

# 星のシンチレーションと上層大気の乱流

片山 昭\*, 豊田 耕一\*\*

## 1. まえがき

星のシンチレーション(またたき)は位置変化, 色彩変化, 光度変化の3つの要素からなる。これらが大気の乱流に起因することは, すでに古くから知られており, Arago, Rayleigh, Montigny, Pernter, Exner 等の多くの人々により目視的に研究されてきた。これらの1920年ころまでの研究は Pernter と Exner の共著 “Meteorologische Optik” (1922) に詳しく述べられているが, なにぶん目視観測であるので, そのすばやい変化をはかることはできず, ゆきずまりの状態であった。

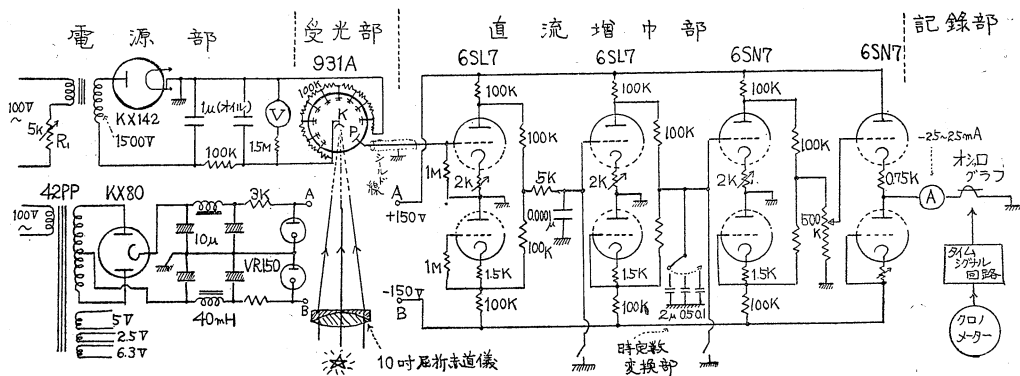
最近超高感度の2次電子増倍型(マルチプライアー)光電管の出現により, 弱い光の高速度の光度変化を記録することが可能になり, またシュミット・カメラのように明るい望遠鏡や, 高感度の感光材料の出現により, 色彩変化, 位置変化の写真撮影が可能となり, 3者そろって量的研究の域にはいった。

筆者の一人(片山)は1951年から光電観測を始め, 約5年間断続的に研究を行ってきた。東京天文台で行った予備観測の解析の結果はすでに発表<sup>1)</sup>してあるので, ここでは主として神戸海洋気象台において1952年秋に行った観測にもとづき, やゝ総合的に述べて見たい。

## 2. 観測装置

装置は望遠鏡, 受光部, 電源部, 増巾部, 記録部の5部分にわかれている。その回路は第1図に示した。望遠鏡は10吋屈折赤道儀を用い, その接眼部に受光器(第2図)をとりつけ星の光を光電管に導く。光電管は2次電子増倍管 931A (RCA 製, 9段)を用いた。931A は  $1 \sim 10 \text{ A./lum.}$  の高感度をもつ。また増倍管の一般的特性として, 入射光と光電流量の間には広い範囲にわたり直線性が成立し, 時間的おくれも  $10^{-4} \text{ sec}$  のオーダーである。それゆえ星のまたたきのように, 光量がごく小さくて, すばやく変化するものには好適のものである。高圧電源部は光電管を動作せしめる(一段あたり  $100 \text{ V}$  内外)ためのものである。光電管の感度はこの加速電圧によって大きく変化する。これを利用して, 星の明るさに応じて可変抵抗  $R_1$  を動かし, 記録部にてくる平均電流を大体一定 ( $1 \text{ mA}$ ) にして観測した。長時間の観測の場合, この高圧電源の安定性は非常に重要であるが, 星のまたたきの観測のように, 1つの測定が  $10 \text{ sec}$  程度のものにはそれ程問題でないので, 特別に安定回路を入れることはしなかった。

受光器からでてきた光電流は約  $3 \text{ m}$  のシールド線(ポ

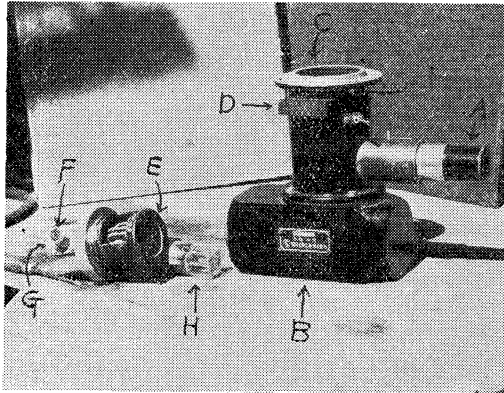


第1図 光電測光用回路

\* 東京管区気象台。

\*\* 甲南大学。

リエチレン製)で直流増巾部(4段増巾)に導入され, 増巾されて電磁オシログラフ ( $0.8 \text{ cm/mA}$  の感度)



第2図 受光器

- A: 照準装置, F: 光電流取出し口.
- B: 絞り, G: 光電管用加速電圧 取入れ口.
- C: 望遠鏡接着部.
- D: フィルター挿入部. H: 931A.
- E: 光電管用ソケット. I: 光電管挿入部.

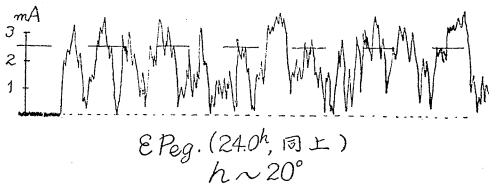
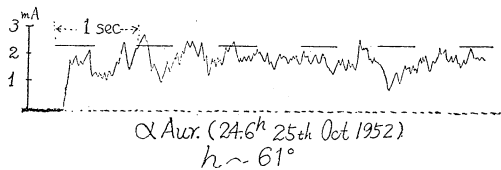
に記録される。オッシログラフにはクロノメーターからタイム・シグナルがはいっている。なお、増巾部の時定数変換部は3段階に変えるようになっており星のまたたきの中の低周波部分を取りだすことができるようにしてある。

観測は1952年10月14日から11月17日の約1月間にわたって行った。

### 3. シンチレーションの高度分布

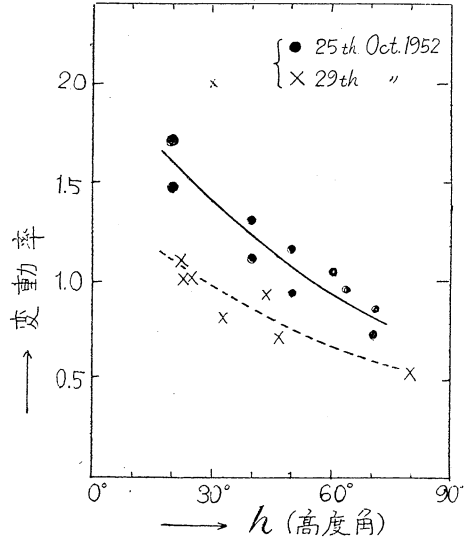
シンチレーションの光度変動は、高度の低い時は大きくゆるやかに、天頂に近づくに従って小さくはやい変化を示す。第3図にその1例を示したが、 $\epsilon$ . Peg. では平均光度の2倍もの変動があり、光がぜんぜんやってこない時もある。

記録紙上に現われた変動の振幅を目測しその時の平均



第3図 シンチレーションの高度変化の一例

光度を単位として変動率をあて、高度角( $h$ )に対してプロットしたのが第4図である。資料が少なくあまりはっきりしたことは言えないが、 $Z < 30^\circ$  ( $Z$ は天頂角で  $Z = 90^\circ - h$ ) では  $\sec Z$  に比例しているがそれ以下になると  $\sec Z$  による増大率よりも小さくなっているようである。このことは Butler<sup>2)</sup> も認めている。

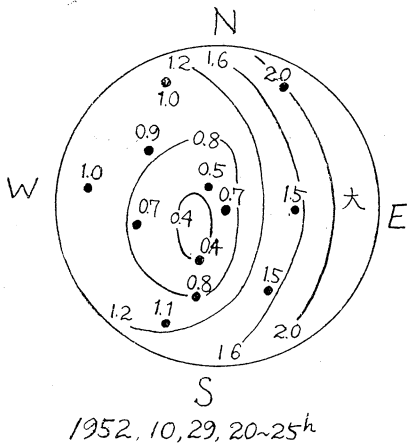


第4図 シンチレーションの高度変化

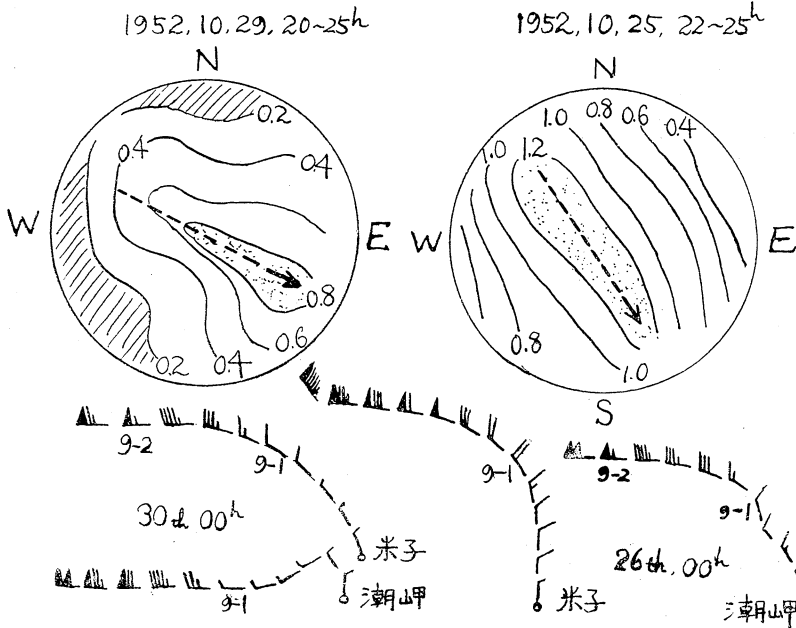
観測により、Butler は  $\sec Z$  に比例するとい、F. Nettelblad<sup>3)</sup> らは  $\sqrt{\sec Z}$  に比例するという。一方理論からは Chandrasekhar<sup>4)</sup> は  $\sqrt{\sec Z}$  を、Van Isacker<sup>5)</sup> は  $\sec^{3/2} Z$  を得ている状態でそのいずれが正しいかわかっていない。高度の高い時は  $\sec Z$ 、低い時は  $\sqrt{\sec Z}$  が成立するように筆者には思われる。

### 4. シンチレーションの大きさの天球分布

前節でのべたごとくまたたきの光度変動率はいずれにせよ  $\sec Z$  の関数で示されるだろうから、その天球分布も天頂を中心とした円対称になることが期待される。しかし実際に観測してみると、第5図に示したごとく、円対称からかなり離れている。 $\delta I$  を  $Z$  における光度変化率、 $\delta I_0$  を天頂におけるものとし、Butler の関係  $\delta I = \delta I_0 \sec Z$  を使い、変化率をすべて天頂の値に引き直した時の分布をつくってみた。(  $\delta I = \delta I_0 \sqrt{\sec Z}$  を用いても大勢に影響しない)。その2例が第6図であるが、両方とも、またたきの大きいゾーンが天頂を通過する方向にのびているようである。第6図の下にその日



第5図 シンチレーション強度の天球分布



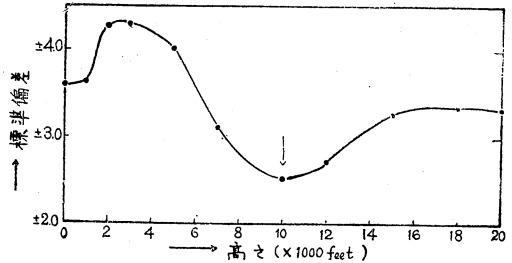
第6図 シンチレーション強度の天球分布 (補正值)

の潮岬と米子での上層風の観測値がのせてあるが、神戸の上層風を一応この2地点の平均と考えれば、またたきの大きいゾーンの方角と10,000ft(第6図の9-1で示した風)の上層風向と大体一致する。次節でシンチレーションの有効層の高さは約3kmであることを示すがこれはその反映であり、しかも気流方向と関連して大気の渦乱子の非等方性がうかがわれる。ただし、全天の分布を観測するためには5時間もかかり、天候などに左右されて

3例しかえられなかったので確定的なことはいえない。

5. シンチレーションの有効層の高さ

シンチレーションというのは星の光が通ってくる大気全通路の乱流の効果が積分されたものが観測されるの



第7図 大気像の方角と風向との差の標準偏差

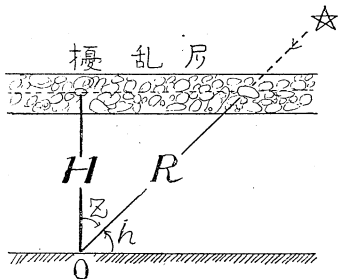
であるが、特に効果の大きい擾乱層があるようだ。星の像を少し焦点をはずして眺めると、大気がある方向へ流れている有様をうつしてしてくれる。この流れは擾乱層の気流を反映するものと考えて、その方向と上層風向との関係をしらべてみた。遊星の像は面積もっているの特に見やすいから、こゝでは主として木星を用いた。この大気像の流れの方向が、いかなる高さの風向と最も近いかをしらべるために、風向を16方位で示し、大気像の流れの方向との差の標準偏差をとり、これが最小になる高さを擾乱層の平均的な高さとする。第7図をみればその高さが約3kmであること

がわかる。大越のも柿岡で太陽面のふちでの乱流状態を観測してその高度が約3kmであるという結果をえている。また佐伯<sup>7)</sup>も異った方法でその高さは1.4km~10kmの間に変動し、平均は2.7kmという結果を出した。この3kmというのはよく高積雲の出現する高さである。これとなんらかの関係があるかもしれない。

6. 有効渦乱子の大きさ

乱流理論によれば、乱流要素の大きさは決して一定で

はなく広い範囲にわたり分布しているが、有効的な渦乱子の大きさというものが考えられる。シンチレーションの理論には屈折論<sup>8)</sup>と回折論<sup>9)</sup>の2つがあるが前者は擾乱層から観測者までの距離  $R$  と一致するような焦点距離をもつ大きさの渦乱子 (空気の疎密の度により生ずる一種の小レンズ) が最も有効的に光量を変化させると考え、後者は  $\sqrt{2R\lambda} \sim d$  ( $\lambda$  は観測に用いる光の波長,  $d$  は渦乱子の大きさ, 原論文では式中に2の因子はないが、いれた方が正しいと思う) の関係を有する渦乱子が最も有効であると結論している。



第8図 天頂角と通過距離との関係を示す図。

筆者はすでに Fürth<sup>10)</sup> の示した揺動現象の分析法に屈折論を適用して有効渦乱子の大きさは約 5cm とだし<sup>1)</sup>。また前節の結果に回折論を適用しても求める。第8図の  $R$  と  $H$  の間には

$$R = H \operatorname{cosec} h$$

の関係がある。木星の観測の場合、平均高度  $\bar{h} = 39.7^\circ$ ,  $H \sim 3 \text{ km}$  であったから、 $R \sim 4.6 \text{ km}$  となる。ここで

$$\lambda = 5500 \text{ \AA} \text{ とすれば}$$

$$d \sim \sqrt{2R\lambda} \sim 7 \text{ cm}$$

となり、前にえた結果と大体一致する。

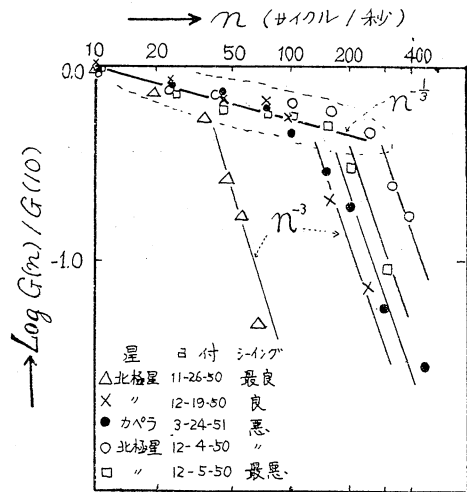
これから大体推定されるように擾乱層が高い程  $d$  は大きくなり変化はゆるやかになるし、また  $H$  が小さく  $R$  が大きくなれば  $d$  は大きくなり、星の光が擾乱層を通過する長さが大きくなるので変動は大きくゆるやかになるだらう。すなわちまた  $d$  の高度変化の観測事実を定性的に説明しうる。

ここで注意すべきは、この大きさはあくまでシンチレーションに最も有効な渦乱子の大きさで、決して擾乱場内の渦乱子自体の有効な大きさを示すものでない。また 7cm よりずっと口径の大きいレンズで集光して光電測光する場合は、かゝる小さな渦乱子はろ過されてしまうことである。この場合最も影響の大きな渦乱子の平均的大きさは読取り時間間隔と観測時間によって大体きまる。

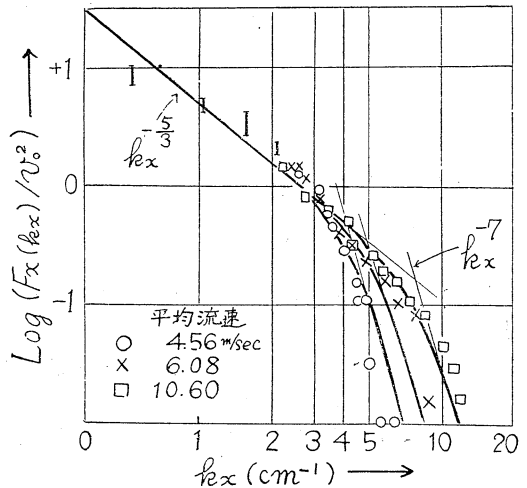
これらのことをうまく利用すれば jet の付近でおこる clear air turbulence を地上から光学的に観測しうる可能性がある。

### 7. シンチレーションのスペクトル

米国の海軍天文台の Mikesell<sup>11)</sup> らの観測を筆者が整理しまとめてみたところ<sup>1)</sup>、第9図のごとくなり、顕著な性質が見られる。ここで  $G(n)$  というのは光度変化の振動数  $n$  サイクルの波の振幅であり、縦軸として  $n=10$



第9図 シンチレーションの光度変化の振動数分布



第10図 風速乱流場のスペクトル (Heisenberg, 1948)

の振幅を標準としてその対数をとった。小さな振動数の間は観測日が違うにかかわらず、 $n^{-3}$ の1つの線上にのっているが、 $n$ が大きくなるにつれて $n^{-3}$ の線に移行し急激に減少する。しかも日によりこの移行点は異なり、大気の状態がわるい時、すなわち天体観測でいう seeing が悪化するにつれてその点は右へ移る。これを Heisenberg<sup>12)</sup> が乱流場に対して求めた第10図と比較すると面白い。 $k_x$ は平均流の方向の乱流の波数をあたえ第9図の $m$ に対応する。 $F_x(k_x)$ はこの波数のスペクトルの $x$ 成分をあたえ、 $v_0^2 (= 2 \int_0^\infty F(k) dk)$ 、全乱流エネルギーに対応するものを標準として第10図に示してある。

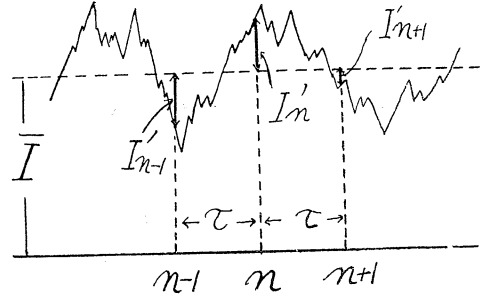
$F_x(k_x)$  ははじめ  $k_x^{-5/3}$  で減少するが、 $k_x$ が大きくなると  $k_x^{-7}$  で急速にへる。そしてその移行点は平均流がはやくなるに従って右へうつる。seeing はある程度まで風速が大になるにつれて悪化するから (§8 参照)、この移行現象は同一現象のようである。また Heisenberg<sup>13)</sup> によれば波数  $k$  の乱流要素のもつ固有速度  $v_k$  (特性速度ともいう) は

$$F(k) \sim k^{-5/3} \text{ の領域では } v_k \sim k^{-1/3}$$

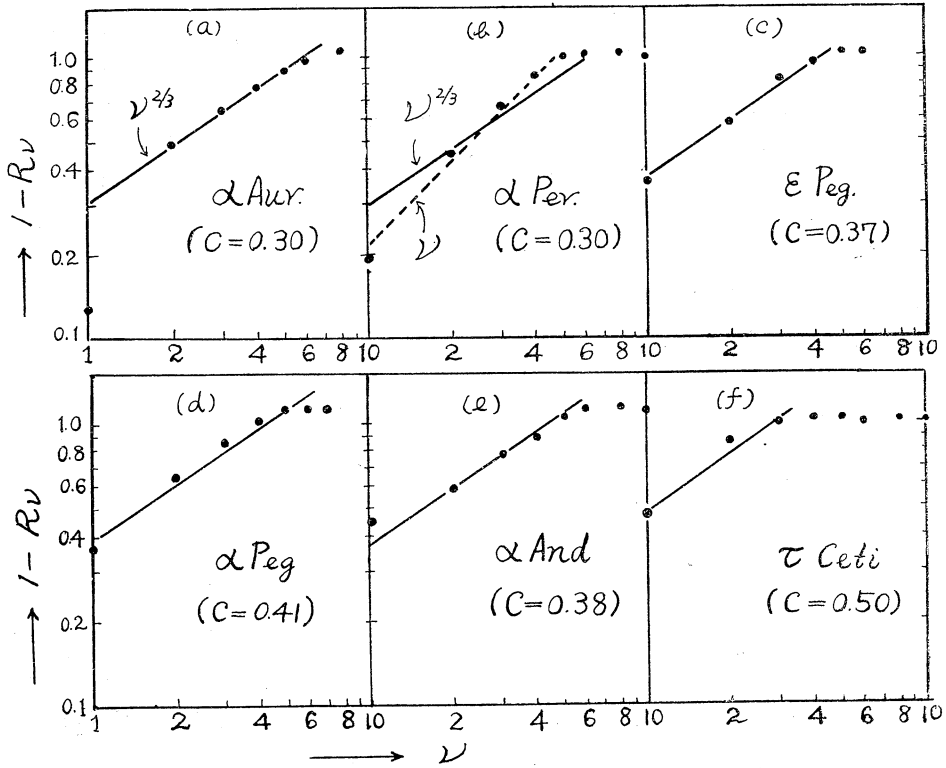
$$F(k) \sim k^{-7} \quad // \quad v_k \sim k^{-3}$$

の関係にしたがうから、第10図に  $F_x(k_x)$  の代りに  $v_k$  をつかえば第9図と同じ関係を示す図となる。すなわちシンチレーションの光度高化の振動数分布は  $v_k$  と同じような分布をしていることが推論される。

以上のことをさらに確かめるために、神戸での観測を解析してみた。第11図のごとく  $\tau$  ( $\sim 1/22$  sec, 記録紙上の1 mmに当る) ごとに光度偏差  $I'$  を200個よみとり、



第11図  $I'$  の意味を説明する図



第12図 シンチレーションの自己相関係数

Euler 相関を求める。

$$R(t) = R(\nu\tau) = \frac{1}{N-\nu} \sum_{n=0}^{N-\nu} I_n' \cdot I_{n+\nu}' / \sqrt{I_n'^2}$$

$\nu$  は  $\tau$  を単位とした時間である。結局時間間隔は 1/22 sec で観測時間は約 9 sec である。分析は10月29日に観測した8つの星について行った。ところでスペクトルを求めるには、さらにこの  $R(t)$  をフーリエ変換する必要があるがここでは  $R(t)$  から間接的にスペクトルを推定することにした。風速乱流場の中間波数領域のスペクトルは  $F(k) \sim k^{-5/3}$  であるがこれに対応する  $R(t)$  は、小倉、井上<sup>14)</sup>、Von Karman<sup>15)</sup>らにより

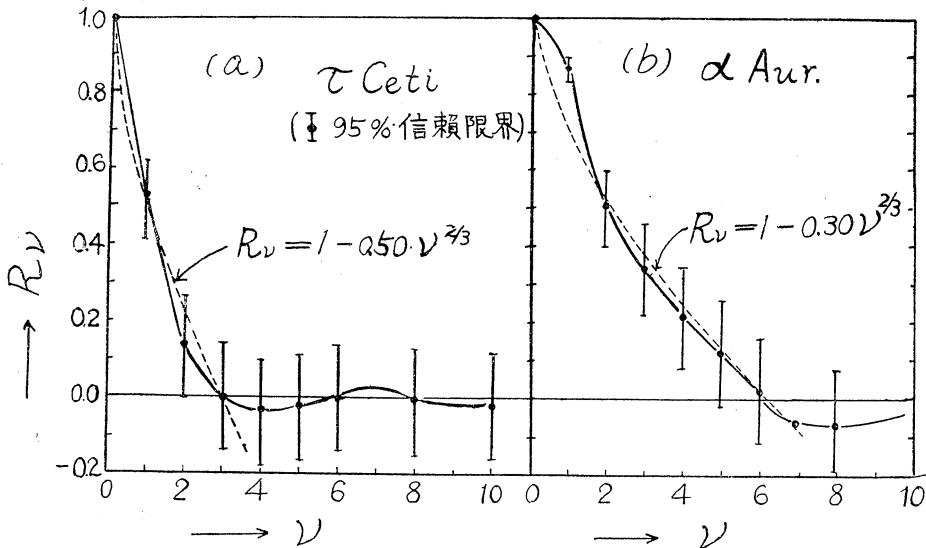
$$R_\nu = R(\nu\tau) = 1 - C \cdot \nu^{2/3}$$

の関係が成立することが一致して結論されている。もしシンチレーションの  $R_\nu$  がこの関係を充たせば、光度高化のスペクトルは中間波数領域で  $n^{-5/3}$  に従い、したがって振幅 ( $\delta I_n$ ) の振動数分布は  $n^{-1/3}$  によることが推定しうる。

第12図にその関係を示したが (b) をのぞいてすべて  $\nu^{2/3}$  の線上にのることが認められ以上の推論が確かめられた。

Van Isacker<sup>5)</sup> は理論的にこれとちがった結果を得ているが、シンチレーション理論の複雑性から考えて、これを肯定する気にはなれない。

なお第13図(a)を見てもわかるごとく、一般に  $R_\nu = 0$  になる  $\nu$  を  $\nu_0$  とすれば、 $\nu_0$  以上では  $R_\nu < 0$  となる



第13図 シンチレーションのコログラムと信頼限界

が再び  $2\nu_0$  で0となりその後再び正相関が現われる。これらのことは決して有意とはいえないが、一つの乱子の近傍に大体同じ大いさの逆相関領域の存在を暗示している。この時の3 kmの風速7 m/sec からこの大いさを求めれば ( $L = U\tau\nu_0$ ) 1~2 m という値を得る。これは §6 で得た7 cm と非常にちがうが、すでに述べた理由による。レンズの口径は25cmであるし、観測間隔 1/22sec で観測時間は9 sec で風速7 m/sec とすれば渦乱子の寿命を無視する時 30cm~60m の大きさの領域の渦乱子を対象にしていることになるからである。

### 8. 渦乱子の非等方性

天球分布の時に示したように、風向に対して非等方性が現われているが、これが渦乱子の非等方性より生ずるとして、ごく粗雑に、推定してみる。もし平均渦乱子が中間波数領域にあるとすれば

$$\delta I_n \sim n^{-1/3} \sim d_n^{1/3}$$

ゆえに  $d_n \sim \delta I_n^3$  (ただし  $d_n$  は振動数  $n$  の渦乱子の大きさ) 第6図の例から  $\delta I_{||} / \delta I_{\perp} = 2 \sim 1.5$ 。それゆえ  $d_{||} / d_{\perp} = 8 \sim 3$  ( $||$  は流れの方向に平行か垂直か示す)。すなわち風向と直角の方向に相当細長くのびた形となる。しかしこの取扱いは等方性から得られた結果をつかっているからあまり正しくはないが、自由大気中においても乱流場は決して等方性ではないことは推定される。

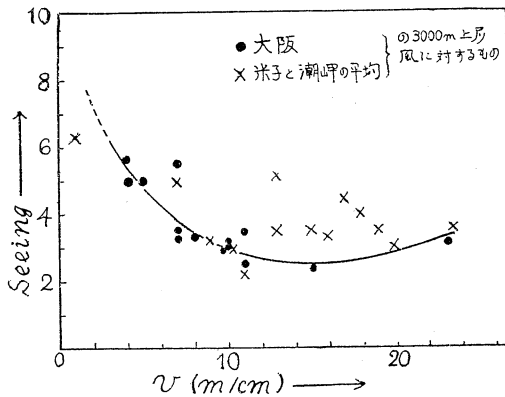
### 9. Seeing と上層風速

いままで述べてきたことから、シンチレーションは

3 km (~ 700mb) に平均的な有効層をもつ。それで seeing と 700mb の気象要素との関係をしらべてみた。seeing は肉眼あるいは望遠鏡を通して星を見た場合の星像の安定度でシンチレーションの 0.3~30 サイクル間の周波領域の状態に大体よる。ごくゆるやかな速度で小さい振巾をもつ程 seeing はよい。seeing は 10 階級にわけられ数の多いほど安定度のよいことを示す。

Seeing の資料は 1953 年 10 月~1954 年 9 月にわたり大阪の電気科学館の佐伯氏が火星観測をおこなった時のものを頂いて用いた。

まず 3,000m 風速との関係を全資料 (50) を用いてしらべたが、はっきりした結果はでなかった。しかし 700mb の混合比が 4 以下 (50 個の資料を混合比でわけるとこの



第 14 図 seeing と上層風速.

4g は大体資料を等分する) のもの 27 例をえらびだした所、第 14 図の結果をえた。風速は大阪の観測がある時はそれをうい、ない時は米子と潮岬の平均風速を用いた。大阪の値に重点をおき線をひくと図のごとくなる。すなわち風速の増大とともに seeing は悪化するが、約 15 m/sec の辺で極小となり再びよくなる傾向がある。風速がまずにつれて全乱流エネルギーは増加するが肉眼では認められない高周波の要素が卓越してくるから、ある限界をこすとかえって seeing はよくなるのだらう。

雨になる半日位前は星のまたたきが少なくなることや、高積雲のできるまえ、またたきは振幅は大きいがゆるやかな変化をすることをしばしば経験する。それゆえ大気中の水蒸気量がまずと seeing はよくなる傾向があるようである。しかしそれをしらべるには資料が少なすぎる。大ざっぱに 700mb の混合比 4g を限界として 2

つの群にわけ平均をとってみた。4g 以下に対しては seeing は 3.7, 4g 以上に対して 4.5 で、その傾向はあるが有意な結果とはいえない。

Richardson number との関係もしらべてみたがいずれにせよ資料が少ないので判然とした結果はえられなかった。

## 10. あとがき

以上主として 1957 年度の気象学会に発表したものをまとめたもので、その後この方面の観測、研究から離れているので、現在どんな段階にあるかはっきりしらない。あえて最終報告として筆をとった次第である。

この報告を終るにあたり、終始激励して下さった松平前神戸海洋気象台長、懇切に指導下さった東京天文台の大沢博士、またこの研究の口火を与えてくれた柴田神戸海洋気象台長に感謝の意をさげるとともに、終始観測をともにされた現離島課の梯武浩技官に感謝する。

## 参考文献

- 1) Onoda, A., 1952: Stellar Scintillation and Atmospheric Turbulence, *Memoris of the Kobe Marine Observatory*, **10**, 53~68.
- 2) Butler, H. E., 1952: Observation of Stellar Scintillation, *Contr. from Dunsink Obs.* No. 4 p. 20.  
ditto, 1951: Scintillation and Atmospheric Seeing, *Irish Astr. Journ.*, **1**, 225~229.
- 3) Hansson, N., Kristenson, H., Nettelblad and A. Reiz, 1950: On the Atmospheric Unsteadiness, *Ann. D' Astrophys.*, **13**, 275~281.
- 4) Chandrasekhar, S. 1952: A Statistical Basis for the Theory of Stellar Scintillation, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **112**, 475~483.
- 5) Van Isacker, J., 1953: La Scintillation des Etoiles, *Inst. Voy. Météor. Belgique*, Pub. B. No. 8.
- 6) 大越延夫, 1956: Clear air turbulence の光学的観測の試み, 昭和 31 年度東京管区気象研究会.
- 7) 佐伯恒夫, 1955: 視相に影響を及ぼす大気の乱流に就て, *天界*, **36**, 193~196.
- 8) Gaviola, E., 1949: *Astr. Journ.*, **54**, 155.
- 9) Little, C. G., 1951: A Diffraction Theory

- of the Scintillation of Stars on optical and radio Wave-lengths, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **111**, 289.
- 10) Fürth, R. 1920: Schwankungserscheinungen in der Physik, p.12.
- 11) Mikesell, A. H., A. A. Hoag and J. S. Hall, 1951: The Scintillation of Starlight, *Journ. Opt. Soc. Amer.* **41**, 689~695.
- 12) Heisenberg, W., 1948: Zur statistischen Theorie der Turbulenz, *Zeits.f. Phys.* **124**, 628-657.
- 13) ditto, 1948: On the Theory of Statistical and Isotropic Turbulence, *Proc. Roy. Soc., A*, **195**, 402~406.
- 14) 井上栄一, 1952: 地表風の構造, *農技研報告*, A, No.2, p.21.
- 15) Von Karman, Th., 1948: Progress in the Statistical Theory of Turbulence, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **34**, 530~539.