

# 近赤外夜光の観測とロケットの姿勢決定\*

早川幸男\*\*・伊藤浩弐†・松本敏雄†  
西村徹郎†・小野忠良†

## Observation of Near-Infrared Airglow and the Determination of the Rocket Attitude

By

Satio HAYAKAWA, Koji ITOH, Toshio MATSUMOTO, Tetsuo NISHIMURA  
and Tadayoshi ONO

**Abstract:** Airglow in the near infrared range ( $\lambda\lambda 1.1-2.4\mu$ ) was observed by a sounding rocket K-10-4. The rocket roll angle between two intensity maxima due to airglow was found to change as the rocket altitude increased. This allows us to determine the zenith angle of the rocket axis and the height of the air glow layer. The roll angle for the airglow peak wiggled according to the precession of the rocket. The zenith angle of the precession axis and the cone half angle of the precession were thus determined to be  $29^\circ \pm 1^\circ$  and  $1.5^\circ$ , respectively. The heights at the maximum airglow emission were obtained as 72 km for the J band ( $1.27\mu$ ) and 77 km for the K-band ( $2.2\mu$ ).

Owing to the precession, the airglow emissions at varying local times were obtained. The half-life of an excited state of  $O_2$  emitting  $1.27\mu$  line was obtained to be 30 min. This is compared with its half-life of 42 min. for the spontaneous decay.

### 概 要

赤外黄道光の観測を目的とした K-10-4 号機による実験の結果、強い近赤外大気光が観測された。東西の地平線方向に現われる大気光の強度を時間の関数として表わすと、ロケットのスピン周期、プレセッションの半錐角と周期、およびロケット軸の天頂角が求められる。本稿に述べる方法は、地平線センサを用いてロケットの姿勢を決める一般論となる。

この方法を利用して赤外望遠鏡の視線の向きが決められる。視線が発光層を過ぎる点が得られ、その点における日没後の時間が求まる。これから夜光強度の日没後の時間的变化が得られる。 $O_2(^1\Delta_g - ^3\Sigma_g^-)(0, 0)$  帯の  $1.27\mu$  の強度の減衰率がこうして求められた。

---

\* 宇宙研特別事業費による論文

\*\* 併任教授 (名古屋大学・理学部)

† 名古屋大学・理学部

## 1. は し が き

1967 年 3 月 K-10-3 号機によって赤外線観測を企てたが、それは黄道光の赤外スペクトルの観測と夜光を利用した赤外線センサの実験とを目的としたものであった。しかし残念にもスピンの 6 サイクルという予想外の速さとなったため、フィルタの回転機構が止って、実験は失敗に終わった。

同じ目的の実験を K-10-4 号機を用いて行なった。観測装置の概要および黄道光の観測結果についてはすでに報告した [1][2]。また夜光の観測結果については別に報告したので [3]、本稿では夜光の観測を解析する手続きとそれの基礎になるロケットの姿勢決定法を中心に述べる。

ここで述べる姿勢決定法は、地平線センサ使用法の一般論になる。ただし望遠鏡の光軸はロケット軸に垂直である場合に限った。光軸の方向が異なる場合には数学的に複雑になるが、基本的には本稿の取り扱いをわずかに拡張すれば解析できる。

ある特定のスピン周期で自転速度が一様である場合、ロケットの高度と発光層の高度が与えられれば、ロケット軸の天頂角がわかる。多数回のスピンにわたるデータから、スピン周期の変化およびプレセッションの半錐角と周期がわかる。ロケット高度の時間的変化が与えられれば、これから発光層の高度がわかる。ただし、この方法から決められる発光高度の精度は余りよくないので、発光層突き抜け時および突き抜け前後のデータを利用してチェックする。もし発光高度や発光率が場所によって変動すると、姿勢の決定はやっかいになる。そのためにはなるべく単純な発光対象を観測するのがよい。その意味で、地平線センサには  $15\mu$  帯 ( $\text{CO}_2$  帯) を利用するのが理想的である [4]。

表 1 観測に用いた波長帯と発光源

波長帯		$\text{O}_2$	OH
J	1.08—1.40 $\mu$	${}^1\Delta_g - {}^3\Sigma_g^-(0, 0)$	$\Delta v = 3$
H	1.40—1.76 $\mu$	${}^1\Delta_g - {}^3\Sigma_g^-(0, 1)$	$\Delta v = 2$
K	1.96—2.44 $\mu$		$\Delta v = 2$

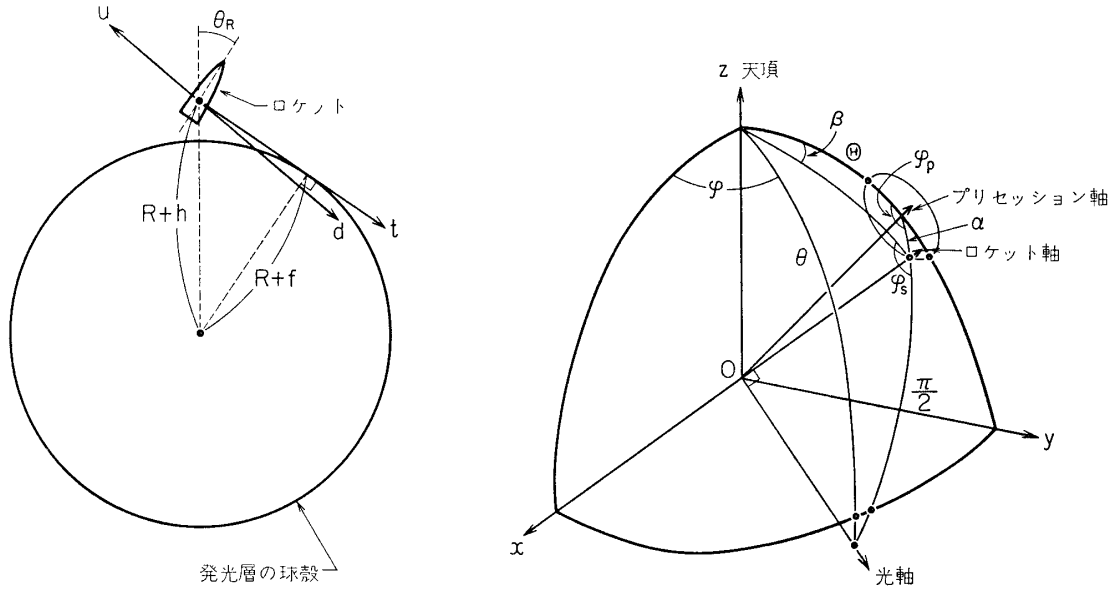
本実験で測った夜光は PbS に感じる近赤外領域で、フィルタによって表 1 の波長帯を選び出した。これらは OH の振動および  $\text{O}_2$  の電子遷移と振動の結合した過程に伴う発光に感ずるものである。日没直後の twilight glow を観測したので、発光強度は日没後の時間とともに減衰し、発光高度と発光層の厚さもわずかながら変動している。しかもフィルタの切り替えや校正のために、一つの波長帯に対して連続的なデータが得られなかったため、姿勢決定の精度は落ちる。その代わり夜光に対しては、発光層の高度や発光率の時間的変動についてのデータが得られた。夜光についての詳しい報告は別の論文に譲り、ここでは幾何学的問題を主に論ずる。

なお、地平線センサではロケットの天頂角が決まるだけで、方位角は別の方法から求めな

ければならない。

### 2. 定性的考察

ロケット軸が天頂と角  $\theta_R$  をなし、球殻状の発光層を上から見る場合を考える。ロケット軸に垂直な視線の方向は、図1(a)に示すように、 $d(\pi/2+\theta_R)$  と  $u(\pi/2-\theta_R)$  の間をスピン



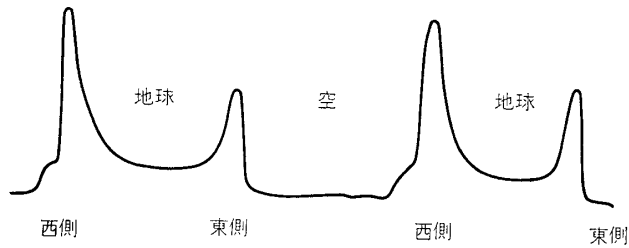
(a) 視線を含む面内の図

(b) 立体図

$d$ (down). 天頂角最大,  $u$ (up): 天頂角最小,  $t$ (tangent): 発光層に接する方向

図1 視線の方向

(a) 発光層の上



(b) 発光層の下

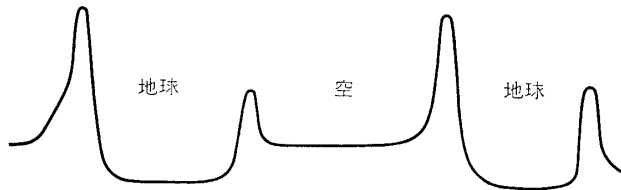


図2 夜光強度対スピン角

に応じて変化する．1 周期の間に 2 度視線は発光層に接する ( $t$  方向)．このとき夜光の強度は極大になる．夜光強度を時間に対してプロットすると図 2(a) のようになる．この時間はスピンの一様ならばスピン角に変換できる．

図 1(a) で方向  $t$  は  $u$  よりも  $d$  に近い．そのために，方位角  $tdt$  は  $tut$  より小さい．これが図 2(a) で地球が空より狭いことに対応する．

地球または空の幅から，ロケット軸の天頂角  $\theta_R$  が次のように決まる．地球の半径を  $R$ ，発光層の高さを  $f$ ，ロケットの高さを  $h$  とする．スピン角  $\varphi_s$  を  $u$  方向から測れば，視線の方向余弦は

$$\cos \theta = \cos \left( \frac{\pi}{2} - \theta_R \right) \cos \varphi_s = \sin \theta_R \cos \varphi_s \quad (2.1)$$

図 1(a) より

$$\sin \theta = \frac{R+f}{R+h} \quad (2.2)$$

(2.1) と (2.2) から

$$\sin^2 \theta_R \cos^2 \varphi_s = \frac{2(h-f)R + (h^2 - f^2)}{(R+h)^2} \simeq 2 \frac{h-f}{R} - \frac{(h-f)(3h-f)}{R^2} \quad (2.3)$$

地球の方向は  $\varphi_s$  の二つの値  $\varphi_{s1}$  から  $\varphi_{s2}$  までであるから，地球の幅は  $2(\pi - \varphi_{s1})$  になる．観測値から  $2\varphi_{s1}$  を求め，与えられた  $h$  と  $f$  を使えば (2.3) から  $\theta_R$  が得られる．

$\theta_R$  が大きくなれば  $\varphi_{s1}$  は小さくなり，地球の幅は広がる．ロケット高度が上れば  $\varphi_{s1}$  は大きくなり，地球の幅は狭くなる． $\theta_R$  が一定であれば， $\cos^2 \varphi_{s1}$  は近似的に  $h$  に比例する． $\cos^2 \varphi_{s1}$  を  $h/R$  に対してプロットして，その直線が横軸を切る点から  $f/R$ ，したがって発光層の高さが求まる．もっと正確に  $f$  を求めるには，(2.3) の第 3 辺，あるいは第 2 辺を使えばよい．

一般にはスピン率は一定ではなく，プレセッションが起こる．もっと複雑な運動もあり得るが，ここではプレセッションとスピンとがあり，その速さが徐々に変わるという近似で考察する．

まず地磁気姿勢計のデータから近似的スピン周期  $T_s$  を求め，時間  $t$  をスピン角  $\varphi_s$  に変換する：

$$\varphi_s = t - nT_s + \delta, \quad n \text{ は整数} \quad (2.4)$$

$\delta$  は位相で任意に選ぶ． $\varphi_s$  を横軸， $n$  を縦軸にとり， $n$  の各値に対して夜光強度極大の中間 ( $u$  または  $d$  に当る) のスピン角を記す．もしプレセッションがなく周期が正しければ，この点の軌跡は縦軸に平行な直線になる．もし周期が正しくなければ傾いた直線になる．プレセッションがあれば軌跡は図 3 のように蛇行する．蛇行の振幅と周期から，プレセッションの半錐角と周期とがわかる．

図 3 では観測値がばらついているが，これはフィルタ切り替えのため夜光のデータが連続的に得られなかったこと，および望遠鏡の視野と発光層の構造の兼ね合いに 300 サイクルのチョッピングがかかったため極大の出る角度が複雑であることに原因する． $15\mu$  帯を使う地平線センサではこのようばらつきは小さい．観測点を連ねて点線で示す曲線が得られる．実

線で示した計算値は任意に選んだプレセッション位相角だけずれている。

実際には中間点ではなく、二つの極大点の軌跡を求めるほうがよい。そうすると地球を望む角度幅の変化が示され、発光層の構造に由来する変化もある程度わかる。この方法を適用するに当たって、夜光についてある程度知っていなければならない。

### 3. 近赤外夜光

表1に示したように、近赤外部における大気光はOH分子の振動帯と $O_2(^1\Delta_g - ^3\Sigma_g^-)$ の電子準位間の遷移による。後者においては遷移後の振動量子数が0と1の二つ((0,0)と(0,1))が問題になるが、後者は広帯域の観測ではOH帯の強度に比べて弱いと考えられる。

ロケットの発射日時は1969年1月14日1900時で、地上の日没後約1時間半に当たる。夜光の発光層では日没後約30分から約2時間にわたる範囲を見たことになる。このように日没直後の観測であったため、夜光強度は太陽からの離角によってかなり激しく変化していると予想される。むしろ本観測の目的は、夜光の時間的変動を知るのにある。[3]で述べたように、これに関する今までの観測データは乏しい。OH帯の強度はあまり変化しないと思われるが、 $O_2$ 線は寿命が約60分なので激しい変化が予想される。また発光層の高さと厚さについても、今までの観測は互に食い違う結果を与えている。特に発光層の高さは姿勢決定に重要だから、これを知る方法から述べる。

式(2.3)から $h_R=f$ で $\cos \varphi_s=0$ 、すなわち $\pi/2-\varphi_s=0$ になる。ところが $h=f$ の近傍では $(\pi/2-\varphi_s)^2$ で変化するから、 $f$ の値を決める精度は必ずしもよくない。実際 $\varphi_s=\pi/2$ になる高度が発光層の下部まで続いているので、 $\varphi_s$ の値をかなり細かく連続的に求める必要がある。ところがこの実験では約1秒おきにフィルタを切り替え、約6秒で1サイクルが終わるので、約8kmの間データが抜けてしまう。そのため別の方法でも高度を求めておくのがよい。

発光高度を求める標準的方法は、中村ら[5]によって用いられたものである。光軸をロケット軸と平行にして上方の明るさを測れば、ロケット高度以上で発する光の積分値が得られ

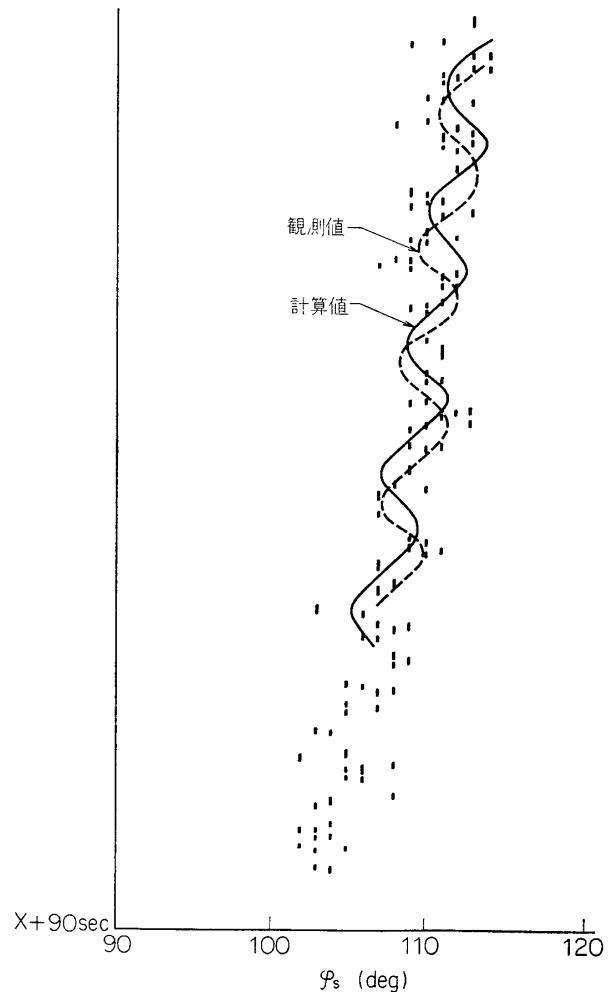


図3 夜光強度極大のスピン角対スピン周期数の軌跡。実線は計算値、点線は観測値の平均を連ねたもの

る．これを高度について微分すると発光層の profile になる．われわれの観測では光軸がロケット軸に垂直であるが，図 4 に示すように図 1 の  $u$  と  $t$  方向の積分強度が観測された．上向きと下向きで強度の違うことは図 2(a), (b) から見られる．積分強度の高度変化を各フィルタごとに示すと図 5 のようになる．これから発光層の高さは約 80 km，厚さは約 10 km という結果が得られるが，図 5 からわかるようにその精度は余り高くない．また波長帯による変化を云々することもむづかしい．

場所による明るさの変化は，次節に述べる姿勢決定法を用い求められた．図 6 に視線が発

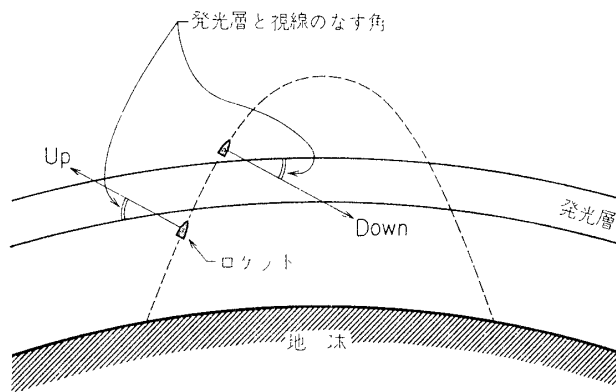


図 4 夜光の積分強度の観測法

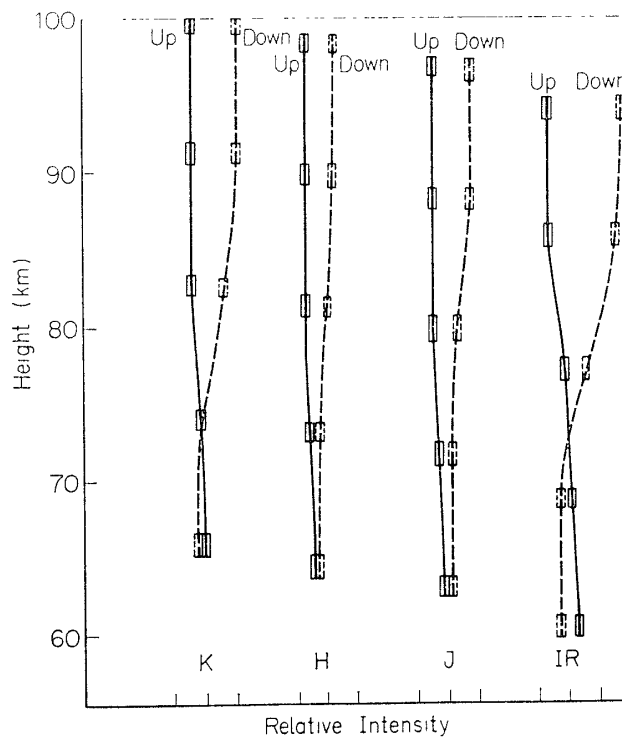


図 5 夜光の積分強度対ロケット高度

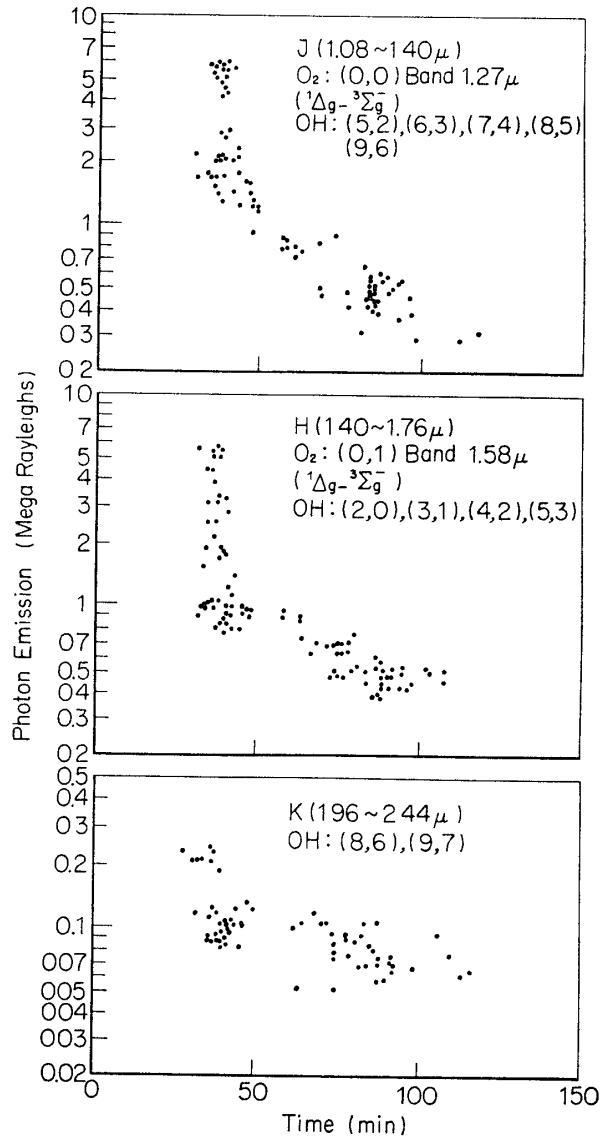


図6 夜光強度の時間的变化

光層を切る点の日没後の時間における明るさを示した。日没後50分と60分の間はロケットの通過地点に対応し、その付近のデータは欠ける。それ以前は南西、以後は東の方向になる。

日没後30~40分の強い光は太陽光の散乱によるものと考えられる。その発光層は夜光の発光層と高度が異なるので、この方向の極大が姿勢の決定をあいまいにする。 $O_2$ の(0,0)帯の効くJバンドでは、強度の時間的減衰が著しい。この間に発光高度が2~3kmずれることも予想される。このような構造の変化があるので、姿勢決定に近赤外夜光を使う場合は、日没後2時間以上を経過したときに $O_2$ のバンドを除いて観測するのが望ましい。しかしこのことは逆に、近赤外帯を地平線センサに使うのは理想的でないことを意味する。

#### 4. 姿勢決定の定量的方法

地平線センサだけを用いる方法では方位角が決まらない。もしほかに方向を知ることのできる測定器が搭載されていれば、それを利用して方位角を決めることができる。K-10-4 の場合には X 線測定器が載っていたので、それで測られた *Cyg X-2* の方位から原理的には方位角が決まる。しかし両測定器の相対位置の精度が十分でないので、ここでは独立に決める方法を述べる。

ロケットのモータ燃焼中は、飛しょう経路とロケット軸は平行であると考えてよい。飛しょう経路はレーダ観測から得られる、これを利用して図 1 (a) の *t* または *u* の方向がわかる。これから天頂角も得られるが、これは空気抵抗のため多少ずれる。方位角のずれは小さいと考えられるが、方向のわかる測定器を共載することが必要である。

レーダ観測から、方位とともに高度が時間の関数として与えられる。その他は地平線センサのデータだけに頼る。そのためには球面幾何学が必要である。

直接観測される量は、ロケット高度 *h*、スピン角  $\varphi_s$ 、およびプレセッション角  $\varphi_p$  である。これから光軸の極座標  $r, \theta, \varphi$  を求める。 $r$  は視線方向の距離であるから、局所的天頂を軸と、光軸の座標

$$\theta = \theta(\varphi_s, \varphi_p), \quad \varphi = \varphi(\varphi_s, \varphi_p) \quad (4.1)$$

を求める。ここで K-10 の飛しょう距離が短かいので、局所的天頂を固定した。正確には天頂の変化を考慮しなければならない。L-3 H の場合にはこれが必要である。

$\theta, \varphi$  の代わりに光軸の方向余弦を使ってもよい。それを導くために図 1 (b) に示す諸量を用いる。プレセッション軸が空間固定と考え、それと天頂方向の  $z$  軸とのなす角を  $\Theta$  とする。天頂とプレセッション軸を含む平面を  $yz$  面に選ぶ。プレセッションの半錐角を  $\alpha$  とし、ロケット軸の  $yz$  面から測った方位角を  $\beta$  とすれば、天頂、プレセッション軸、ロケット軸を頂点とする球面 3 角形の 3 辺は  $\alpha, \theta_R, \Theta$  となる。これらの角の間に次の関係が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_R &= \cos \Theta \cos \alpha + \sin \Theta \sin \alpha \cos \varphi_p, \\ \cos \beta &= \frac{1}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta_R}} \{ \sin \Theta \cos \alpha - \cos \Theta \sin \alpha \cos \varphi_p \}, \\ \sin \beta &= \frac{1}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta_R}} \sin \alpha \sin \varphi_p. \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

ここで  $\theta_R$  はロケット軸の天頂角である。天頂とロケット軸を含む平面を基準にしてロケット軸と光軸を含む平面の方位角をスピン角  $\varphi_s$  と定義する。これから光軸の方向余弦が次のように求まる。

$$\left. \begin{aligned} l &= \sin \varphi_s \cos \beta - \cos \theta_R \cos \varphi_s \sin \beta, \\ m &= -\sin \varphi_s \sin \beta - \cos \theta_R \cos \varphi_s \cos \beta, \\ n &= \sin \theta_R \cos \varphi_s. \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

次に発光高度  $f$  を  $r, \theta, \varphi$ 、およびロケット高度  $h$  の関数として求める。図 7 を参照して

$$f = \{ r^2 + (R+h)^2 + 2nr(R+h) \}^{1/2} - R \quad (4.5)$$

地球中心から発光点を望む方向の余弦は



$$l' = \frac{r}{R+f}l, \quad m' = \frac{r}{R+f}m, \quad n' = \frac{R+h+nr}{R+f}$$

となる。

( $l', m', n'$ ) から点 ( $r, \theta, \varphi$ ) の鉛直下方の、経度  $\lambda$ , 緯度  $\delta$  になおすには、図 9 を参照して

$$\cos \delta = n' \sin \Delta - \cos \Delta \{-l' \cos \Phi + Y \sin \Phi\}$$

$$\tan(\lambda - \Lambda) = \frac{-m' \cos \Phi - l' \sin \Phi}{n' \cos \Delta + \sin \Delta \{-l' \cos \Phi + m' \sin \Phi\}}$$

となる。

$\Phi$  はプリセッション軸の方位角,  $\Delta, \Lambda$  はロケットの鉛直下方の緯度, および経度である。求めた,  $\delta, \lambda$  よりその地点上空発光高度での日没後の時間を計算する [6].

高度分布を  $\exp[-(f-f_0)^2/2\sigma^2]$  とすれば, 観測される強度は

$$I(\varphi_s, \varphi_p, h, f_0) \propto \int e^{-\frac{(f-f_0)^2}{2\sigma^2}} dr. \quad (4.7)$$

積分の上限は地表面または無限遠になる。

強度  $I$  の極大を連ねたのが図 3 の計算値である。観測と合わせるためには, 計算に用いたプリセッションの位相角  $\varphi_p$  と実際の位相角  $\varphi_p(t)$  の間に位相角  $\delta_p$  のずれがあることを考慮する:

$$\varphi_p = \varphi_p(t) + \delta_p. \quad (4.8)$$

この方法から得られた結果は

$$\begin{aligned} \theta &= 30^\circ & \alpha &= 1.5^\circ \\ f_0 &= 78 \text{ km} & \sigma &= 5 \text{ km} \end{aligned} \quad (4.9)$$

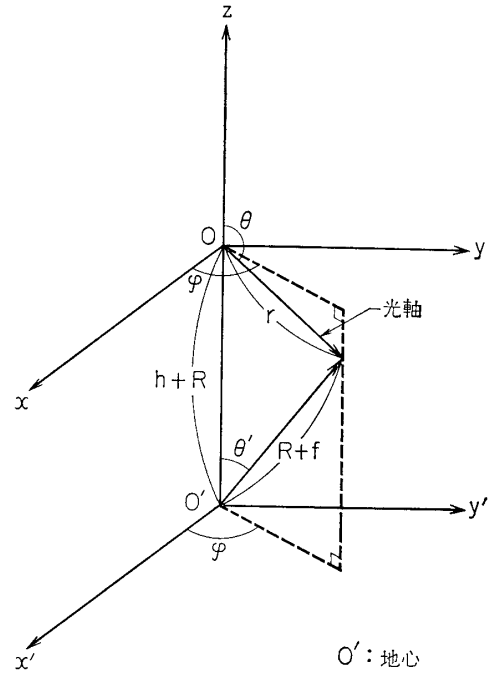
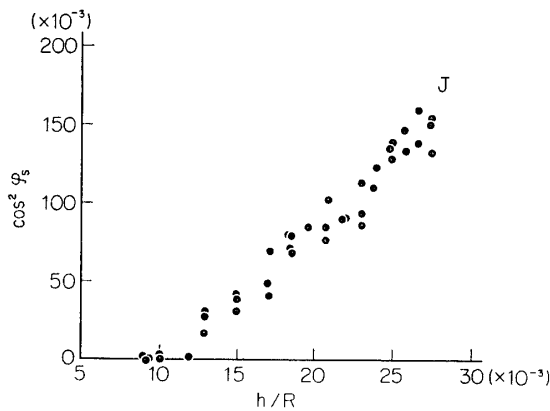
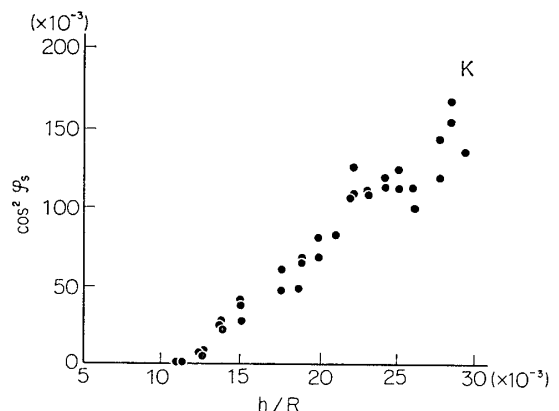


図 7 視線と発光高度



(a) J band



(b) K band

図 8 式 (2.3) に対応する観測値

同じプレセッション角に対して式 (2.3) を適用すれば, その場合の  $\theta_R$  と  $f_0$  とが得られる.

(2.3) と観測値との比較を図 8 に示す. これから

$$\theta = 29^\circ \pm 1^\circ$$

$$\text{Jバンド } f_0 = 72 \text{ km,}$$

$$\text{Kバンド } f_0 = 77 \text{ km} \quad (4.10)$$

1972 年 1 月 14 日

### 参 考 文 献

- [1] 早川幸男, 松本敏雄, 西村徹郎, 小野忠良, 1970, 宇宙航空研究所報告, 6, 117.
- [2] S. Hayakawa, T. Matsumoto and T. Nishimura, 1970, Space Research, X, 248.
- [3] 早川幸男, 伊藤浩式, 松本敏雄, 西村徹郎, 小野忠良, 1971, 宇宙観測シンポジウム報告.
- [4] 近藤一郎 他, 1971, 宇宙観測シンポジウム報告.
- [5] 中村正年, 柏木忠夫, 1969, 宇宙観測シンポジウム報告, 253.
- [6] 理科年表, 各地の太陽, 月の出入, 南中推算表.

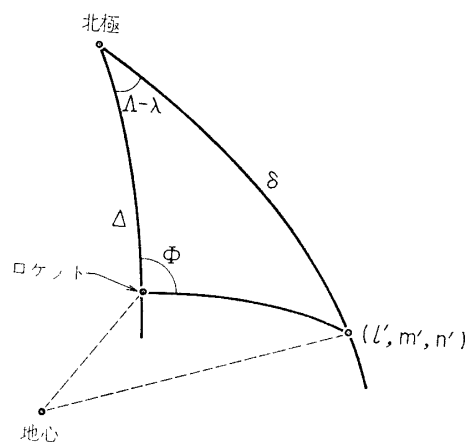


図 9  $(l', m', n')$  と  $\lambda, \delta$  の関係