

# 目 次

## 論 叢

- 一 柳 壽 一：太陽光球の問題（I）……………121  
廣 瀬 秀 雄：アブラナート反射寫眞機（III）……………128

## 抄 録 及 資 料

- 無線報時修正値……………133  
VII月に於ける太陽黒點概況……………133  
天文學談話會記事……………134  
天文學教室談話會記事……………134

## 天 象 欄

- 流 星 群……………135  
變 光 星……………135  
東京(三鷹)に於ける星の掩蔽（X月）……………135  
X月の太陽・月・惑星及び星座……………136

## 日本天文學會秋季例會豫告

來る十一月十四日秋季例會を次の次第で開きますから、奮つて御參會下さい。

- 月 日 昭和十七年十一月十四日（土）  
會 場 東京府北多摩郡三鷹町 東京天文臺  
講 演 午後二時より午後四時半まで  
講演者及び演題は次號に發表す。  
參 觀 午後六時より午後七時半まで  
陳列品縦覧、天體觀覽（惑星、月、その他）幻燈、繪葉書及び天體プロマ  
イド即賣

- 【注意】 1. 雨天の際は天體觀覽のみ中止 2. 來會者は靴又は草履を用ひられ度し 3. 來會者は名刺に特別又は普通會員と記し受附に渡されたし 4. 交通は中央線歩藏境驛より三軒半、京王電車上石原驛より二軒、兩驛より四十分毎に乗合自動車の便あり 5. 會場附近には食事の設備不十分につき夕食を持參せられ度し、但し湯茶の用意あり

## 太陽光球の問題 (I)

一 柳 壽 一

太陽光球の物理的状態は輻射平衡論の立場から一應説明出来ると考へられて居るが、然し乍ら観測結果が次第に精しくなり、また光球に生起すると考へられる諸現象の關聯が明かにされると共に、それ等を説明するために理論自身的一段の深化が要求されるのは自然な事柄である。之等の事情をこゝでは連続スペクトルの光を通じて見た場合の問題として述べやうと思ふ。即ち太陽連続スペクトル及び光球面現象の粒状斑、白斑を考察の対象にする。光球に關係する他の諸問題、例へば吸収線、單色光太陽像の問題及び黒點に關係する諸問題についてはこゝでは立入らない、問題を明かにするために夫々の章に於て観測諸結果を要約し、次いでそれらの理論的説明を述べるとことによつて諸研究の現在達して居る道程を示さうと思ふ。

## I 連続スペクトル

1. 観測的研究<sup>(1)</sup>. 光球面中心部に於ける連続スペクトルの強度分布については Abbot, Pettit による全光球輻射の観測、また Plaskett, Fabry-Buisson による直接中心部の輻射の観測によつて精しい結果が得られて居る。之等の観測結果自身は連続スペクトル上に重なる多數の Fraunhofer 線による吸収の影響を補正して居らぬため相互に多少異なる分布を示して居る。Mulders<sup>(2)</sup> はスペクトル全領域に亙り Fraunhofer 線によつて吸収される輻射量を詳細に定め、それを補正することによつて第 1 表に示す如き生地の連続スペクトルの輻射強度を得た。最近 Pettit<sup>(3)</sup> によつても光球

中心からの輻射について、特に紫外域について Fraunhofer 線吸収の補正を行つた強度分布が得られた。Mulders 及び Pettit による之等の研究

第 1 表

Mulders の分布		Pettit の分布	
$\lambda$	$I_{\lambda}$ (エルグ)	$\lambda$	$I_{\lambda}$ (エルグ)
3000	$1.70 \cdot 10^{14}$	3200	$1.88 \cdot 10^{14}$
3500	2.90	3500	2.23
4000	4.40	3800	2.72
4200	4.60	3900	3.54
4400	4.61	3950	4.26
4600	4.52	4000	3.98
5000	4.16	4200	3.82
6000	3.31	4450	4.35
7000	2.56	4850	4.20
8000	1.90	5000	4.13

によつて、光球中心部に於ける連続スペクトルの強度分布は現在少くともその本質的な點については明かにされたと云へるであらう。最も主要な點は太陽の輻射強度分布が或る温度の黒體輻射の強度分布とは完全に異なるものであると云ふことである。例へば色温度 (Colour Temperature) を Mulders の強度分布から求めると  $\lambda$  4000~7000 及び  $\lambda$  3000~4000 Å の波長範圍に對し夫々 7140 度及び 4850 度が得られ、また Pettit の強度分布からも  $\lambda$  4450~7000 に對し 7340 度が得られる。黒體輻射であれば色温度は波長域に無關係な筈である。紫外域については、他に  $\lambda$  4500~3500 に亙る Arnulf, Chalonge 及び Déjardin<sup>(4)</sup> による観測がある。色温度として 6200 度を得て居るが、之は Mulders の補正を入れない前の Fabry-Buisson の結果(6000°)に近い。

次に光球面中心から縁邊へ各波長別による強度

(1) 観測方法及び問題の歴史的記述については次の著書を参照されたい。關口鯉吉：太陽(大正十四年)、天體物理學、岩波全書(昭和十年)

(2) ZS. f. Ap. 11 (1935), 132. 以下註を簡略にするため引用論文は大體 1930 年以後のもののみを挙げる。

(3) Ap. J. 91 (1940), 159.

(4) C. R. 210 (1940), 325.

變化については Abbot, Moll-Burger-van der Bilt, Juška<sup>(5)</sup> 及び Raudenbusch<sup>(6)</sup> 等の観測がある。Abbot の観測が最も基本的であり波長域も最も広いのであるが、光球面上の観測された位置は中心からの距離  $r$  が半径  $R$  の 95% の點までである。Moll は 10 種の波長について  $r/R \sim 99\%$  まで、Juška は全輻射を観測し有効波長 4900 Å として同じく  $r/R \sim 99\%$  までの数値を出して居る。Raudenbusch は最も少く 4 種の波長につき  $r/R \sim 97\%$  まで観測を行つて居る。之等の結果の一部分を比較のため第 2 表に示した。表に於て中心強度を 1 とした。 $\theta$  は視線と光球の垂線とのなす角度

第 2 表

$\theta$	$\lambda$ 6700			$\lambda$ 5060		
	Abbot	Rau.	Moll	Abbot	Rau.	Moll
10°	0.995	0.993	—	0.992	0.990	—
20	0.977	0.972	—	0.966	0.962	—
30	0.944	0.941	—	0.919	0.915	—
40	0.897	0.896	—	0.847	0.849	—
50	0.835	0.835	0.840	0.774	0.769	0.788
55	0.800	0.799	0.809	0.727	0.727	0.744
60	0.758	0.758	0.772	0.672	0.668	0.696
65	0.709	0.718	0.720	0.618	0.610	0.637
70	0.658	0.674	0.669	0.560	0.548	0.562
75	0.607	0.616	0.597	0.485	0.480	0.481

であるが、何れも波長の短くなると共に縁邊減光は増大する。表の数値は平均的に Abbot, Raudenbusch, Moll の順に大きくなることが認められるが、之等諸結果の相違に關しては周到な観測上の問題の論議を要するであらう。唯 Abbot の観測は 1913 年の黒點活動の極小期に當り、Moll, Raudenbusch は夫々その後 12 年目毎に行つた観測であることを附記するに止める。

極めて縁邊に近い部分に於ける減光については皆既日食の際、第二觸前及び第三觸後の極めて短時間の間を利用して、三日月形の部分の輻射總量を測定することによつて観測上有利な條件の下に定めることが出来る。この方法は古く Schwarzhisedl の案出したものであるが近年に到るまで餘

り正確な結果が得られて居ない<sup>(7)</sup>。最近に到つて 1936 年の皆既食の際、Wesselink<sup>(8)</sup> がこの方法を試みて  $\lambda$  4540,  $\lambda$  5670 に對して

$$I(\theta) \sim (\cos \theta)^{0.2}$$

の關係を得た。この式を導く際用ひた観測範圍は大體  $\sin \theta = \frac{r}{R} = 0.984 \sim 0.999$  である。また昭和十六年の皆既食には大澤清輝氏によつて  $\lambda$  5490 について  $(\cos \theta)^{0.6}$  の如き結果が得られた<sup>(9)</sup>。縁邊近傍の結果は後述する如く光球輻射論の斷定観測になり得るので極めて重要である。

縁邊減光については、また黒點<sup>(10)</sup>、粒狀斑<sup>(11)</sup> 等の測光學的研究の際の副産物として得られた少數の結果があるが、それらについては省略する。

最後に第三の観測材料として観測された連続スペクトルの強度分布及び縁邊減光とから積分算出した全輻射の縁邊減光がある。Milne は Abbot の結果をその儘用ひて周知の数値を求めたのであるが、Minnaert<sup>(12)</sup> は更に Milne の計算をやり直し(第 3 表 3 列)、また Mulders の中心強度分布

第 3 表

$\cos \theta$	Abbot	Minnaert		計算値
		I	II	
0.916	0.955	0.957	0.953	0.949
0.760	0.871	0.885	0.872	0.854
0.662	0.822	0.830	0.814	0.794
0.565	0.769	0.778	0.759	0.735
0.484	0.722	0.736	0.712	0.685
0.392	0.965	0.682	0.656	0.626
0.312	0.612	0.623	0.602	0.577
0.222	—	0.570	0.518	0.519
0.158	—	0.414	0.389	0.477
0.000	—	—	—	0.351

と Abbot の縁邊減光とを用ひて新たな数値を求めた。表に於て最後の二行の数値は Moll の観測を用ひたものである。Milne の結果は Minnaert

- (7) Minnaert: M. N. 89 (1928), 197 に 1928 以前の結果が總括されてある。
- (8) B. A. N. 9. No. 328 (1940), 81.
- (9) 東京天文臺報 8. (1942), 228; 9 (1942), 47.
- (10) Korn: A. N. 270 (1940), 105.
- (11) ten Bruggencate, Grotrian u. Pahlen: ZS.f. Ap., 16 (1938), 51.
- (12) ZS. f. Ap. 13 (1936), 196.

(5) Veröff. Univ. Sternw. Göttingen, Heft 7(1929)  
 (6) A. N. 266 (1933), 3 01.

の與へた二つの系列の丁度中間にあることが示される。

一般に縁邊減光の観測結果から明かになることは、減光が  $\cos \theta$  に對して直線的ではなく、 $\cos \theta > 0.3$  の範圍に互つて或る彎曲を持つて變化して居ることである。縁邊近傍に於ける信すべき観測の得られない限り、縁邊減光の理論的考察が主として集注されるのはこの點に關してである。

2. 輻射平衡. 以上の諸観測を説明するために構成された最も強力な理論が輻射平衡論である。星の大氣に於けるエネルギー傳達は輻射のみによつて行はれ、且つそれが定常的であること、即ち大氣各層に於ける流出入差引きの全輻射流が一定であることを理論の基本假定とする。また第二の一般的基本假定として、大氣各層は局部的に熱力學的平衡の状態にあるとする、即ち振動數  $\nu$  の輻射發散  $j_\nu$  は、その層の溫度  $T$  に對する Planck 式を  $B_\nu(T)$  とするとき、次の Kirchoff の式で與へられる。

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T)$$

$\kappa_\nu$  は大氣物質の質量吸收係數で量子力學によつて計算される。従つて  $I_\nu(\theta)$  を振動數  $\nu$ ,  $\theta$  方向の輻射強度、 $\rho$  を密度とするとき輻射移動の式は大氣面の曲率を無視するとき次式によつて表はされる。

$$\cos \theta \frac{dI_\nu(\theta)}{\rho dx} = -\kappa_\nu I_\nu(\theta) + \kappa_\nu B_\nu(T) \quad (1)$$

$x$  は大氣面に垂直外方にとつた座標とする。

符號  $\nu$  を取去つた  $I(\theta)$ ,  $\kappa, B(T)$  を全輻射に關する量とすれば、それらに對し同じく (1) の式が成立し、輻射平衡の條件は全輻射の流  $\pi F$  :

$$\pi F = \int I(\theta) \cos \theta d\omega \quad (2)$$

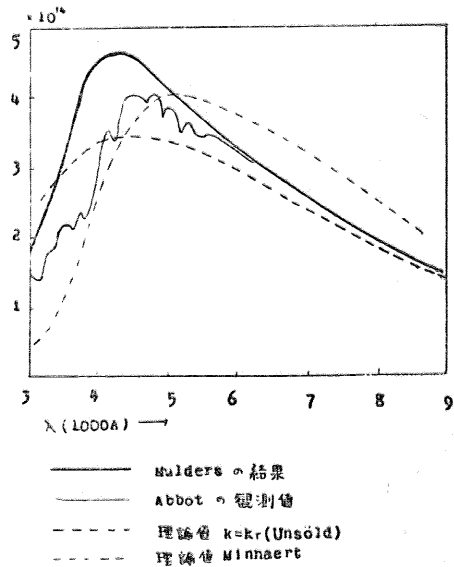
の一定であることによつて表はされる。之によつて太陽常數と關係づけられるわけである。

之等の假定の正否は妥當な境界條件の下に於ける理論の精密な計算結果を観測結果と比較することに於て判斷されることは云ふまでもない。最も精しく研究された場合は吸收係數について  $\kappa = \kappa_\nu$  と假定した場合であるが、この場合全輻射については平均輻射強度  $J = \int I(\theta) \frac{d\omega}{4\pi}$  は輻射發散  $B(T)$  に等しくなり、 $B$  については  $\tau$  を光學的深さとするとき、次の積分方程式が得られる。

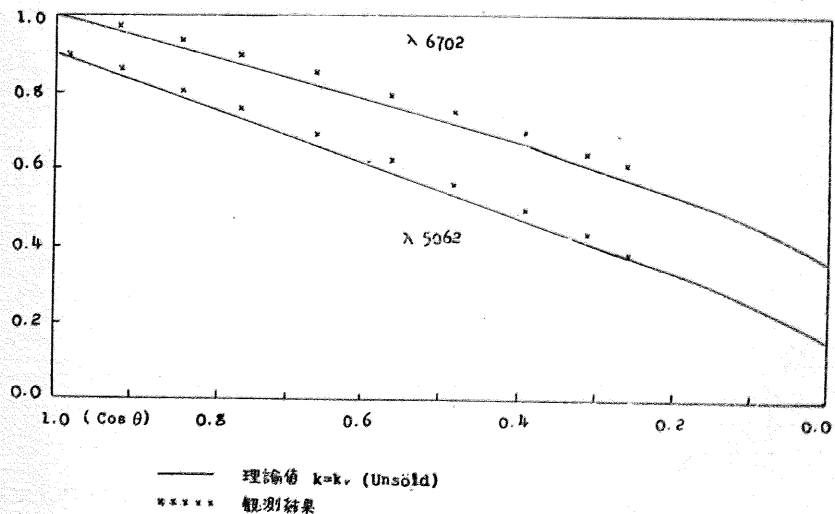
$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^\infty B(t) K(|\tau-t|) dt, \quad K(\xi) = \int_\xi^\infty \frac{e^{-s}}{s} ds \quad (3)$$

$B(\tau)$  の第一次近似として Milne の解:

第 1 圖



第 2 圖



$$B(\tau) = \frac{\sigma}{\pi} T^4 = \frac{1}{2} F \left( 1 + \frac{3}{2} \tau \right) \quad (4)$$

が得られ、之によつて大氣層に於ける温度の分布が定まる。(4)を(3)の右邊へ逐次代入することによつて更に高次の近似度をもつ温度分布が得られる。例へば第二次近似は Unsöld<sup>(13)</sup>によつて計算された。それらの結果を用ひて全輻射の縁邊減光の法則が定まり、次いで連続スペクトルについては次式：

$$I_r(\theta) = \int_0^\infty B_r(\tau_r) e^{-\tau_r \sec \theta} \sec \theta d\tau, \quad (5)$$

によつて光球面中心に於ける強度分布及び縁邊減光が求められる。之等の諸結果と前節の観測事實と比較するとき、先づ中心に於ける強度分布については第1圖の如く観測強度の極大値には達せず、殊に紫外域に於ける相違の著しいことが示される。また縁邊減光に関しては概して観測よりも大きい減光を示し(第1表、第2圖)、観測諸結果の分散を考へても不十分な一致しか得られぬことが明かになる。

このやうに観測と明かな相違のあることは理論の根據とする假定にその原因があるか或は光球状態の何等か本質的な要素を見落して居るかであらう。従つて理論の深化のためには之等の諸點に關する検討が次の問題になる。

先づ吸収係數について  $\frac{\kappa_r}{\kappa} = 1$  としたのは上述の數學的取扱ひの容易なためであり、また逆に理論と観測値とを一致せしめる如き  $\kappa_r/\kappa$  の値を求めた場合事實1前後の値が得られるのであるが、然し乍らこの關係は大氣物質の吸収係數の理論自身によつて説明されなければならぬものである。周知の如く吸収係數は化學的組成及び各元素の原子吸収係數とを知るとき、模型大氣の理論によつて光球の温度、壓力の分布を知れば、後者の函數として原理的に計算出来る。然し乍ら、事實に於てはこの點に理論的計算の最も不完全な部分があると云へる。化學的組成<sup>(14)</sup>及び特に金屬元素の吸収係數が明かでないからである。水素以外の元素についての吸収係數の量子力學的計算<sup>(15)</sup>は

最近次第に進められ、水素原子の場合との相違が明かにされつゝあるが未だ吾々の目的に充分ではない。従つて之等の量に種々の臆測的假定をすることによる研究が Unsöld, Pannekeek, Minnaert によつて行はれて居る。最も精しい Minnaert<sup>(16)</sup>の計算によれば、中心強度分布については第1圖に示す如き相違があり、就中色温度は吸収係數の變化に特に著しく關係するのであるが、 $\lambda 5500$ に對し  $5760$  度で観測とは反對に著しく低い。縁邊減光もまた視領域に於て観測値より著しく大きい。最近 Wildt<sup>(17)</sup>によつて、太陽大氣に於ける水素負イオンによる吸収の重要性が指摘されたが Minnaert の結果を著しく改良するには到らない。依然として吸収係數の問題は未解決のまゝ殘されて居るわけである。

吸収係數は輻射平衡の假定とは一應獨立な物理的量であるが、假りにその波長に對する法則が明かにされたとする場合更に新たな問題が発生する。連続スペクトルに於ける諸關係は、それを波長について積分するとき全輻射に於ける諸關係に移行すべきである<sup>(18)</sup>。何となれば輻射平衡論が少くともそれのみに於て正しいためには、云はば部分と全體との整合性が充されねばならぬからである。従つて連続スペクトルの輻射流を積分したものが全輻射流に等しい條件： $F = \int F_r dv$  及び輻射平衡の條件： $F = \text{一定}$ とから  $\int \kappa_r J_r dv = \int \kappa_r B_r dv$  が成立することを要する。その結果  $\kappa$  が  $\kappa_r$  に等しくない場合は、一般的に  $J = B$  が成立し得なくなる。換言すれば大氣に於ける物質の温度と輻射の温度とが相等しくない結果に達する。 $J = B$  なる關係は  $\kappa_r$  の變化が僅少な場合に於てのみ近似的に成立するに止り、局部熱力學的平衡の状態が極めて限定された場合のみ實現されるに過ぎなくなる。それでは出發點に戻つて、局部熱力學的平衡は連続スペクトルに對して成立し得ないものであらうか。そのためには輻射場に於て、吸収された輻射エネルギーの發散の機構を、即ちそれが吸

(16) ZS. f. Ap. **12**(1936), 260.

(17) Ap. J. **90** (1939), 611; **93** (1941), 47.

(18) 吸収係數についても、 $\kappa$  と  $\kappa_r$  の關係について、こゝに述べると同一問題がある。これらの問題については：Unsöld: Phys. d. Sternatmosphären (1938), 114. Greaves: M. N. **101**(1941), 143.

(13) ZS. f. Ap. **5** (1932), 1.

(14) 相馬信夫: 天文月報 **12** (1941), 185.

(15) 少し古いが綜合報告のみを挙げる。Page: M. N. **99**(1939), 385.

波と同一振動数を以つて發散するよりも速かに熱輻射に轉化するか否かを吟味することを要する。Woolley<sup>(19)</sup>は太陽光球に於て、電子とイオンとの再結合よりも電子相互の衝突が極めて優勢であることを夫々の衝突に對する有効斷面積を比較することによつて示し、電子速度は Maxwell 分布に従ひ、局部熱力學的平衡の成立することを示した。同時にまた輻射移動の式に假りに散亂發散の影響を取入れた場合を考へ、それによつて連続スペクトルの縁邊減光が局部熱力學的平衡の場合に比して益々觀測と合はなくなる傾向を示すことによつて、太陽光球は最上層に到るまで局部熱力學的平衡にあるべきことを結論した。同一内容の結果は溫度解離の研究からも導かれる<sup>(20)</sup>。大氣に於ける解離は Planck 函數とは異なる平均輻射強度によつて支配され、従つて Saha の式による解離度に或る修正値が必要になり、同一程度の修正値がまた吸收係數に對しても必要になる。即ち、發散は  $\mu = (\text{修正値}) \times \kappa_\nu B_\nu$  の形になるわけであるが修正値は大體 1 に等しく、例へば光球表面に於て 6% 程度の相違に過ぎず、従つてこの範圍を考へぬ理論に於ては問題視する必要はないであらうと云ふ結論である。

連続スペクトルの形成に假りに散亂が與らなるとすれば、次の問ひは散亂によつて形成される多數の吸收線の連続スペクトルに及ぼす影響についてである。Milne-Lindblad はこの影響を所謂 Blanketing 効果として、即ち光球上層に Schwarzschild 型の大氣を考へ、そこに於て吸收線形成の時發散される逆流輻射が光球内の溫度分布を變へるとして、全輻射に對する輻射移動の式を解いた。更にこの問題のより精しい研究は Chandrasekhar-Ambarzumian<sup>(21)</sup> によつて進められ、例へば  $\kappa = \kappa_\nu$  の場合について、連続スペクトル内の吸收線分布を假定し、連続輻射、線輻射の

移動を同時に綜合することによつて問題の解を得やうと試みた。その結果は全輻射の縁邊減光が Blanketing 効果を考へぬ場合に比して大になり、また大氣模型を變へて多少改良し得ても全輻射の縁邊減光と光球面中心の輻射強度分布とを同時に説明することは出来ない。Blanketing 効果は光球問題に於けるひとつの重要な因子と考へられるが、問題の性質上未だ近似的研究以上に進められて居らない。

以上の如く太陽光球の輻射論は輻射平衡の立場からも窮極にまで押し進められて居るとは云へず、幾多の追及すべき諸問題が残されて居るわけである。輻射平衡論は前述の如く對流等によるエネルギー傳達を無視する理論であるが、明かな如く太陽光球面が恒常的運動状態にあるならば、エネルギー傳達のひとつの可能性として對流の影響が問題視され得るであらう。若し對流の及ぼす影響が大であるならば、光球理論は自らそれを考察の對象として取り入れなければならない。

3. 對流. 太陽光球に對流の發生し得る條件については輻射平衡の層位の安定を論じる Schwarzschild の判別がある。輻射平衡にある大氣中の或る氣塊に今假りに溫度の急激な増大が起ると考へる。氣塊はその周圍へ壓力を及ぼし、膨脹を始め、従つてその周圍より小密度となり上昇運動をはじめ。氣塊運動については二つの假定をする。即ち第一に氣塊は各層に於てその周圍と壓力を釣合はせる如く膨脹或は收縮をする、この場合粘性の如きは省略する。第二に膨脹、收縮は斷熱的に起ると考へる。上昇氣塊の溫度勾配が周圍の輻射平衡の溫度勾配よりも小ならば氣塊の溫度は周圍より大となり、更に上昇運動が強められる。之に反し溫度勾配が逆の関係にある場合には氣塊は竟に周圍と同一溫度、壓力に達して運動は自ら消滅する。前者の場合輻射平衡は不安定で對流の發生が可能になり、後者の場合は輻射平衡がその儘維持される。従つて大氣各層に於て二通りの溫度勾配を比較することによつて光球内の不安定層或は對流層の位置を定めることが可能になる。斷熱溫度勾配は大氣に於ける等壓比熱及び等容比熱の比を知ることにより、また輻射平衡の溫度勾配は吸收係數を知ることによつて計算出来る。この研究の

(19) M. N. 99 (1939), 478. この研究は餘り嚴密でない。相當する問題が惑星狀星雲については詳細に研究されて居る。萩原雄祐: Jap. Journ. Astr. Geophys. 17 (1940), 199 に始る諸論文。

(20) Krook: M. N. 98 (1938), 204. Rudjööbing. ZS. f. Ap. 20 (1941), 288.

(21) M. N. 96 (1935), 21. Leningrad Publ. 6 (1936). 一柳壽一: Jap. Journ. Astr. Geophys. 19 (1941), 113.

具體化は Unsöld<sup>(22)</sup> に始まる. Unsöld は吸収係數が一定, 水素のみからなる模型太陽大氣について對流層の位置が  $\tau \approx 2$  から  $\tau \approx 30$  に達することを知つた. 對流層の擴りに關しては, その後種々の模型大氣について計算が試みられ, 上層の限界  $\tau \approx 2$  の値については餘り變化が認められないが, それに反し内部の限界は, その領域に於ける物理的量の不分明のため明かに定めることが出来ない. この Schwarzschild-Untsöld の云ふところは對流存在の可能性を示すのみであつて, 對流自身が如何なる機構を持つか, またそれが如何程のエネルギー量を傳達するかの問題は前述の諸觀測結果の分析或は光球面上の諸現象, 例へば粒狀斑の性状を通じて甞めて明かにされるべき問題である.

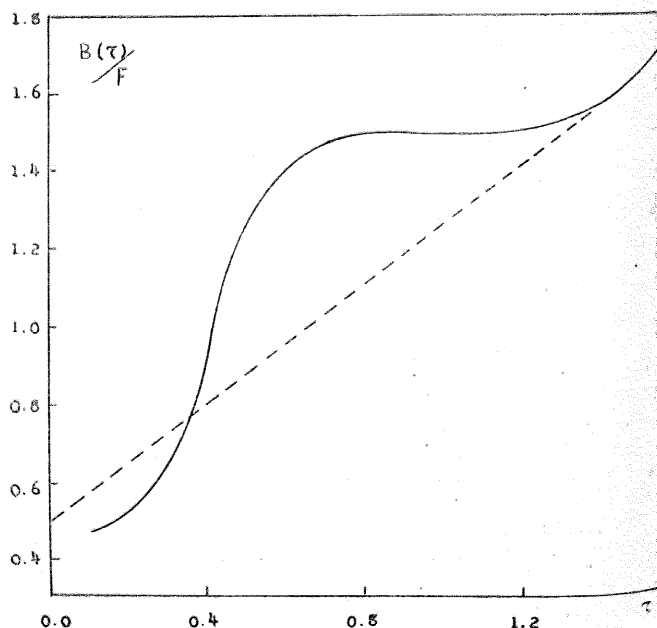
このやうな對流層の光球問題に及ぼす影響については先づ模型大氣に基く研究が行はれる. 模型大氣として, 上層が輻射平衡にあり, 光學的深さ  $\tau_1$  以下は對流のみによつてエネルギーが傳達される對流平衡にある場合を考へ(かゝる模型は既に Schwarzschild が考へて居る) 例へば全輻射の縁邊減光の事實を説明する如く  $\tau_1$  を逆に定める問題がそのひとつである. Keenan<sup>(23)</sup> は吸収係數として,  $\kappa = \kappa_0 p^n$  ( $p$ : 壓力,  $n > 0$ ) と假定するとき,  $\tau_1 \approx 2/3$  の場合が最もよく觀測 (Abbot) と一致することを示した.  $\tau_1$  の値は輻射平衡論の近似範圍内では  $2/3$  から著しい相違はなく, 従つてこのやうに不安定層を對流平衡と考へた場合の結果と Unsöld の結果 ( $\tau = 2$ ) とは互に相異なることが明かにされる. 次に輻射平衡に對照的なひとつの極端な模型として大氣全體を對流平衡と假定した場合の結果を考へる. Thackeray<sup>(24)</sup> は  $\kappa = \kappa_0 p$  比熱の比  $\gamma = 4/3$  として, 光球面中心に於ける連續スペクトルの強度分布及び縁邊減光を求めた. 連續スペクトルの強度分布に關しては對流の影響を考へた唯一の計算であるが, 極大強度はやや短波長 ( $\sim 3900 \text{ \AA}$ ) にずれ, そ

の大きは大體 Mulders の値に達して居る. 縁邊減光に關しては通常觀測される  $\theta$  の範圍に於ては輻射平衡の場合との相違は小であるが, 縁邊近傍に於て次第に相違が現れ縁に於て強度 0 に達する. Wesselink の關係が假りに縁に到るまで成立するならば, この點に關して平衡理論への有力な示唆を與へるものである. 然し乍ら Schwarzschild の判別によれば上記の假定に基く對流平衡の大氣は  $\tau = 2/3$  以上に於て不安定になり, 従つて縁邊減光は輻射平衡の場合に類似したものに近付かねばならぬであらう. 一般に大氣全體を對流平衡と考へることは, 最上層の温度の下降した状態に於て輻射の影響が支配的となることによつて不成立に終ると考へられるからである.

このやうな模型から離れて一般に内部に對流層があれば, 大氣上層は對流によるエネルギー傳達によつて, 輻射平衡の場合に比較して高温度にある. 可能性が考へられる. このやうな豫想の下に Plaskett<sup>(25)</sup> は問題を逆に取扱ひ, 縁邊減光の觀測値  $I_b(\theta)$  を用ひて積分方程式 (5) を解くことによつて  $B(\tau)$ , 即ち光球の温度分布を獨立に定めることを試みた. 光球を  $n$  個の層に分ち  $\tau_i$  を各層の平均的深さとするとき,  $e^{-\tau \sec \theta} = y$  として (5)

(25) M. N. 96 (1936), 418; 101 (1941), 3.

第 3 圖



(22) ZS. f. Ap 1 (1930), 138.

(23) Ap J. 87 (1938), 45.

(24) M. N. 100 (1940), 614.

を次の和の形にすることが出来る。

$$\sum_{i=1}^n B(\bar{\tau}_i) \Delta y_i(\theta) = I(\theta)$$

$n$  個の  $\theta$  に於ける観測値を知れば、各々の  $\theta$  に對し  $B(\bar{\tau}_i)$  に對する  $n$  個の聯立一次方程式が得られ  $B(\bar{\tau}_i)$  を定めることが出来る。Plaskett は  $n=17$ ,  $I(\theta)/I(0)$  として吸収線による影響の少いと考へられる波長域  $\lambda 5500$  に對する Moll の観測結果を用ひ Trial and Error の方法によつて  $B(\bar{\tau}_i)$  を求めた。第 3 圖にその結果を示し、比較のために輻射平衡の温度分布を併記した。著しい相違は  $\tau=0.6\sim 1.4$  の範圍に互つて等温層が現れ、しかもこの點に於て輻射平衡からの偏差が大になること及び  $\tau=0\sim 0.6$  に於て急激な温度勾配の現れることである。之等はまた對流平衡の温度分布とも異なる。Plaskett は温度増大の著しくなる  $\tau=1$  の附近に不安定層の上端が存在すると解釋して居るが、之はまた Keenan 模型の  $\tau_1=2/3$  に照應するものであらう。

同様な研究は次いで Raudenbusch<sup>(26)</sup> によつて彼自身の観測を基にして行はれ、Plaskett と類似の傾向が得られた。また Busbridge<sup>(27)</sup> は (5) が Laplace の積分方程式であり、 $I(\theta)$  の函數形を知り且つ或る境界條件を充す場合解析的に解ける性質を用ひて  $B(\tau)$  の式を求めた。 $I(\theta)$  を Moll, Raudenbusch の観測から次の形の經驗式によつて表はすとき

$$I_\lambda(\theta) = \{m(\lambda)\sec\theta + 1 - m(\lambda)\}^{-\alpha},$$

$$0 \leq \theta \leq 90^\circ, \quad \alpha = \frac{1-m}{m} > 0$$

$B(\tau)$  は  $\tau$  の冪級數として得られ、輻射平衡とは異なる分布を示すが Plaskett の等温層に類するものは現れない。Plaskett の方法は原理的には積分方程式を媒介として観測量から直接、太陽大氣の演繹的理論に於ては隠された未知の機構を捕捉し得るひとつの有力な方法であるが計算結果については未だ充分であるとは云へない。例へば吸収係數として前述の  $\kappa=\kappa_v$  を假定して居ること、のみならず之等の解が聯立方程式の正しい解のひとつであるとしても、用ひた  $I(\theta)$  の観測精度の範圍内で得られる唯一の温度分布であるか否かは明かでない。またこの温度分布によつて全輻射の縁邊

減光を求めるとき観測結果より可成り大きい減光が得られる。吸収係數の假定以外に前述の局部熱力學的平衡について觸れた問題のひとつの表示とも見られるであらう。

以上の如く観測的制約、模型大氣としての理論的制約のもとで光球問題の論議を互に矛盾し合ふ結果を得ながら進めて來たのであるが、之等を更に一般的に——光球各層に於ける状態を輻射平衡か對流平衡かの二者擇一の問題としてではなく——一熱的場に於ける流體力學的問題として考察を進めることは出来ないであらうか。最近 Woolley<sup>(28)</sup> によつて兎も角その方向への一步が進められた。大氣に於て實現して居る温度及びその勾配は大氣の物理的量によつて互に規定されるわけであるが Woolley は先づエネルギー移動の一部分  $\beta(\tau)$  が對流によるとして上昇流及び下降流相互の可能なエネルギー交流を熱力學的立場から考察した。それによつて光球の温度及びその勾配が輻射平衡及び對流平衡の場合の中間値をとるべきことを證明した。前述の Plaskett の温度分布はこの條件を満足して居ない。次いでかゝる熱的狀態に於ける上昇流、下降流と形成する個々の氣塊の運動を流體力學的に調べることによつて一般的な光球状態が知られるわけである。氣塊の運動機構については假定をしなければならぬが、之に就ては粒狀斑との對應に於て後に觸れることにする。Woolley の理論的根據は嚴正であるが、その中に未知の複雑な物理的量の現れるために數學的解析を充分に追及することは出来ないで終つた。こゝで一歩退いて近似として Keenan 模型（今の場合對流平衡を假定しない）を採用し、それによつて全輻射の縁邊減光を説明し得る如き  $\tau_1$  及び  $\beta$  を定め、相當する對流速度を計算した。その結果、 $\tau_1=1.25$ ,  $\beta=0.30$  が観測から定まり、對流速度としては  $\sim 13.8$  軒/秒 或はより以上でなければならぬことが結論された。然し乍ら、このやうな深さに於て、かゝる速度の運動は明かに吸収線の増幅として現れるべきであるが、吸収線輪廓に於てかゝる事實は認められない。即ち、光球の輻射の問題に對す

(26) A. N. 266(1938), 301.

(27) M. N. 101(1941), 26.

(28) M. N. 101(1941), 54.



る對流の影響については一應否定的な立場に立ち到つたわけである。然し乍ら、之等の研究に於ては對流物質の解離、勵起、吸收係數等について物質が静止状態、熱的平衡にある場合の關係をその儘成立すると考へて居る。Eddington<sup>(29)</sup>はこの點について批評的考察を行つて居る。對流の速度の増大に伴つて解離平衡、力學的平衡及び輻射平衡の順に各平衡状態が不成立になると考へられることから、太陽光球に觀測される1籽/秒程度の速度に於ては先づ解離平衡が成立し得ないことを示

(29) M. N. 101 (1941), 177.

した。即ち例へば上昇氣塊(下降氣塊にも同じことが云へる)が或る層に達した場合、解離及び再結合が進行して、その温度、壓力に於ける解離平衡の状態に達せぬ内に氣塊は上昇し去つてしまひ、従つて上昇氣流の解離度は熱力學平衡の場合に比較して大であるべきと考へられる。従つて吸收係數についても相當する變化が現れ、連続スペクトルの輻射強度分布及び縁邊減光に對しても影響を及ぼすことが豫想される。未だ定性的論議に止つて居るが極めて示唆に富む問題である。

(未完)

### アプラナート反射寫眞機 (III)

廣 瀬 秀 雄

1. 筆者は以前本誌にアプラナート反射寫眞機に關する小文を草した時<sup>(1)</sup>、主として Schmidt カメラの光學理論を解説した。此度は之等前文に對し補遺を行ひ、猶製作上の事柄も入れる事とした。之は研磨に對し貧弱な經驗しかない筆者としては記載を躊躇するものではあるが、文獻を傳へる意味で附載する事とした。今後實地製作に當られる方に何等か役立つ事があれば、之に過ぎた喜びはない。製作と云つても球面主鏡の製作には問題はないので、主目的は球面収差消去用の correcting lens 又は correcting plate (以下 C. P. と略記す)にある。

2. Correcting Plateの形に就ては Strömgen の得た式は C.P. の厚さも従つて曲線の凹入も零と考へ唯 C.P. 面の曲率のみがあつて光線方向に小さな變化を與へるものとした時のものであり、あまり廣くない寫野の時 F/2 位より暗い寫眞機に適用し得る。Frank Allen Lucy<sup>(2)</sup> は光線追跡的に精密式と云ふよりは關係式とも云ふべきものを C.P. の平面側が内、外を向いてゐる時、全體を 1

箇の硝子塊とした Solid Schmidt<sup>(3)</sup>、裏面反射鏡として普通の C. P. を用ひ、丁度反射球面鏡の前方平面上に焦點を持ち來つた Thick-mirror Schmidt<sup>(4)</sup> の 4 箇の場合に就いて得、之を解けば C.P. の形が求められる筈であるが、あまり便利な形ではなく、曲面の方程式としては、口径比の 4 次位で打ち切るならば、次の例が示す様に殆んど Strömgen のものと差はない。又實際に當つては C. P. による色収差を考へるなら之位ひの差は問題でなくなるであらう。

より精密なものを得たいなら前文 I §9 の様に Schwarzschild に従ひ一般の反射アプラナートの理論より得られる筈で、前文に書き落した Wright の結果は一般に反射アプラナートの曲線として C.P. 及び主鏡面はそれぞれ

$$x' = -\frac{f-M}{2(n-1)E} \frac{h'^2}{f} + \frac{M}{16(n-1)E} \frac{h'^4}{f^3} + \frac{(4E+f)M}{192(n-1)E^2} \frac{h'^6}{f^5} + \dots \dots \dots (2.1)$$

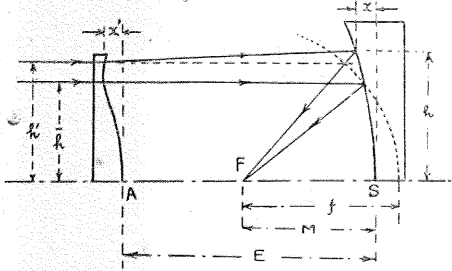
$$x = \frac{E-(f-M)}{4E} \frac{h^2}{M} + \frac{M-(f-M)}{32E} \frac{h^4}{M^3} + \frac{(E+M)M}{384E^2} \frac{h^6}{M^5} + \dots \dots \dots (2.2)$$

(1) 天文月報, 32, No. 8, p. 143; 33, No. 1, p. 10. 以下引用の節はそれぞれ前文 I, II と略記する猶日本寫眞學會會誌, 6, No. 2, p. 38 の拙文(前文 III と略記)も参照されたい。  
(2) Journ. Opt. Soc. America, 30, 251 (1940), 31, 358 (1941).

(3) 前文 II, 第1圖 III 参照  
(4) 同じく第1圖 II 参照. 猶 P. A. S. P., 51, 158 (1939), Scientific American, Aug. 1939 の Hendrix 及び Christie の論文参照.

を要求し、之は全く Väisälä の得たものと一致する。第1圖 a に見る様に  $x'$ ,  $x$  はそれぞれ C.P. 及び主鏡の頂点よりの距離  $h'$ ,  $h$  に相当した点の凹入又は凸出量を表し、 $f$  は焦点距離、 $E$ ,  $M$  は

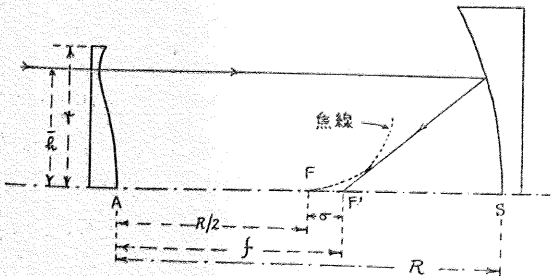
第 1 圖 a



それぞれ主鏡頂点より C.P. 面及び焦点迄の距離であつて Aplanatic である以上焦点を中心とし  $f$  を半径とする圓は (第1圖に点線で示す) 光軸に平行な入射光線の延長及びその主鏡より反射される實光線又はその延長は圖の様に一點に交る筈である。

今(2.1), (2.2) に於て  $f+M=E \equiv R$  と置けば普通の Schmidt となり、(2.2) は式の精度内に於て球面を表はす事となる。その上  $f=M$  と置けば右邊第1項は消失し(2.1)は平面を deform した C.P. を與へる。C.P. が頂点に於てある曲率を持ち中性帯即ち光軸に平行な入射光が C.P. を通過しても方向變化を受けぬ点即ち  $dx'/dh'=0$  の様な点が C.P. の縁の方へ移動する結果として、此處を通る光軸に平行な光線は Gauss の意味に於て大鏡により球面收差を受け第1圖 b で  $FF'=\sigma$  に

第 2 圖



相當す、此點へ他のすべての光線を集めなければならぬ故 (即ち中性帯を通る光線が此場合焦点の位置を定め、此意味に於て様子は變だが、近軸光線と呼ばれる) 焦点は明に  $SA=R$  (大鏡の曲率半径) の中点  $F$  に非ずして  $F'$  となり、従つて

焦点距離は  $AF'$  となる。前文 I で最初に説明した平面を deform した CP では所謂近軸光線は Gauss の意味のものとなり、焦点は明に  $AS$  の中点に來り、その焦点距離は  $f=R/2$  となる。

今一般に(2.1)で  $h^4$  迄に留め且つ「近軸光線」の球面收差を左右する量として  $kr^2 (=8\sigma)$  を導入すれば( $r$  は CP の半径), (2.1)は Strömgren の記號に一致させる爲  $x'$  の代りに  $\xi$ ,  $h'$  の代りに  $h$  と書く時、高次の小量を捨てれば

$$\xi = \frac{h^4 - kr^2 h^2}{4(n-1)R^3} \quad (h \leq r) \dots\dots\dots (2.3)$$

又は

$$\xi = (h^4 - kr^2 h^2) K \dots\dots\dots (2.4)$$

$$\text{但し } 4(n-1)R^3 = 1/K$$

となり、特にアメリカで屢々引用される便利な形となる。勿論之は全く Strömgren の式<sup>(5)</sup> と等價なものであり、彼の式よりも導き得る事は當然である。之等  $h^4$  迄の近似式は大體  $F/2$  迄通用する事は筆者は光線追跡で確めた所である。  $k$  は正又は負の数であり、曲線の形を左右するパラメーターで、 $k$  の價に従つて Schmidt の種々な曲線<sup>(6)</sup> に相當するものが得られる。  $k = -1 \dots +3.0$  に對する  $y = x^4 - kr^2 x^2$  の與へる曲線の圖は前文 III, 第 V 圖<sup>(7)</sup> にある。又之を微分する事により容易に中性帯の位置は

$$\bar{h} = \sqrt{\frac{k}{2}} r \dots\dots\dots (2.5)$$

にある事が分り、色收差「極小」の Schmidt の第 III 曲線は  $k = +1.5$  に相當するものである事が分る。但し彼の極小の意味は最大の色收差が極小になる様にする事で、その結果  $\bar{h} = \sqrt{3}/2 = 0.866$  を得たが、廻折像と色收差による像が等しい様にするなら Strömgren の得た様に  $\bar{h} = \sqrt{2}/2 = 0.707$  となり、又平均の色收差が最小なる事を條件とすれば Luey<sup>(8)</sup> の求めた様に  $\bar{h} = (1/2)^{1/3} = 0.79$  となる。3 次光學による限り何れも  $\bar{h}$  は常數となるが實際は C. H. Smiley<sup>(9)</sup> が初めて示した様に口径

(5) 前文 I, p. 147 の(7)式。

(6) 同上 p.147, 第 4 圖参照。

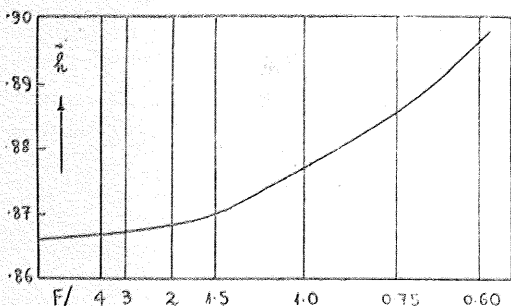
(7) 又は Scientific American, Aug. 1939 の Hendrix 及び Christie の論文 Fig. 5 参照。

(8) Journ. Opt. Soc. Am., 30, 254(1940)。

(9) P. A., 43, 177 (1940)。

比の函数で、その様子は第2圖 (Smiley に據る) 又は後に與へる Baker の式より明な様に明るい機械程  $\bar{h}$  は大となり C.P. の縁へ近づく。

第 2 圖



次に比較の爲本節の始めに述べた Lucy の精密式を用ひた實例を前文 I, p. 147 の Strömngren の例の場合 ( $f=1m$ ,  $2r=50cm$ ,  $n=1.5$ ) に就き同様に  $\bar{h}=0.866$  として次に擧げる(單位は  $f=1m$ ).

$$\xi = -0.00586h^2 + 0.0625h^4 \quad (\text{Strömngren})$$

$$\xi = -0.005903h^2 + 0.06302h^4 \quad (\text{Lucy})$$

$h^4$  で打ち切るなら複雑な式を解いても一向利益はない。Lucy の得た式は要するに光學行路長を計算した關係式である故  $\xi$  は  $h$  の陽函数として與へられてはゐない。實際の計算に當つては次の J. G. Baker<sup>(10)</sup> の式は普通の目的に對し充分高次迄採り入れてあり、又上と同様な意味で色収差極小の條件を具へてゐる。主鏡の曲率半徑 R を單位に採る時、CP の曲線は

$$\xi = ah^2 + bh^4 + ch^6 + dh^8 + eh^{10} +$$

$$\begin{aligned} \text{但し } a &= -\frac{3}{8}w^2 \left[ 1 + \frac{9}{16}r^2 + \frac{135}{256}r^4 + \left( \frac{1865}{1024} - \frac{1}{16}w \right) r^6 + \dots \right] \\ b &= \frac{1}{4}w \left[ 1 - \frac{3}{2}r^2 - \frac{9}{32}r^4 + \left( \frac{27}{512} - \frac{27}{64}w \right) r^6 + \dots \right] \\ c &= \frac{3}{8}w \left[ 1 - 2r^2 - \left( \frac{3}{8} - \frac{15}{16}w \right) r^4 + \dots \right] \\ d &= \frac{45}{64}w \left[ 1 - \left( \frac{32}{15} + \frac{8}{15}w \right) r^2 + \dots \right] \\ e &= w \left[ \frac{61}{40} + \frac{1}{8}w \right] + \dots \end{aligned} \quad (2.6)$$

(10) Proc. Am. Phil. Soc., 82, No. 3, 332 (1940) = Harvard Repr. 198.

$$\text{ここに } w \equiv \frac{n}{n-1} \quad (\text{Solid Schmidt の場合})$$

$$w = \frac{1}{n-1} \quad (\text{普通の Schmidt の場合})$$

又焦點距離は Solid Schmidt の時次の  $f'$  で與へられ、又普通の Schmidt の時のものは  $f=uf'$  に等しくなる。之等の精密な値は光線追跡より得る事が出来る。

$$\begin{aligned} f' &= \frac{1}{2n} \left[ 1 + \frac{3}{8}r^2 + \frac{45}{128}r^4 + \frac{27 \cdot 31}{2^{11}}r^6 + \left( \frac{3 \cdot 5377}{2^{14}} - \frac{3}{2^7}w \right) r^8 + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

又中性帯の位置は

$$\begin{aligned} \bar{h} &= \frac{\sqrt{3}}{2} r \left[ 1 + \frac{3}{16}r^2 + \frac{9}{64}r^4 + \left( \frac{1867}{2^{12}} - \frac{1}{32}w \right) r^6 + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

で、實際上焦點距離を追跡で定める時必要になり、之を近似値として數值的に容易に精密な値を求め得る。(2.6) より明かな様に、Solid Schmidt は普通のものに比し  $w$  の違ひ即ち  $n$  倍だけ深い曲線となるがその代り面積のある目的物に對しては  $n^2$  だけ明るくなる。但し焦面の曲率は兩者同一で  $f$  となる。Baker は猶 5 次収差の研究も行つてゐるが今は略す。

之等の式でも猶極端に明るいもの ( $F/0.7$  以上) では精度不足となるが其時は之を近似曲線として、光線追跡より容易に  $d\xi/dh$  の値が得られる故、之を積分すればよい。C. H. Smiley<sup>(11)</sup> はその公式を與へてゐるが、面の凸凹による二次差を無視してゐるので、( $F/1$  位ひでは差はないが) 實際の適用には注意が必要である。

F. E. Ross<sup>(12)</sup> は Mt. Palomar 天文臺の CP の口径 48" の Schmidt<sup>(13)</sup> 設計に當り (2.3) 式を用ひて  $k$  による色収差を精しく研究した。此機械では平面乾板の使用を可能ならしめる様焦點面を平面ならしめる補助レンズ所謂 field flatterer を用ひる豫定なので、彼は CP のみの場合、CP と補助

(11) P. A., 44, 415 (1936),

(12) Ap. J., 92, 400 (1940).

(13) 製作中との事で、口径 72", 曲率半徑 241.125" の主鏡は出来上つてゐた。硝子は Corning の Crystalex (略 Schott の K 5) で同じ硝子で CP を作る筈。出来上りの口径比は  $F/2.5$  となる。

レンズを組合せた場合に就て, a. 天文乾板 (感光域 3800~4861 Å), b. フィルターなしの汎色乾板 (3800~6563 Å), c. 黄色フィルター使用の汎色乾板 (4861~6563 Å) に對する色収差の影響を計算した. 惜しい事に彼は普通の拋物線的 caustic の場合<sup>(14)</sup>を論じたので結果の數字は不當である<sup>(15)</sup>.

本節を終るに當り讀者の便宜の爲 CP により光軸に平行な入射光線が受ける變化が小さい時 ( $\sin$  と  $\tan$  が等しいと出来る時), 従つて又  $\xi$  が無視出来る場合の近似追跡式を次に擧げて置く. 勿論 C.P. の式は  $h^2$  迄で充分で, 今は (2.4) を用ひるとする. 一般に  $h$  の高さで光軸に平行に入射する光線が最後に光軸と交る點の大鏡頂點よりの距離  $V$  は

$$\begin{aligned} \sin \theta &= h/R \\ B &= 2\theta + (n-1)T \\ v &= R \sin \theta / \sin B \\ V &= R - v \end{aligned} \quad (2.9)$$

を順次計算すればよい. 結果の合成焦點距離は  $h$  の代りに  $\bar{h}$  を用ひて計算した  $v$  の價に等しくなる. 但し  $T$  は CP 面の傾斜で,

$$T = \left( \frac{d\xi}{dh} \right) = 2Kh (2h^2 - kr^2)$$

である. (2.9) が使へる場合は正弦狀件の曲線は無論球面収差曲線と一致し, 又非點収差も出ない. (2.9) に代る嚴密な式は普通の光線追跡と變る所がない<sup>(16)</sup>.

3. 寫野の彎曲を除く事は前文 I でも觸れた様に普通は平面像條件即ち Petzval の定理を充す様一枚のレンズを加へる. 簡單の爲と, レンズの寸法を小とする爲之を乾板又は焦點の直前に置く<sup>(17)</sup>. 即ち一般にレンズ又は鏡を用ひた光學系で平面像の爲には

$$\sum \frac{1}{n_f} = 0$$

なる事を要求する.

(14) 例へば中村清二, 幾何光學 (岩波講座物理及び化學, 物理學 VI A) p61 参照.

(15) 球面収差曲線の Doppelpunkt を有する場合の議論は例へば Hdb. d. wiss. u. angew. Photogr. Bd 1, p. 170 以下の § 13 に詳しい.

(16) 例へば芦田静馬, レンズの設計と測定, 河出書房, 1940, 第 IV 章参照.

(17) Petzval の定理はレンズ又は鏡の位置には無關係である.

今前記の Palomar 48" を例に採れば

主鏡:  $f_M = 120.562''$ ,  $n = -1$  (反射)

CP<sup>(18)</sup>:  $f_S = \frac{2R^3}{kr^2} = 32.452''$ ,  $n = 1.5341$

である故, 補助レンズの硝子は C.P. のそれと同質とした時, 補助レンズの焦點距離及び平凸レンズと考へた時のその曲率半徑はそれぞれ

$$f_C = 78.779'' \quad R_1 = (n-1)F = 42.076''$$

となり, 之を乾板に出来るだけ近く置く. かくすれば直徑 20" 厚さ 1.40" のレンズとなる.

Ross の光線追跡計算によれば此レンズは負の小さなコマ及び小さな非點収差を伴ひ, 之はレンズを兩凸としても非點収差を消せば Aplanatism と平面像性が失はれる. 歪曲は中心より 4° の點で 0.4% 位ひで, 色による差は小さい.

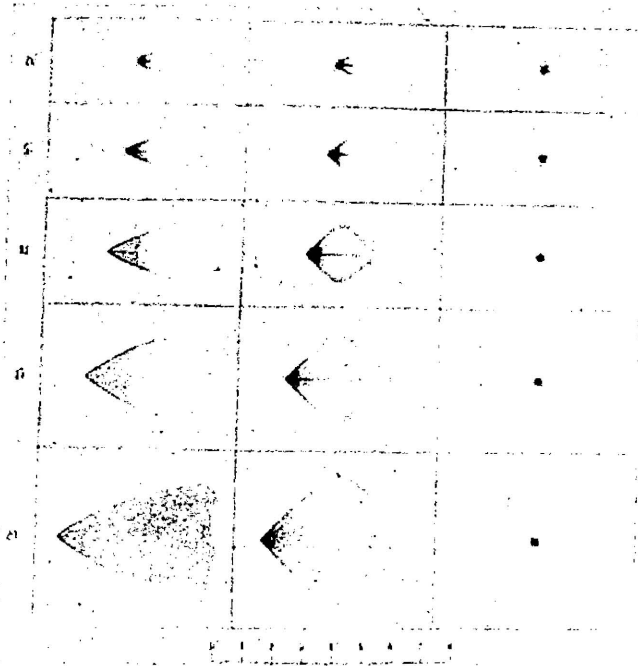
Petzval 定理を満足せしめる爲の補助光學系としては必ずしもレンズに限らない. Cassegrain の様に——勿論此場合凸鏡となる——鏡を用ひる事が出来る. 但し此の場合結果の合成焦點距離は必然的に永くなる事は Cassegrain の時と同様であり, 且つ上のレンズの場合より大きい鏡を必要とする不利がある. 従つてあまり明るい機械向きではない. 同様に補助レンズ法も  $F/1$  より明るい場合, 周縁光線は光軸に對し 45° 以上の角で焦點に集る故周圍の光はレンズ面で全反射をなし, 之を通過する事が出来なくなる. それでやはり非常に明るい機械には應用出来ない.

上の議論より明であるが, 然も普通忘れられ勝ちの事はニュートン式反射望遠鏡の様に唯一枚の鏡を用ひる時は勿論その最良像面は曲つてゐる筈であると云ふ事で, 適當な曲面を受像面に採用すれば像がよくなる事は既に Ritchey<sup>(19)</sup> が述べてゐる所である. 第 3 圖は口径 19.9",  $f = 136''$  の光軸より 2½' ~ 20' の距離での Newton 及び Ritchey-Chrétien の像の比較で中央が双曲面で受けた Newton 像である. 然し普通はかゝる望遠鏡ではコマが大きいので, かゝる複雑な機構は小利

(18) CP の焦點距離は CP の  $h^2$  の係数の逆數がその頂點に於ける CP の曲率半徑の 2 倍に等しい事より, CP を曲率半徑  $\rho = 2(n-1)R^3/(kr^2)$  の平凸レンズと考へる事が出来, 従つてその焦點距離は  $f = \rho/(n-1)$  より計算される.

(19) Journ. R. A. Soc. Can., 22, 223 (1928).

第 3 圖



として敬遠され狭い視野で満足してゐるだけの話である。

普通の Schmidt で第 II 小鏡を用ひるなら全く上記の方法に従つてその曲率が計算出来るが、Wright や Vüisälä の求めた一般のアプラナート反射望遠鏡の場合の3次光學による解析解は J.G. Baker<sup>(20)</sup> が求めた。而も此場合都合のよい事は一面追加により、Schmidt 構造以外一般の反射アプラナートの場合残留する非點収差<sup>(21)</sup> を小ならしむる事が出来る事で、焦點面が平面のアナスタグマートが作れる。之は單に視野彎曲を補正する事だけではないので節を改めて説明する。

4. 2 枚の鏡のみに依るアプラナート單に2枚の鏡だけによる、天文用アナスタグマートは夙に Schwarzschild<sup>(22)</sup> が研究した所であるが、彼は CP

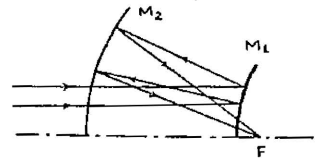
(20) J.G. Baker, A. Family of Flat-Field Cameras, Equivalent in Performance to the Schmidt Camera. Proc. Amer. Phil. Soc., 82, 339(1940) = Harvard Repr. 199.

(21) 前文 I, p 149, Schmidt Camera の場合は非常に極端な例外であるが一般に視野彎曲と非點収差は非常に密接な關係がある。

(22) K. Schwarzschild, Untersuchungen zur Geometrischen Optik, II. Astr. Mitt. d. Kgl. Sternw. Göttingen, X, 12(1905). 又は幾何光學論文集 II (科學名著集第9册東京, 1919) p. 372

を使用しなかつたのでその解としては彼自身殆んど實用性を認めなかつた2種を得た。1 は虚像を與へるものである所以他の補助光學系を用ひぬ限りそのまゝでは實用性なく、他は第 I 鏡が凸面で、之に之より大きい第 II 凹鏡を組合したもので、強いて實用せんとすれば第 II 鏡に穴を作り之より光を取る事としなくてはならない第 4 圖。

第 4 圖

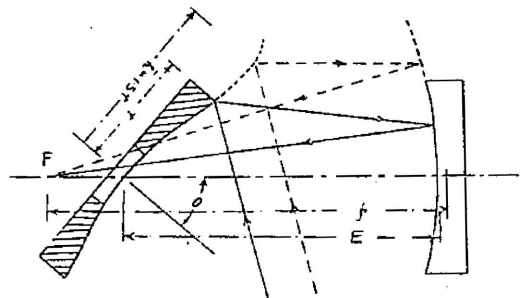


而も廣い視野は豫期出ない、之は望遠鏡としては失敗したが、その解の應用は Siedentopf<sup>(23)</sup> の Cardioid 集光器として顯微鏡の暗視野照明に實用されて

ゐる。

Schmidt に於て CP を反射鏡で置換える案は既に Hendrix 及び Christie<sup>(24)</sup> を發表してゐるが、W. B. Wright<sup>(25)</sup> も殆んど同時に之を一般のアプラナートに就て研究を發表してゐる。此場合は補正鏡は少し ( $F/4$  の機械で約  $9^\circ$ ) 光軸に對し傾けて遠方物體よりの光が主鏡背後方向よりそ

第 5 圖



(23) H. Siedentopf, Die Vorgeschichte der Spiegelkondensoren, Zs. f. wissenschaftl. Mikroskopie, 24, 382 (1908) 例へば A. Gleichen, Die Theorie d. Mod. Opt. Instr. 2. Aufl. S. 273 (1923) 参照。

(24) 前出

(25) A Two-Mirror Aplanatic Telescope with a Flat Field with Focal Plane in an Accessible Position. P. A. S. P., 51, 227 (1939)

の側を通つて入り来る様にしなければならぬ。Wright は實用上の便利の爲主副兩鏡の距離  $E$  を焦點距離  $f$  より少し小さく採り、補正鏡中央に作つた穴より焦點を外へ出す事にした。勿論此場合の鏡面曲線は一般のアプラナート反射鏡理論に従つて計算出来る。補正鏡傾斜の爲生じるコマを極小に留める爲その鏡面を CP とは逆に全體として

凹面にし、CP の中性帯に相當する點を略々  $\bar{r} = 1.5r$  に採る。此點は勿論曲線の式上に存するもので、鏡面の外に位する第 5 圖。視野中央に於ける星像の長さ  $p$  は、 $\theta$  を補正鏡傾斜角とし、ラヂアンで表はせば

$$p = \frac{r^3}{8Ef^2} \left( \frac{1}{\cos^3 \theta} - 1 \right)$$

となり、 $F/4$  以下では殆んど無視出来る。(未完)

## 抄 録 及 資 料

## 無線報時修正値

東京無線電信所(船橋)を経て、東京天文臺より放送した、今年 7 月中の報時修正値は次の通りである。學用報時は報時定刻(毎日 11 時及 21 時)の 5 分前、即 55 分より 0 分までの 5 分間に 36 個の等間隔の信號を發信するが、此の修正値は、それら 36 個の信號の内約 30 個

の信號を測定し、平均したるもので、全信號の中央に於ける修正値に相當せるものである。

分報時は 1 分より 3 分まで、毎分 0 秒より半秒間の信號を發信するが此の修正値はそれら 3 回の信號の起端に對する修正値を平均したものである。次の表中(+)は遅れ、(-)は早すぎを示す。(東京天文臺)

1943 VII	11 <sup>h</sup>		21 <sup>h</sup>		1942 VII	11 <sup>h</sup>		21 <sup>h</sup>	
	學用報時	分報時	學用報時	分報時		學用報時	分報時	學用報時	分報時
1	-.054	-.05	-.037	-.04	16	-.029	-.03	-.028	-.03
2	-.008	-.01	-.003	+.01	17	-.054	-.05	-.055	-.05
3	+.010	+.02	-.023	-.02	18	+.021	+.02	+.003	-.01
4	-.033	-.03	+.001	.00	19	-.011	-.02	+.010	+.01
5	-.008	-.01	+.005	+.01	20	-.001	.00	+.133	+.13
6	-.008	.00	+.032	+.04	21	-.013	.00	-.039	-.04
7	-.016	-.01	+.006	+.01	22	-.049	-.06	-.082	-.08
8	-.023	-.02	+.041	+.05	23	-.087	-.08	-.100	-.10
9	-.043	-.04	-.027	-.02	24	-.042	-.04	-.025	-.03
10	+.042	+.04	+.004	+.01	25	+.016	.00	+.004	.00
11	+.002	+.01	+.033	+.04	26	-.080	-.08	-.047	-.05
12	+.044	+.03	+.044	+.04	27	-.021	-.03	-.020	-.02
13	+.017	+.01	+.020	+.02	28	+.018	+.02	+.032	+.03
14	+.038	+.04	+.078	+.08	29	-.007	.00	+.005	.00
15	-.044	-.04	-.021	-.02	30	-.005	-.01	-.059	-.06
					31	-.064	-.06	-.065	-.07

## VII 月に於ける太陽黒點概況

日	黒點群	黒點數	黒點概況	日	黒點群	黒點數	黒點概況
1	0	0	黒點なし	17	1	7	東部に小黒點群
2	1	8	中央部に小黒點群(I)	18	0	0	黒點なし
3	1	16	I 稍々増大	19	1	2	西部に極めて小さな小黒點群
4	2	24	I 更に稍々増大、東部に小さい黒點群(II)	20	1	1	西部に極めて小さな小黒點群
5	2	38	I 變らず、II 増大	21	1	9	西部に小黒點群(III)
6	2	36	I, II 共にたいして變らず	22	2	9	III 稍々減少
7	2	29	I 減少、II 變らず	23	1	5	III 西邊にて減少
8	2	31	I, II 共にたいして變らず	24	0	0	黒點なし
9	2	22	I 西邊にて減少、II 中央部にて變らず	25	0	0	黒點なし
10	1	12	I 西邊に隠れ、II 減少	26	1	3	東部に極めて小さな小黒點群(IV)
11	1	11	II 西部にて變らず	27	1	1	IV 變らず
12	1	2	II 減少	28	1	1	IV 變らず
13	—	—	観測なし	29	3	7	IV 變らず、東部に新群(V)
14	0	0	黒點なし	30	3	7	IV 變らず、V 變らず
15	1	2	東部に小黒點群	31	2	7	V 稍々増大
16	—	—	観測なし				

使用器械、観測方法等については本誌第 31 卷第 4 號第 77 頁参照

天文學談話會記事 (三覽)

第 430 回 昭和 17 年 II 月 26 日 (木) 午後 2 時

1. 絶對等級效果の觀測に就いて  
昭和 15~16 年にかけて 26 吋赤道儀で試みた此の觀測の目的、經過について述べる 奥田 豊三君
2. 太陽黒點の數と面積  
黒點の數と面積との相關に關する二三の考察 野附 誠夫君
3. 赤道帶赤經觀測經過報告  
レブソルド子午儀による觀測と、別に固有運動を計算するため FK 3 系統に整約した恒星位置の整理の經過を報告する。 辻 光之助君

第 431 回 昭和 16 年 IV 月 2 日 (木) 午後 2 時

1. 近接した食變光星の光度に就いて  
廻轉及び潮汐によつて變形を受ける食變光星の輝度分布や光度曲線に就いて Sterne (Proc. Nat. Acad., 27, (1941), 93) と Kopal (Ap. J., 97 (1941), 159) の論文を紹介する。 大澤 清輝君
2. 惑星狀星雲に於ける Bowen fluorescence の理論(II) 畑中 武夫君

第 432 回 昭和 17 年 IV 月 9 日 (木) 午後 2 時

1. 硝子面の反射防止に關する研究  
光學系の反射防止は現在實用化されつつあるが、此處ではその光學理論を發展せしめ、又實例を以てその能率を検討した。 齋藤 國治君
2. 木村榮: 萬國緯度變化觀測報告書第 8 冊について 中野 三郎君

4 回 33 第昭和 17 年 V 月 7 日 (木) 午後 2 時

1. 沖繩、四國地方垂直線偏差概報 虎尾 正久君  
佐藤 友三君
2. 田無町經緯度觀測概報 水野良平君、佐藤友三君
3. 近年の經度變化に就いて 虎尾 正久君
4. Time Observation に於ける Lateral Refraction の影響

Time Observation を行つた時刻が日没に近ければ近い程時刻修正値に或 Systematic な變化が現れてゐる。これは Lateral Refraction の影響と思はれる。東京天文臺最近 5 ヶ年間の觀測並びに Greenwich Obs. の統計による。 水野 良平君

第 434 回 昭和 17 年 V 月 28 日 (木) 午後 2 時

1. 龍座の一新變光星 I91162
2. Taylor, Forbes 及 Grigg-Skjellerup 週期彗星に就いて
3. 鎌倉時代の古星圖「格子月進圖」 神田 茂君
4. 分光儀及望遠鏡の一設計
5. Abbot: 太陽輻射と氣象の關係に關する最近の研究成績 關口 鯉吉君

第 435 回 昭和 17 年 VI 月 11 日 (木) 午後 2 時

1. (i) 昭和 16 年 9 月 21 日の日食觀測結果  
太陽周縁の輝度分布の光電觀測を試みた結果は天候

や精度の上で不滿の點もあるが一應

$$I(\theta) = 1 - c + c \cos \theta, \quad I(\theta) = (\cos \theta)^2$$

- と假定して  $c.p.$  を定めてみた結果に就いて御報告する
- (ii) A.J. Wesselink: Photographic observations of the integrated brightness of the solar crescent near totality of the total eclipse of the sun on June 19, 1936 (B. A. N. 9 (1940). 81) 大澤 清輝君

2. 二三の特殊な變光星について  
S Per, RY Cam の overtone, UZ Oph の變光原因, S Per,  $\alpha$  Cet の光度低下について述べる 古畑 正秋君
3. (i) 固有運動について  
(ii) 觀測雜題 辻 光之助君

第 436 回 昭和 17 年 VI 月 25 日 (木) 午後 2 時

1. 昭和 16 年 9 月 21 日の日食觀測結果報告  
石垣島にて撮影したコロナの直接寫眞について——(イ) Wedge calibration の方法、(ロ) 地球の照り返し——地球の albedo (ハ) 太陽周縁よりのコロナの輝度勾配 (=) 等光度曲線等を述べる 下保 茂、奥田豊三君
2. コロナ縁線 5303 の測光に就いて 藤田 良雄君

天文學教室談話會 (麻布)

第 108 回 昭和 16 年 XI 月 20 日 (木) 午後 2 時

1. O. C. Wilson: On the Determination of Mass Ratios of Spectroscopic Binaries (Ap. J., 93, (1941), 29) 江藤 幸郎君
2. (i) 太陽近傍に於ける二星流  
(ii) マゼラン雲の空間運動 清水 彌君

第 109 回 昭和 16 年 XII 月 24 日 (木) 午後 2 時

1. Morehouse 彗星の軌道に就いて 常泉 浩一君
2. 北海道日食寫眞によるコロナの光度分布の測定 江藤 幸郎君
3. 恒星系力學について 菊地定衛門君
4. 「トロヤ」群の小惑星について 須川 力君

第 110 回 昭和 17 年 I 月 29 日 (木) 午後 2 時

1. O. Struve: Physical State of the Interstellar Matter (Proc. Nat. Acad. Sc., 25, (1939). 36) 坪川家 恒君
2. 惑星の大氣について 藤田 良雄君

第 111 回 昭和 17 年 III 月 19 日 (木) 午後 3 時半

1. F. Zwicky: On the Theory and Observation of Highly Collapsed Neutron Stars. (Phys Rev., 55, (1939), 726) 前山 仁郎君
2. 授時曆の研究 平山清次先生

第 112 回 昭和 17 年 IV 月 16 日 (木) 午後 3 時半

1. アルゴルの光電觀測 古畑 正秋君
2. 授時曆の研究(二) 平山清次先生

第 113 回 昭和 17 年 V 月 21 日 (木) 午後 3 時半

1. L. Biermann: Über die dem Novaphänomen

zugrunde liegenden physikalischer Vorgänge(Zs. f. Ap., 18, (1939), 344) 前山 仁郎君

2. 銀河系の膨脹(三)

鍋本 政枝君

天 象 欄

**流星群** X月は流星の現はれる数が稍多い。下旬には光度の強いものが時に現はれる。10日頃の龍座流星はジャコビ彗星に属するもので、又月末の牡羊座流星群はエンケ彗星に属するものである。

	赤 經	赤 緯	輻射點	性 質
8 日	5 <sup>h</sup> 8 <sup>m</sup>	+31°	β Tau	緩
9-11 日	17 40	+54	γ Dra	緩
15 日頃	2 4	+ 9	ξ Ari	緩
16-25 日	6 8	+15	ξ Ori	速, 痕

20-24 日	6 32	+14	γ Gem	速, 痕
28 日頃	2 56	+ 5	α Cet	
月 末	2 52	+22	41 Ari	緩, 輝

**變光星** 次の表はX月中に起る主なアルゴル種變光星の極小の中2回を示したものである。長週期變光星の極大の月日は本誌第34巻199頁参照。最近に極大に達する筈の星で観測の望ましいものは、R Cam, R Cas, T Cen, T Cep, U Cet, S Scl 等である。

ア ル ゴ ル 種	範 圍	第二極小	週 期	極 小		D	d
				中 央 標 準 時			
062532	WW Aur	5.6-6.2	6.1	2 12.6	8 1, 13 3	6.4	0
023969	RZ Cas	6.3-7.8	—	1 4.7	4 22, 10 22	4.8	0
003947	YZ Cas	5.7-6.1	5.8	4 11.2	8 20, 17 19	7.8	0
005381	U Cep	6.9-9.2	7.0	2 11.8	5 22, 10 22	9.1	1.9
182612	RX Her	7.2-7.9	7.8	1 18.7	3 19, 10 22	4.8	0.7
030140	β Per	2.2-3.5	—	2 20.8	1 19, 15 3	9.8	0
035512	λ Tau	3.8-4.2	—	3 22.9	10 0, 13 23	14	0
035727	RW Tau	8.1-11.5	—	2 18.5	9 0, 20 2	8.7	1.4
191725	Z Vul	7.0-8.6	7.1	2 10.9	3 21, 8 19	11.0	0

D—變光時間 d—極小繼續時間

東京(三鷹)に於ける星の掩蔽(X月)

(東京天文臺回報第177號に據る。表の説明に關しては本誌1月號参照)

日 附	星 名	光 度	現 象	月 齡	中央標準時	a	b	方 向 角	
								P	V
14	B. D.-18°4401	8.5	D	4.2	18 35	—	—	70°	29°
14	B. D.-18°4413	8.3	D	4.3	19 36	—	—	80	32
15	B. D.-19°4832	8.9	D	5.2	18 10	—	—	75	48
15	B. D.-19°4835	7.2	D	5.2	18 23	—	—	110	80
15	B. D.-19°4835	8.7	D	5.2	18 34	—	—	105	73
15	B. D.-19°4834	8.8	D	5.2	18 44	—	—	45	12
15	B. D.-19°4838	8.9	D	5.2	18 48	—	—	70	36
16	B. D.-19°5292	8.8	D	6.2	18 11	—	—	85	70
16	B. D.-19°5304	8.8	D	6.2	19 5	—	—	75	48
16	B. D.-19°5302	8.9	D	6.3	19 8	—	—	145	118
16	190 B. Sagittarii	5.4	D	6.3	19 31.4	-1.2	-1.8	57	25
16	B. D.-19°5309	8.8	D	6.3	19 35	—	—	135	103



## X月の太陽・月・惑星及び星座

主として東京天文臺編纂理科年表に據る。時刻は凡て中央標準時、出入、南中は東京に於けるものである。

**太陽** 乙女座を進行中、赤經は1日正午の12時26分50秒から31日正午の14時分51秒に變化し、赤緯は1日正午の $-2$ 度53分59秒から $-13$ 度52分20秒に變化する、日の出の時刻は1日が5時35分、15日が5時46分、31日が6時1分、日の入の時刻は1日が17時27分、15日が17時7分、31日が16時48分であり、南中は1日の11時30分59秒から31日の11時24分44秒と變化する。時差は1日+10分2秒、31日+16分17秒である。

**月** 1日には牡牛座にあつて月齡20.5、出が22時0分、南中4時20分、入が11時27分である。2日19時27分下弦、10日13時6分朔、17日7時58分上弦、24日13時5分望となる。その間15日には蛇遺座にあつて月齡5.0、出が10時51分、入が21時19分、南中16時5分である。31日には双子座で月齡21.0、出が22時19分、入が11時42分、南中4時36分である。地球からの距離は14日最近で0.95735、2日、30日最遠で夫々1.05175、1.05332である。

**水星** 8日光度2.2等、乙女座にあり、出は6時18分、南中11時48分、入は17時19分で日没と殆ど同時刻である。11日内合、16日に昇交點通過、20日留、21日に近日點通過、26日西方最大離隔、31日、日心黃緯最北となる。28日の位置は依然乙女座にあつて、光度 $-0.4$ 等、出が4時29分、南中10時19分、入が16時10分である。

**金星** 乙女座を順行中、曉の明星として東天に輝き、光度は8日、18日 $-3.4$ 等、28日 $-3.5$ 等である。8日

の出は4時52分で太陽に先立つ事49分であるが、28日には太陽の出る24分前に姿を現はす。6日には日心黃緯最北となる。

**火星** 乙女座を順行中、光度は+1.9等、8日の出は5時38分、入は17時16分、いづれも太陽と殆ど同時刻である。28日には太陽より19分前に姿を没する。6日合となる。

**木星** 双子座を順行中、8日には光度 $-1.8$ 等、出は23時7分である。18日下短となる。28日には21時55分出となる。夜が更ければ觀望出来る。

**土星** 牡牛座を逆行中、8日には $+0.1$ 等、出は20時15分、南中3時23分であるが、28日には0.0等、出が18時53分、南中2時1分となり、觀望は益々良好となる。

**天王星** 牡牛座を逆行中、光度は6.0等、8日の出は39時38分、南中2時47分、28日の出は18時17分、南中1時26分である。

**海王星** 乙女座を順行中、光度7.8等、8日には4時54分、28日には3時19分夫々出となる。

**プルートー** 蟹座にあり光度15等。

**星座** 琴や白鳥は既に宵の内に天頂を通り、更に續いてベガス、アンドロメダ、その北にカシオペア、ケフェウスが見える。カシオペアとアンドロメダの東からペルセウスが昇つて来る。夜が更けると、星の中でもかほりもの多い馭者、プレアデスのむつれ星で有名な牡牛が東の方に姿を現はし、秋の夜更けの空を飾る様になる。

昭和17年9月25日印刷  
昭和17年10月1日發行

⊙定價金30錢  
(郵稅1錢)

編輯兼發行人

東京府北多摩郡三鷹町東京天文臺構内  
福見尙文

印刷人

東京市神田區英土代町16番地  
(東東35) 嶋富士雄

印刷所

東京市神田區英土代町16番地  
株式会社三秀舎

發行所

東京府北多摩郡三鷹町東京天文臺構内  
社団法人 日本天文学會

振替口座 東京13595

配給元 東京市神田區淡路町二丁目九 日本出版配給株式会社

# THE ASTRONOMICAL HERALD

VOL. XXXV NO. 10

1942

October

---

## CONTENTS

Z. Hitotuyanagi: Problems in the Solar Photosphere. I

(Article).....121

H. Hirose: On the Aplanatic Reflecting Camera. III.

(Article) .....128

Abstracts and Materials—Sky of October.....1942....133