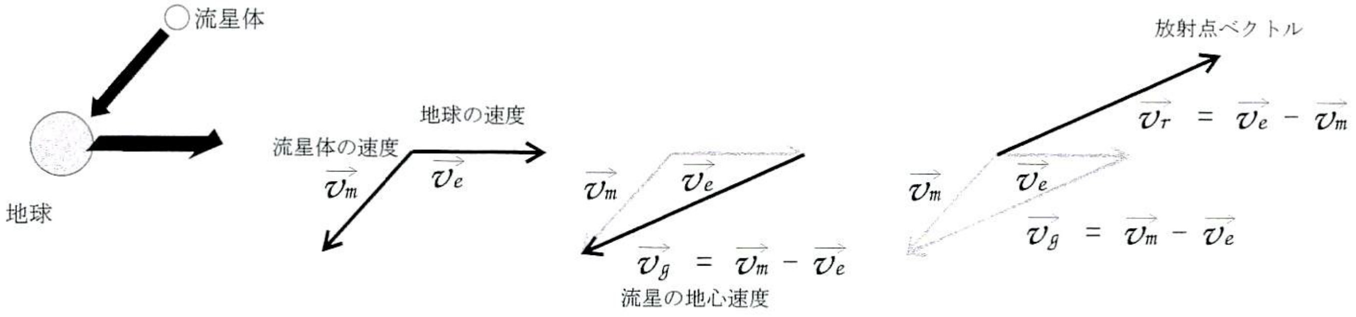


図1　放射点ベクトルの説明

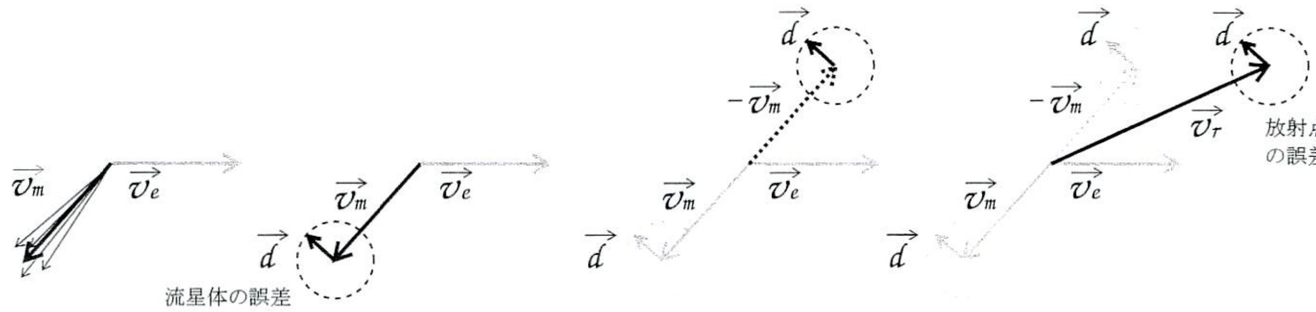
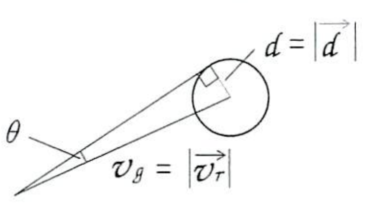


図2　誤差ベクトルの検討



$$\sin\theta = \frac{d}{v_g}$$

図3　放射点の誤差範囲

【放射点の誤差範囲】

流星体(ベクトル)の誤差を検討すると、放射点の誤差範囲は、流星体の地心速度(Vg)に依存することがわかった。

●正面衝突型
(例：しし群)

●横衝突型
(例：ペルセ群)

●斜め後ろ衝突型
(例：10月りゅう座群
＝ジャコビニ群)

●後方衝突型
(例：ほうおう群)

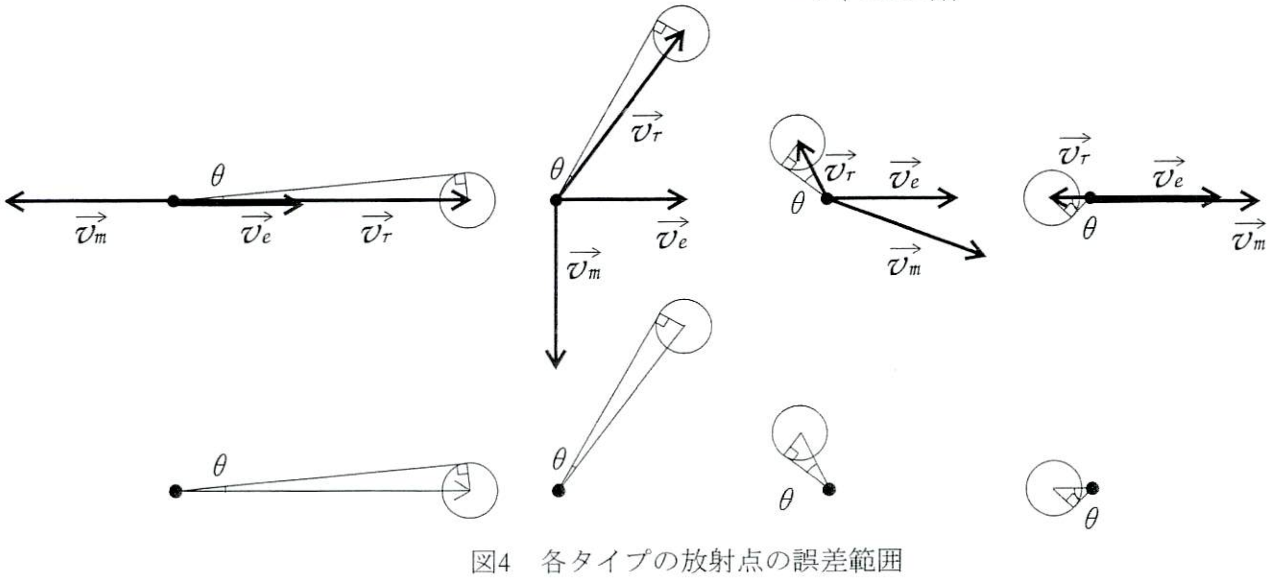


図4　各タイプの放射点の誤差範囲

● 放射点

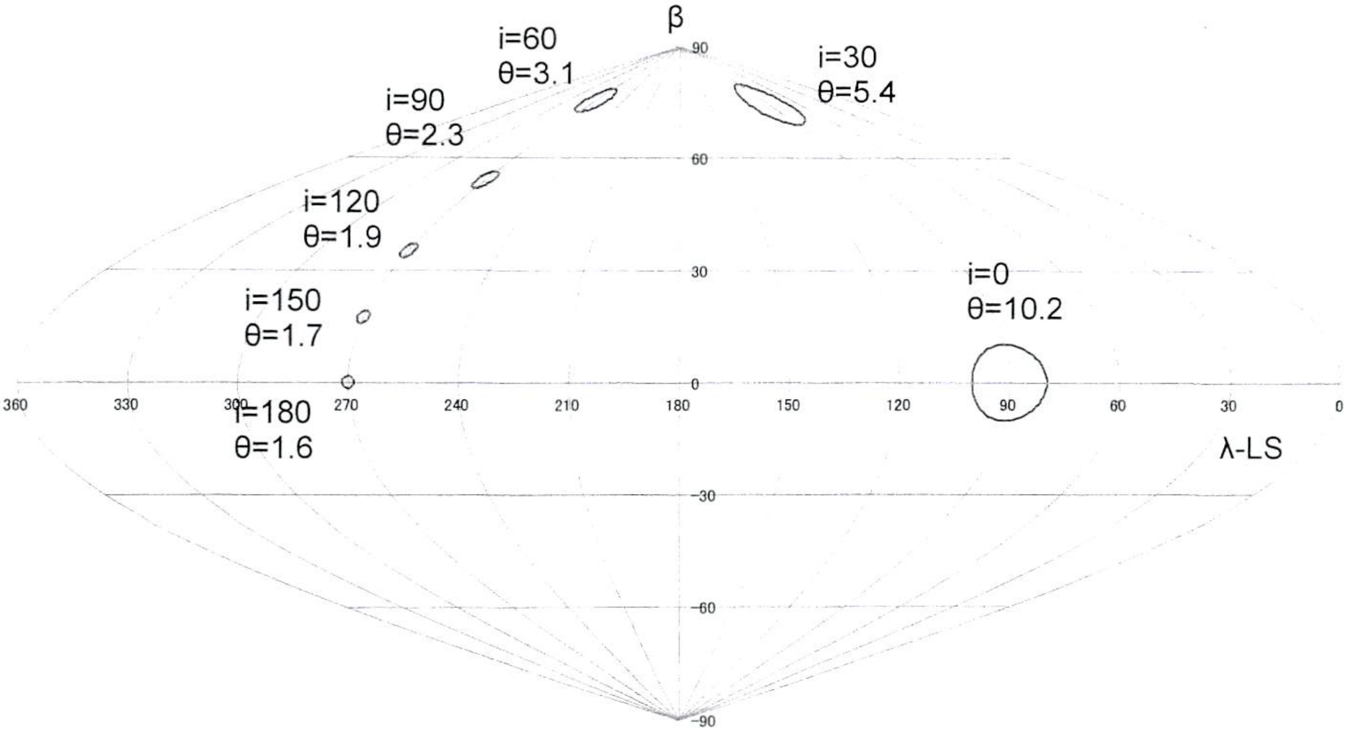


図5　モデル流星群の
放射点誤差範囲

●q=1.0　e=0.9　a=10　ω=180　Ω=180
●d=2 (km/s)

● 放射点

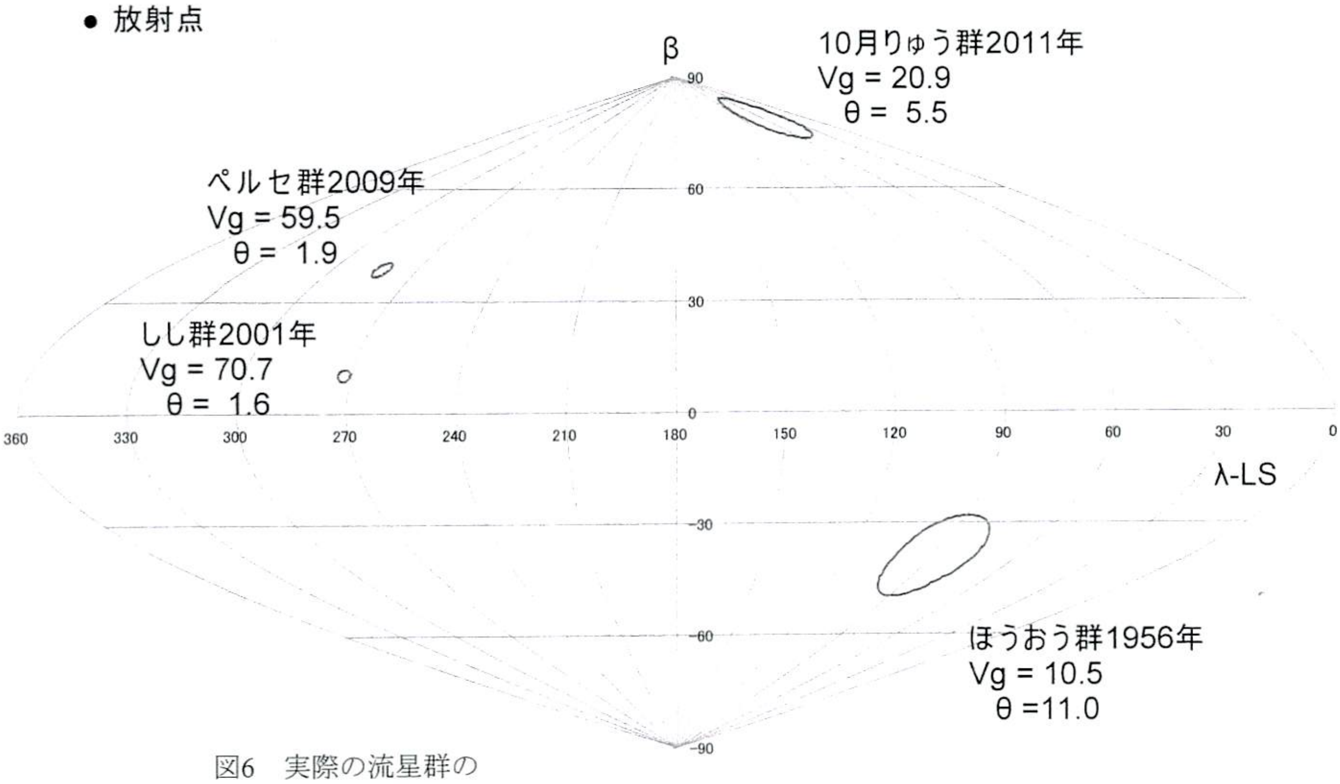


図6　実際の流星群の
放射点誤差範囲

●d=2 (km/s)

【予想される放射点の誤差範囲】

速度の小さい(遅い)流星群ほど、放射点の予想誤差範囲が広がることが判明した。

これを修正しないと、放射点の検出を見落とす可能性があると思われた。

● 向流星方向

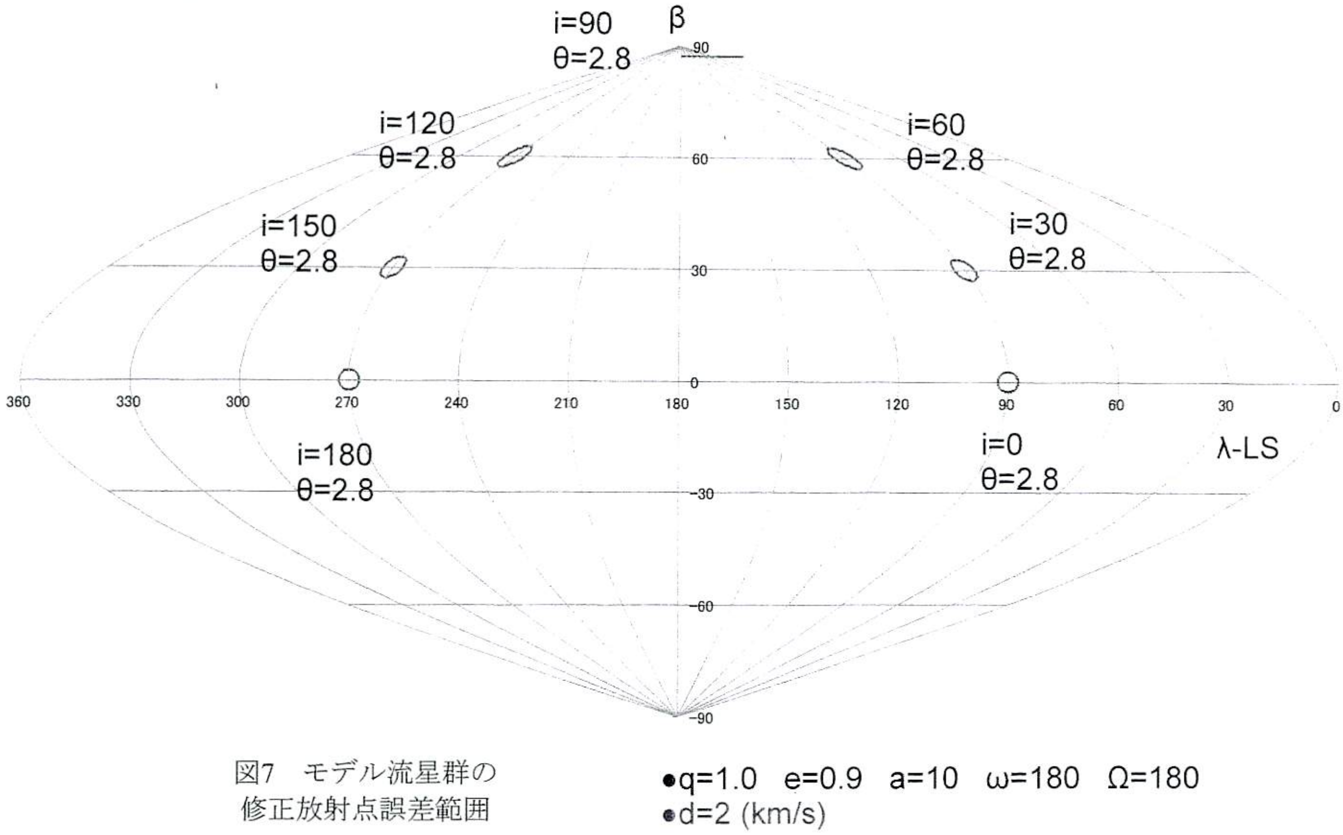


図7 モデル流星群の
修正放射点誤差範囲

● 向流星方向

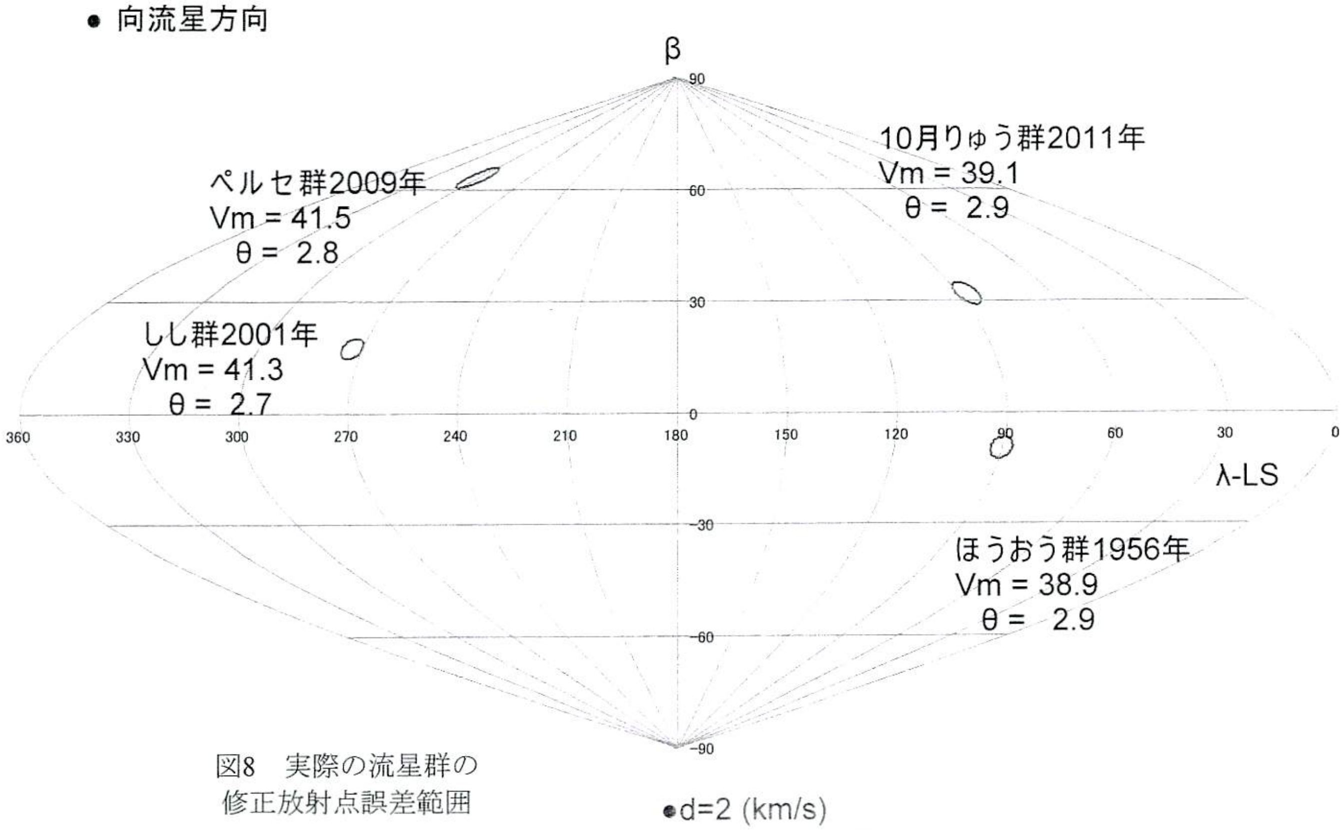


図8 実際の流星群の
修正放射点誤差範囲

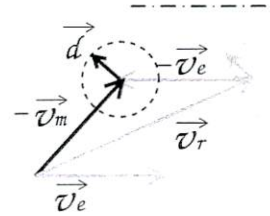


図9 修正放射点を求める

$$\vec{v}_{CR} = -\vec{v}_m + \vec{d}$$
$$= \vec{v}_R - \vec{v}_e$$

【修正放射点の誤差範囲】

流星体方向の逆(向流星方向)を修正放射点とすると、誤差を等しく評価できることが判明した。これは、放射点方向のベクトルから地球の速度ベクトルを引くことで求まる。

【実際の流星群の検出例】

各放射点から地球速度を修正して、修正放射点(向流星方向)を求めてプロットした。データはSonotaCoネットワークで求められた放射点データを使用した。

【2008年のほうおう座流星群】

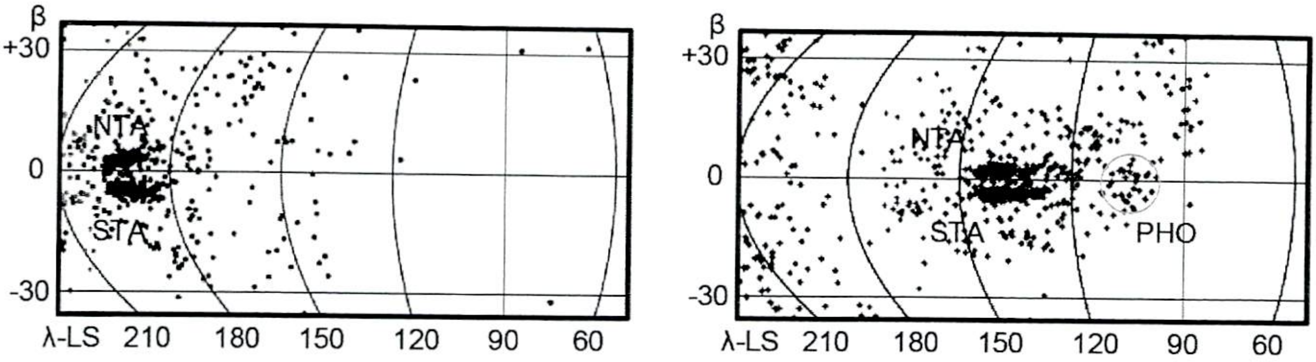


図10　ほうおう座流星群（2008年）の放射点分布（左）と修正放射点（右）

期間は2008年10月20日～11月20日、SonotaCoネットワークによる

ダスト・トレイルの接近により、軽微な出現の可能性が予報されていた。放射点(左)のプロットだけでは、まとまらないが、修正放射点を求めてプロットし直すと(右)、放射点のまとまりが見えてくる。

【2012年の12月うお座流星群(仮称:46P/Wirtanen関連)】

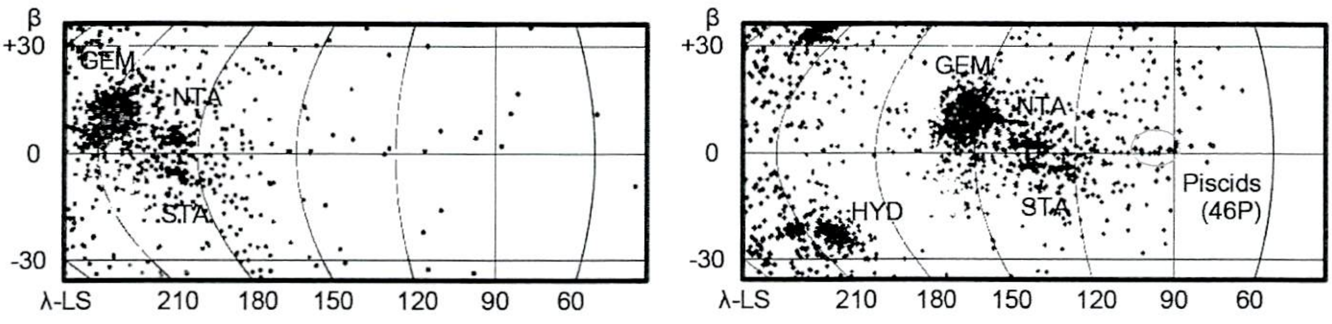


図11　12月うお座流星群（仮称）（2012年）の放射点分布（左）と修正放射点（右）

期間は2012年12月1日～12月21日、SonotaCoネットワークによる

ダスト・トレイルの接近により、出現の可能性が予報されていた。放射点(左)では、全くわからないが、修正放射点(右)では、同じ黄緯に並ぶ放射点分布が見えてきた。

【まとめ】

これまでの放射点のプロットでは、地球速度を含めた分布を見ているため、特に低速の流星群において誤差範囲を正しく評価できていなかった。今回の修正放射点の分布を用いることで、低速の流星群を検出できる可能性が示された。さらにこの手法から候補の放射点を見出し、候補となった個々の流星に対してさらに統計的な検討を行って群判定をすると、確実な流星群検出へとつながるものと考えられた。

※なお誤差の原因は、あらゆるものが含まれると考えられる。

例:地球の重力の影響(天頂引力)、地球の自転の効果、流星体そのものの軌道のバラツキ、大気による減速の効果、観測精度、整約計算精度など。

太陽系外からの流星

海老塚 昇 (理化学研究所)、
重野 好彦 (流星物理セミナー)

第148回流星物理セミナー

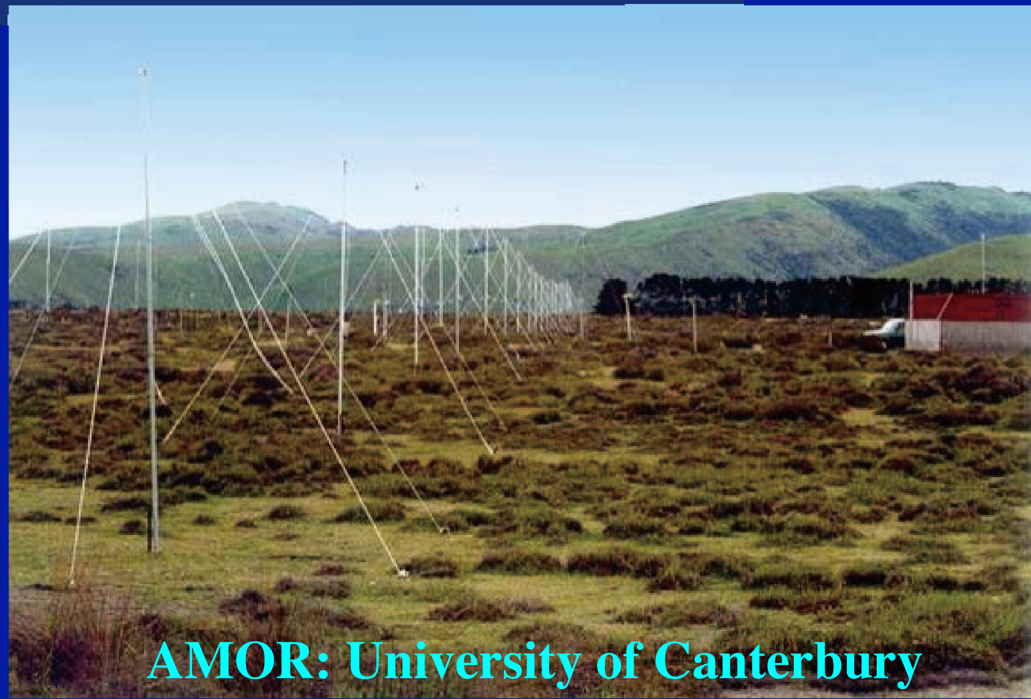
2018年 2月 4日

太陽系における星間物質の検出

探査機等のParticle counterによって10^{-19}~10^{-11}kg (直径: 0.005~2 μm@1g/cm^3) の粒子を検出。

木星近傍では半数以上が星間ダストと思われる。

流星レーダ観測

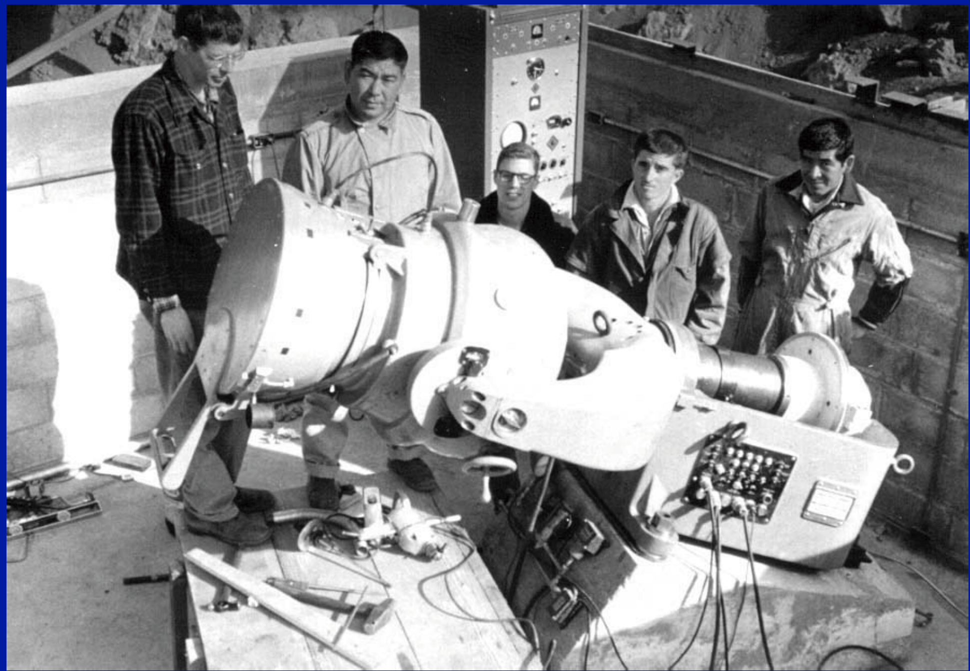


- 10^{-14}~10^{-9}kg (直径: 0.2~10 μm@1g/cm^3) : 4.8% (143/3000) が e>1.0 (Arecibo,プエルトリコ, 口径300m, 430MHz)。
- 5x10^{-9} ~10^{-6}kg (直径: 10~100 μm@1g/cm^3) : 3.2% (7,911/250,000)がe>1.0 (MARS: ウクライナ, 31.1MHz)。
- >10^{-10}kg (直径: >5 μm@1g/cm^3) : 0.46% (1,600/350,000) が地心速度 > 100 km/s (e>2.5, AMOR, ニュージーランド)。

光学観測

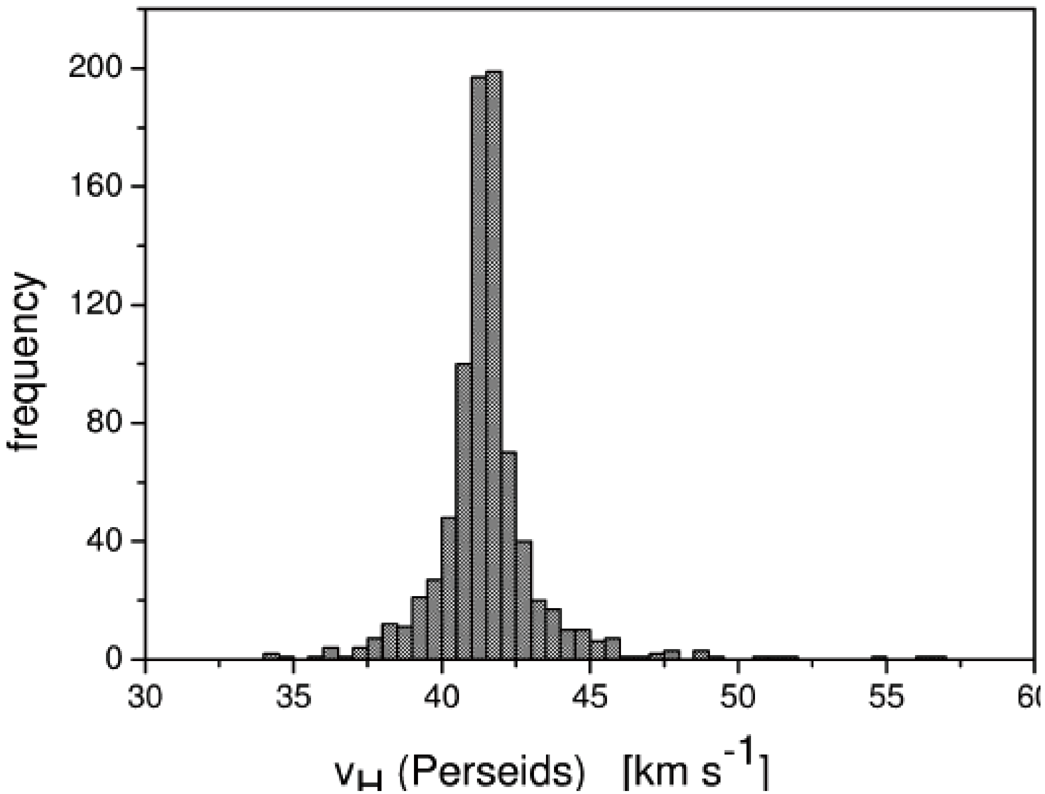
10^{-4}~10^{-1} kg (-3~ -10等): 1.3% (59/4,581)と10^{-9}~10^{-4} (9.5~ -3等) kg:1~2% (2/160)がe>1.45 (日心速度＞46.6 km/s、IAU/MDC銀塩写真、カナダのビデオ観測)。

四連写真儀
http://www.ne.jp/asahi/meteor/star/index.html

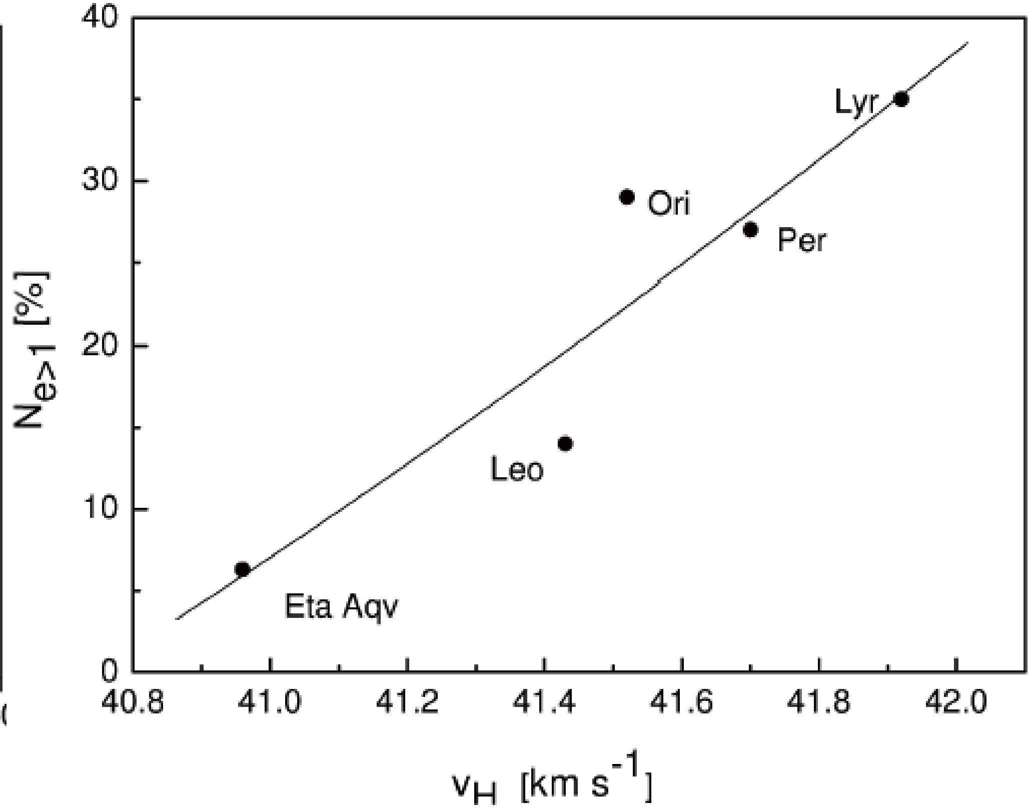


SAOのSuper Schmidt camera（1950年代）

写真観測の精度



ペルセウス座流星群（$V_H = 41.7$ km/s）の日心速度分布。244/835 (27%) が$V_H > 42.1$ km/s、5/835 (0.6%) が$V_H > 46.6$ km/s。標準偏差: 1.3km/s

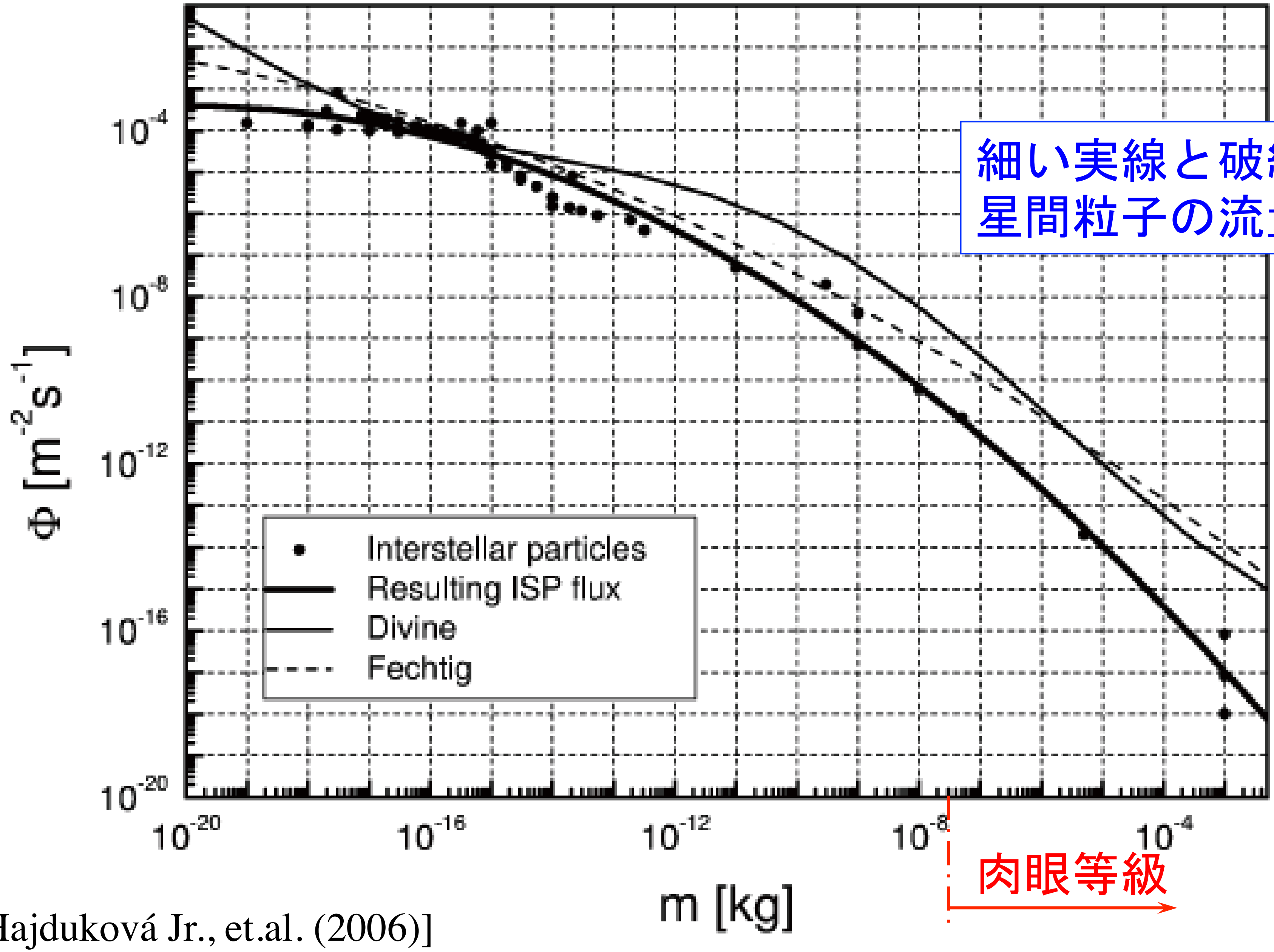


高速流星群の日心速度と$e > 1$の割合。

IAU/MDCの銀塩写真カタログ

M. Hajduková Jr., et.al. (2006)

1 AUにおける星間粒子の流量



細い実線と破線は
星間粒子の流量

肉眼等級

[M. Hajduková Jr., et.al. (2006)]

SonotaCo Net流星の地心速度

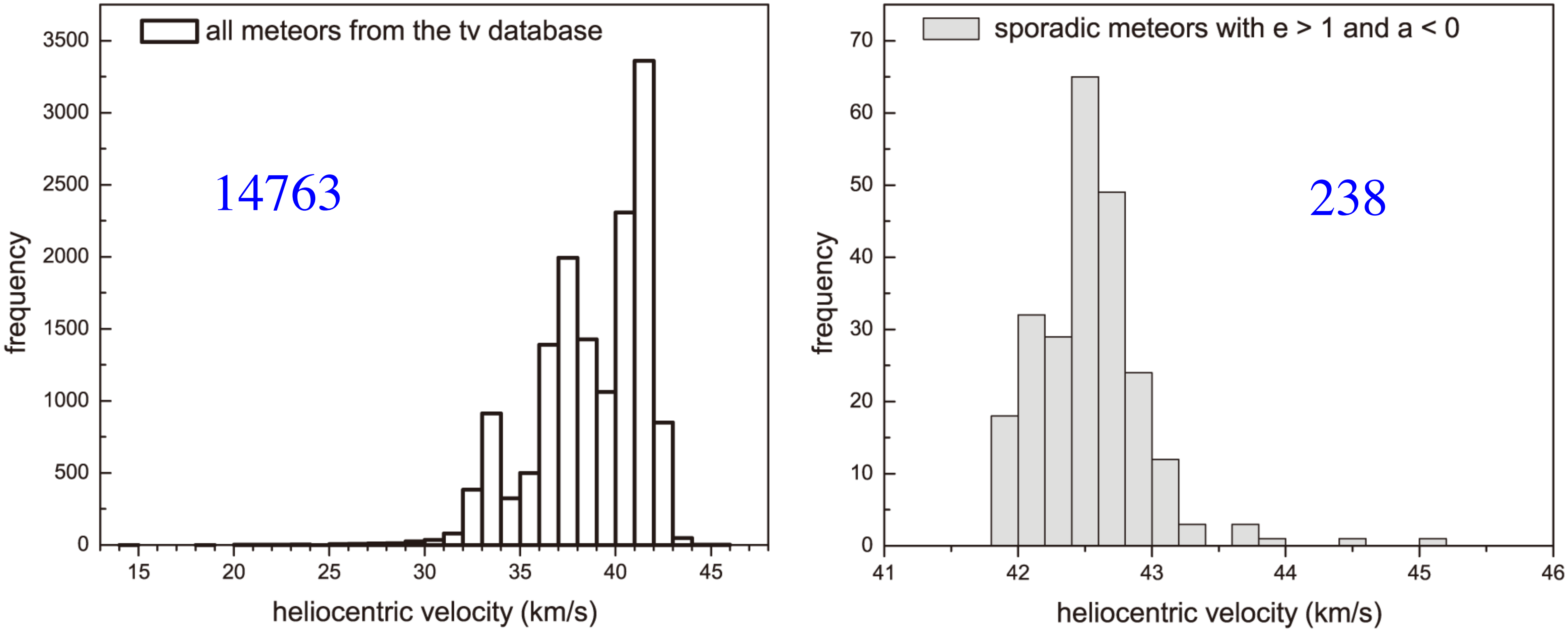


Fig. 1. Distribution of heliocentric velocities of all 14763 tv meteors from the SonotaCo tv meteor data set (left) and that of 238 sporadic hyperbolic meteors (right) shows a scattered Gaussian distribution, which in the vicinity of the parabolic limit of the velocity results in the designation of a "hyperbolic orbit".

M. Hajduková Jr. (2011)

SonotaCo Netのe>1流星の分布

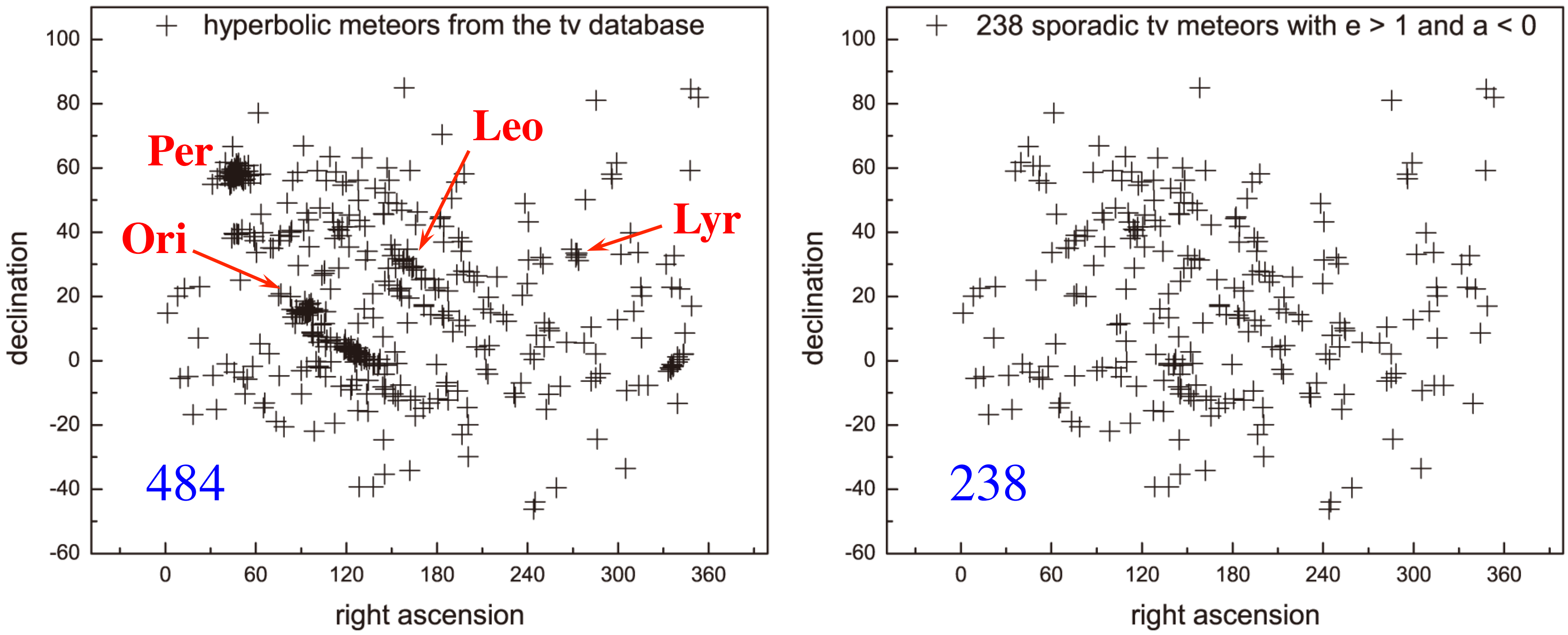
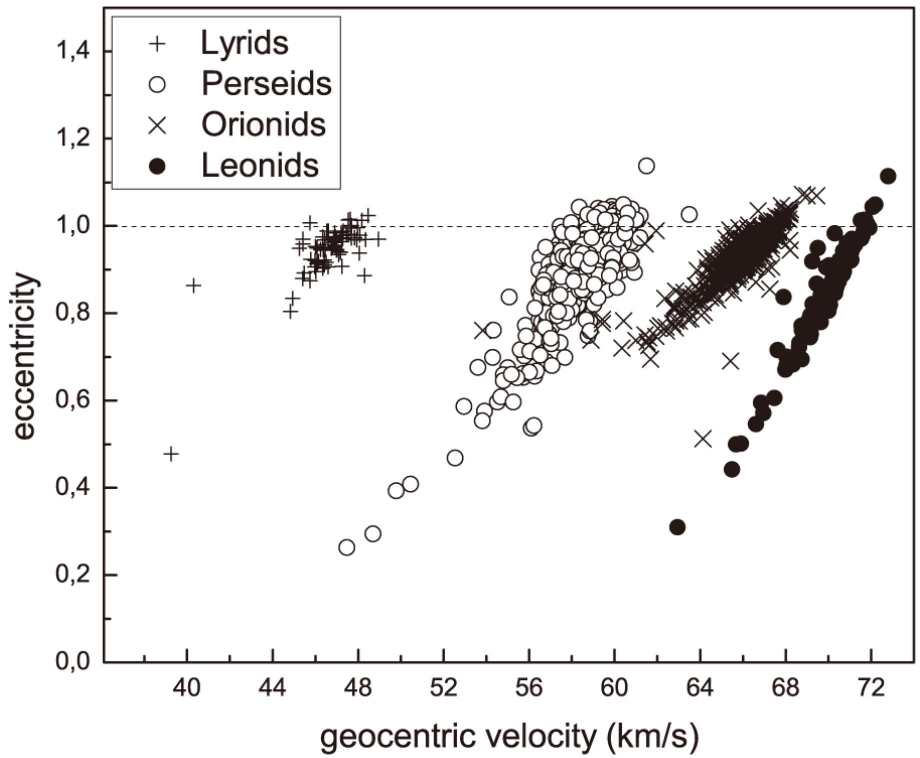


Fig. 2. Positions of radiants of all 484 hyperbolic meteors with $e > 1$ and $a < 0$ from the SonotaCo tv meteor data set (left). Among them, about 50% belong to meteor showers. The best seen are Perseids, Orionids, Lyrids and Leonids. Possible interstellar meteors may be found in a subset of 238 sporadic hyperbolic meteors (right).

M. Hajduková Jr. (2011)

SonotaCo Net群流星の地心速度、離心率分布



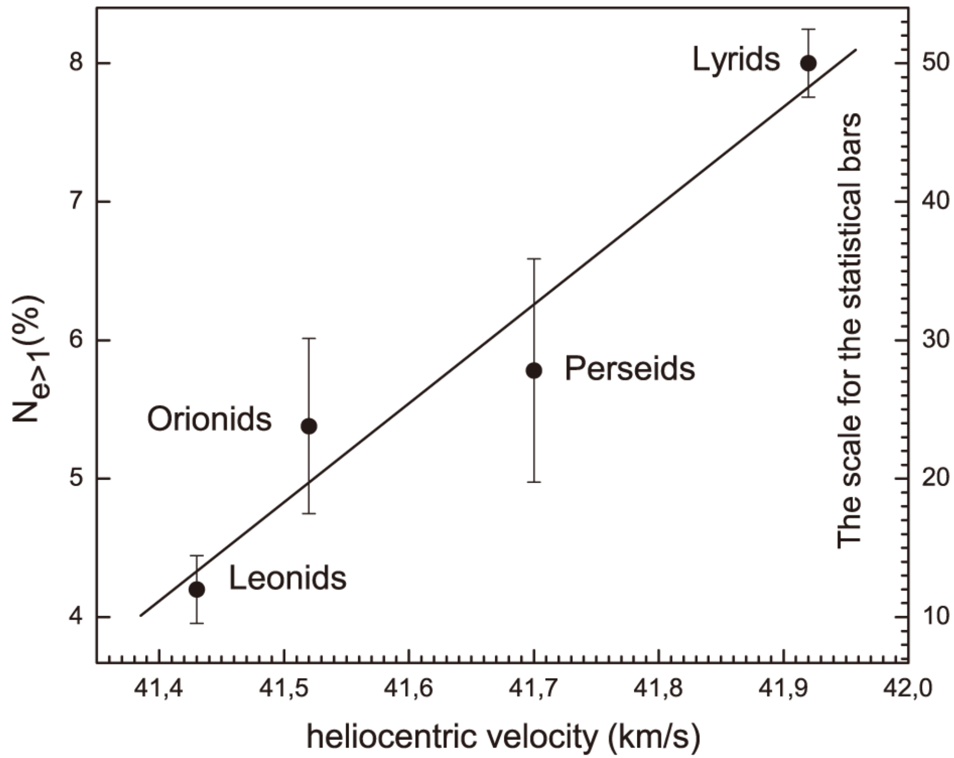


Fig. 3. (Left) Distribution of the eccentricities and geocentric velocities of 4 selected meteor showers from the SonotaCo tv meteor data set. (Right) A clear dependence of the contribution of hyperbolic meteors on the mean heliocentric velocity of particular meteor shower. For each meteor shower, the statistical bars (right scale) described by standard deviation (the values are 2.45 for Leonids and Lyrids, 8.06 for Perseids and 6.03 for Orionids) in the Poisson distribution are also shown.

M. Hajduková Jr. (2011)

SonotaCo Netの系外流星候補

Table 3. Orbital and geophysical parameters of sporadic meteors with the highest hyperbolic excesses from the catalogue.*

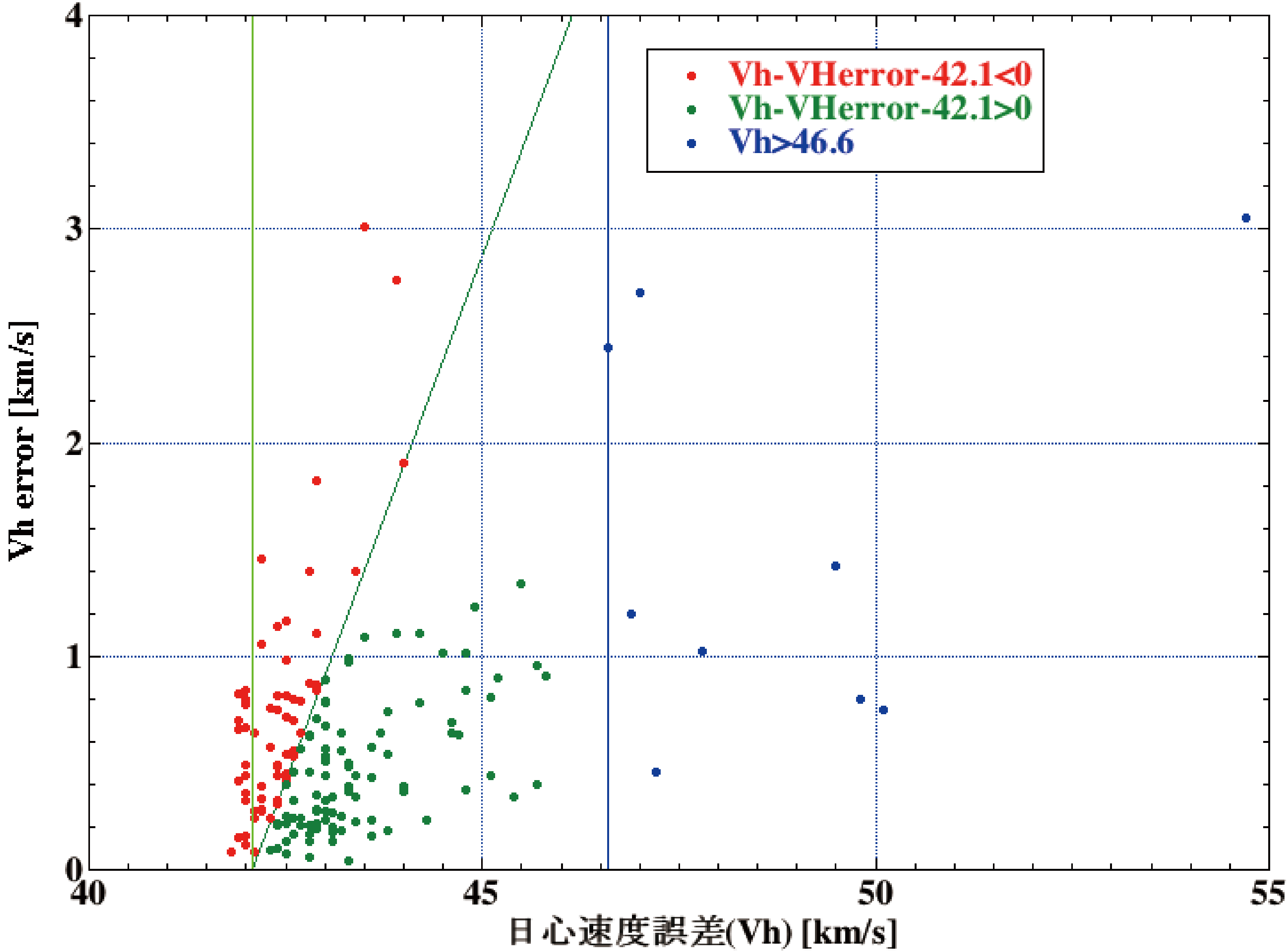
No	Δv_H	a	q	e	i	ω	Ω	v_G	v_H	H_B	H_E	α	δ	Date
1	2.906616	−3.1719	0.9873	1.3113	153.2990	17.5802	314.3032	72.2055	45.0466	116.4608	97.5654	40.8063	−1.0117	20090807
2	2.413593	−4.4687	0.4238	1.0948	172.4046	84.4393	216.3326	67.7870	44.5536	112.1436	97.1492	160.2762	11.7301	20091030
3	1.749275	−7.1290	0.3644	1.0511	92.1684	76.7512	306.9017	53.7345	43.8893	109.0628	93.5124	265.7705	5.73063	20090127
4	1.655059	−7.0150	0.9869	1.1408	138.8532	353.4157	158.5104	69.2782	43.7951	114.5988	107.8883	244.0461	−46.2328	20080228
5	1.637756	−7.2995	0.6479	1.0888	118.2225	250.1847	236.2207	61.6854	43.7778	110.5130	100.1769	128.0265	49.9482	20091118
6	1.517986	−7.5975	0.6115	1.0805	127.6048	74.8215	42.2466	63.4425	43.6580	110.0928	86.8926	102.7711	−2.2121	20091105
7	1.172435	−12.1111	0.6239	1.0515	113.4426	73.3922	83.0851	60.0501	43.3124	107.1496	96.2900	134.3140	−15.7582	20081215
8	1.116752	−12.4761	0.3427	1.0275	110.6198	286.6849	251.5134	57.4556	43.2568	107.9839	76.3223	128.7595	43.7464	20091204
9	1.065891	−10.9042	0.2650	1.0243	44.7305	116.6991	33.8677	42.3749	43.2059	106.4742	78.1823	57.8889	−1.7378	20071028
10	1.022281	−10.9347	0.9894	1.0905	138.6304	188.9884	206.7840	68.4448	43.1623	111.5236	98.0221	121.7677	45.3705	20071021
11	1.015846	−14.9901	0.8166	1.0545	144.9689	228.0297	266.3948	68.6731	43.1559	119.4170	90.5691	169.7854	25.2608	20071219
12	1.000133	−13.3490	0.5948	1.0446	104.7752	257.2814	234.9293	57.0778	43.1401	111.5325	92.6466	119.7808	55.6560	20071118
13	0.988334	−15.6856	0.0622	1.0040	29.4713	150.4318	117.5185	47.1615	43.1283	92.0160	75.6131	144.2607	7.4429	20090118
14	0.945392	−14.0671	0.8241	1.0586	105.1398	47.5380	51.4911	57.9997	43.0854	106.6146	100.3348	112.2150	−19.4376	20081114
15	0.924201	−17.6992	0.2590	1.0146	126.9657	117.5512	99.5250	59.7285	43.0642	106.0061	87.4463	145.3108	−4.1827	20080101
16	0.915649	−15.1945	0.4282	1.0282	109.4251	96.7721	57.3985	57.4667	43.0557	107.5014	92.1034	106.1021	−5.0183	20091120
17	0.910201	−17.1081	0.5668	1.0331	131.6527	80.5221	77.2677	63.7310	43.0502	109.0144	93.8300	134.4448	−6.1496	20071210
18	0.910102	−13.1827	0.7303	1.0554	93.1585	241.0439	215.3270	53.4044	43.0501	109.8385	91.2329	91.5430	66.8080	20091029
19	0.902751	−11.1621	0.4186	1.0375	150.2971	278.1843	16.0001	64.7418	43.0428	121.8153	73.6785	254.0254	−10.4049	20090406

* The symbols denote: Δv_H–the hyperbolic excess in heliocentric velocity, a–semimajor axis, q–perihelion distance, e–eccentricity, i–inclination, ω–argument of perihelion, Ω–ascending node, v_G and v_H velocities (geocentric and heliocentric), H_B and H_E beginning and end height in the atmosphere, α and δ–equatoreal coordinates right ascension and declination of the radiant of a meteoroid, Date–year, month, day of observation.

M. Hajduková Jr. (2011)

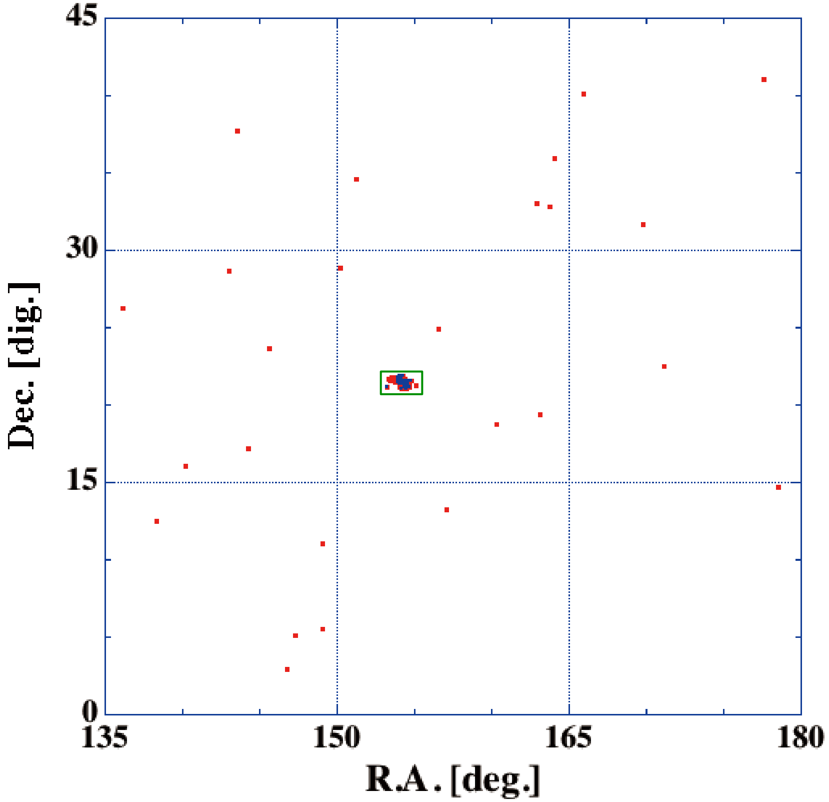
重野さん等の流星ステレオ観測 および軌道データ

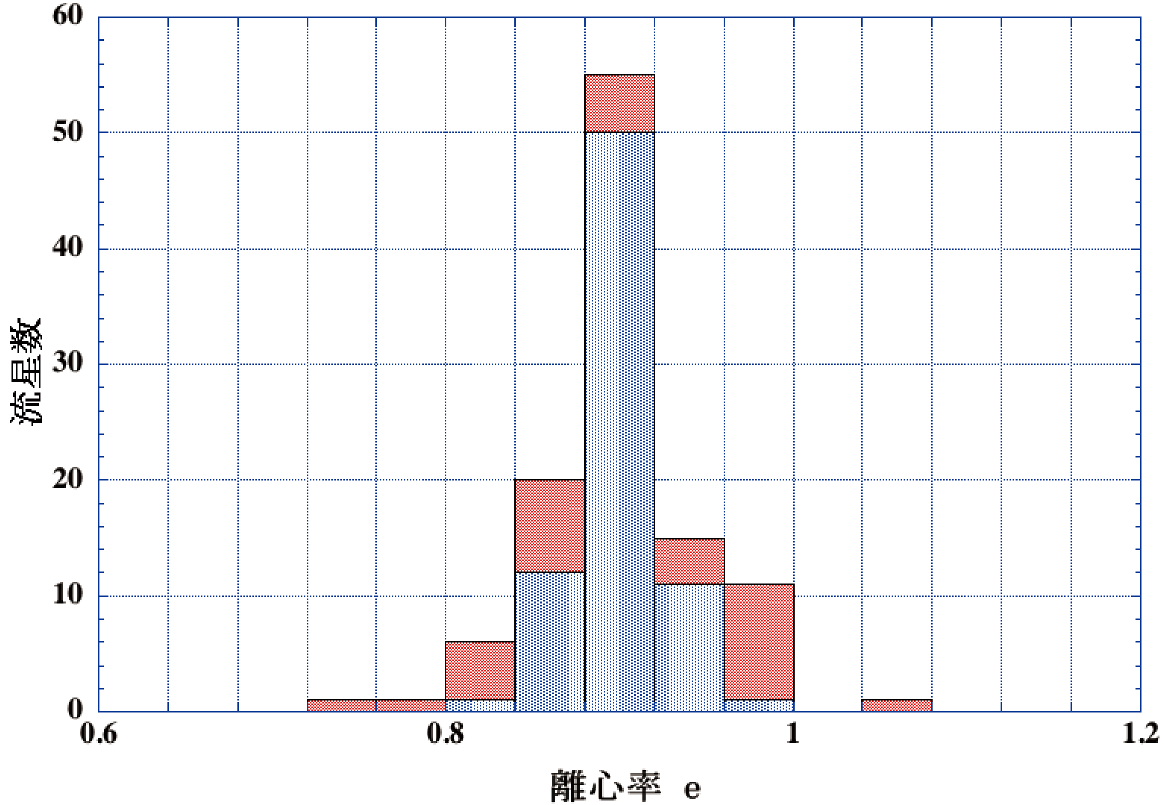
- 1983年2月~1992年5月までは銀塩写真。
- 1992年12月~2009年10月は主にII-TVカメラ。（2001年しし座流星群は銀塩写真も稼働。）
- 3886個の流星軌道データ。


Vh-VHerror-42.1<0
Vh-VHerror-42.1>0
Vh>46.6
Vh error [km/s]
日心速度誤差(Vh) [km/s]
0
1
2
3
4
40
45
50
55

日心速度と速度誤差

しし座流星群の離心率分布

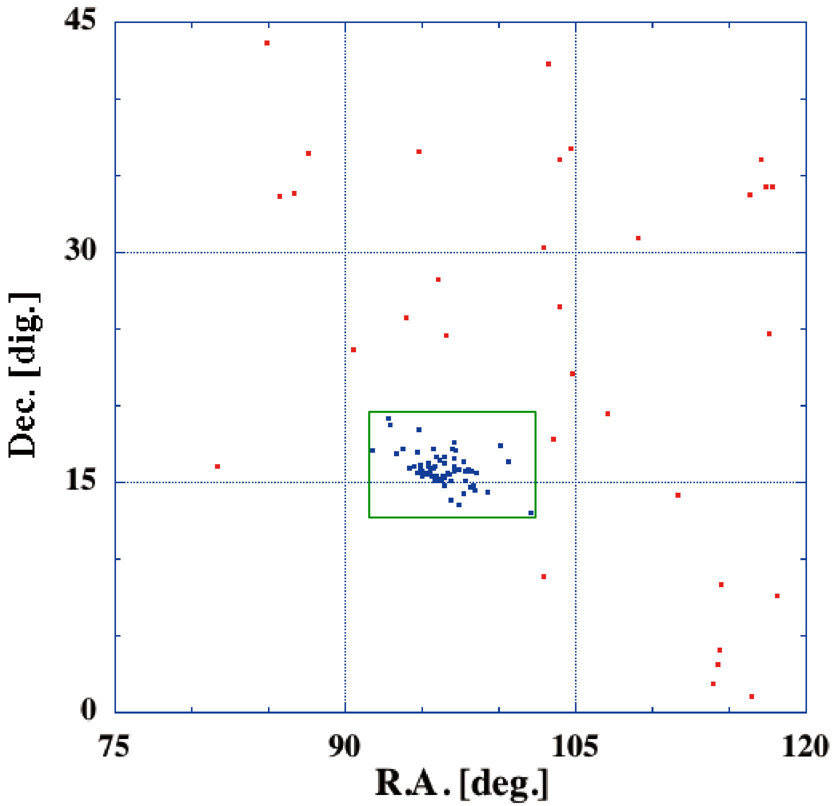


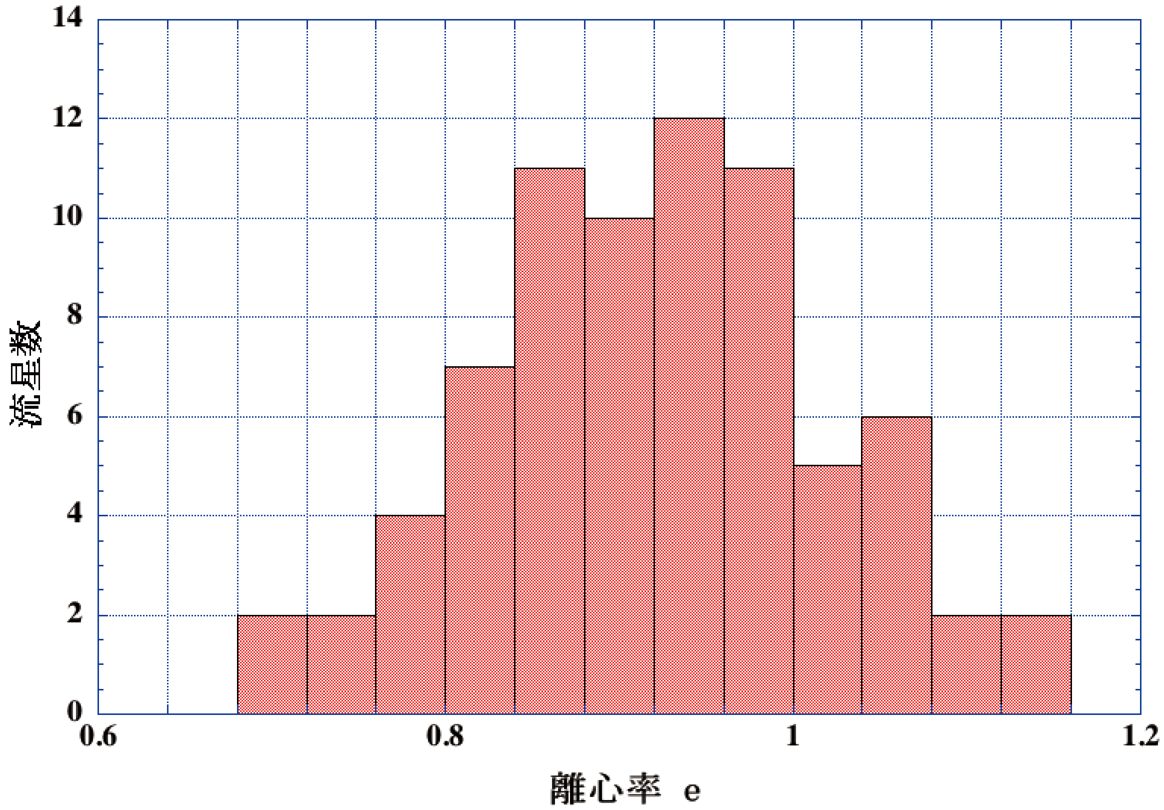


2001. 11. 18の輻射点、
R.A: 2°× Dec.: 1°の範囲。

		合計	写真	II-TV
流星数	:	110	75	35
平　　均	:	0.901	0.900	0.904
標準偏差	:	0.046	0.023	0.074

オリオン座流星群の離心率分布

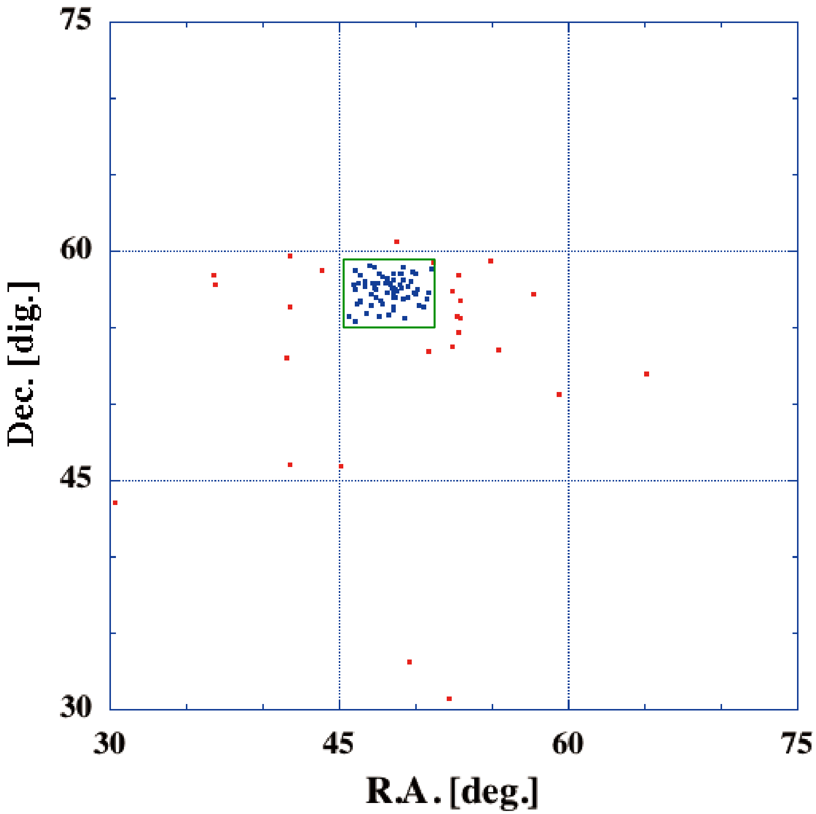


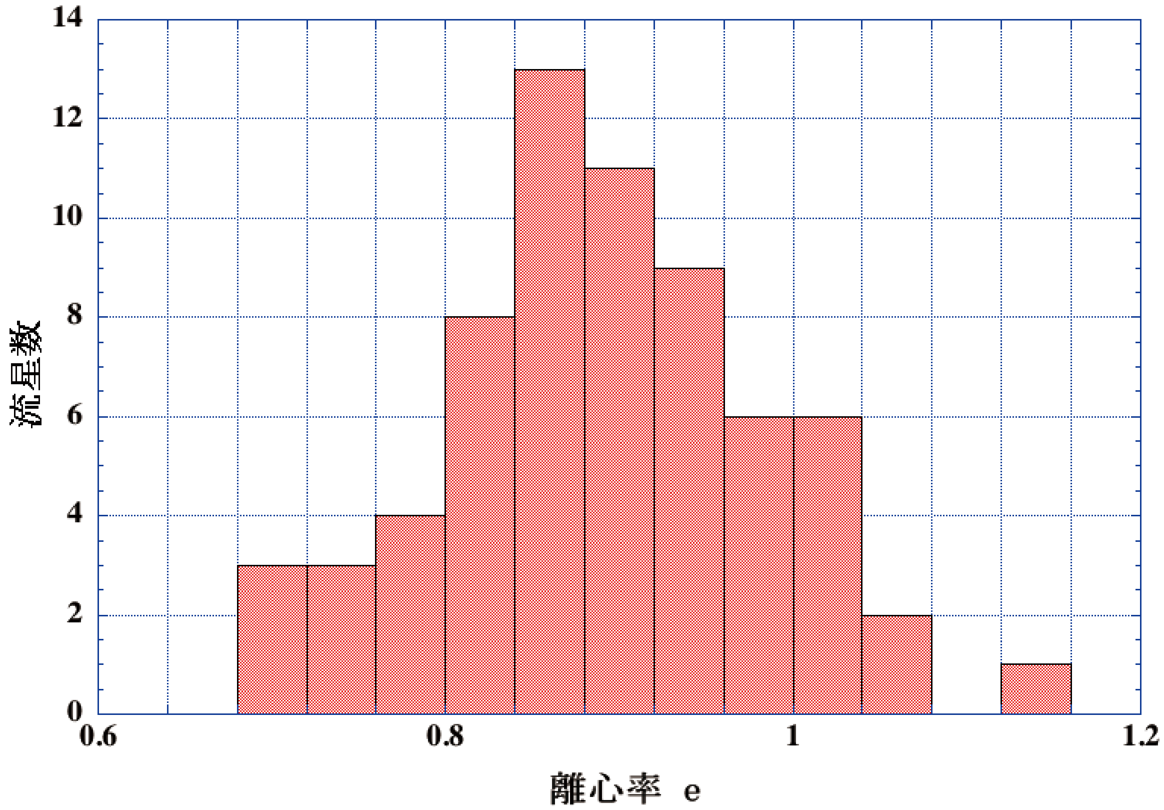


Ori群の輻射点。R.A: 10.3°× Dec.: 6.2°の範囲。

流星数　：　74
平　　均：0.923
標準偏差：0.100

ペルセウス座流星群の離心率分布





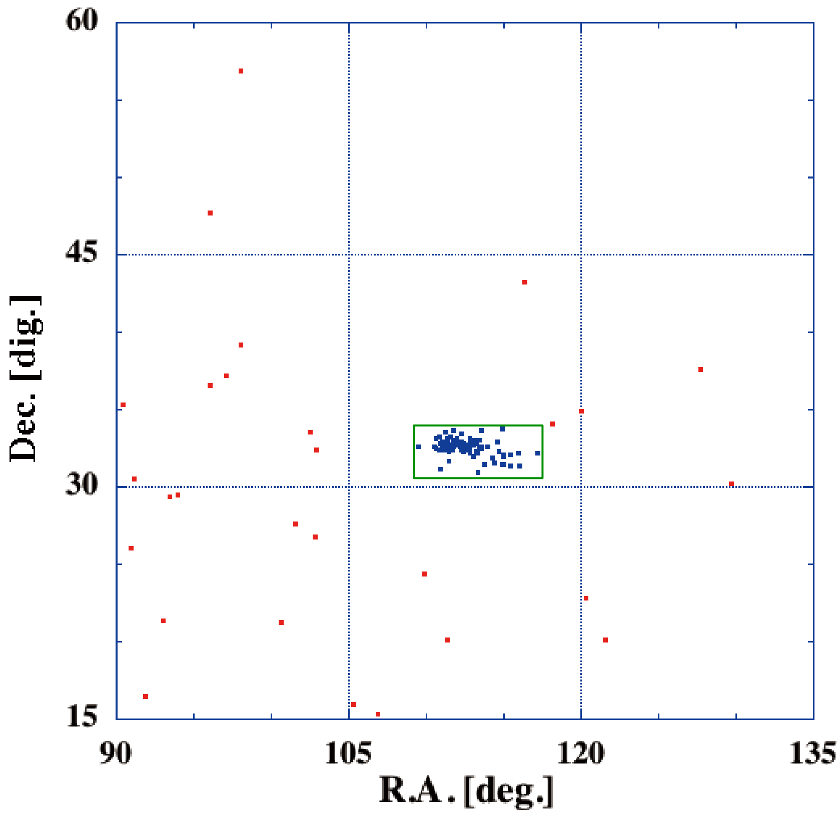
2004. 8. 12の輻射点。R.A: 4.4°× Dec.: 3.7°の範囲。

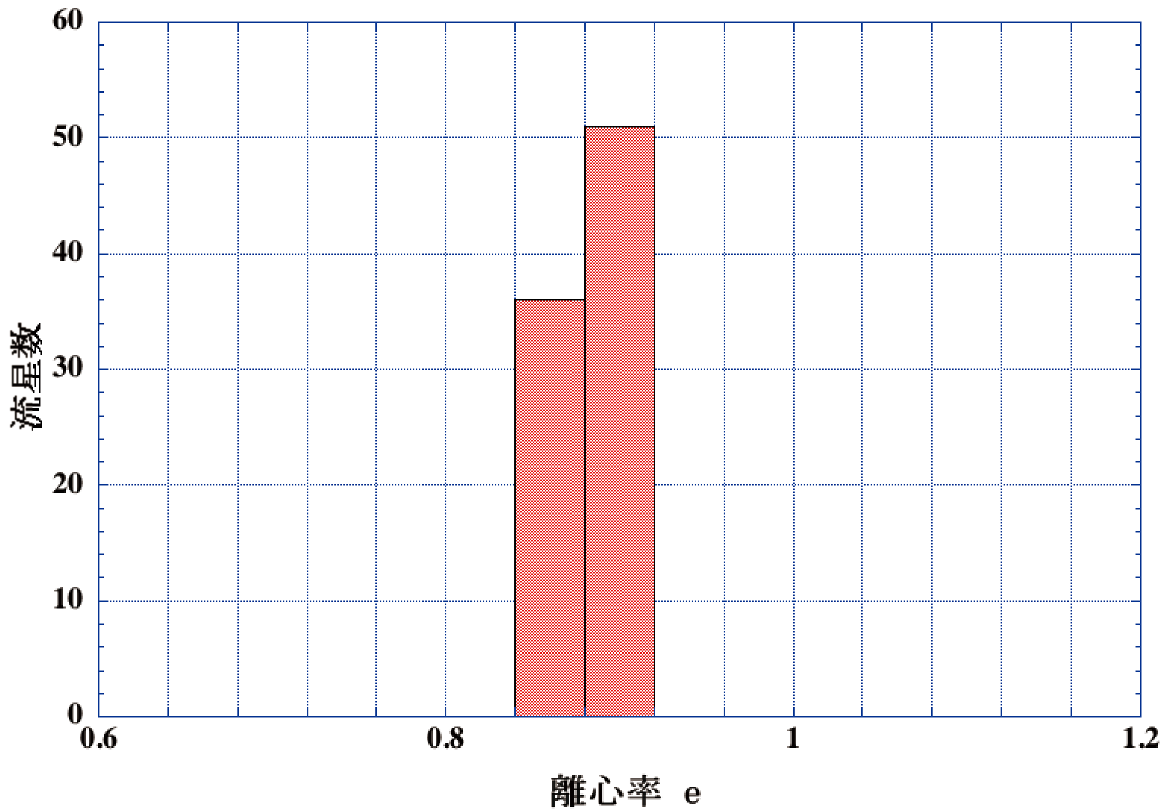
流星数 ： 66

平 均：0.889

標準偏差：0.094

ふたご座流星群の離心率分布

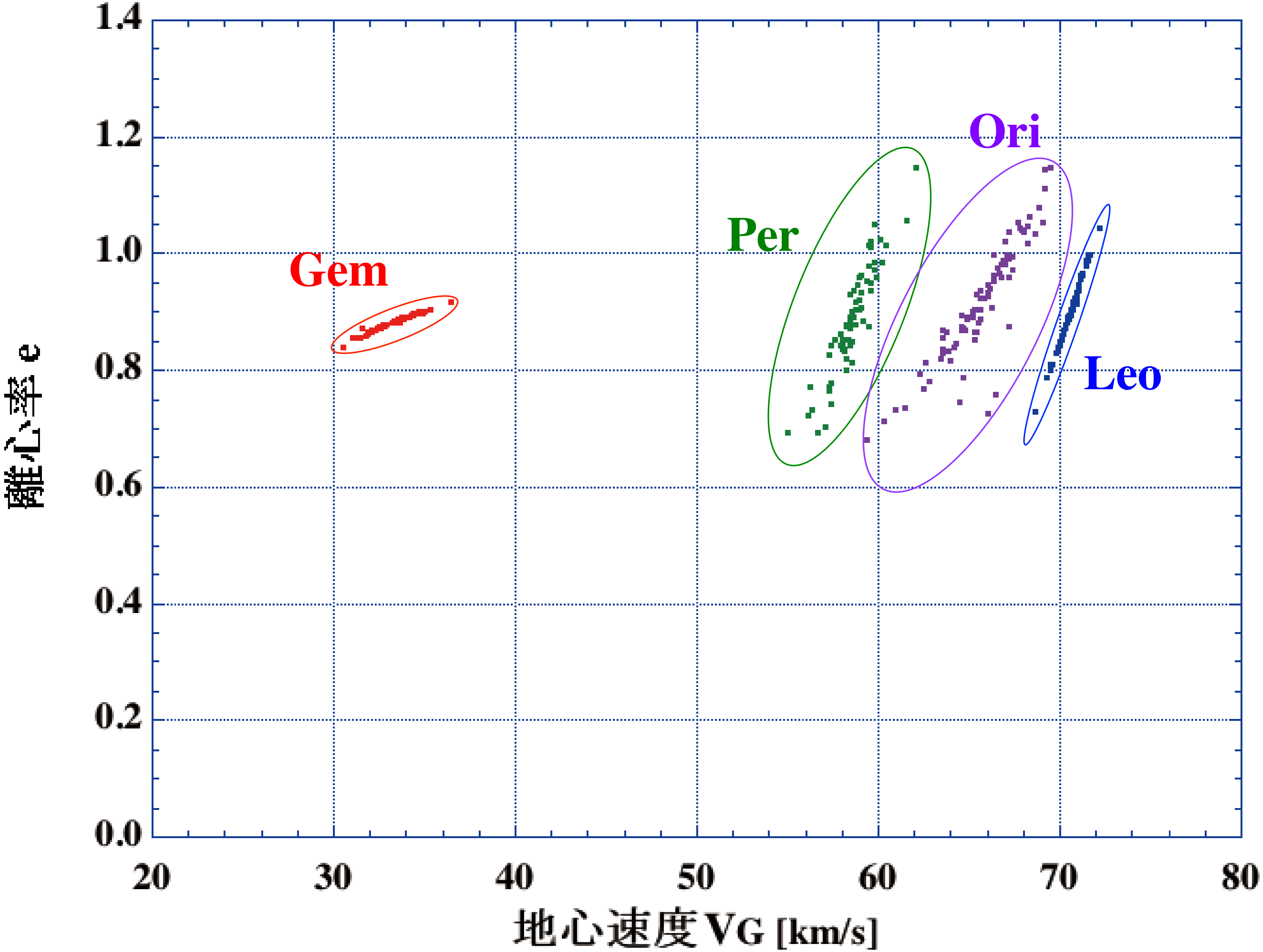




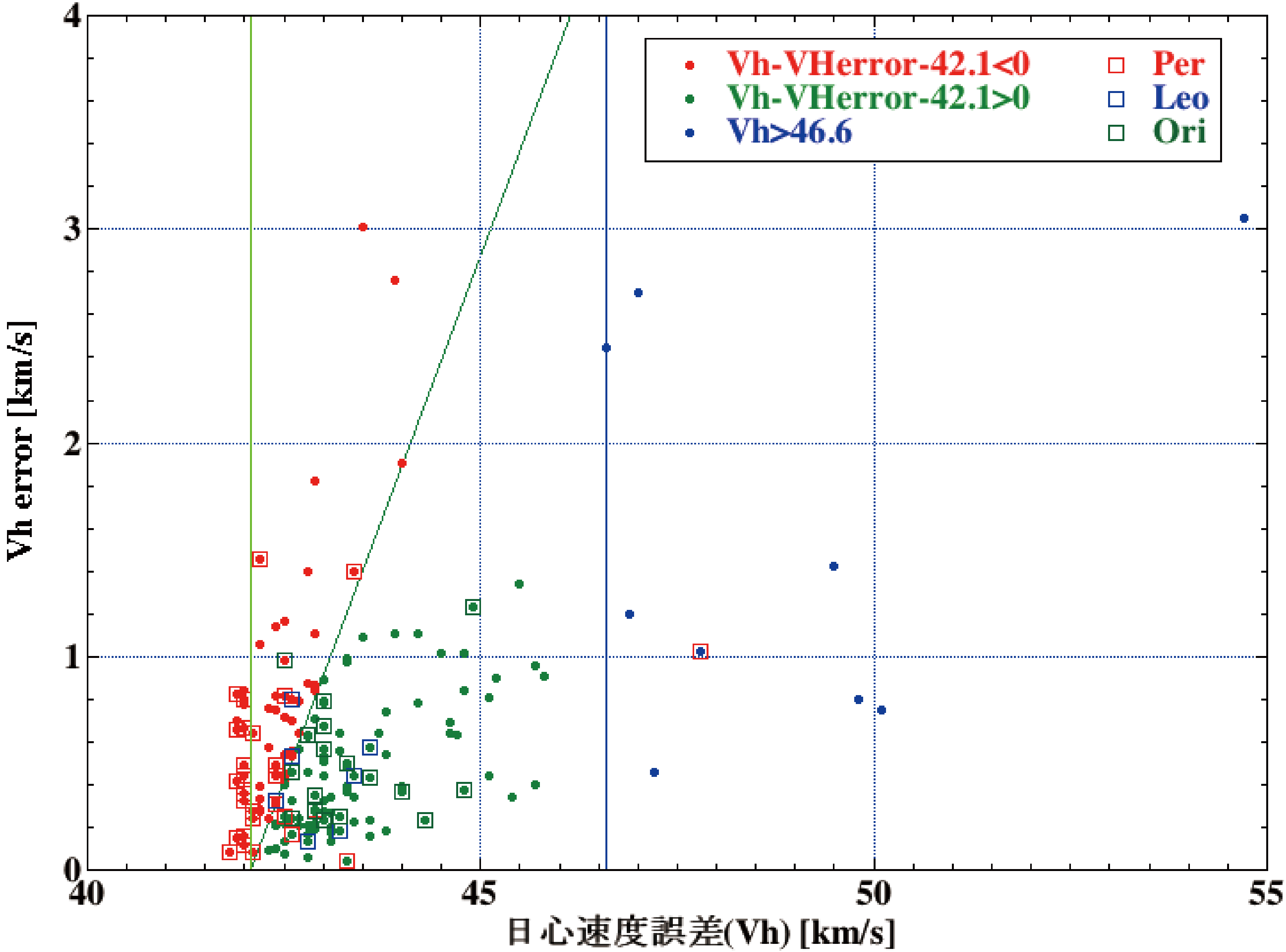
1999. 12. 12-16の輻射点。
R.A: 7.7°× Dec.: 2.9°の範囲。

流星数　：　87
平　　均：0.882
標準偏差：0.012

地心速度と離心率



1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
20
30
40
50
60
70
80
離心率 e
地心速度VG [km/s]
Gem
Per
Ori
Leo



日心速度と速度誤差、群流星

系外流星候補

No.	V_H	V_H err	e	q	ω	Ω	i	L abs	精　度、備　考
1	54.7	3.05	1.054	0.040	330.5	346.0	22.6	3.9	△
2	50.1	0.75	1.860	1.012	181.7	146.4	177.8	3.4	◎、軌道が黄道面
3	49.8	0.80	1.783	0.954	24.8	314.0	132.6	0.3	◎
4	49.5	1.42	1.217	0.292	286.6	346.0	44.4	4.6	○
5	47.8	1.02	1.588	0.986	162.9	140.1	116.4	3.5	○、Per群
6	47.2	0.46	1.442	0.846	222.9	30.8	148.9	3.4	◎
7	47.0	2.71	1.471	0.982	11.7	31.5	123.1	3.7	△
8	46.9	1.20	1.382	0.822	225.5	211.5	118.7	3.4	○
9	46.6	2.45	1.233	0.561	77.1	97.0	140.6	4.2	△

系外流星候補2の軌道

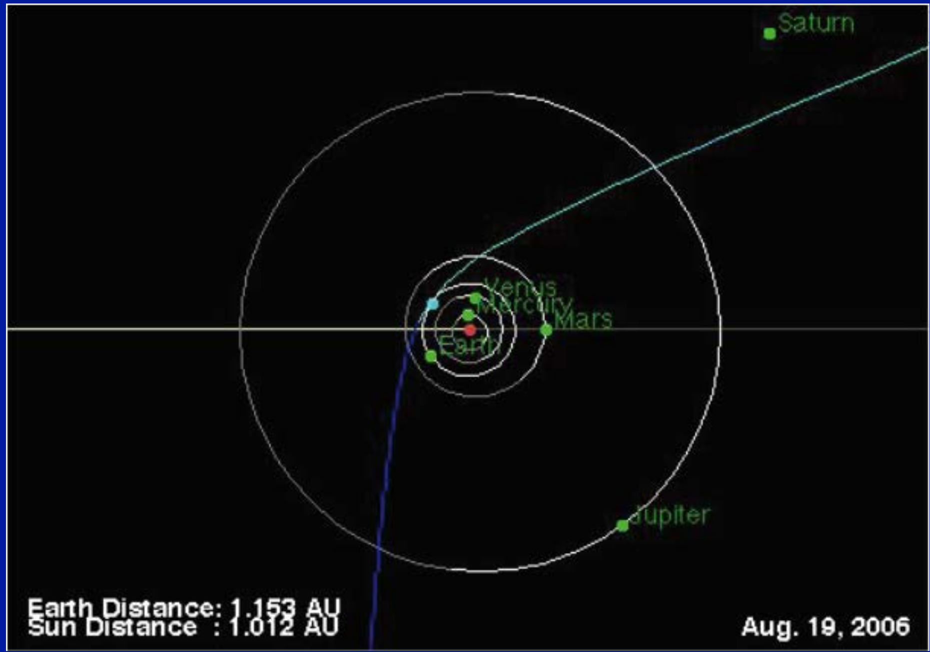
q: 1.012　　e: 1.909

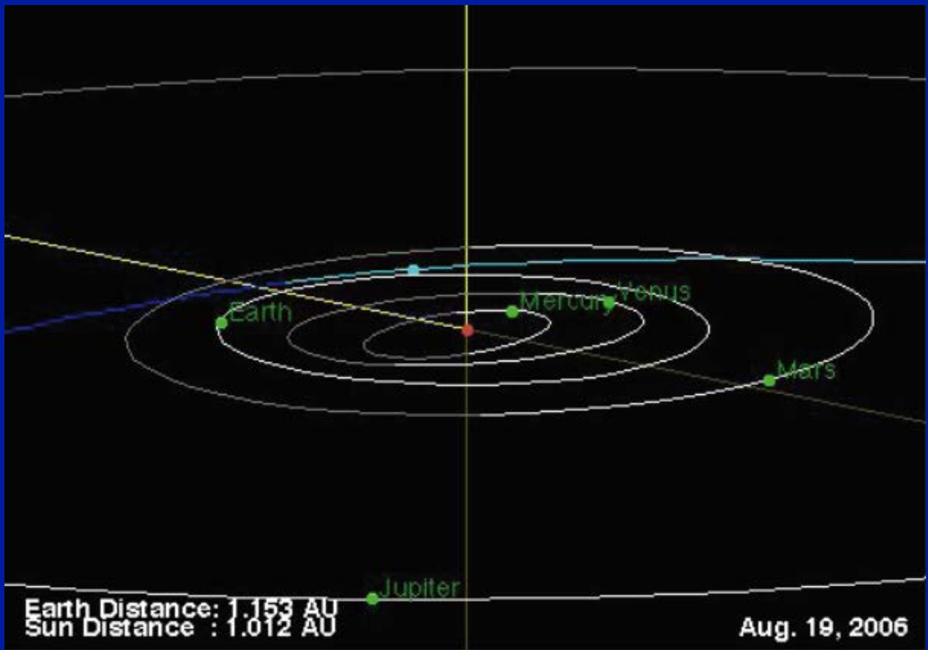
Ω: 146.4　　ω: 181.6

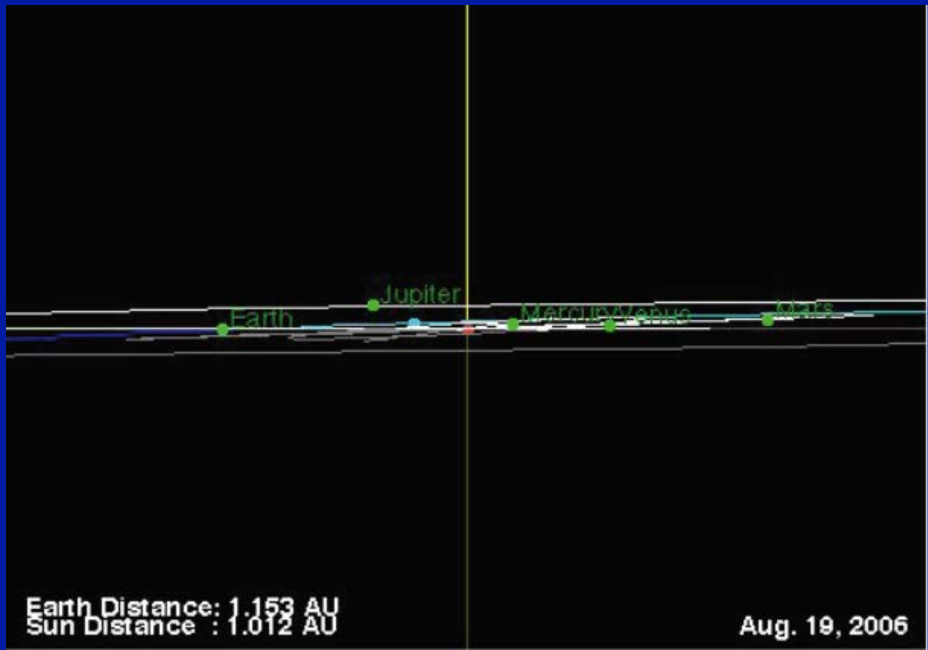
i : 177.9

到来方向：しし座

土星に約5 au接近







彗星軌道ビュアー ©アストロアーツ

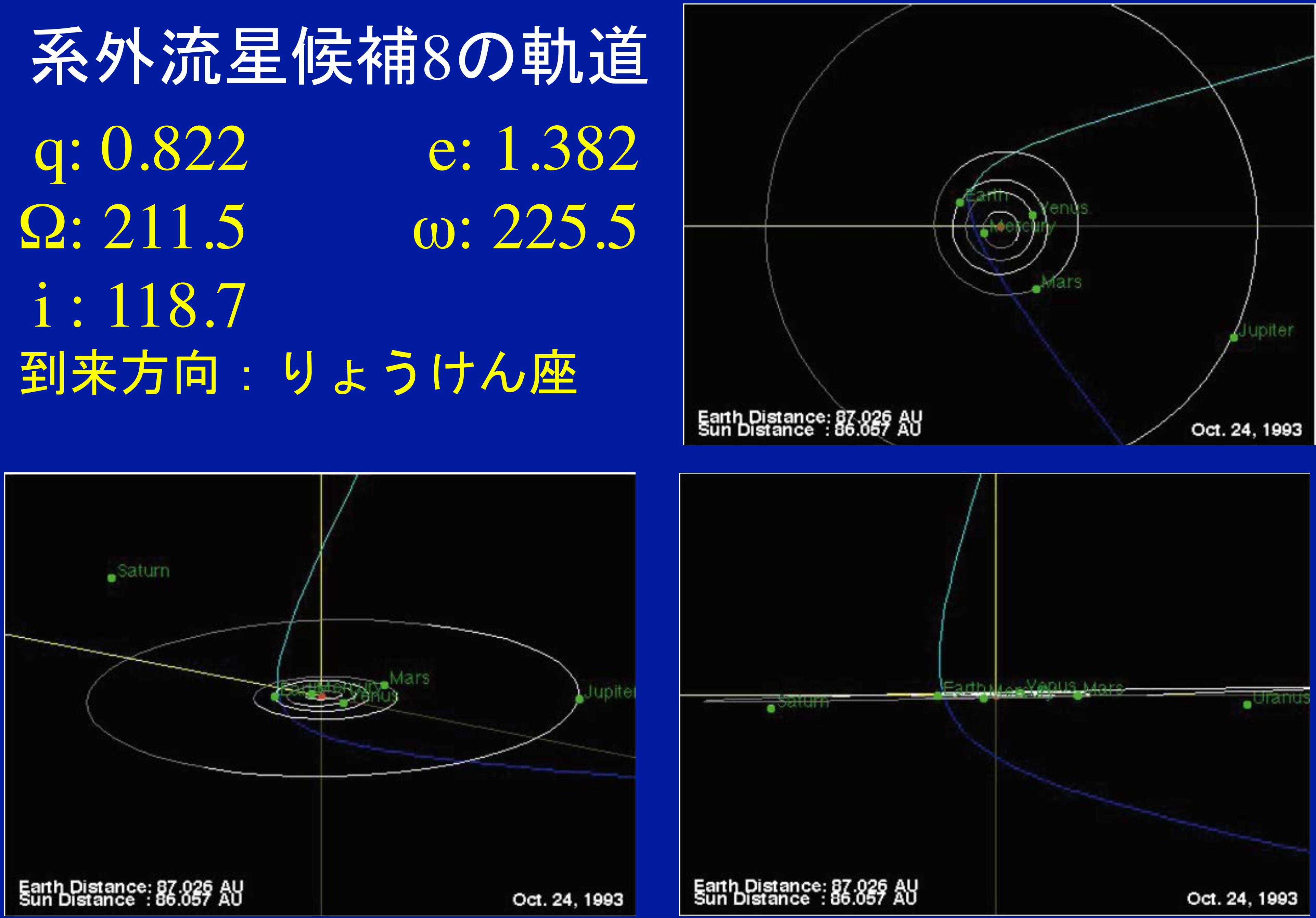
系外流星候補8の軌道

q: 0.822　　e: 1.382

Ω: 211.5　　ω: 225.5

i : 118.7

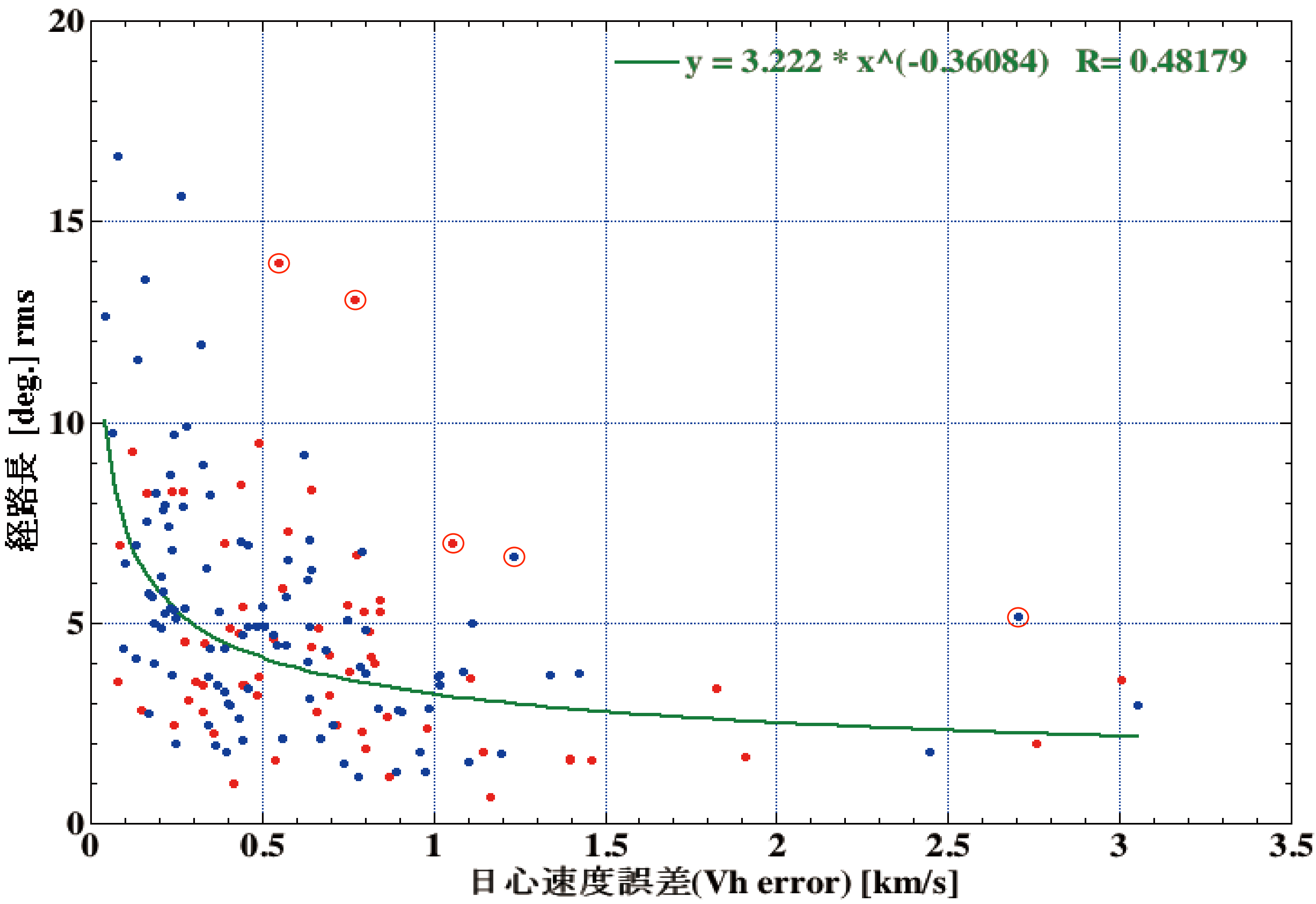
到来方向：りょうけん座



彗星軌道ビュアー ©アストロアーツ

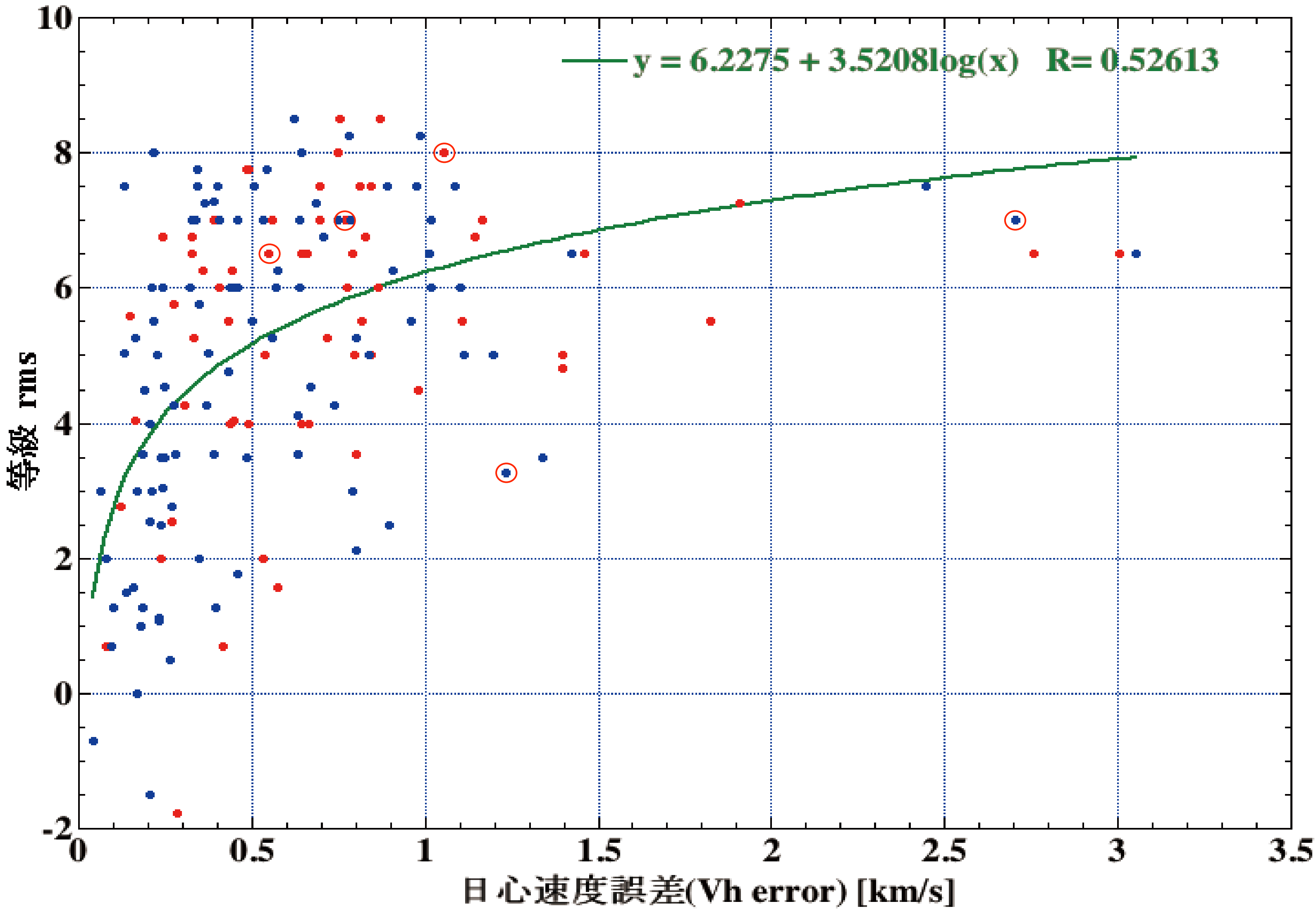
まとめ

- 重野さんらの3886の流星軌道データを解析。
- 日心速度誤差は経路長と観測等級に相関。
- ふたご群の離心率の標準偏差: $\sigma = 0.012$。
- 168/3886 (4.3%) が$e > 1.0$。
- $e > 1.0$にPer, Ori, Leo群の流星が多数混入。
- 9/3886が系外流星候補$V_H > 46.6$ [km/s]。
- 系外候補9流星のうち、
  - 1流星はPer群。
  - 系外は8流星 (0.21%)？ ただし、3流星は精度が低い、1流星は黄道面逆行。

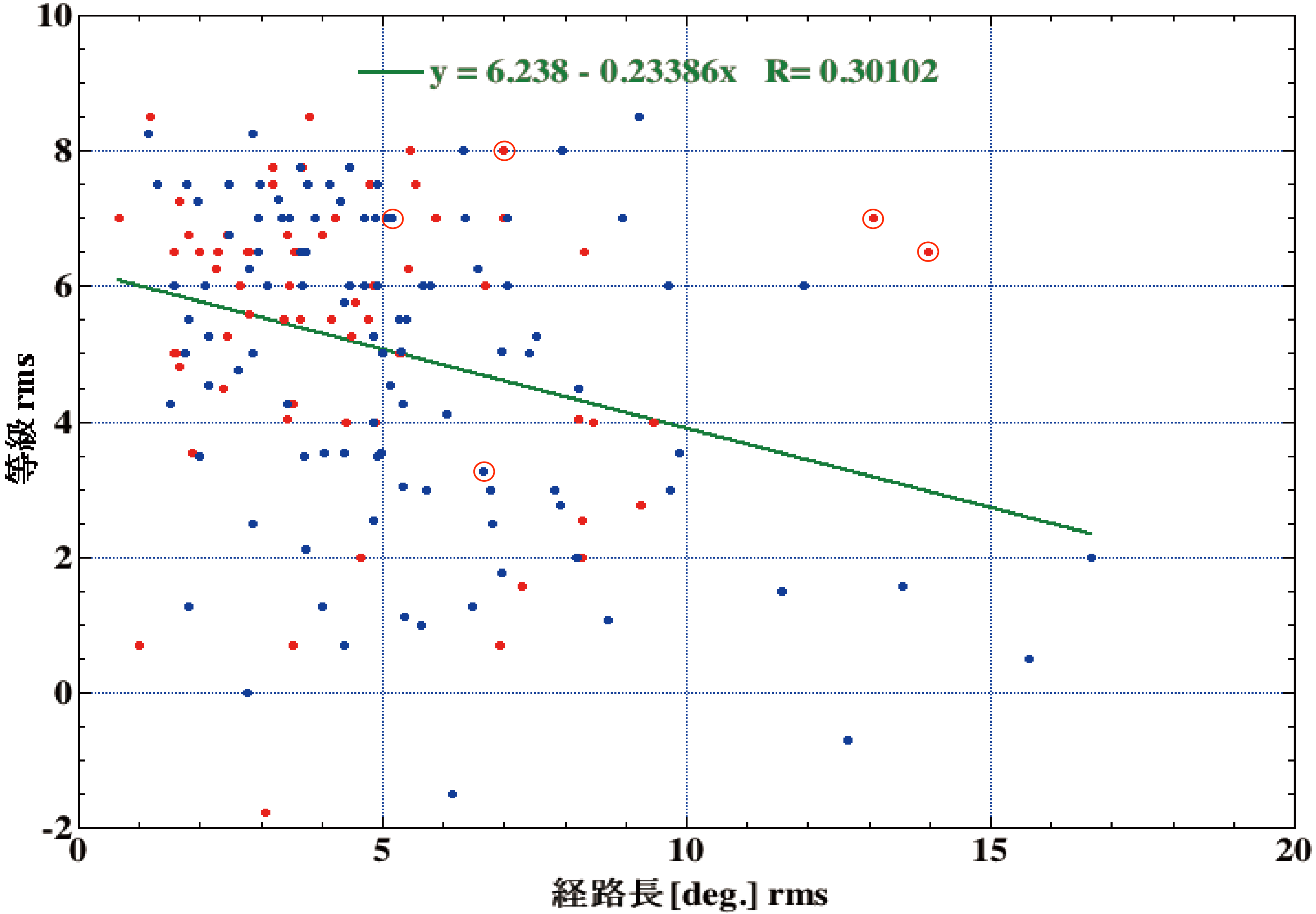


y = 3.222 * x^(-0.36084)   R= 0.48179
経路長 [deg.] rms
日心速度誤差(Vh error) [km/s]
0
5
10
15
20
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

日心速度誤差と経路長


y = 6.2275 + 3.5208log(x)   R= 0.52613
等級 rms
日心速度誤差(Vh error) [km/s]
10
8
6
4
2
0
-2
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

日心速度誤差と等級



経路長と等級

流星の軌道計算における速度誤差の求め方（第１報）

重野好彦

１．切断点の測定誤差

軌道計算における観測速度の求め方。

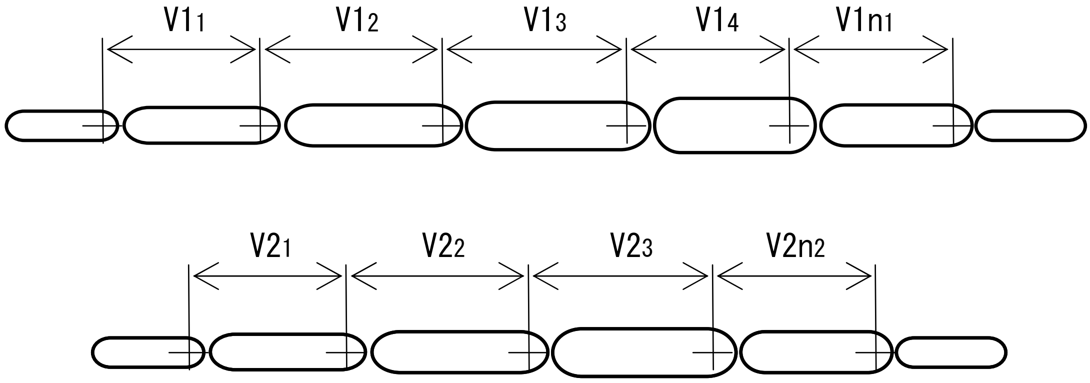


図１．第１観測地（上図）、第２観測地（下図）における流星切断点と観測速度の様子

平均観測速度（Vm）

$$V_m = \frac{\Sigma V1i_{(i=1,n_1)} + \Sigma V2i_{(i=1,n_2)}}{n_1+n_2} \quad (1)$$

平均観測速度のばらつき（σVm）

$$\sigma V_m = \sqrt{\frac{\Sigma (V1i-V_m)^2_{(i=1,n_1)} + \Sigma (V2i-V_m)^2_{(i=1,n_2)}}{n_1+n_2-1}} \quad (2)$$

平均観測速度の誤差（σVm err）

$$\sigma V_{m\,err} = \frac{\sigma V_m}{\sqrt{n_1+n_2}} \quad (3)$$

２．比較星の測定誤差及び輻射点の誤差に伴う速度誤差

輻射点に誤差があると、観測地から見た流星経路の位置や距離が変わり、速度が変化する。

どの程度速度が変化するのか軌道計算でシミュレーションしてみたい。

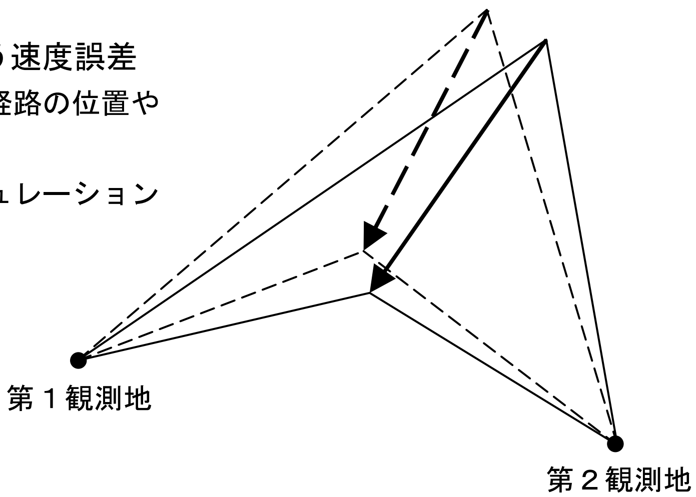


図２．実線で示した流星が、輻射点の誤差により、破線で示した位置にずれた様子

３．大気減速

図３～１０は切断点ごとの速度分布。発光点・消滅点が写野内にある流星を使用した。ビデオ流星は切断点ごとの速度変化が非常に大きく、写真観測で行われて来た大気減速補正を行うことができない。何か新しい補正方法を検討しなければならない。

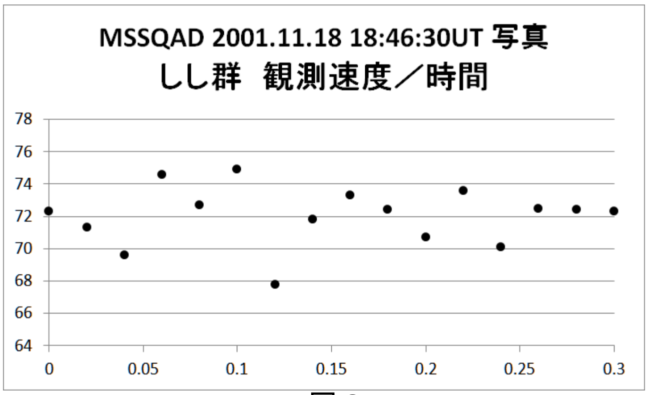


図３

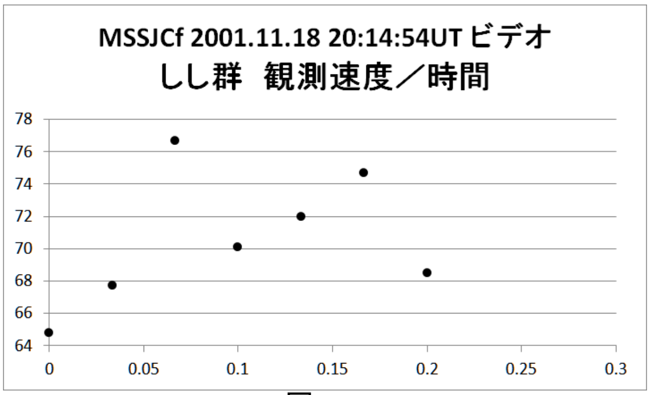


図４

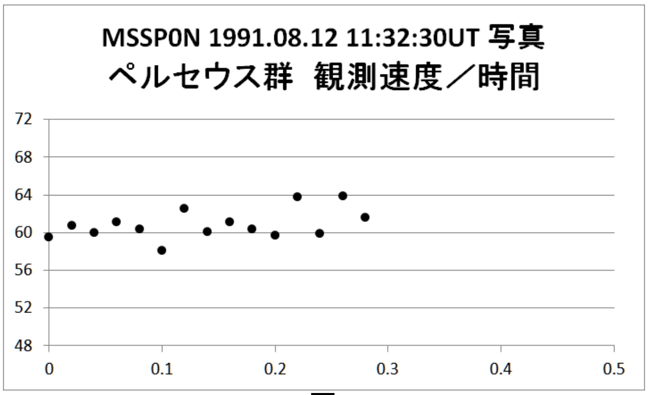


図５

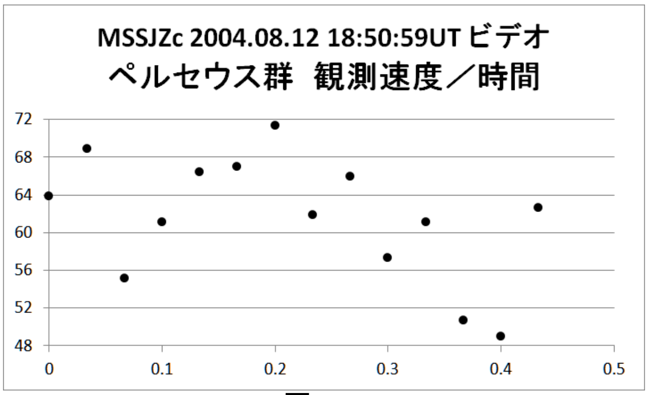


図６

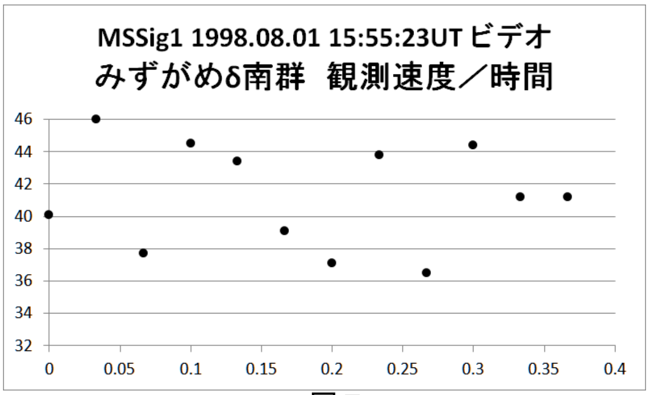


図７

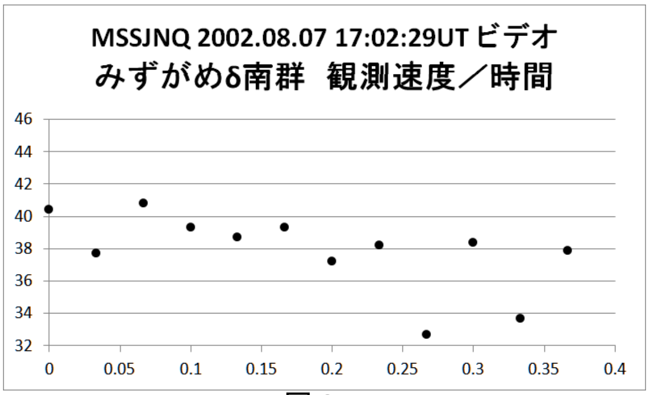


図８

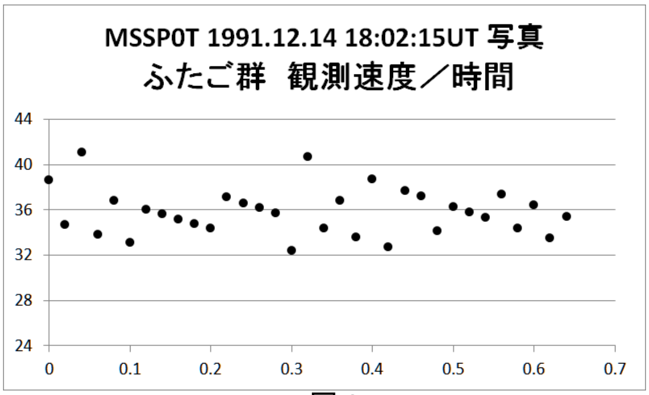


図９

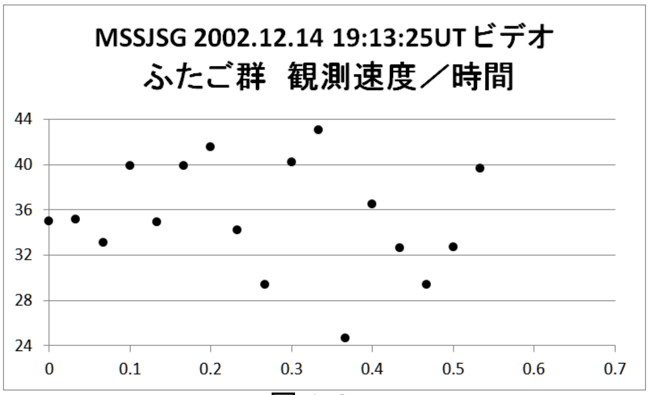


図１０

表１．上段がIAUリスト、下段が我々の観測結果。低速流星になるほどIAUリストに比べて地心速度がより遅くなっている。低速流星は空気密度の高い低空まで発光を続け、大気減速を大きく受けることが原因ではないか。

IAU	DATE(UT)	S.Long	corrRad		VG	err
LEO	20001117		154.2	21.6	70.7	
013	20011118.78	236.48	154.3	21.5	70.6	1.1
SDA	20000728		342.1	-15.4	40.5	
005	19980801.65	129.22	343.3	-15.8	38.6	1.1

IAU	DATE(UT)	S.Long	corrRad		VG	err
PER	20000812		48.3	58.0	59.4	
007	19970812.66	140.00	47.3	58.1	58.8	1.0
GEM	20001213		113.2	32.5	34.6	
004	19991212.70	260.22	111.7	32.8	33.4	1.1

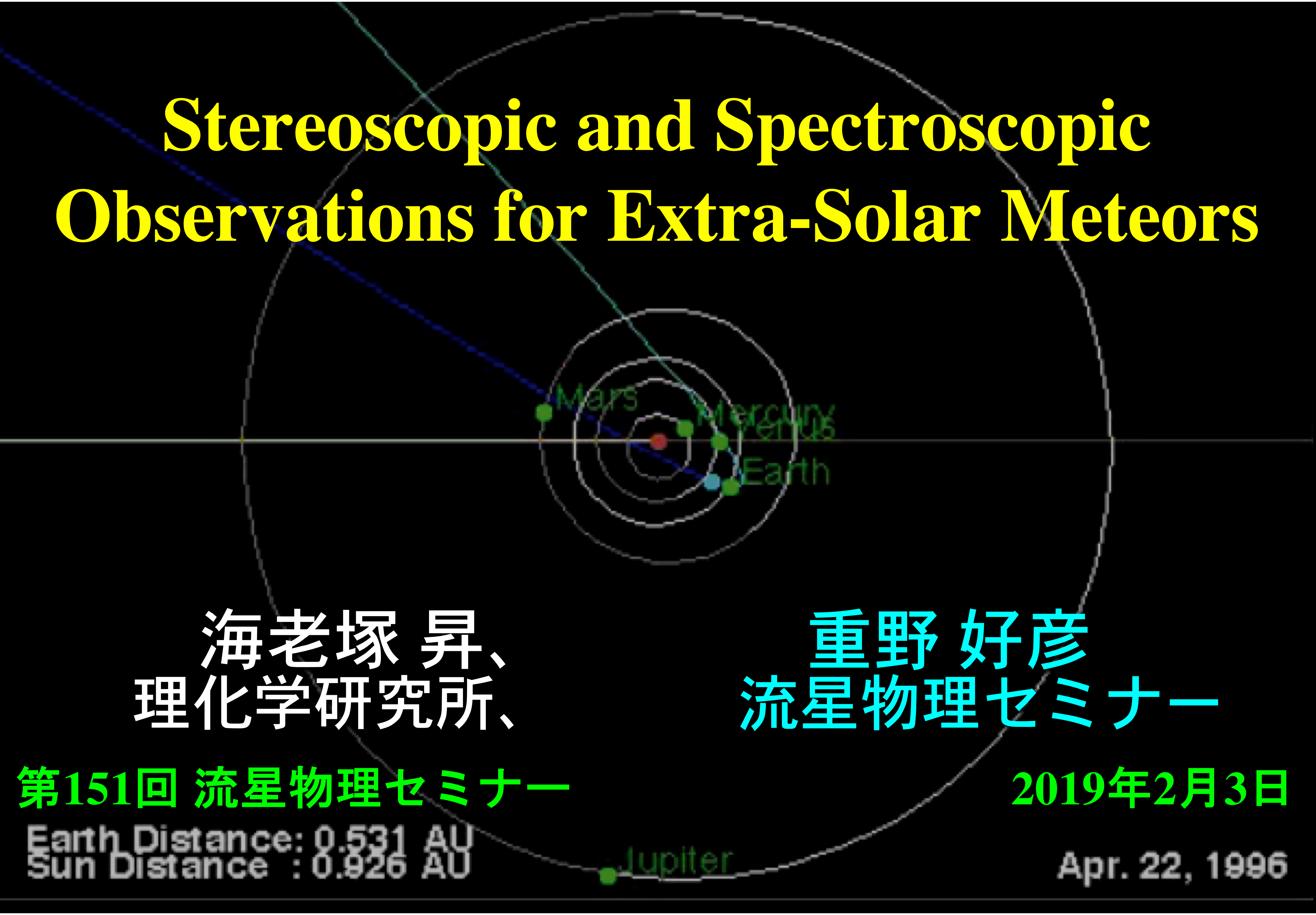
Stereoscopic and Spectroscopic Observations for Extra-Solar Meteors

海老塚 昇、
理化学研究所、

重野 好彦
流星物理セミナー

第151回 流星物理セミナー

2019年2月3日

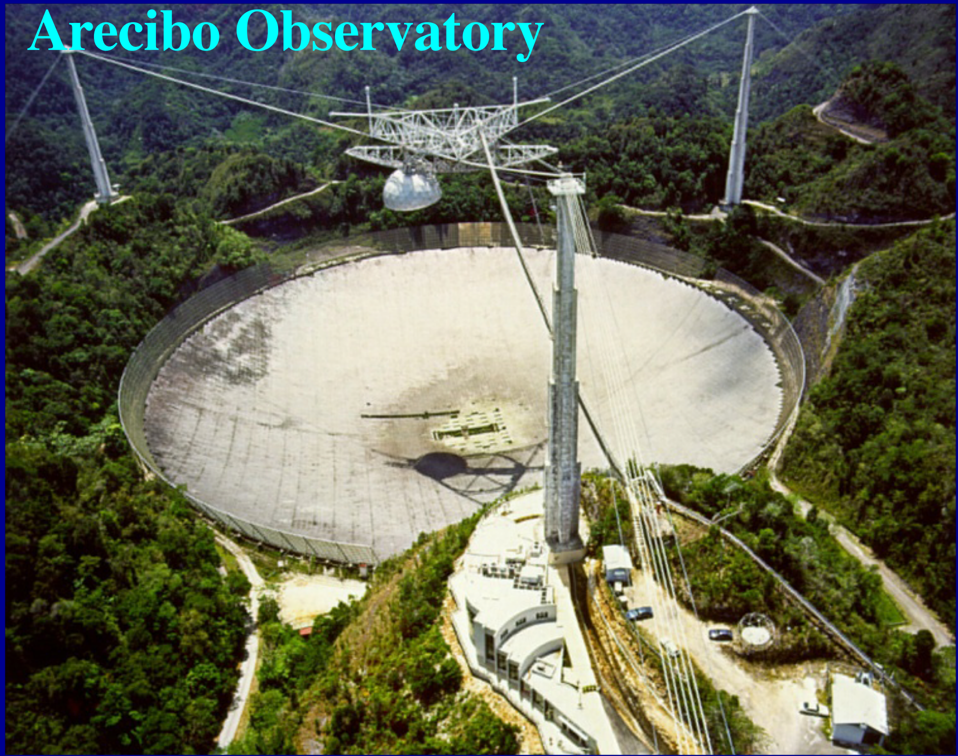


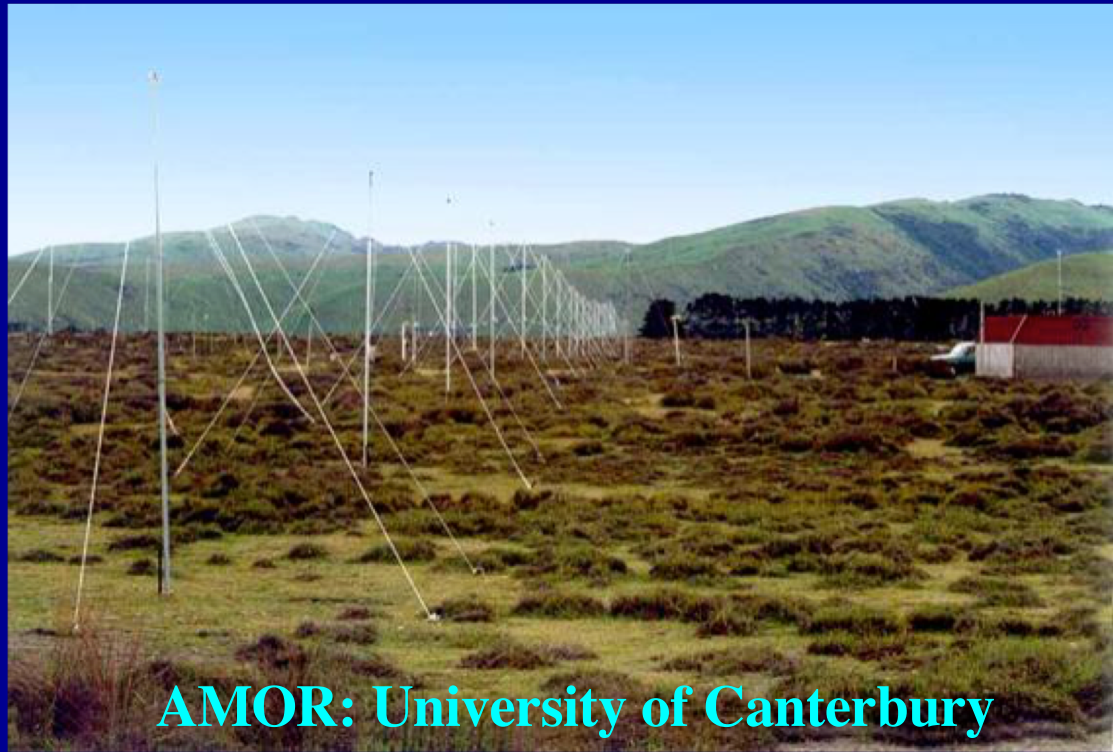
太陽系における星間物質の検出

- 探査機等のParticle counterによって10^{-19}~10^{-11}kg (直径: 0.005~2 μm@1g/cm^3) の粒子を検出。
- 木星近傍では半数以上が星間ダストと思われる。
- 1auにおける粒子の3~30％は星間ダストと見積もられる。

M. Baguhl et.al. 1996

流星レーダ観測





- 10^{-14}~10^{-9}kg (直径: 0.2~10 μm@1g/cm^3) : 4.8% (143/3000) が e>1.0 (Arecibo,プエルトリコ, 口径300m, 430MHz)。
- $5\text{x}10^{-9}$ ~10^{-6}kg (直径: 10~100 μm@1g/cm^3) : 3.2% (7,911/250,000)がe>1.0 (MARS: ウクライナ, 31.1MHz)。
- >10^{-10}kg (直径: >5 μm@1g/cm^3) : 0.46% (1,600/350,000) が地心速度 > 100 km/s (e>2.5, AMOR, ニュージーランド)。

Optical Observations

- Japanese video network (SonotaCo Net, 2 mag.~)
  V_H > 42.1 km/s*: 0.13% (19/14,763), V_H > 46.6 km/s**: 0.
  M. Hajduková Jr. (2011)
- Canadian image-intensified video (9.5 mag.~)
  V_H > 42.1 km/s*: 1.0% (> 1σ:17/1739), V_H > 46.6 km/s**: 0.
  R. Musci (2014)
- Most of recent reports about existence of extra-solar meteors by optical observations had expressed in a negative sense.
  M. Hajduková Jr. (2016)

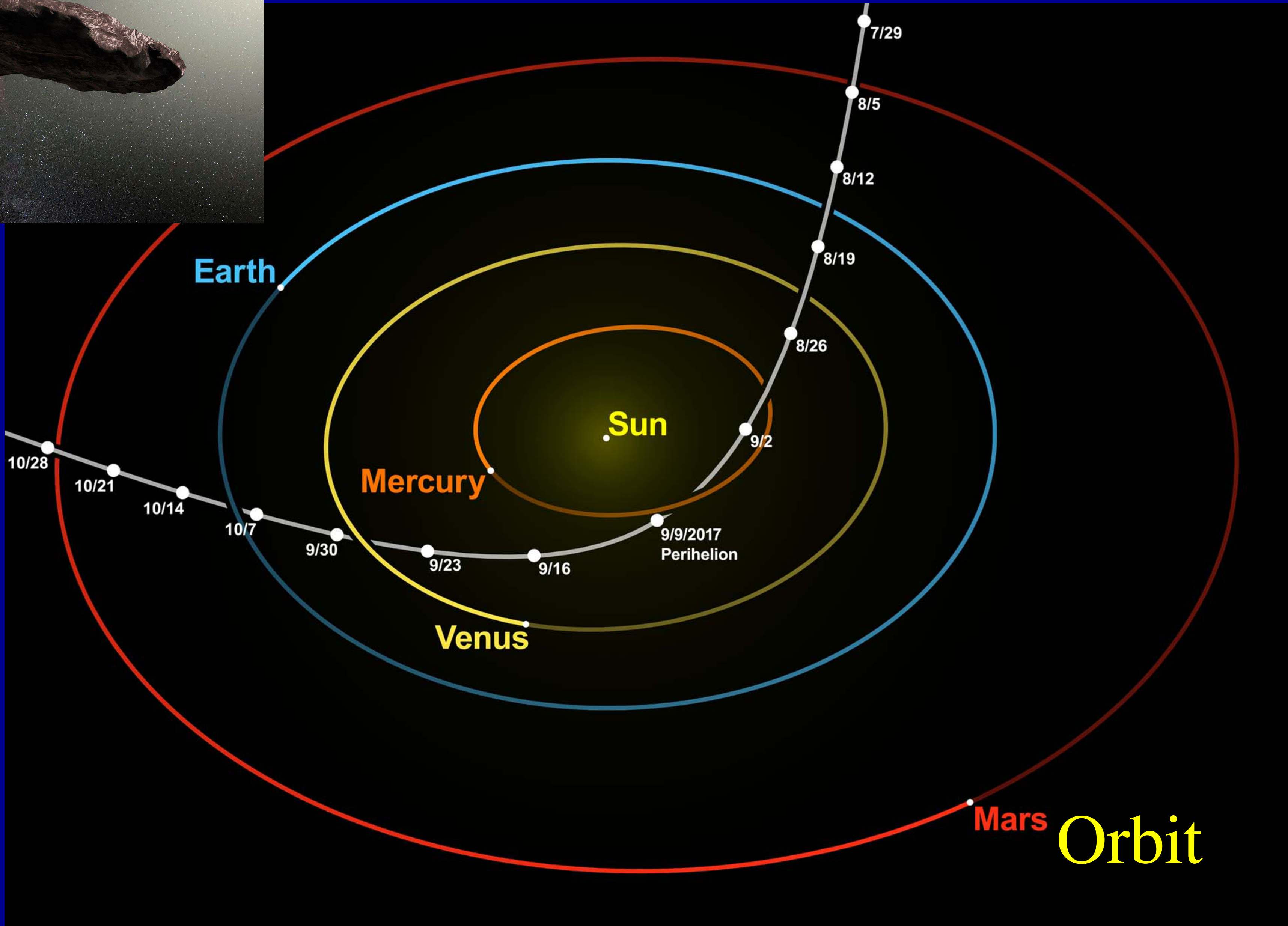
* 42.1 km/s: parabolic limit

** 46.6 km/s: interstellar limit (initial velocity with 20 km/s = means relative velocity to nearby stars)

ExoMeteors are not exist?

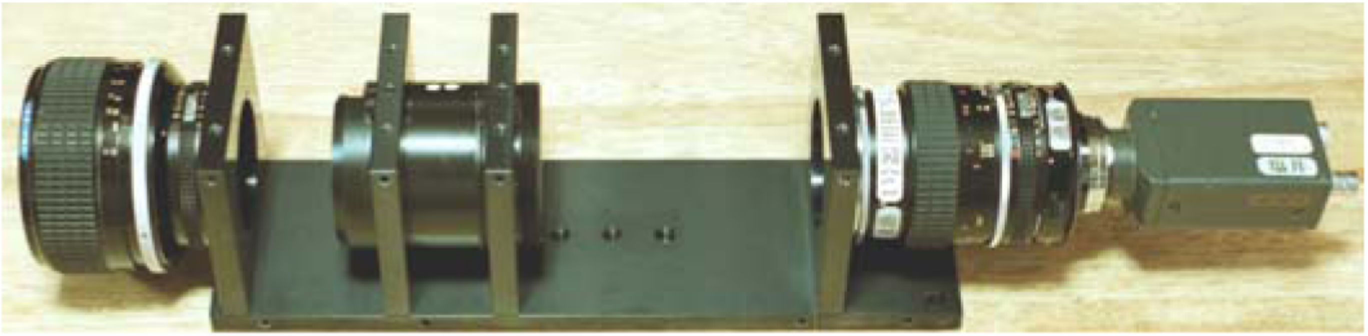
‘Oumuamua
1I/2017 U1

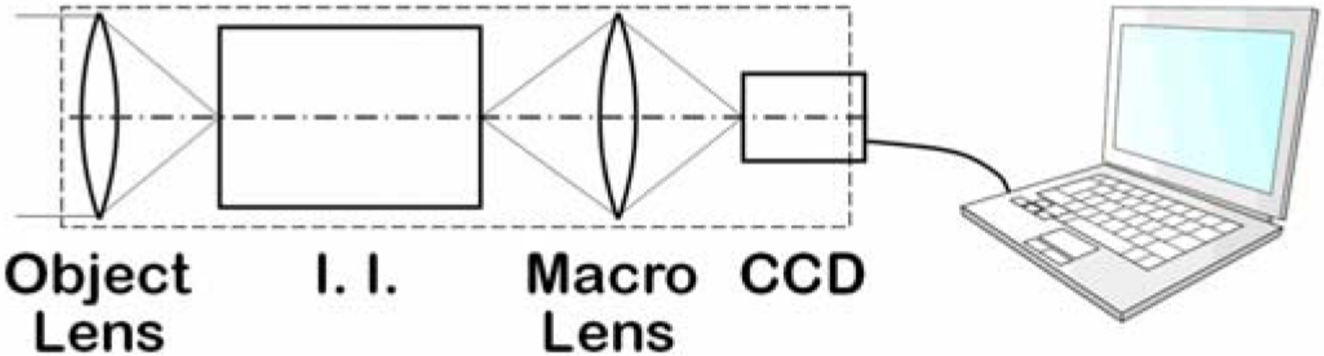
a: -1.28 au
e: 1.20
q: 0.26 au
ω: 241.7°
Ω: 24.6°
i: 122.7°



Orbit

Image-Intensified Video Data





- Photograph in 1983, 1987, 1989, 1991, 1992 and 2001 Leonids.
- I.I. video camera from 1992 to 2009.
- 3,886 trajectory data of meteors (9.0 mag.~).

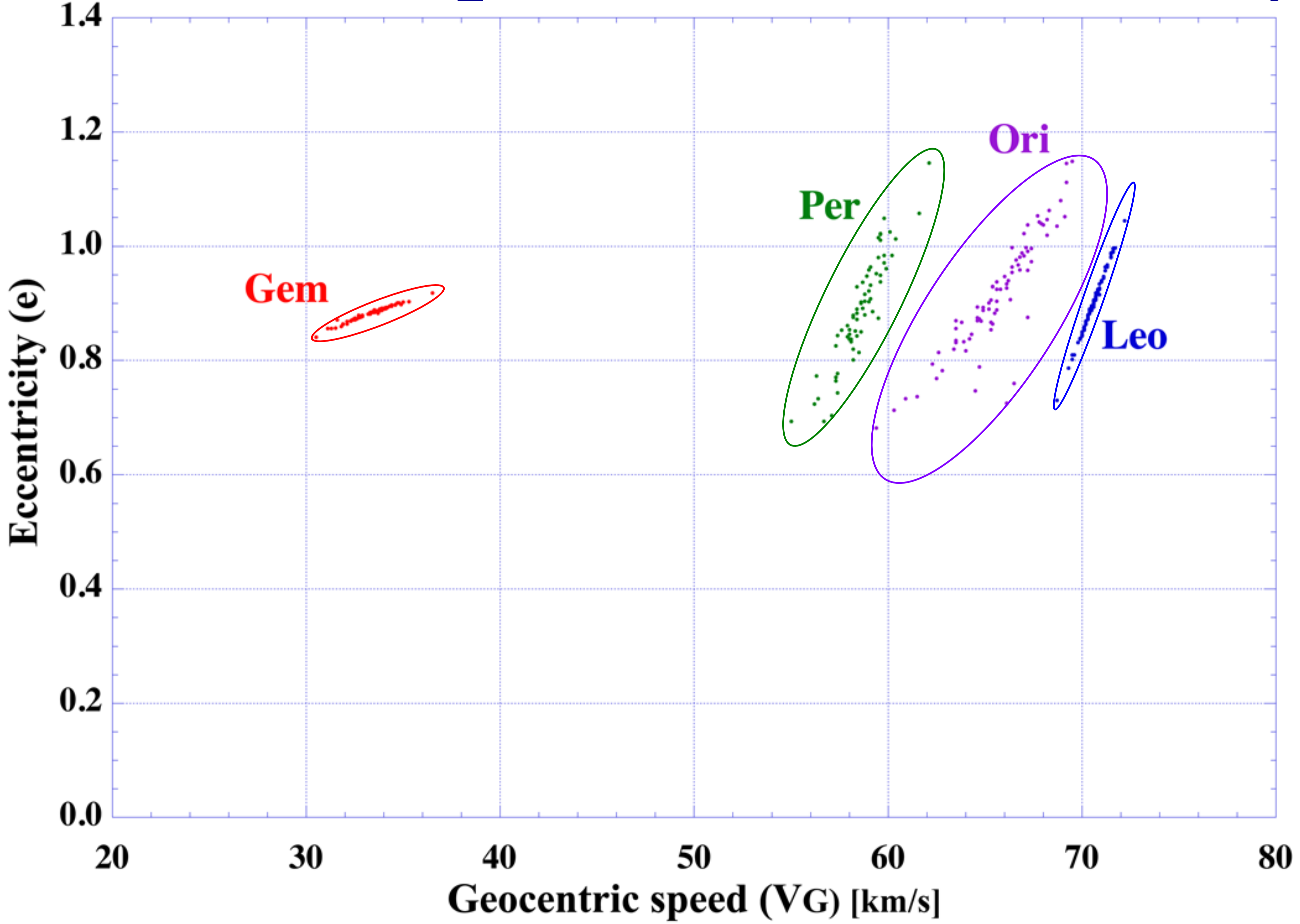
Y. Shigeno et al. (1997)

List of video and photographic meteor data

Instrument*	FOV** [Deg.]	LM*** Star	LM*** Meteor	All	All e >1.0†	Shower	Shower e >1.0†	Sporadic	Sporadic e >1.0†	Remarks
II85/1.2	12 x 9	10.5	9.0	2,651	74	429	10	2,222	64	
II50/1.2	20 x 15	9.3	7.8	902	71	161	22	741	49	
II28/1.4	36 x 27	7.7	6.2	42	6	7	4	35	2	
II24/1.4	42 x 31	7.4	5.9	184	16	84	11	100	5	
P50/1.4×6	79 x 81	3.5	2.0	103	0	99	0	6	0	
P50/1.4×4	79 x 54	3.5	2.0	2	1	2	1	0	0	1987/05/04 η Aquarids
P24/1.4, P50/1.4×4	79 x 54	–	–	2	0	2	0	0	0	1983/01/03 Quadrantids
Total	–	–	–	3,886	168	782	48	3,104	120	

* II: Image intensifier, P: Photograph, Focal length/Focal ratio. ** FOV: field of view.
*** LM: Limiting magnitude. † e: eccentricity.

Geocentric Speed and Eccentricity



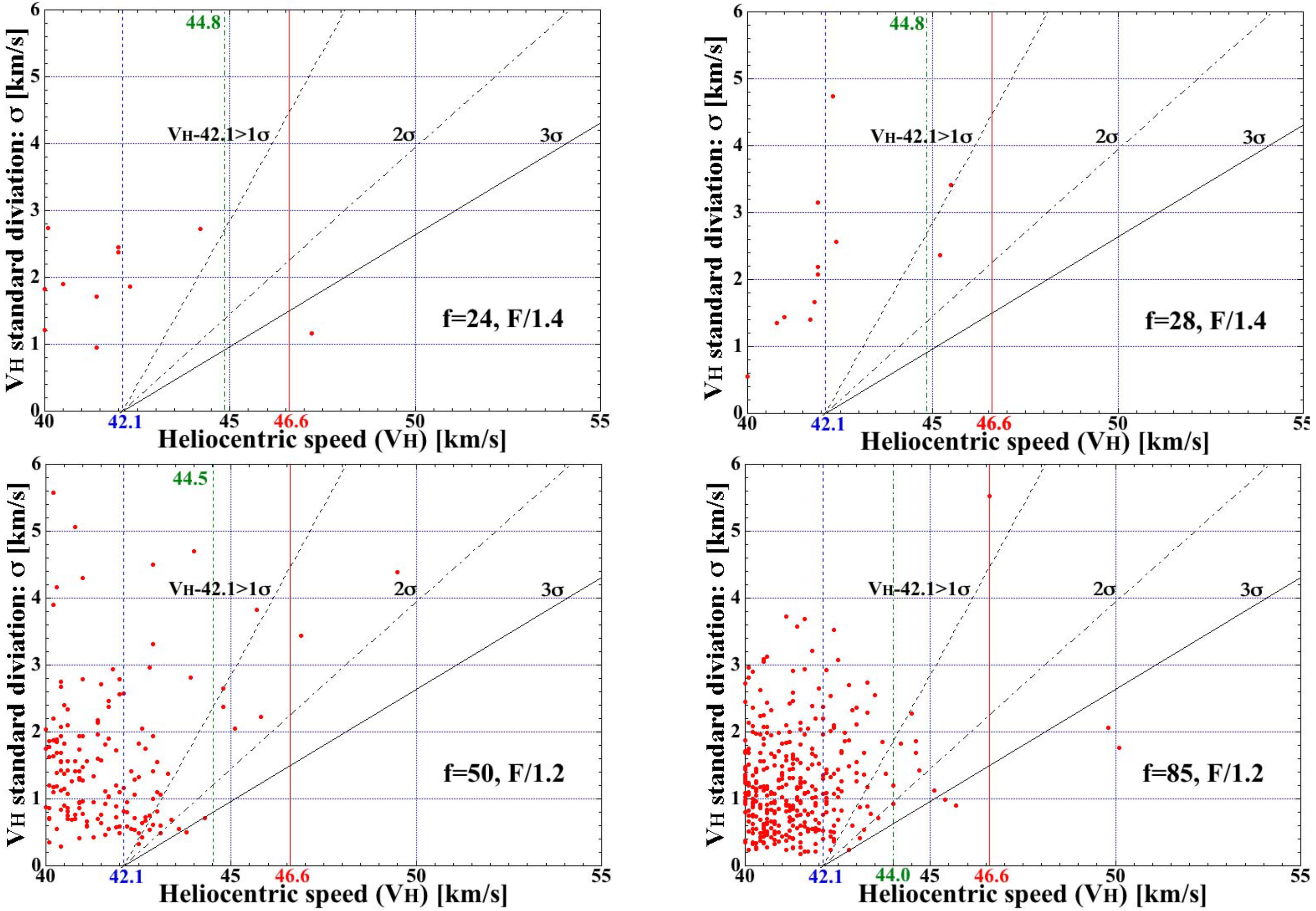
VH and absolute magnitude of meteor showers

Minimum absolute magnitude is arranged the same value within shower

Shower	Date y/m/d	Instrument	Number	VH [km/s]			Absolute Magnitude			Remarks
					Mean	δ	Min.	Mean	Max.	
Leo	2011/11/18	P50/1.4	75	41.3	41.3	0.26	1.8	0.5	-4.4	
		II85/1.2	35		41.3	0.82	4.9	0.9	-6.4	
Gem	1999/12/12	II85/1.2	47	31.3	33.2	0.75	7.0	4.6	0.5	
Per	1996/08/12	II85/1.2	34	40.7	40.7	1.19	5.0	2.7	-1.3	
	1997/08/12		24		40.6	1.16	5.3	2.2	-1.4	
	2004/08/12	II24/1.4	66		40.6	1.10	4.1	2.2	-2.3	
Ori	1993/10/24	II50/1.4	20	39.3	40.5	2.06	4.3	2.8	0.8	
	1996/10/20		18		41.1	1.78	3.7	2.2	0.7	
	2009/10/20	II85/1.2	25		39.9	1.61	5.5	3.5	1.9	

Leo	2011/11/18	P50/1.4	27	41.3	41.3	0.17	0.5	-0.8	-4.4	
		II85/1.2	19		41.5	0.69	0.5	-1.4	-6.4	
Per	1996/08/12	II85/1.2	15	40.7	41.0	0.63	3.0	1.2	-1.3	
	1997/08/12		13		41.0	0.84	2.9	0.7	-1.4	
	2004/08/12	II24/1.4	44		40.7	0.90	3.0	1.5	-2.3	
Ori	1993/10/24	II50/1.4	15	39.3	41.1	1.76	3.5	2.4	0.8	
	1996/10/20		18		41.0	1.98	3.4	2.1	0.7	
	2009/10/20	II85/1.2	12		40.8	0.82	3.5	2.8	1.9	

Heliocentric speed (V_H) and V Standard Deviation



Selection Results of ExoMeteor Candidates

Instrument	Sporadic	Sporadic e >1.0	$42.1+3\delta < V_H < 46.6$ [km/s]		$46.6 < V_H$ [km/s]		Ratio [km/s]		
			$1\sigma <$ VH - 42.1 $<3\sigma$	$3\sigma<$ VH - 42.1	$1\sigma <$ VH - 42.1 $< 3\sigma$	$3\sigma <$ VH - 42.1	VH - 42.1 $> \sigma$	VH - 42.1 $> 3\sigma$	VH > 46.6
II85/1.2	2,222	64	6*	2	0	2	0.45%	0.18%	0.09%
II50/1.2	741	49	2*	0	1*	0	0.40%	0 %	0.13%
II28/1.4	35	2	1	0	0	0	2.9 %	0 %	0 %
II24/1.4	100	5	0	0	0	1	1.0 %	1.0 %	1.0 %

Candidates of ExoMeteor

No.	Date	UT	VH [km/s]	s [km]	n= (VH-42.1) /s	Abs. mag.	Cross angle [Deg.]	Path length 1 [Deg.]	Path length 2 [Deg.]	Focal length [mm]	Remarks
	1994/03/06	17:41:19	54.7	7.5	1.7	3.9	4	3.2	2.7	50	Removed
1	2006/08/20	16:16:40	50.1	1.8	4.5	3.4	22	3.4	6.3	85	
2	2002/08/06	16:54:23	49.8	2.1	3.7	0.3	11	2.9	4.4	85	
	1994/03/06	17:11:24	49.5	4.4	1.7	4.6	2	2.8	4.5	50	Removed
3	2004/04/20	15:08:36	47.2	1.2	4.4	3.4	20	5.0	4.8	24	
4	1993/10/24	18:33:28	46.9	3.4	1.4	3.4	77	1.9	1.6	50	
5	1992/12/30	18:06:56	45.8	2.2	1.7	3.7	24	2.2	3.3	50	
6	2006/12/22	19:08:54	45.7	0.9	4.0	3.6	23	2.4	3.4	85	
7	2004/01/24	18:24:08	45.4	1.0	3.3	3.7	15	6.3	6.4	85	
8	1994/11/16	18:17:57	45.2	2.4	1.3	0.9	52	2.8	2.9	28	
	1994/10/14	16:58:11	45.1	2.1	1.5	2.5	8	4.2	5.4	50	Removed
	2006/12/22	17:24:33	45.1	1.1	2.7	2.9	7	4.9	4.5	85	Removed
	1993/11/16	16:03:11	44.8	2.7	1.0	3.5	7	2.7	3.0	50	Removed
9	1996/10/20	18:32:52	44.8	2.4	1.1	3.8	27	3.9	3.4	50	
10	2006/12/22	18:40:56	44.7	1.4	1.8	3.0	12	3.0	3.2	85	
	2006/12/22	16:20:42	44.6	1.9	1.3	3.4	4	6.9	7.2	85	Removed
11	1996/08/12	17:29:12	44.6	1.7	1.5	4.1	14	3.2	5.2	85	
12	2008/04/04	17:01:44	44.5	2.3	1.1	3.6	18	3.2	3.7	85	
13	2001/12/14	15:26:15	44.2	1.8	1.2	6.1	73	1.0	1.3	85	
14	1997/08/12	17:04:30	44.0	1.2	1.6	4.6	64	2.8	3.7	85	
15	2001/12/12	19:22:11	44.0	0.9	2.1	-0.4	60	2.0	1.6	85	

Candidate 1 of ExoMeteor

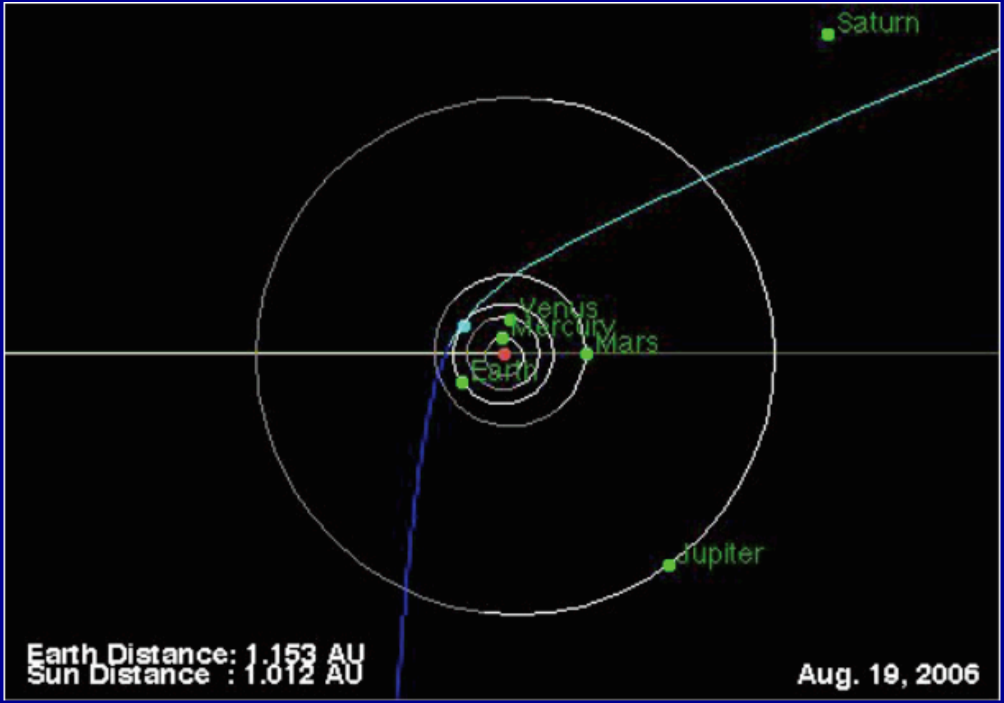
q: 1.012 e: 1.860

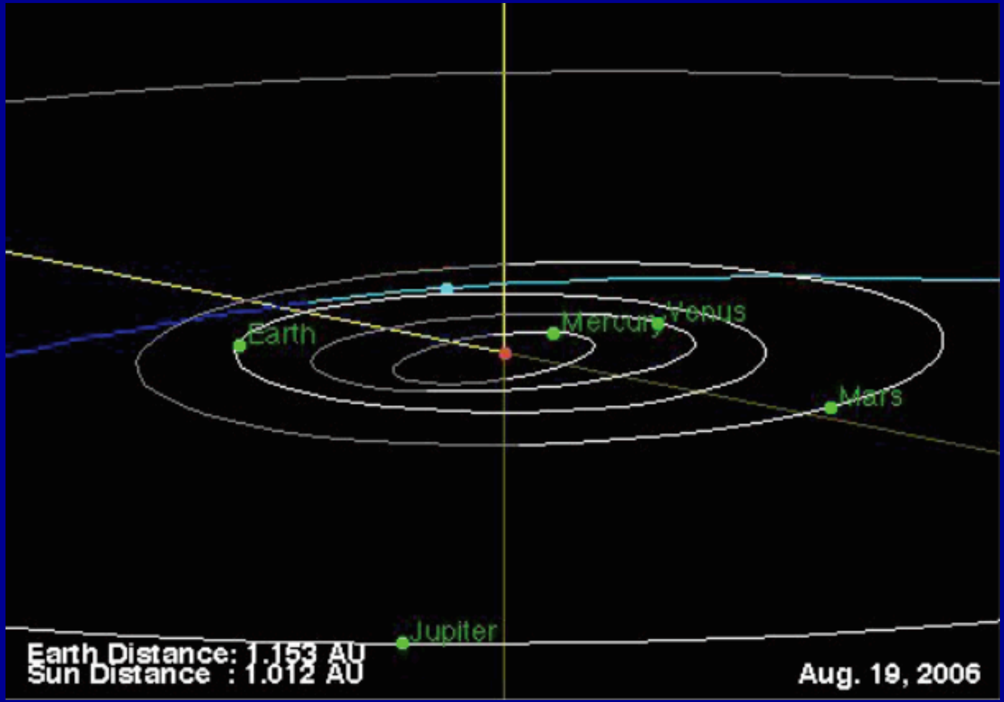
Ω: 146.4 ω: 181.7

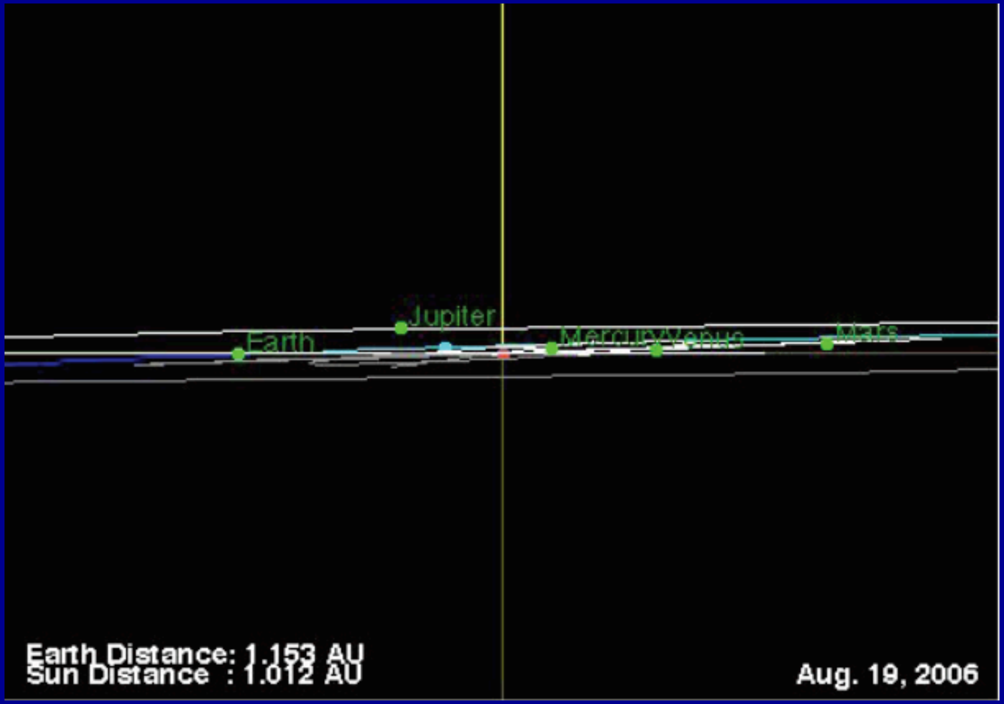
i : 177.8

Asymptote direction: Leo

Approached 2 au from Saturn







OrbitViewer ©AstroArts, NASA/JPL

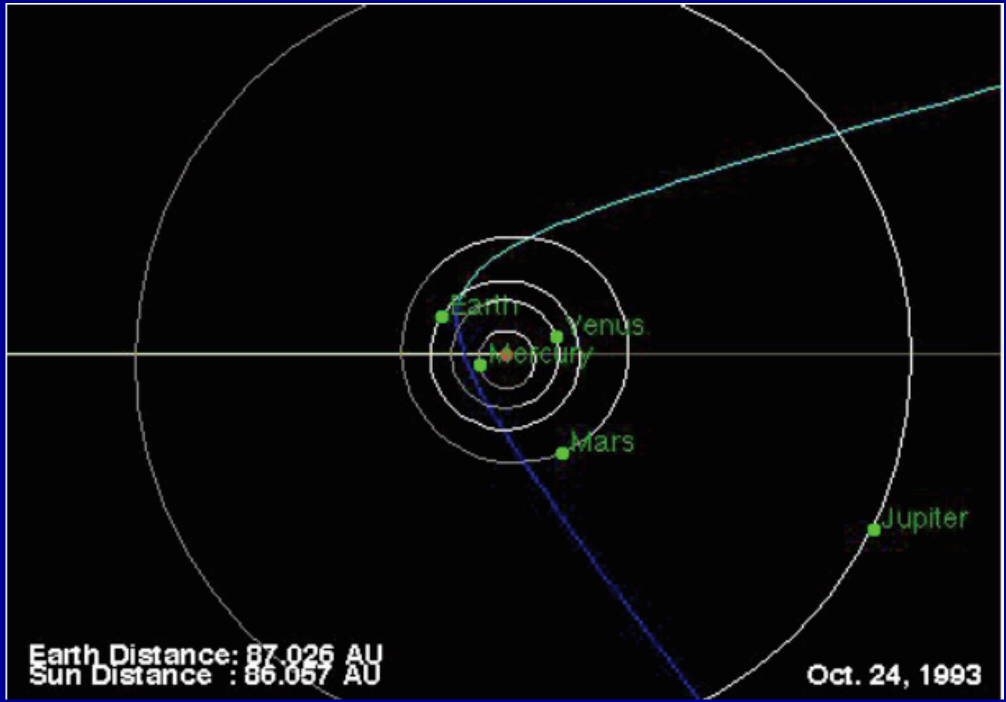
Candidate 3 of ExoMeteor

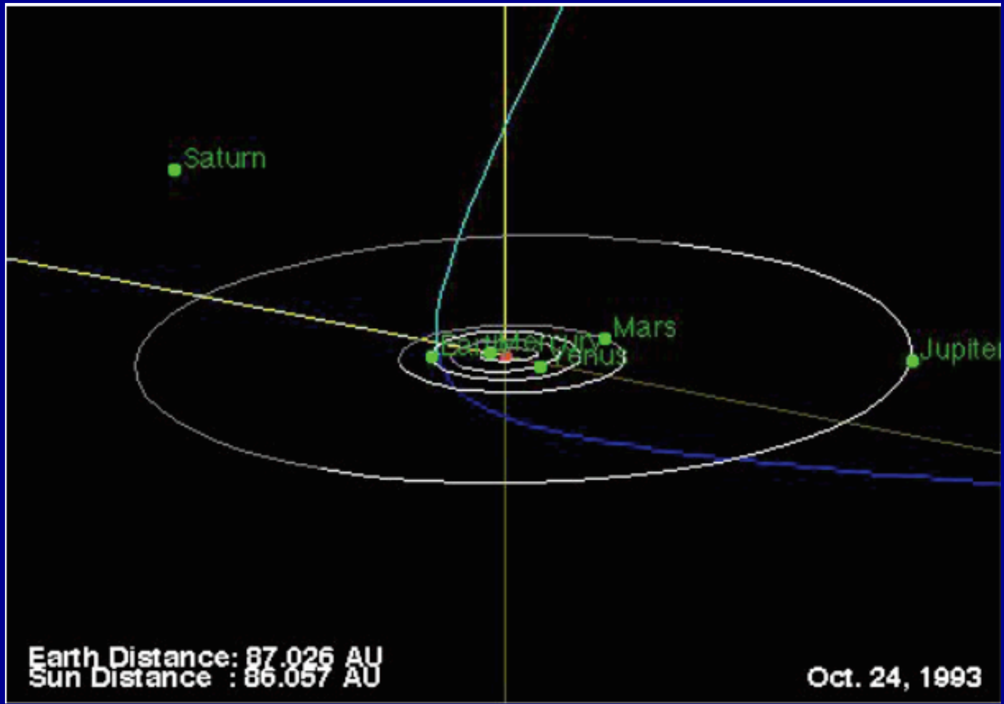
q: 0.822 e: 1.382

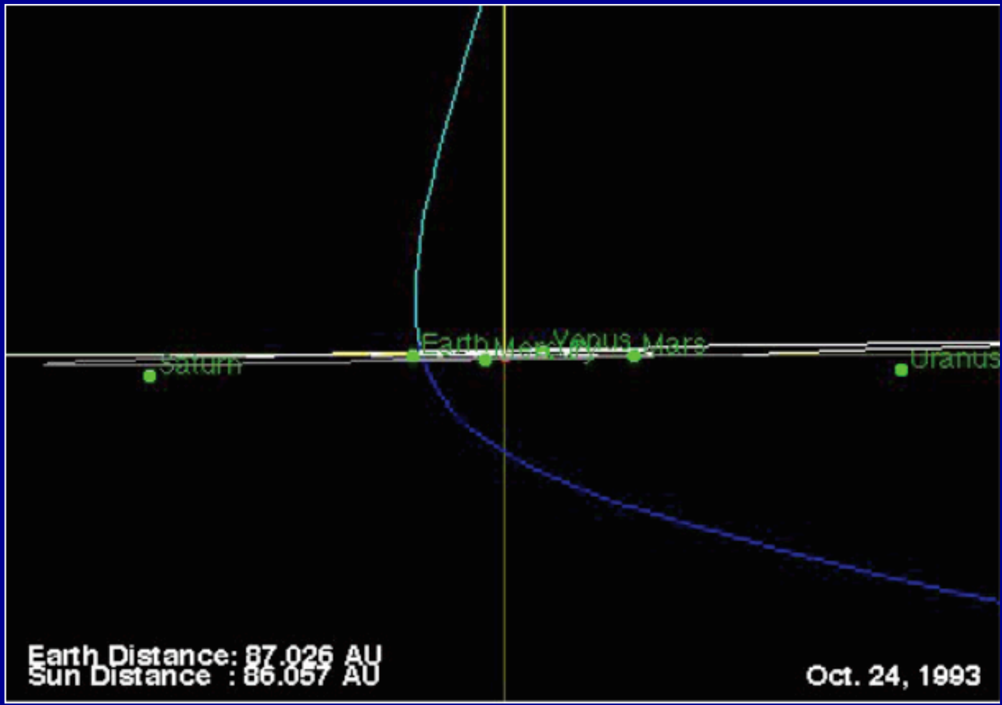
Ω: 211.5 ω: 225.5

i : 118.7

Asymptote direction: CVn







OrbitViewer ©AstroArts, NASA/JPL

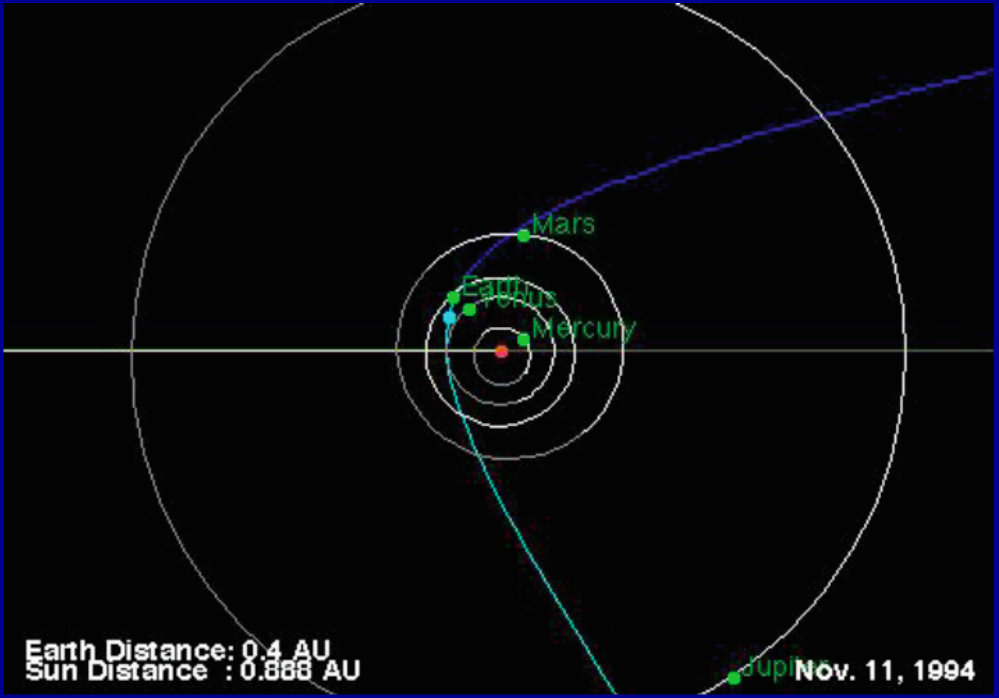
Candidate 5 of ExoMeteor

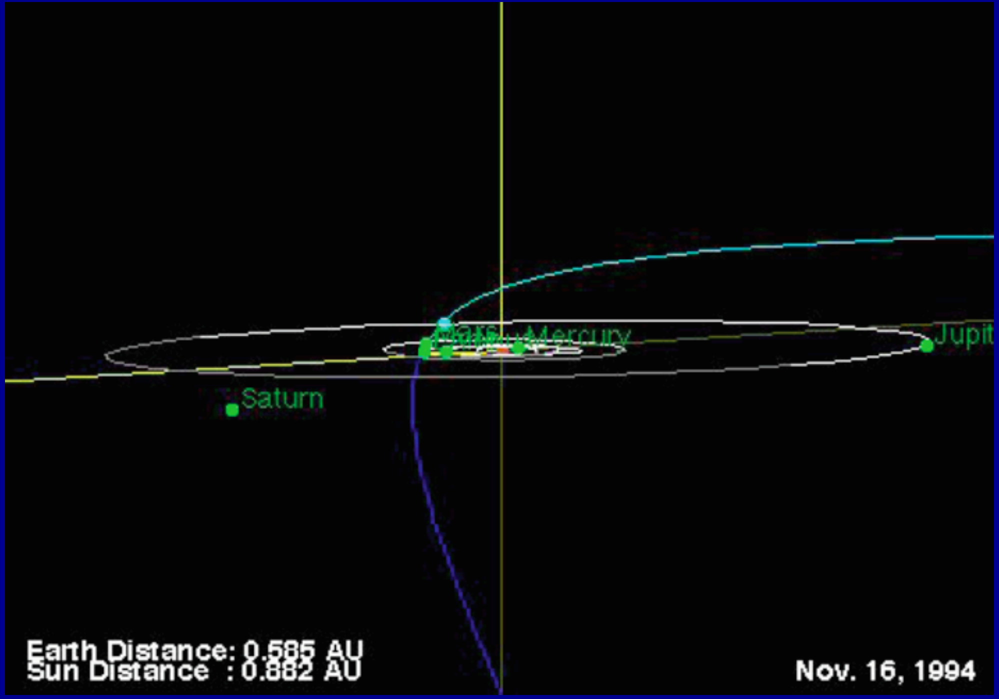
q: 0.882 e: 1.244

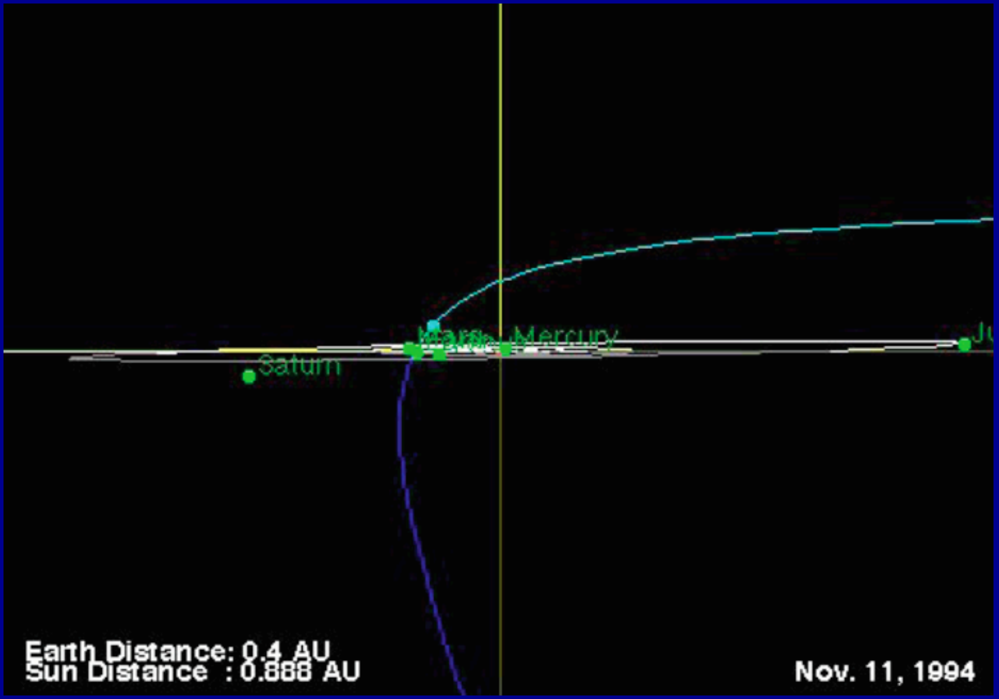
Ω: 54.7 ω: 36.4

i : 134.5

Asymptote direction: Ant







OrbitViewer ©AstroArts, NASA/JPL

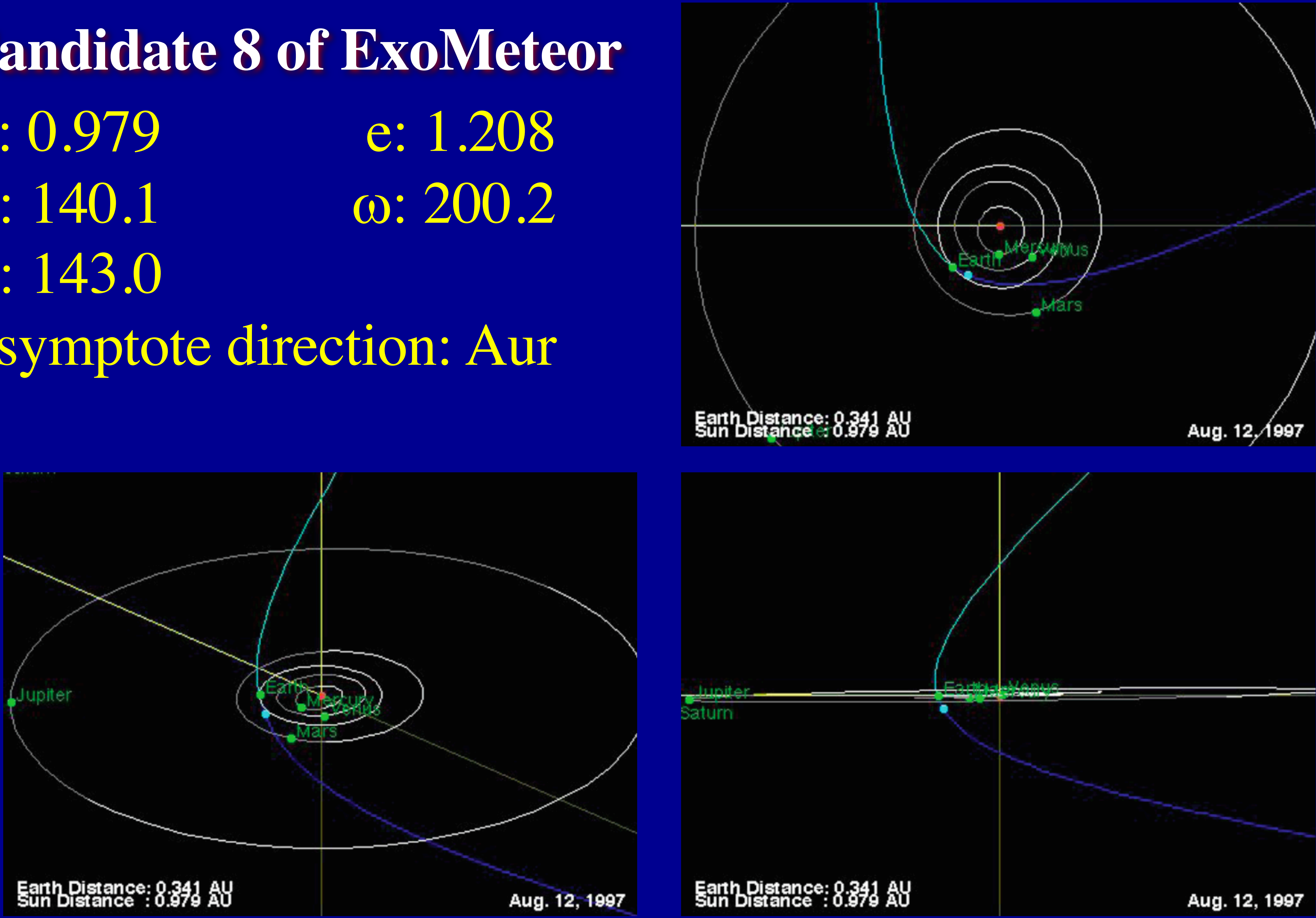
Candidate 8 of ExoMeteor

q: 0.979 e: 1.208

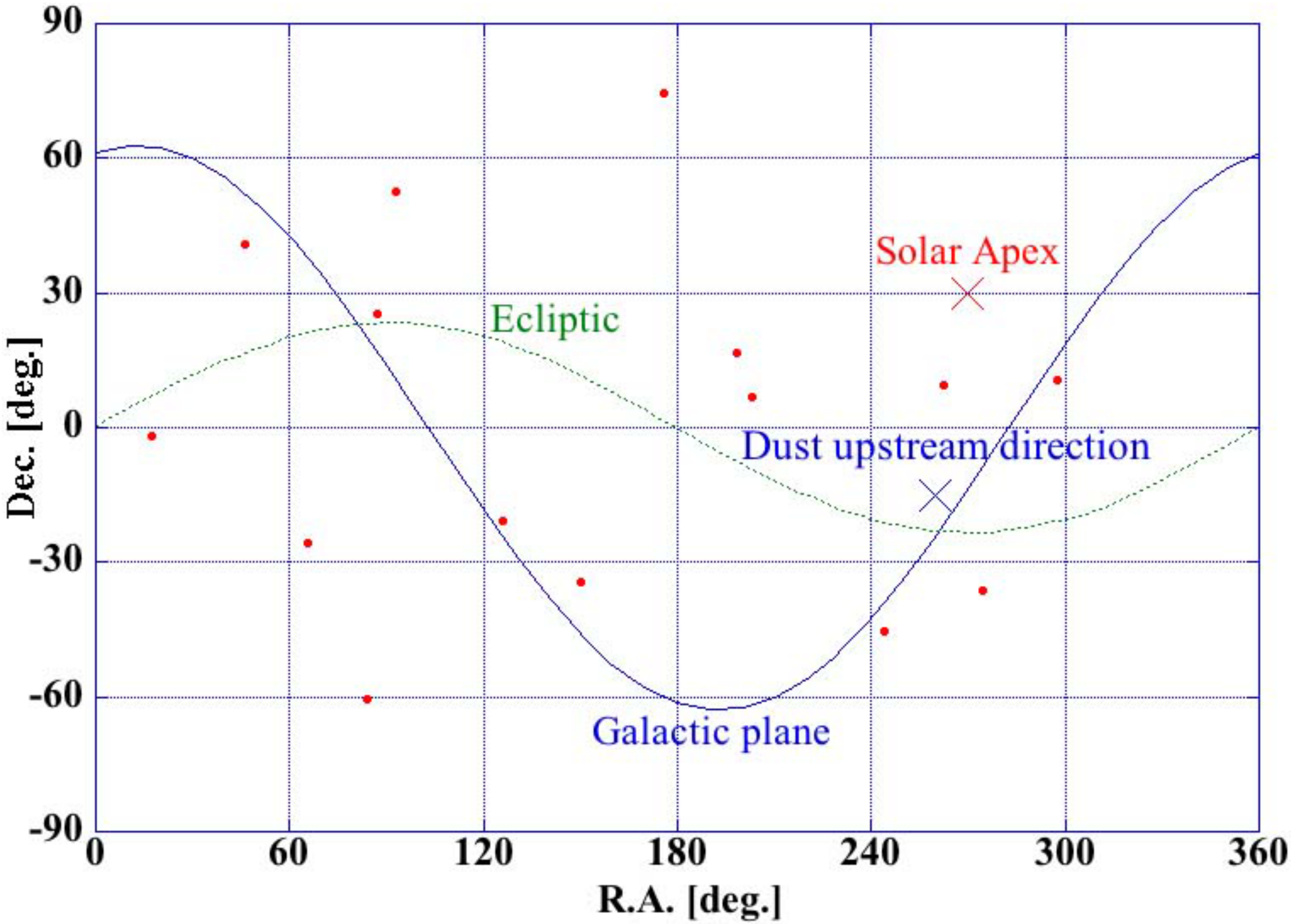
Ω: 140.1 ω: 200.2

i : 143.0

Asymptote direction: Aur



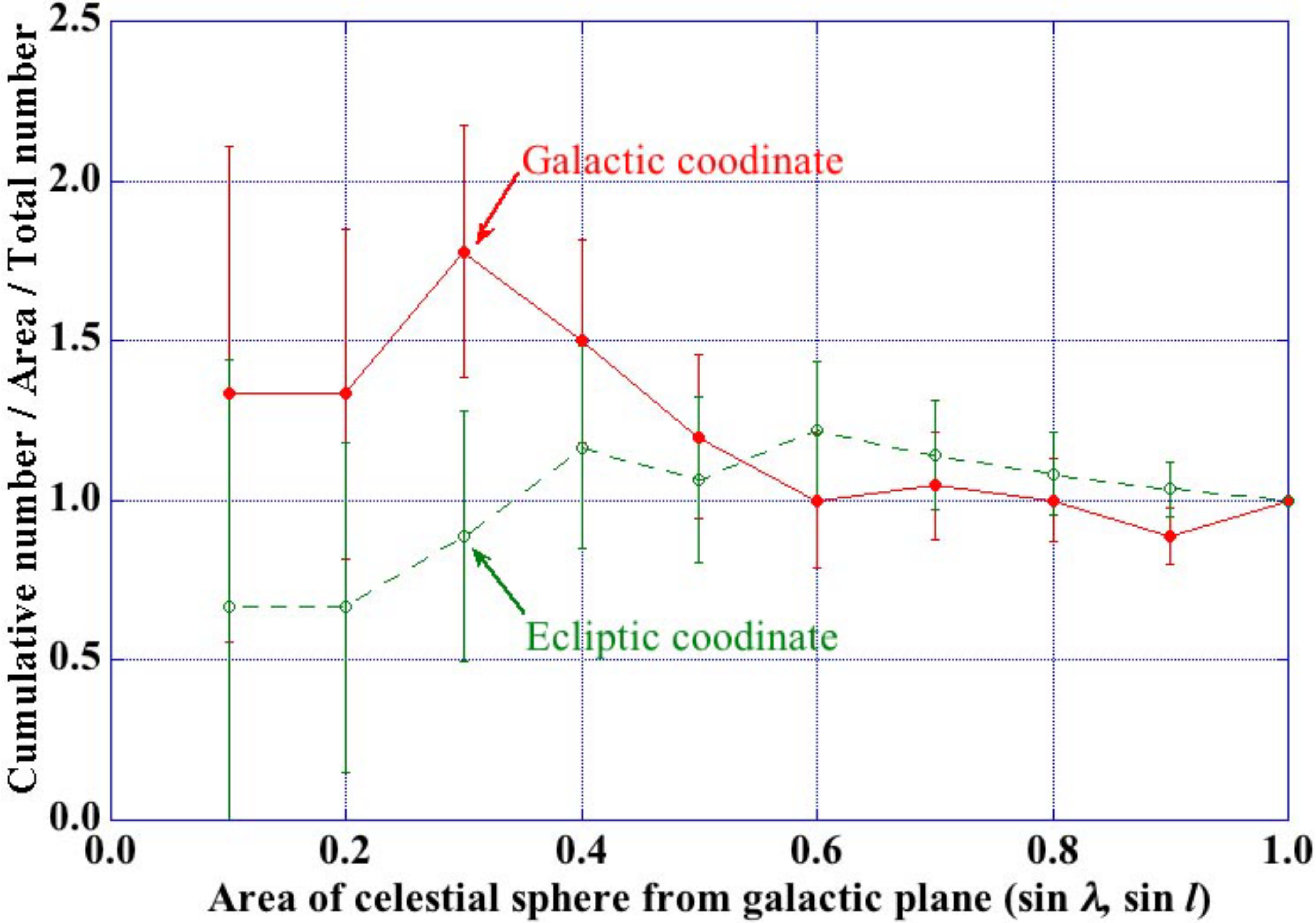
OrbitViewer ©AstroArts, NASA/JPL



Arrival direction of exometeoroid candidates on equatorial coordinates

Orbital elements and arrival direction of exometeoroid candidates

No.	Orbital elements						Arrival direction							Remarks
	e	*q** [au]	*i** [deg.]	ω* [deg.]	Ω* [deg.]	T0*	Abbr.	R.A. [deg.]	Dec. [deg.]	*β** [deg.]	*λ** [deg.]	*b** [deg.]	*l** [deg.]	
1	1.86	1.01	178	182	146	2006/08/23	Tau	87	25	87	2	183	-2	
2	1.78	0.95	133	25	314	2002/08/22	Eri	66	-26	58	-47	224	-43	
3	1.44	0.85	149	223	31	2004/05/05	Aql	297	11	302	31	49	-8	
4	1.38	0.82	119	226	212	1993/11/19	Dra	176	75	123	61	129	42	
5	1.28	0.84	165	222	279	1993/01/24	Vir	203	7	199	15	331	67	
6	1.15	0.46	137	90	91	2007/01/27	Pyx	126	-21	144	-37	247	15	
7	1.28	0.96	151	18	123	2004/02/05	Sgr	274	-36	274	-13	357	-9	
8	1.24	0.88	135	36	54	1994/12/09	Ant	10	-34	168	-43	267	16	
9	1.17	0.70	86	116	209	1996/09/18	Pic	84	-60	64	-83	269	-33	
10	1.16	0.73	144	121	271	2006/11/22	Nor	244	-45	250	-24	336	4	
11	1.11	0.40	169	99	320	1996/09/18	Cet	18	-2	16	-9	134	-65	
12	1.12	0.53	148	264	16	2008/04/04	Oph	263	9	261	33	32	22	
13	1.03	0.15	42	312	263	2001/11/15	Per	46	41	56	23	149	-15	
14	1.21	0.98	143	200	140	1997/08/27	Aur	93	53	190	23	161	16	
15	1.13	0.84	156	223	260	2002/01/09	Com	199	17	92	29	331	78	



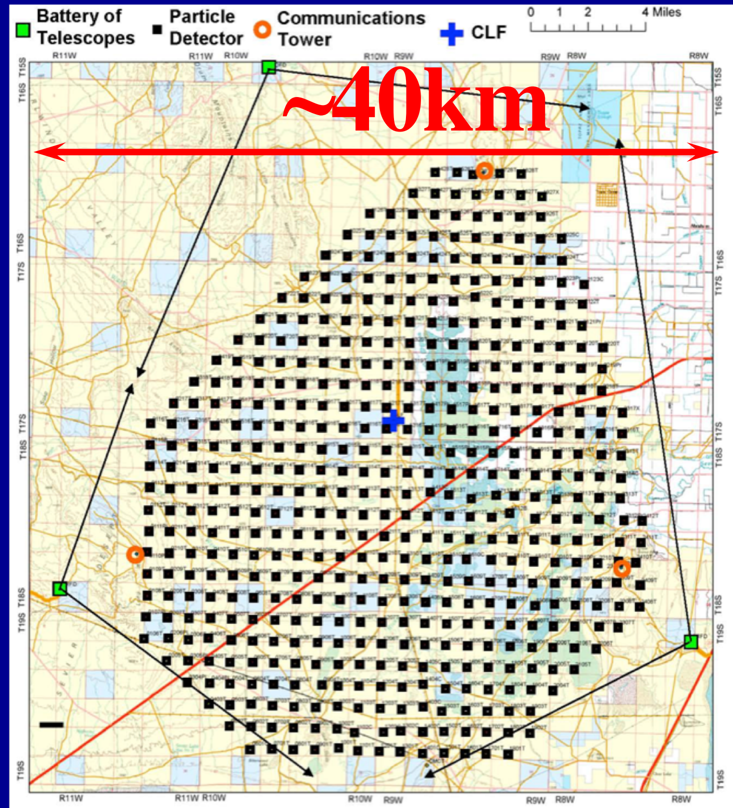
Ratio of cumulative number of exometeoroid candidats divided by area of celestial sphere from ecliptic or galactic plane.

Spectroscopic Observations for ExoMeteor

- Automated 3 stations observations of video imaging and spectroscopy like as Telescope Array.
- All meteors (>8 mag.) : 120 meteors/h × 6h × 200 nights = 144,000/year
- ExoMeteor candidats (II85/1.2):
  $V_H > 42.1+3\delta$, $V_H - 42.1>\sigma$: 10/2,222 (0.45%),
  $V_H > 46.6$, $V_H - 42.1>3\sigma$: 2/2,222 (0.09%)
  144,000 × 0.0009~0.0045 = 130~650/year
- Spectra (>6 mag.): 130~650 × 2.0$^{(6-8)}$ *
  = 33~163/year

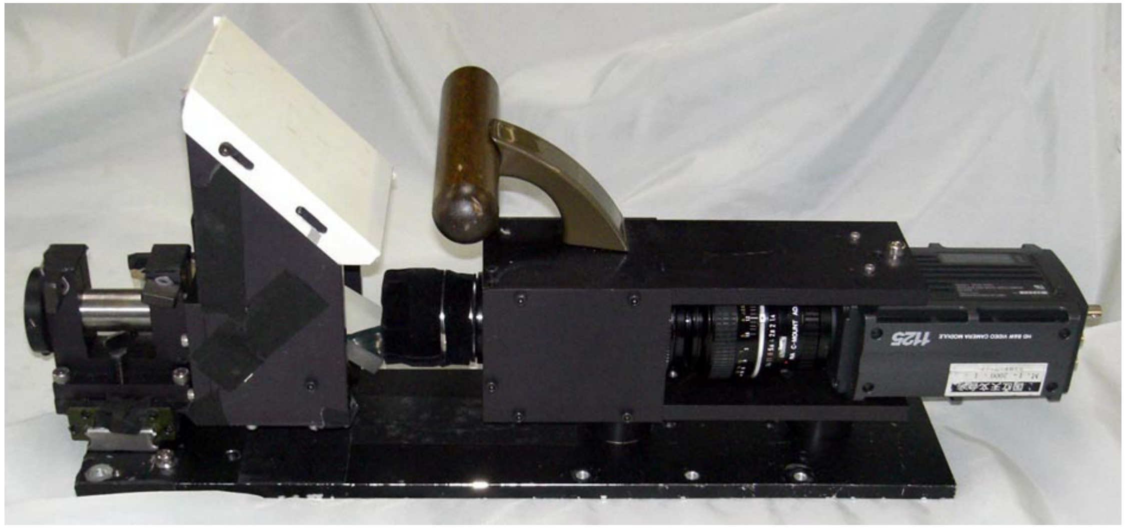
→Metal abundance of ExoMeteor.

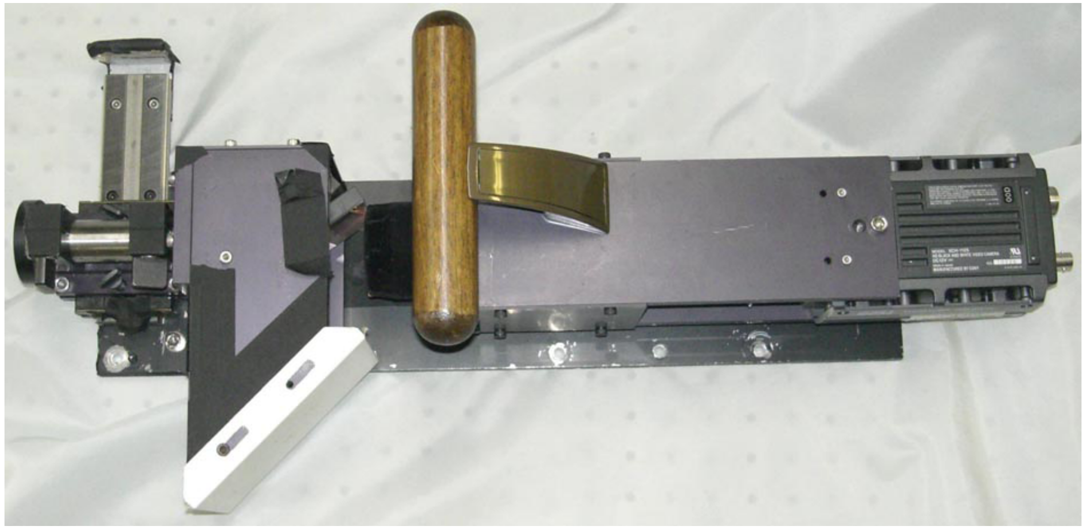
*Luminosity function of sporadic meteor: 1.8~2.2

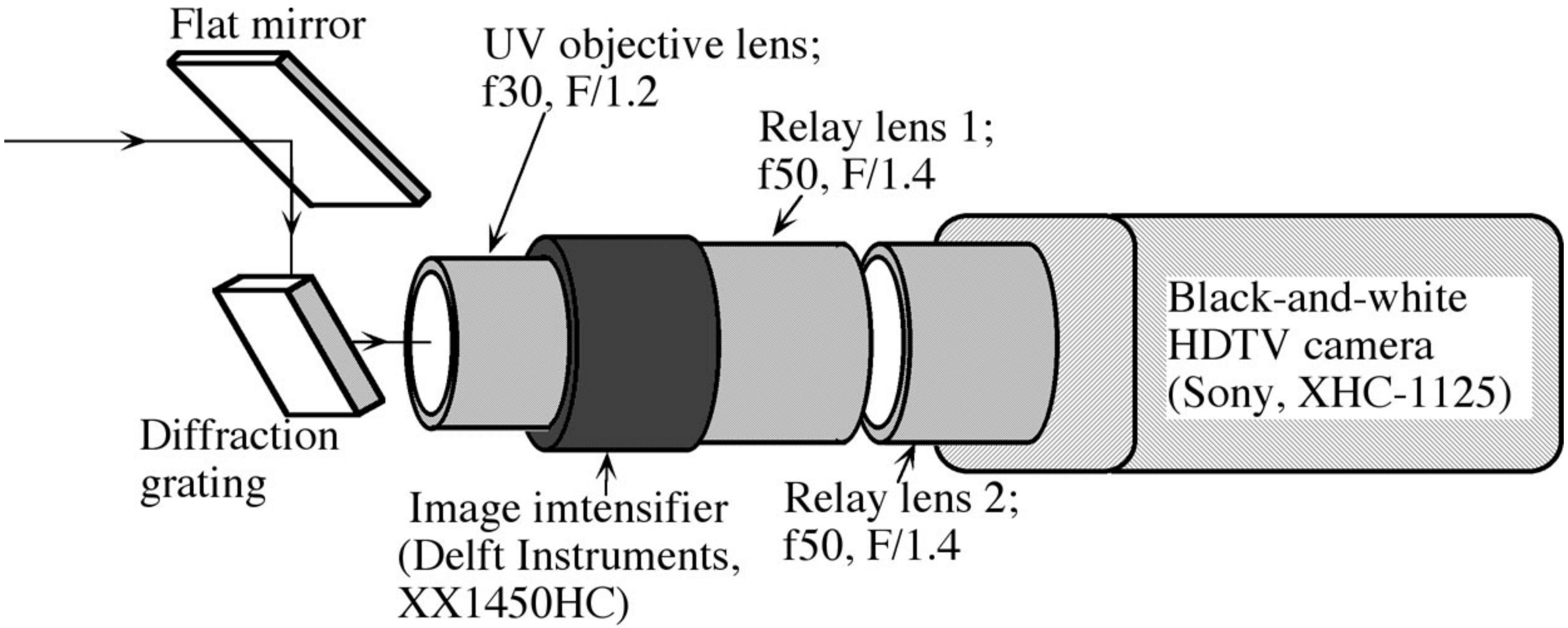


Telescope Array (Univ. Tokyo, Utah states, USA)

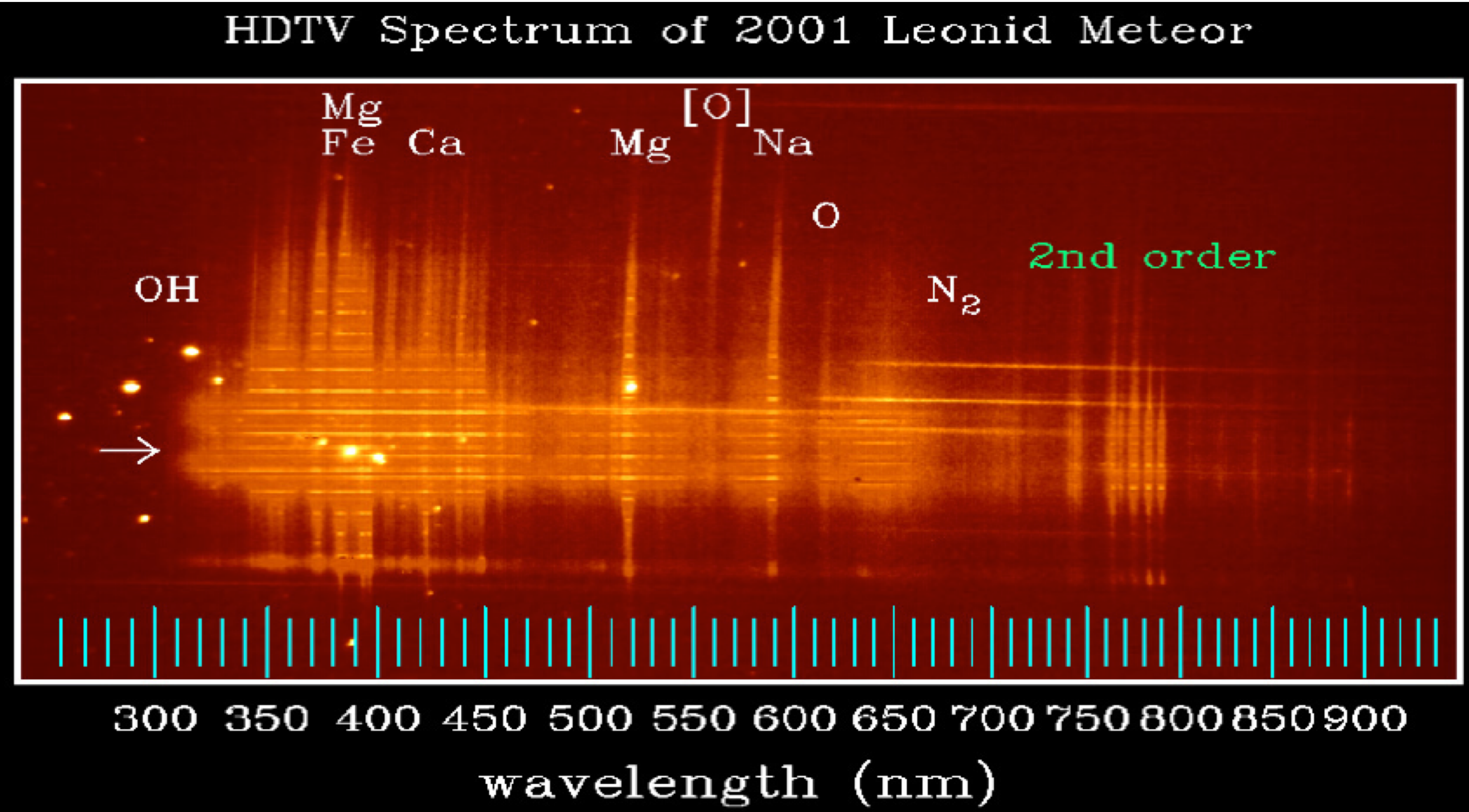
Spectroscopic Observation System







Objective spectrometer with reflection grating + UV image intensified HDTV system.



UV spectrum and chemical composition of Leonid meteor. (Nobeyama)

S. Abe, N. Ebizuka et al., 2005

Summary

- 3886 of meteor trajectory taken by Mr. Shigeno and Meteor Science Seminar Working Groupe (MSS-WG) are analyzed.
- Number of trajectory data of Perceids, Orionids and Leonids meteors have e >1.0.
- SD of V_H of Perseids: 0.63km/s (II85/1.2)
0.90 km/s (II24/1.4).

Candidates of ExoMeteors (II85/1.2):

$V_H > 42.1+3\delta$, $V_H - 42.1>\sigma$: 10/2,222 (0.45%),

$V_H > 46.6$, $V_H - 42.1>3\sigma$: 2/2,222 (0.09%)

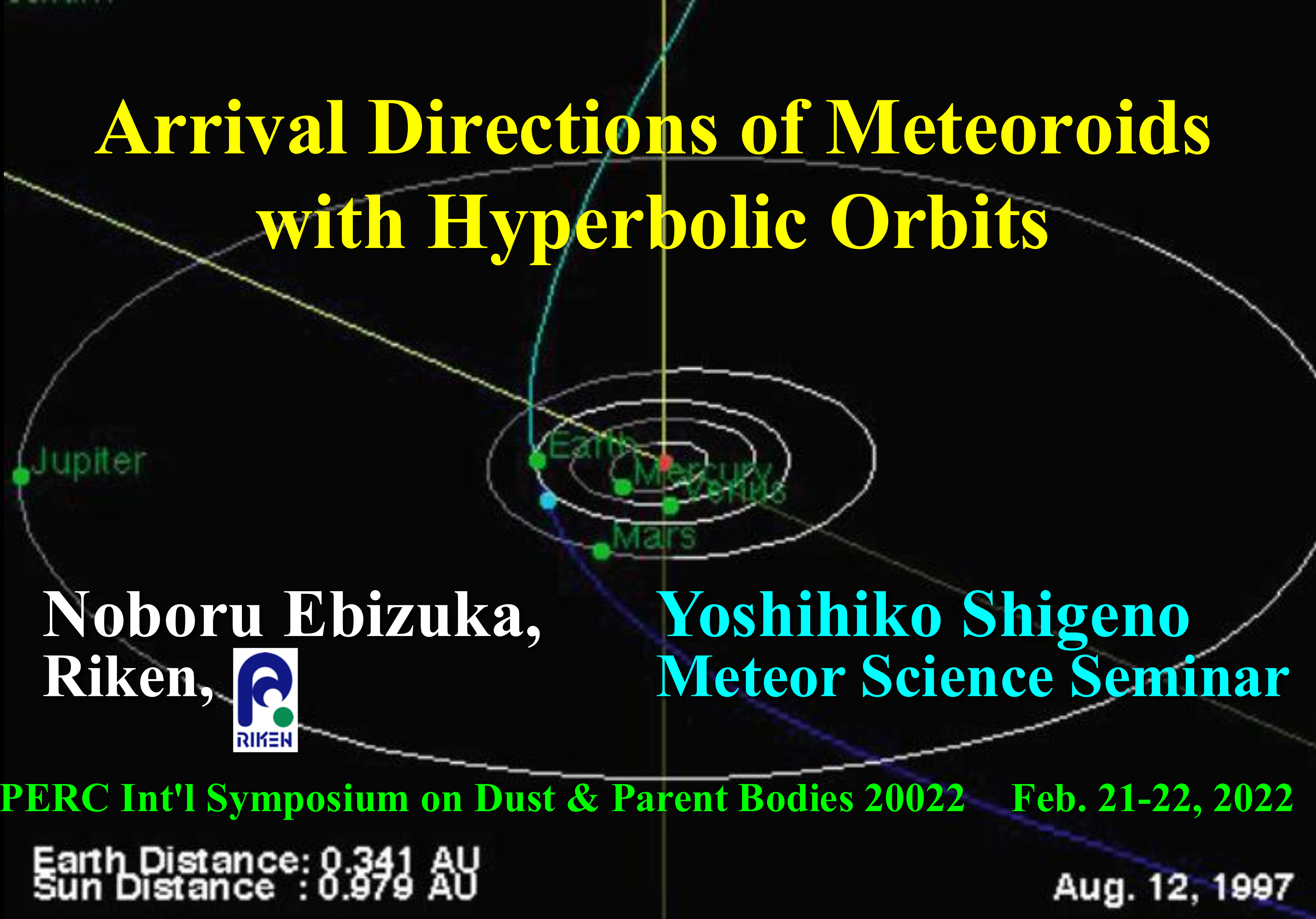
- Spectroscopy → Metal abundance of ExoMeteor.

Arrival Directions of Meteoroids with Hyperbolic Orbits

Noboru Ebizuka,
Riken,

Yoshihiko Shigeno
Meteor Science Seminar

PERC Int'l Symposium on Dust & Parent Bodies 20022 Feb. 21-22, 2022

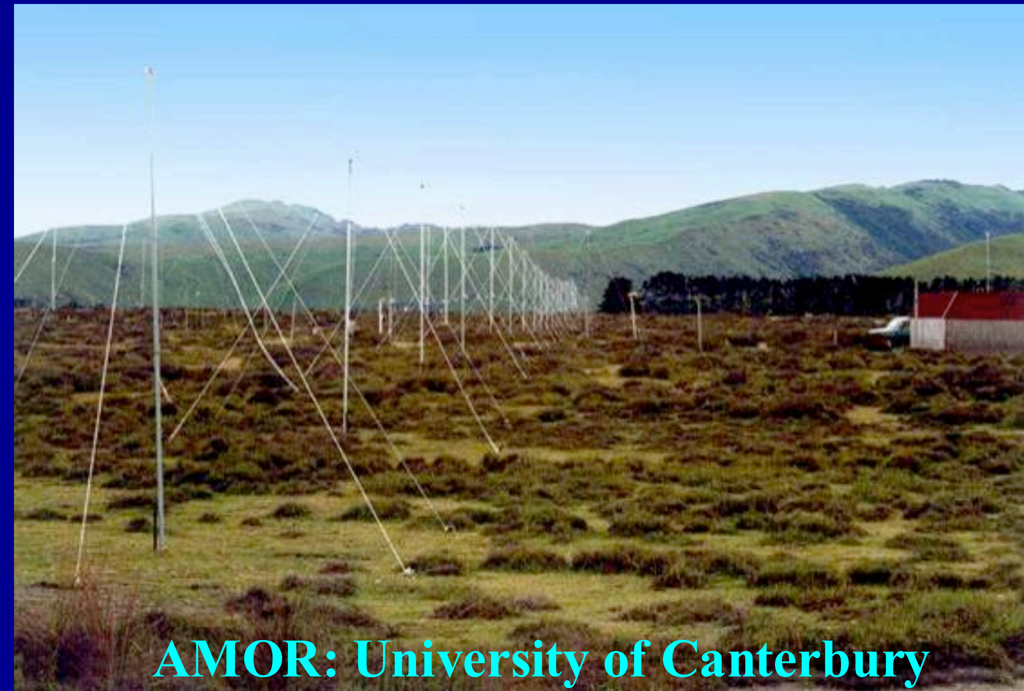


Detection of Interstellar Media in Solar System

- Particle with 10^{-19}~10^{-11}kg (Radius: 0.005~2 μm@1g/cm^3) are detected by particle counters of spacecrafts.
- More than a half of particles nearby the Jupiter are assumed to be interstellar dusts.
- 3~30% of particles at 1au are assumed to be interstellar dusts.

[M. Baguhl et.al. 1996]

Meteor Rader Observations



- AMOR (26.2MHz, New Zealand), 10^{-10}kg ~ (5 μm~ @1g/cm^3)
  e>2.5 (V_G > 100 km/s): 0.46% (1,600/350,000) [Baggaley, 2000]
- MARS (31.1MHz, Ukraine), 5x10^{-9}~10^{-6}kg (10~100 μm)
  e>1.0 (V_H > 42.1): 3.2% (7,911/250,000) [Kashcheyev, 2001]
- Arecibo (430MHz, D=300m, Puerto Pico), 10^{-14}~10^{-9}kg (0.2~10 μm)
  e>1.0 (V_H > 42.1): 5 % (143/~3000) [Meisel, 2002]

Optical Meteor Observations

Silver halide photography
http://www.ne.jp/asahi/meteor/star/index.html

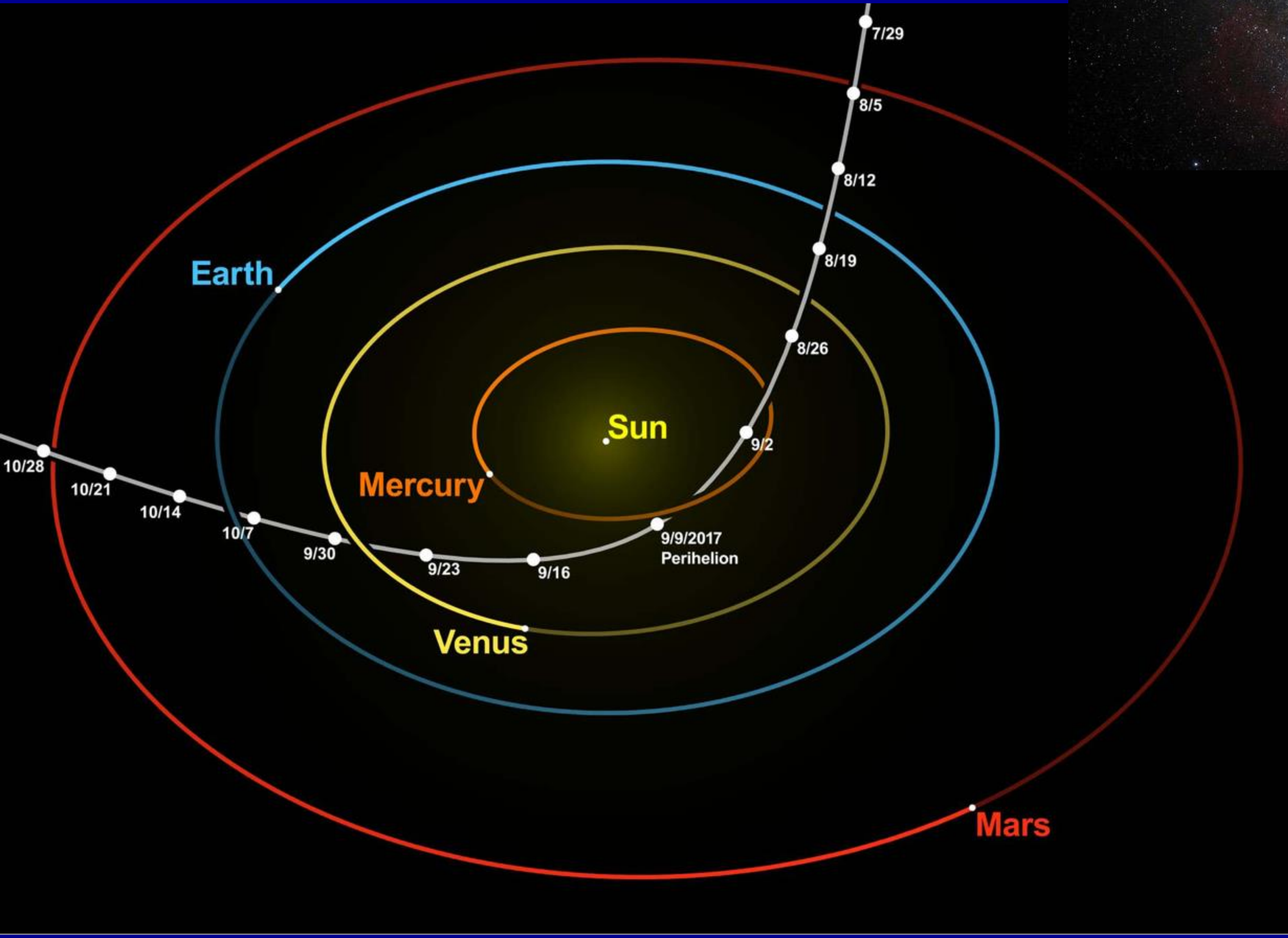
I.I. video camera system
[Fujiwara, 2004]

- IAU/MDC silver halide photography (-3 mag.~) [M. Hajduková Jr., 2006]
  $V_H > 42.1$ km/s : < 0.025% (1/4,581?), $V_H > 46.6$ km/s*: 0.
- Japanese video network: SonotaCo Net (2 mag.~) [M. Hajduková Jr., 2011]
  $V_H > 42.1$: 0.13% (19/14,763), $V_H > 46.6$* : 0.
- Canadian image-intensified video (9.5 mag.~) [R. Musci, 2014]
  $V_H > 42.1$, $V_H - 42.1 > 1\sigma$: 0.98% (17/1,739), $V_H > 46.6$* : 0.

* 46.6 km/s: interstellar limit (initial velocity with 20 km/s = mean relative velocity to nearby stars)

Most of recent reports about existence of extrasolar meteors by optical observations had expressed in a negative sense. (e.g. Hajduková Jr., 2016)

’Oumuamua 1I/2017 U1



$\boldsymbol{a}$: -1.28 au

$\boldsymbol{e}$: 1.20

$\boldsymbol{q}$: 0.26 au

ω: 241.7°

Ω: 24.6°

$\boldsymbol{i}$: 122.7°

Stereoscopic Meteor Observations

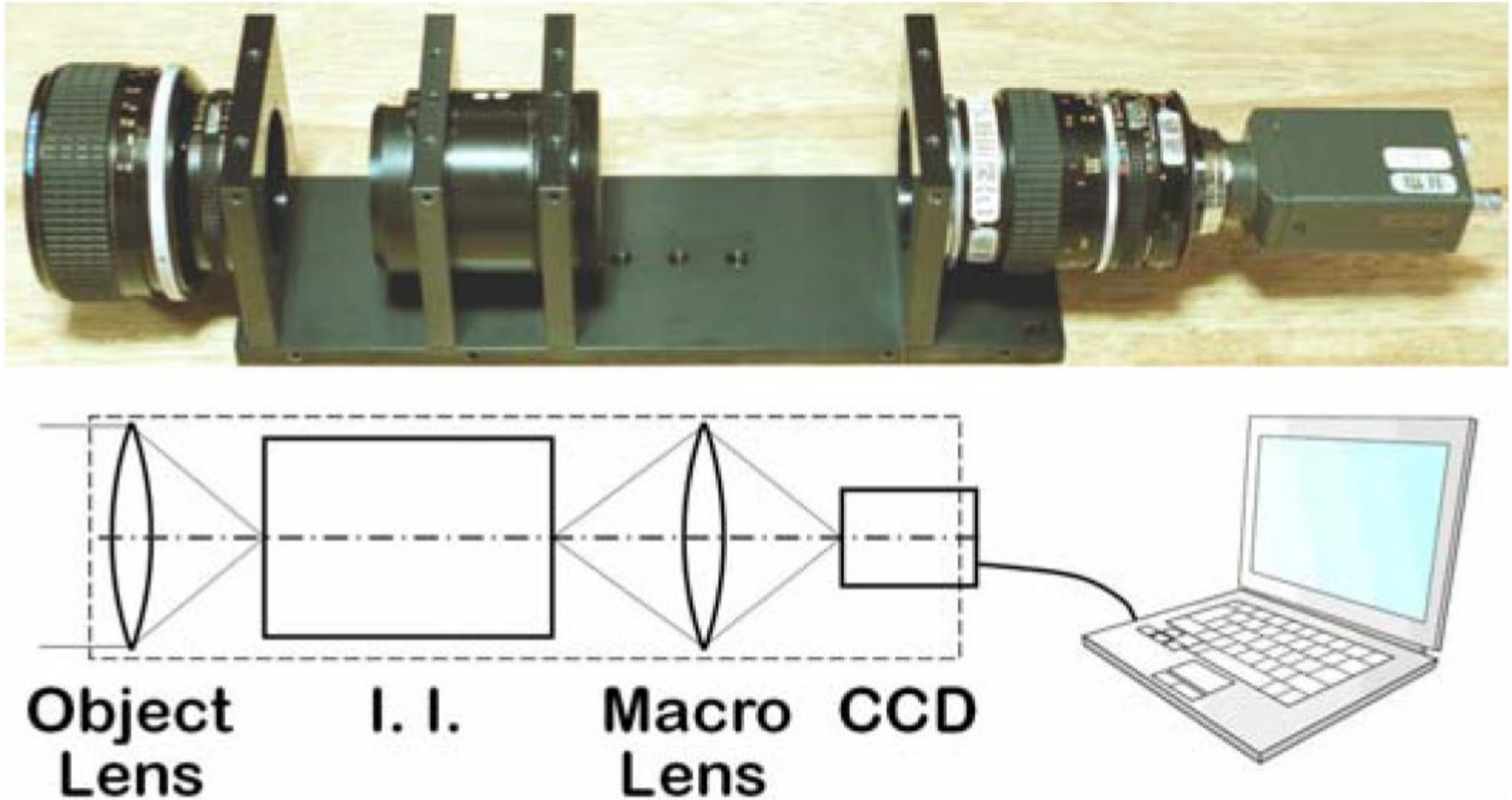


Image-Intensified Video Camera [Shigeno et al., 1997]

- Photograph in 1983, 1987, 1989, 1991, 1992 and 2001 Leonids.
- I.I. video camera from 1992 to 2009.
- 3,886 trajectory data of meteors (9.0 mag.~).

List of Orbital Data of Video and Photographic Meteor

Instrument*	FOV** [Deg.]	LM*** Star	LM*** Meteor	All	All e >1.0†	Shower	Shower e >1.0†	Sporadic	Sporadic e >1.0†	Remarks
II85/1.2	12 x 9	10.5	9.0	2,651	74	429	10	2,222	64	
II50/1.2	20 x 15	9.3	7.8	902	71	161	22	741	49	
II28/1.4	36 x 27	7.7	6.2	42	6	7	4	35	2	
II24/1.4	42 x 31	7.4	5.9	184	16	84	11	100	5	
P50/1.4×6	79 x 81	3.5	2.0	103	0	99	0	6	0	
P50/1.4×4	79 x 54	3.5	2.0	2	1	2	1	0	0	1987/05/04 η Aquarids
P24/1.4, P50/1.4×4	79 x 54	–	–	2	0	2	0	0	0	1983/01/03 Quadrantids
Total	–	–	–	3,886	168	782	48	3,104	120	

Removed 8 meteors data with low accuracy.

* II: Image intensifier, P: Photograph, Focal length/Focal ratio.
** FOV: field of view.
*** LM: Limiting magnitude.
† e: eccentricity.

Hyperbolic Meteoroid 1

e: 1.38

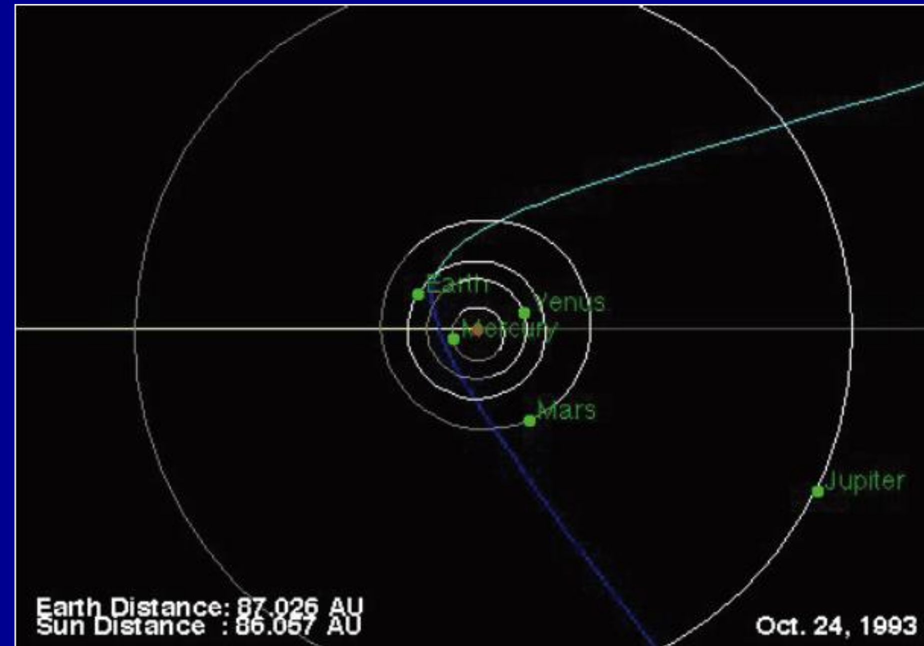
Ω: 212

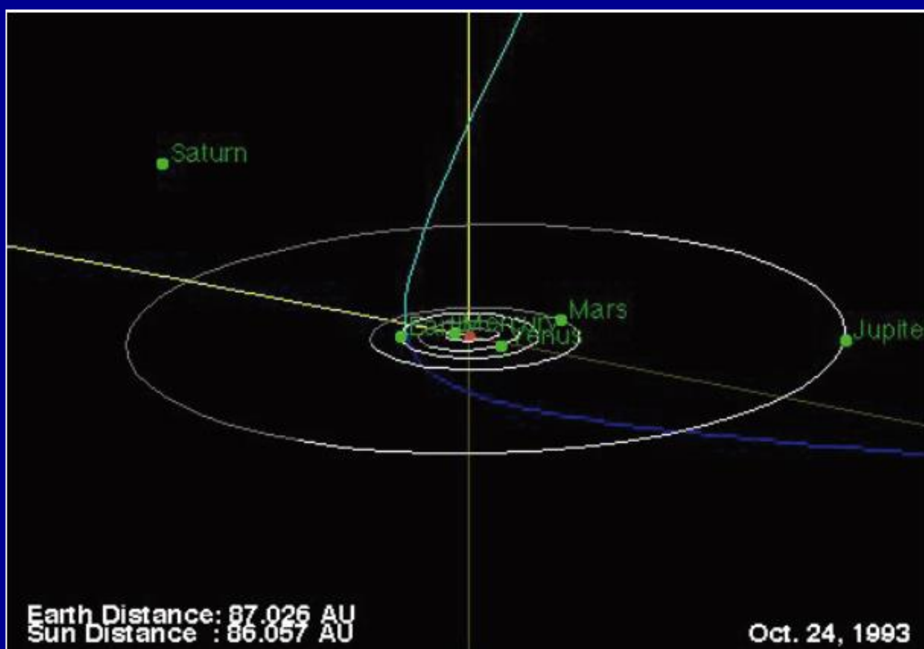
q: 0.82

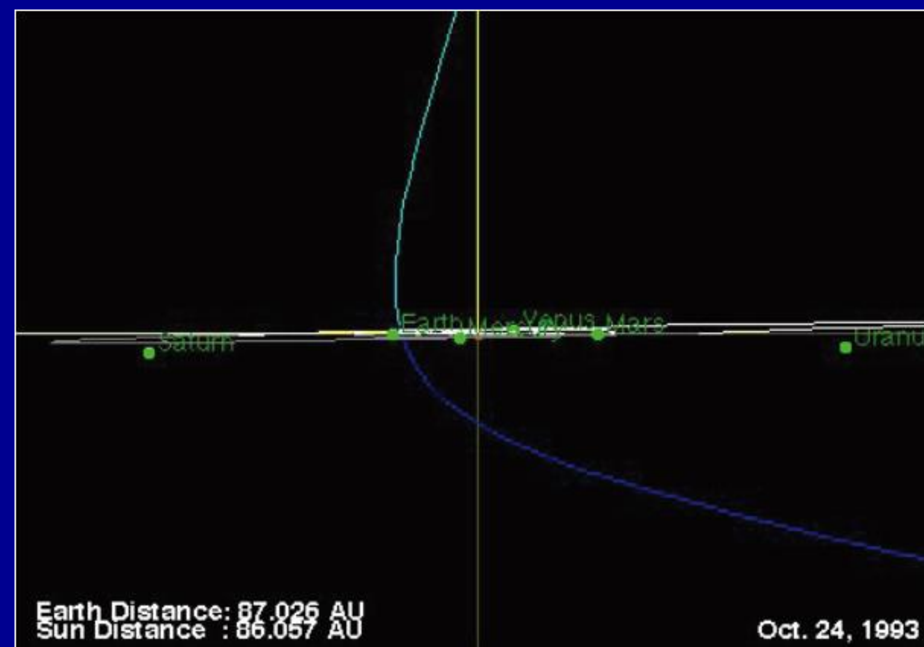
ω: 226

i: 119

Arrival direction: CVn







OrbitViewer ©AstroArts, NASA/JPL

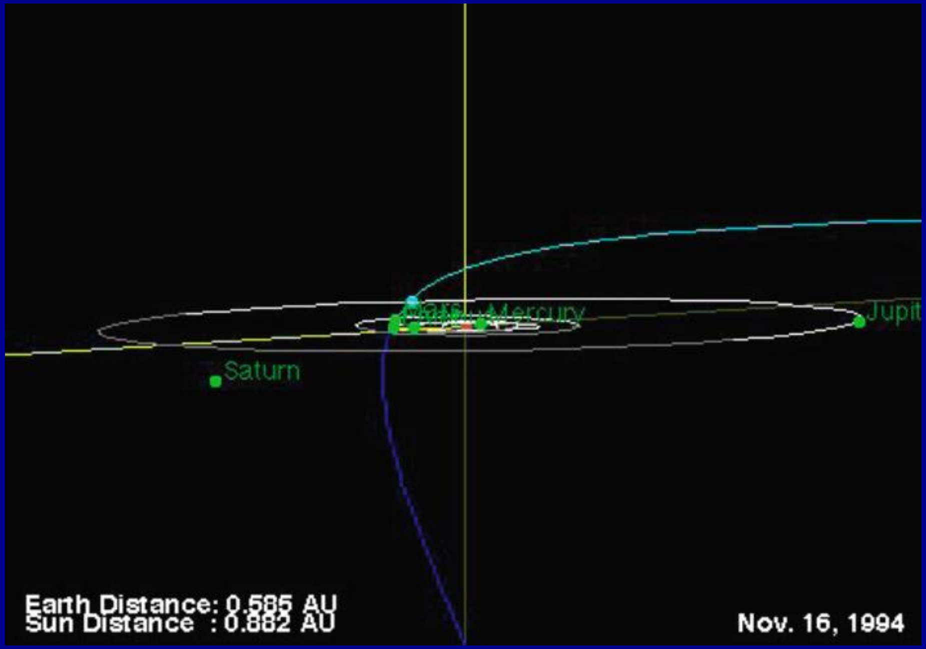
Hyperbolic Meteoroid 2

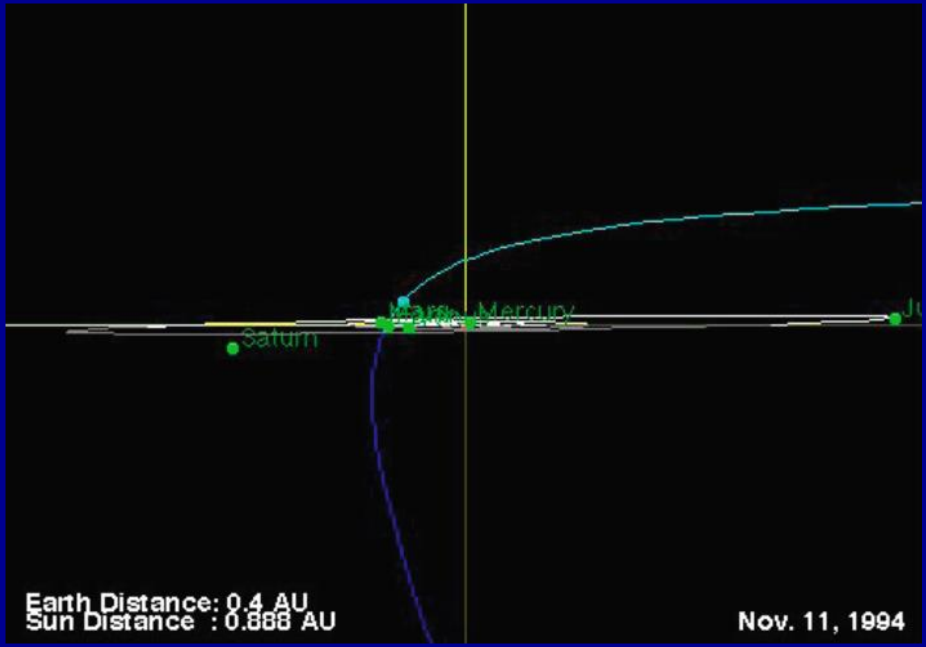
e: 1.24 Ω: 54

q: 0.88 ω: 36

i: 135

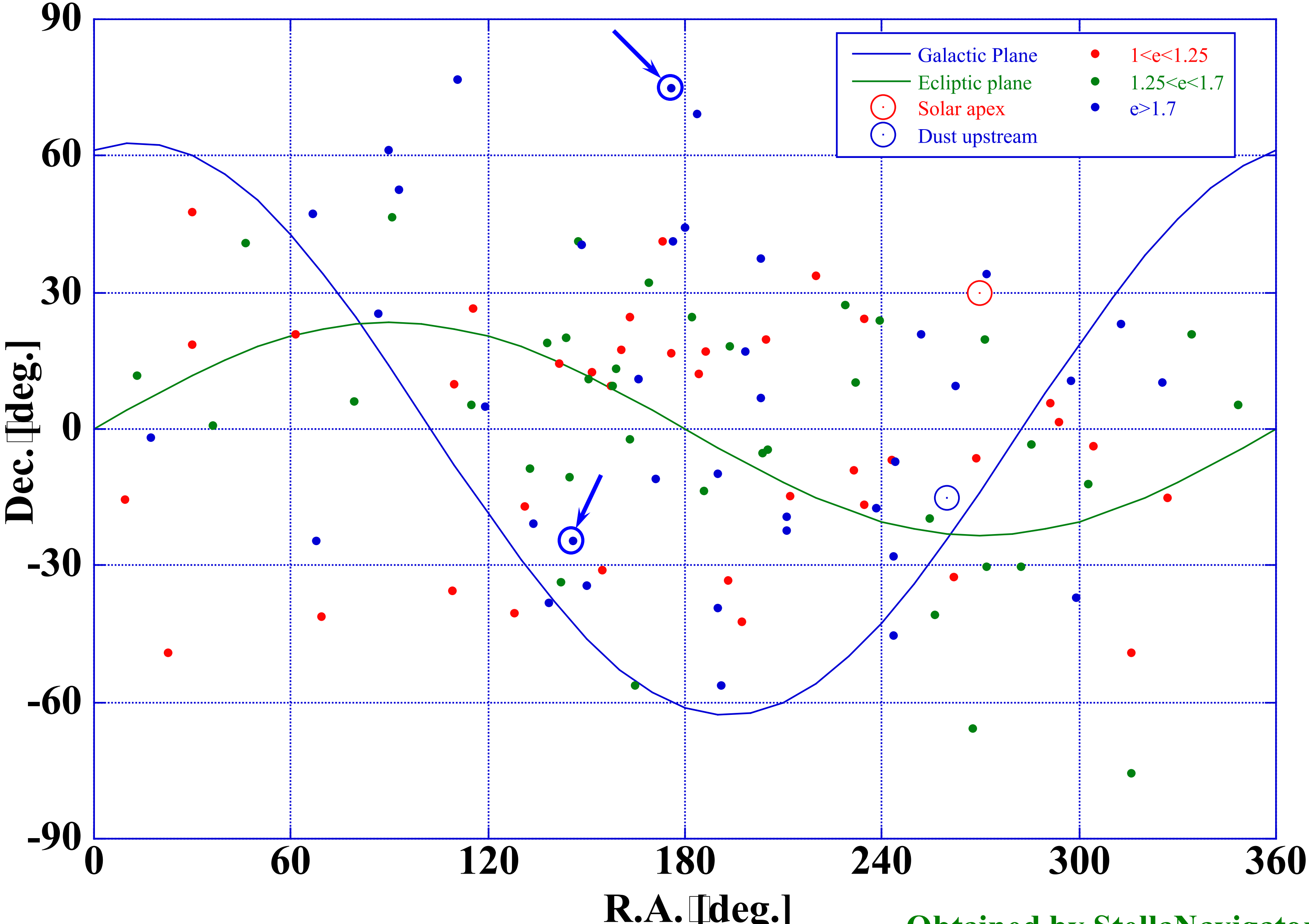
Arrival direction: Ant





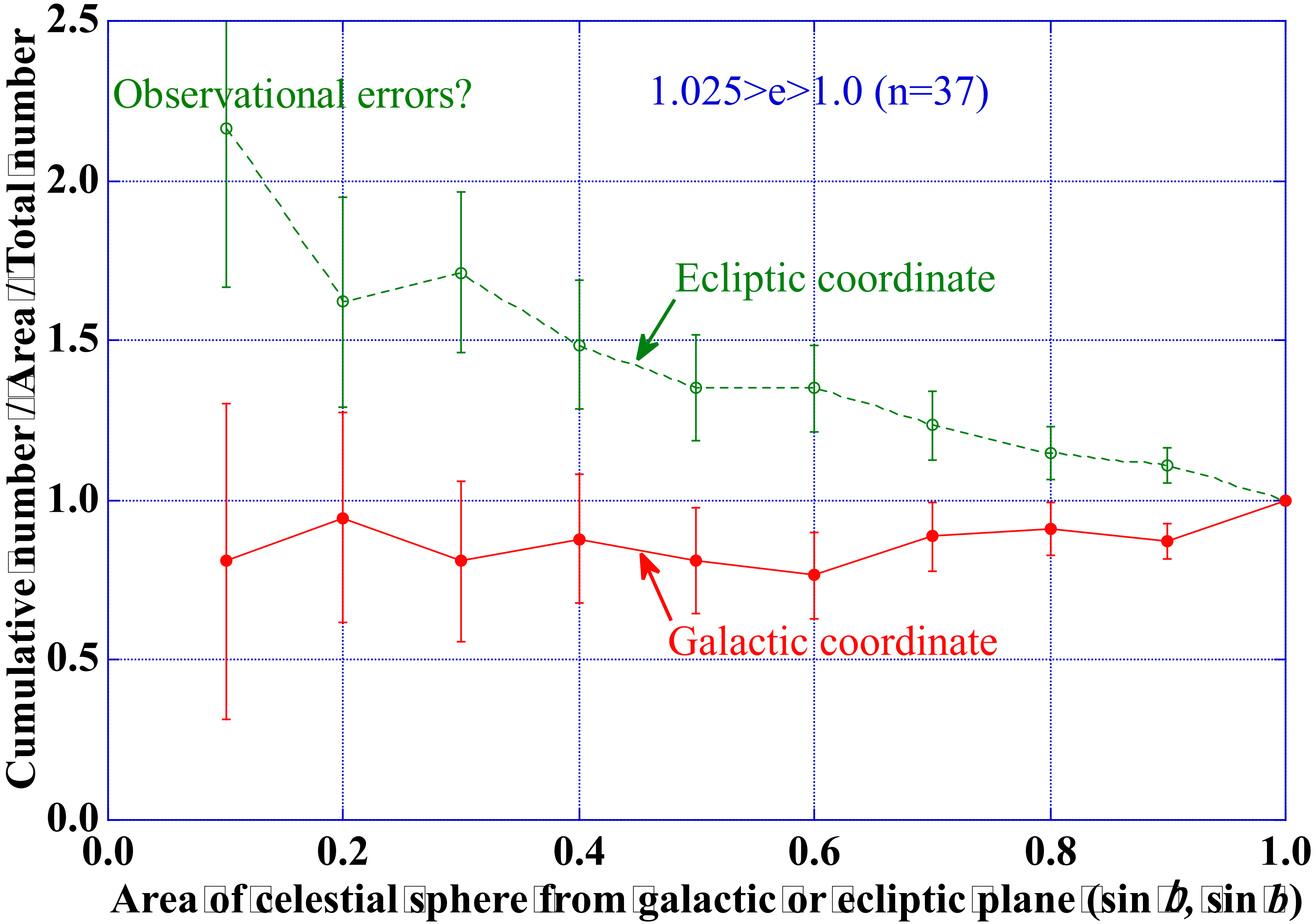
OrbitViewer ©AstroArts, NASA/JPL

Arrival Directions of Meteoroids with Hyperbolic Orbit

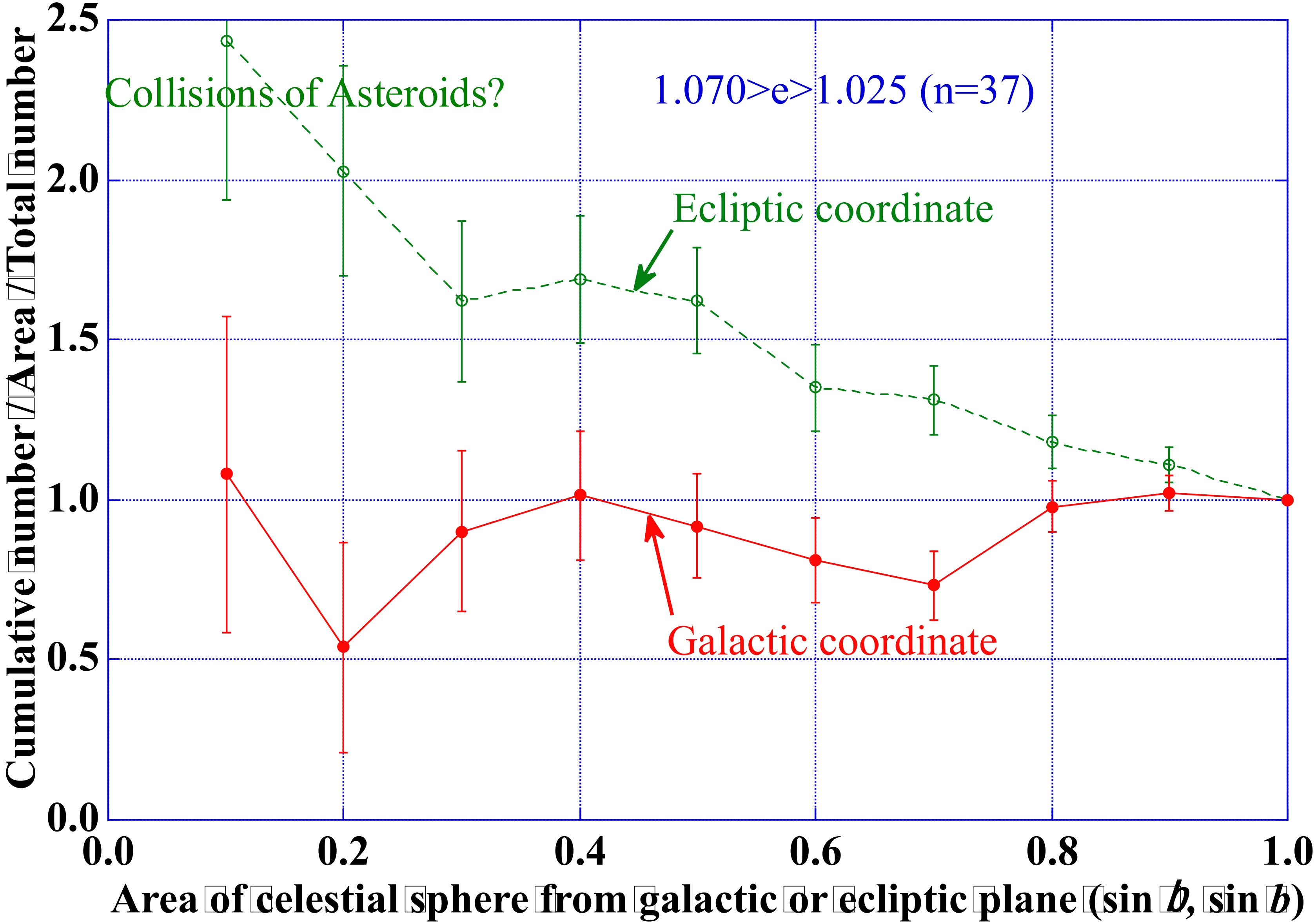


Obtained by StellaNavigator©AstroArts

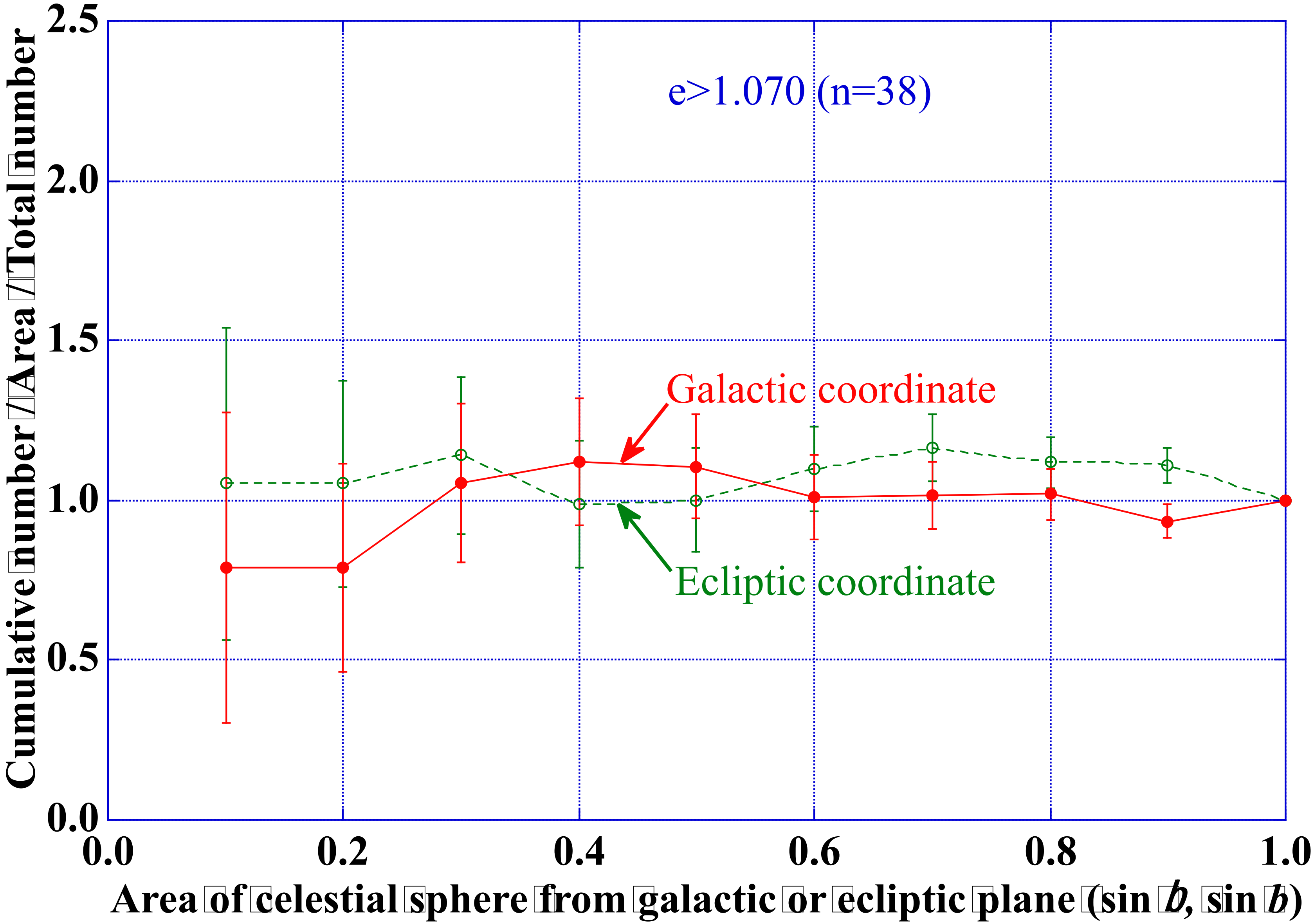
Ratio of Arrival Directions of Meteoroids with Hyperbolic Orbit



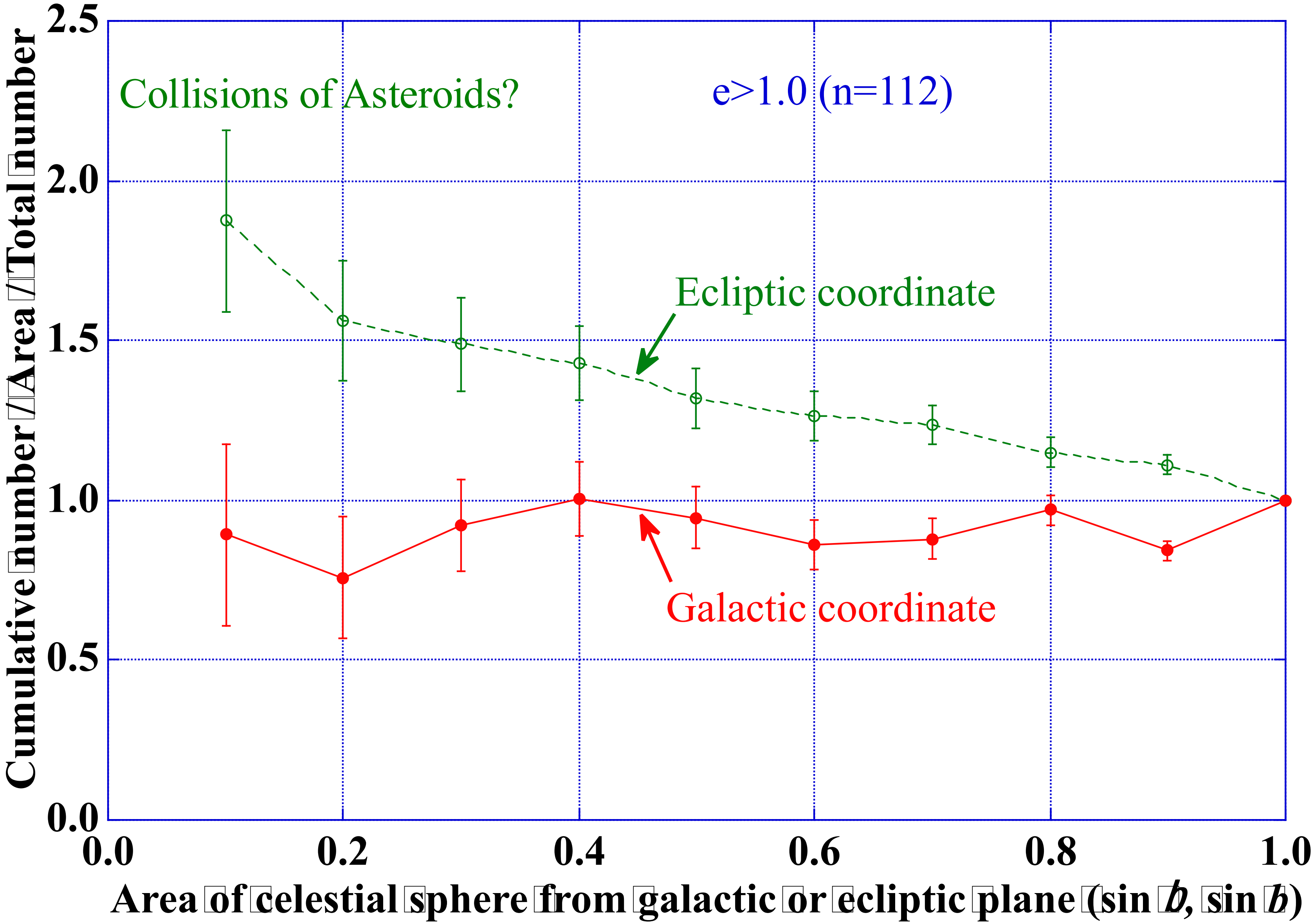
Ratio of Arrival Directions of Meteoroids with Hyperbolic Orbit



Ratio of Arrival Direction of Meteoroids with Hyperbolic Orbit



Ratio of Arrival Directions of Meteoroids with Hyperbolic Orbit



Hyperbolic Meteoroid 3

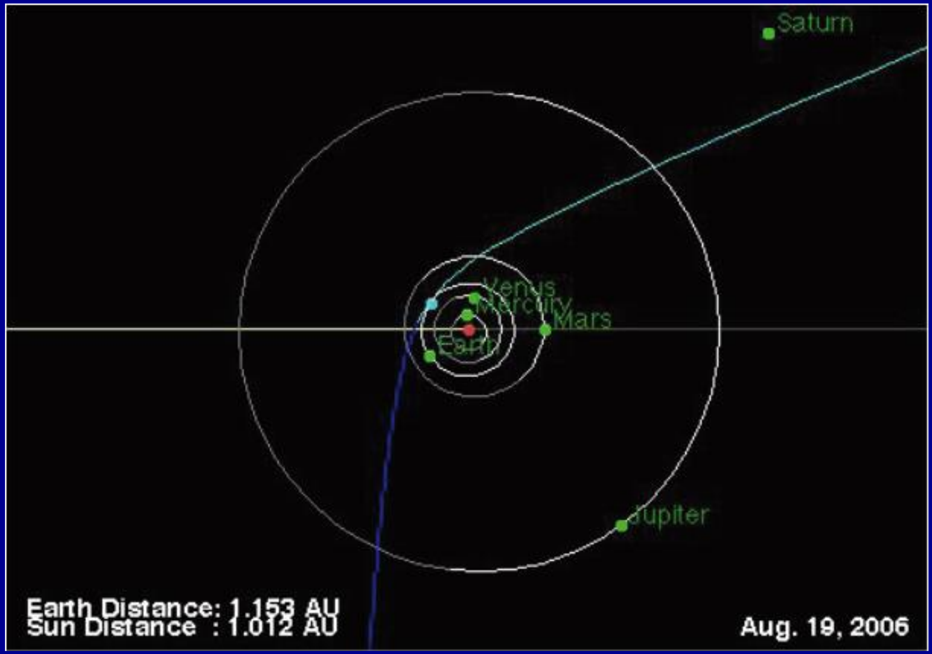
e: 1.86　　ω: 182

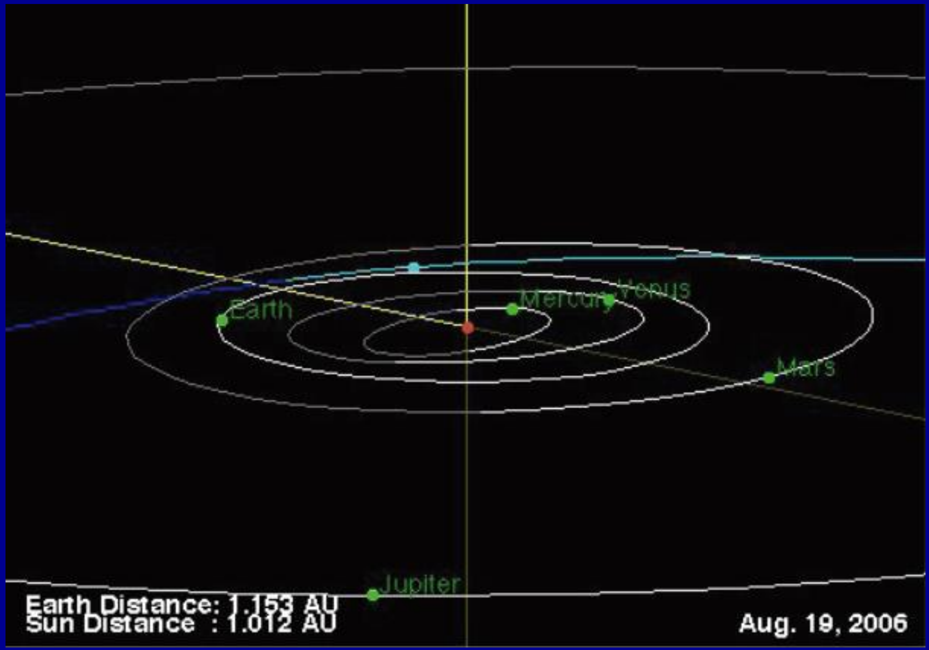
q: 1.01　　Ω: 146

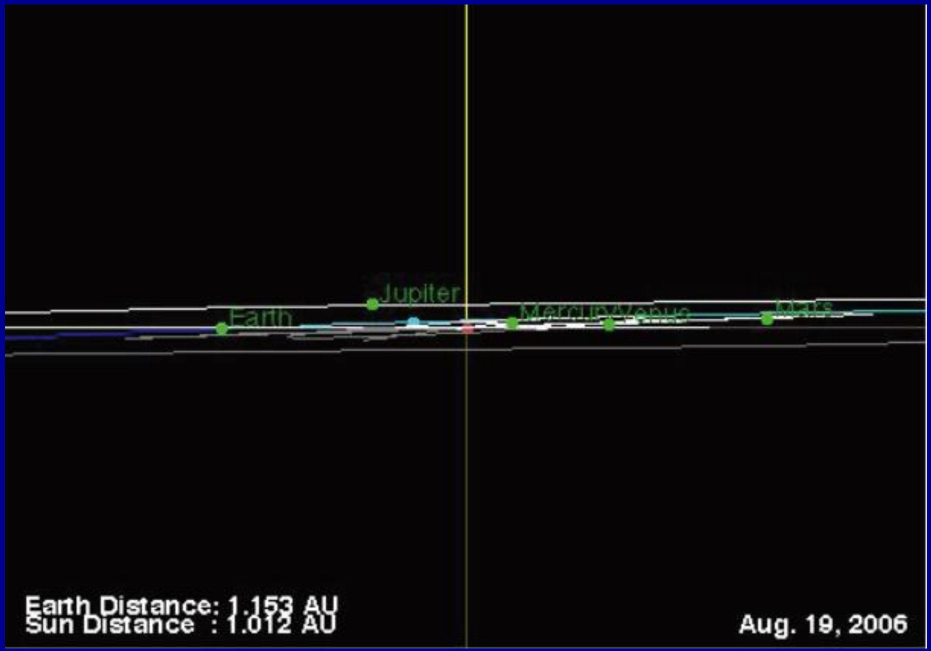
i: 178

Arrival direction: Tau

Approached 2 au from Saturn

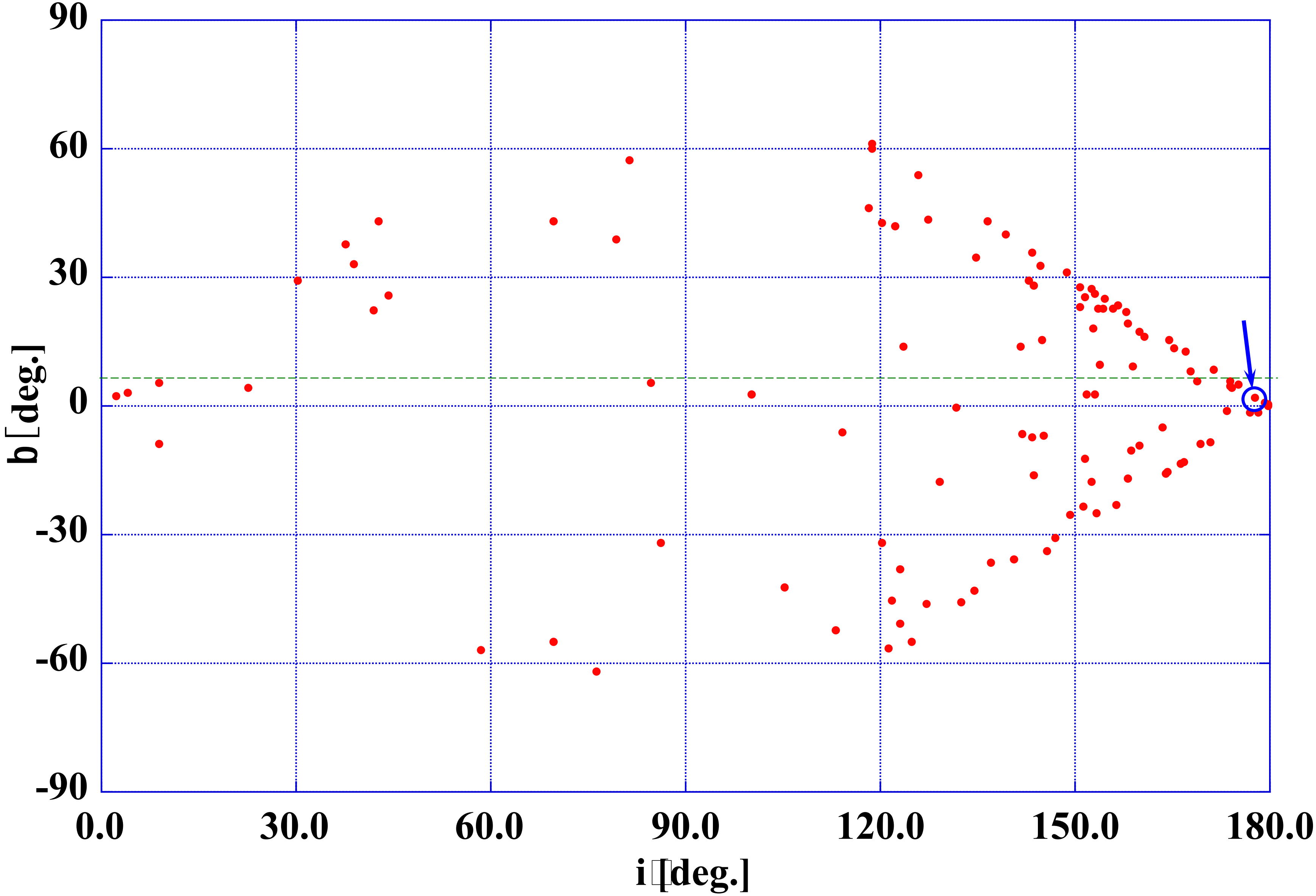






OrbitViewer ©AstroArts, NASA/JPL

Inclination and Ecliptic Latitude of Meteoroids with Hyperbolic Orbit



Summary

- In order to know indications of extrasolar meteors, the direction of arrival of meteors with hyperbolic orbit was obtained, and the number of meteors per unit area from the ecliptic and the galactic planes was investigated.
- Significant number of meteoroids with $1.0<e<1.07$ are arriving from the ecliptic plane. It suggests the possibility of collisions between asteroids!?
- Meteoroids with $e>1.07$ do not indicate high ratio of arrival from the ecliptic plane.
- It was found that the ratio of meteors from the area in 23.6° from the galactic plane increased when the meteors from the area in 5.74° from the ecliptic plane were excluded. However, the ratio of meteors arriving from the galactic plane was not significantly high.
- To increase the statistical number, we should investigate open data of meteor orbits.