

目 次

綜 合 報 告

野 附 誠 夫 : 太陽の紅焰の運動に就いて(IV)	125
----------------------------------	-----

論 叢

本 多 侃 三 : 光電管並びにその使用法(II)	133
---------------------------------	-----

抄 録 及 資 料

ゲール週期彗星	137
無線報時修正値	138
IV月に於ける太陽黒點概況	138
小惑星の一般攝動計算表	139

天 象 欄

流 星 群	139
變 光 星	139
東京(三鷹)に於ける星の掩蔽(VII月)	139
太 陽 ・ 月 ・ 惑 星	140

綜 合 報 告

太陽紅焰の運動に就いて (IV)

野 附 誠 夫

22'. Kiepenheuer の研究 (II)⁽¹²⁴⁾ Kiepenheuer の研究 (I) に於て編者はある種の紅焰では磁場の作用、殊に黒點磁場の影響が相當重要視される可能性のあることを指摘したが、最近 Kiepenheuer は紅焰とそれに關聯した現象の研究の多くを綜合して、紅焰の力學的考察には次の3つの力を考へる必要のあることを擧げてゐる。即ち (a) 黒點磁場の作用、(b) 太陽面の一部に於ける L_{α} 輻射壓、(c) 最内部コロナ圈の抵抗力を問題にしたのである。この研究の主要な立脚點をなすものは (i) 黒點發生と彩層に於ける H_{α} 暗縵との關係に關する Waldmeier の研究⁽¹²⁵⁾、(ii) 彩層に於ける爆發現象の性質に關する Richardson の研究⁽¹²⁶⁾ 及び (iii) 太陽面に於ける爆發現象と地球大氣の Ionosphere との關係に關する諸氏の研究⁽¹²⁷⁾ であつて、その所論には在來の太陽物理學理論に比し多分の新鮮味が認められる。これらの諸研究もこゝに於いて述べればよいのであるが、何分にも近年開發の途上にある分野で興味の津々たる所は見逃すことは出來ないが、それだけ論證を要する點も殘されてゐるわけであるので、こゝでは必要に應じて引用する程度にとどめる。Kiepenheuer のこの研究は天文學と地球物理學の先端的綜合考察と言ふべきもので、その利用方面も尠くないと思はれるので、所論を次の小節に分けて述べることにする。

(a). 磁力 紅焰に及ぼす磁力の影響の考察の立脚點は Waldmeier の觀測に在ると思はれるのでそれに觸れて置くことにする。Waldmeier は前記の研究に於て 12 個の黒點の發生過程に於ける H_{α} 單光寫眞に現はれた異常光輝の斑點及び弓形暗縵(黒點型紅焰)の狀況を調査してゐる。その主な結果として次の諸事項を擧げることが出来る。

即ち異常光輝の斑點は黒點出現の數時間前に現はれ、その後で然も黒點發生の前又は最初のものが見え出したばかりの時に暗縵の見られること、暗縵の運動は新しく形成される黒點から先に出來た古い黒點に向ひ、然も黒點の磁性によらないことなどである。黒點はその出現後半日乃至1日間位の期間内では流入の中心となるが、それ以後に於ては流入又は流出の中心としての作用の認められないことも擧げられてゐる。この觀測事實は更に多くの材料に就いての検討を必要とするが、そこに含まれてゐる意義は相當大切なものがあると思はれる。

Kiepenheuer は理論的に magnetic moment の時間的變化のある場合に起り得べき induction flow を考へ、之れを上記の事實にあてはめて紅焰に對する黒點磁場の影響を考察したのである。今黒點は強力な磁場を有するものとして ($\cong 10^{20}$ Orsted. cm^3)、黒點の近くにある物質(電離瓦斯、その電氣傳導率 $=\sigma$) を單一球狀(半徑 $=R$, R は黒點や黒點群の dimension に比して小とす)の element と見做せば、之れが時間的變化のある磁場によつて induce される magnetic moment は

(124) Zs. f. Ap. 15, 53 (1938)

(125) Zs. f. Ap. 14, 91 (1937)

(126) Publ. Astr. Soc. Pacific 49, 233 (1937)

(127) J. H. Dellinger, Phys. Rev. 48, 705 (1935)
Terr. Mag. 42, 49 (1937)

綜合報告 Rev. of Mod. Phys. 9, 1 (1937)

A. G. McNisa, Terr. Mag. 42, 109 (1937)

H. W. Newton, H. J. Barton, M. N. 97, 594 (1937)

Max Waldmeier, Zs. f. Ap. 14, 229 (1937)

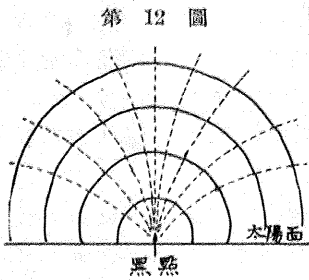
D. F. Martyn, G. H. Muro, A. J. Higgs,

S. E. Williams, Nature 140, 603 (1937)

M. N. Saha, Proc. Roy. Soc. London (A)

160, 155 (1937)

$\mathfrak{M} \sim \pi R^2 \sigma \dot{h}$ (\dot{h} は瓦斯球の場所での磁場の強さ h の變り) で表はされる. 之れが速度 \dot{r} (r は黒點中心から瓦斯球迄の距離) で動くものとすれば, \dot{h} は $\dot{h} = \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_r + (\dot{r} \text{ grad } h)$ で表はされる. 第1近似として瓦斯球内の作用を無視することが出来れば, moment \mathfrak{M} による力は $\mathfrak{R} = (\mathfrak{M} \text{ grad } h)$ で示されるので, 上記 \dot{h} を與へる式で第2項が無視出来る場合 (速度が小さい時) は \dot{h} の符號で \mathfrak{M} は h に parallel になつたり, antiparallel になつたりする. そこで $\mathfrak{R} \sim \pm (\dot{h} \text{ grad } h)$ となるので, 單に $\mathfrak{R} \sim \text{grad } h^2$ として表はすことが出来る. 即ち磁力は常に $h^2 = \text{const.}$ の曲線に直角となる. そしてその方向は, 發達しつつある黒點 ($\dot{h} > 0$ とす) では外方に, また減退しつつある黒點 ($\dot{h} < 0$ とす) では内側に向ふことになる. 第12



第12圖 $h^2 = \text{const.}$ の曲線群, 及び軌道曲線 (點線) (Kiepenheuer)

圖で黒點の極が外方に向く場合 (磁軸は太陽面に直角) の $h^2 = \text{const.}$ の曲線と, それに対する軌道曲線 (點線) とを示した. $h^2 = \text{const.}$ の曲線群は極坐標 (r, ϑ) (ϑ は r と黒點の磁軸となす角) で表はせば

$r_i^6 = \frac{\mathfrak{M}_i r^3}{H_i^2} (1 + 3 \cos^2 \vartheta)$ (H_i は黒點から r_i の距離に於ける磁場の強さ) となる. 第12圖に於ける軌道曲線は黒點型紅焰の外観の構造に一致するものと思はれる. 活動性紅焰に就いてもかゝる力の影響を認めることが出来る. 以上は黒點型紅焰の外観に対する考察であるが, 之れを數量的に考察してみる必要がある.

黒點又は黒點群の上方で重力の作用は輻射壓で釣合つてゐるものとすれば, 上記瓦斯球 (質量 = M) の加速度を示す式は $M\ddot{r} = (\mathfrak{M} \text{ grad } h)$ (h は距離 r に於ける黒點磁場の強さで次の如く表はされる. $h = -\text{grad} \frac{\mathfrak{M}_r \cos \vartheta}{r^2}$ となる. 瓦斯球に induce される moment を求めるために, 傳導横断面及び感應面を夫々 $\pi R^2/4$, 傳導距離 πR の傳導環を考へれば $|\mathfrak{M}| = \frac{\pi^2}{12} R^3 \sigma |h|$ ($|h|$ は瓦斯球

の場所の h の時間による全變化の量) と求められる. 磁場がなければ傳導率 σ は自由電子にのみ關係するが, 磁場の強さが増加すればするほどその値は小さくなる. Chapman と Ferro⁽¹²⁸⁾ によれば $H^2 \gg \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{m_e v_e}{e l_e}\right)^2$ (m_i はイオン質量, m_e, v_e, e, l_e は夫々紅焰内電子の質量, 熱速度, 荷電, 及び free path の長さ) であり, $\sigma = (\sigma_e)_0 \frac{m_i}{m_e} \frac{1}{\alpha^2 H^2}$ ($(\sigma_e)_0 = 1.45 \cdot 10^{12}$ elst. un t で磁場のない場合の電子の密度に殆んど無關係の傳導率), $\alpha = \frac{e l_e}{m_e v_e} = \frac{7.10^{10}}{n}$ (n = 自由電子とイオンの數/cm³) であるので, $\sigma = 4.8 \cdot 10^{-7} \frac{n^2}{H^2}$ として表はすことが出来る.

次に問題を黒點磁軸の方向にのみ制限すれば ($\vartheta = 0$), $|\mathfrak{M}|$ は $7.9 \cdot 10^{-7} \frac{R^3 n^2 r^3}{|h_0| r_0^3} \left(\frac{|h_0|}{|h_0|} - 3 \frac{\dot{r}}{r}\right)$ となる. また黒點も1つの均一に磁化 (平均内部の磁場の強さを h_0) した球 (半徑を r_0) とすれば, その moment は $|\mathfrak{M}_r| = |h_0| r_0^3$ となる. こゝで紅焰全體の流れの組織によつて起る固有の場を黒點の磁場に比して無視することが出来るものとすれば, 磁軸の上には $M\ddot{r} = \frac{|\mathfrak{M}_r| |\mathfrak{M}|}{r^4}$ で與へられる加速度を得る. こゝで $M = \frac{8}{3} \pi R^3 n m_i$ (中性原子の數も n) であるので,

$$\ddot{r} = 1.85 \frac{n}{m_i R^2} \frac{1}{r} \left(\frac{|h_0|}{|h_0|} - 3 \frac{\dot{r}}{r}\right)$$

となる. その局限速度 \dot{r}_∞ は $\frac{r}{3} \frac{|h_0|}{|h_0|}$ で與へられる. 假りに $|h_0| = 1$ Orsted/sec, $|h_0| = 1000$ Orsted とすれば $\dot{r}_\infty = 3 \cdot 10^{-4} r$ となり, $\dot{r} = \frac{1}{2} \dot{r}_\infty$ に對する加速度は $\ddot{r} = 6 \cdot 10^{10}/r$ で表はされる. 更に r に就いて適當の値 $r = 10^{10}$ cm をとれば著しく大きい加速度が得られ, r であまり變化のない局限速度に速やかに達する. かくしてこの考察は數量的に妥當性のあることを示してゐる.

以上は黒點と紅焰の element との間の作用であるが, この外に紅焰の各々の element 間の作用に就いては次の如く考へてゐる. 前に考へた如き瓦斯球の多數を全體として均一な磁場に持ち來り, その各々の點では時間的變化のあるものとす

(128) Terr. Mag. 37, 147 (1932)

れば、凡ての瓦斯球は平行に磁化された moment で induce された磁場に斜に互に衝突し磁場の方向に condense し、それと直角の方向に expand するといふのである。噴出状紅焰の幅の狭い三次元的魚尾の形はかゝる作用によつて解釋されることを擧げてゐる。殊に磁場が bipolar の場合(その軸は太陽面に平行)には、磁氣赤道面の方向に contract し、反對に赤道面では expansion が行なはれ、その特別の場合として黒點極小期型コロナの形狀を説明してゐる。⁽¹²⁹⁾ これらの考察によれば黒點磁場によつて起される電磁力の作用は本質的に最内部のコロナ層に於ける紅焰の出現とその運動とに寄與することの大きいことが觀取される。然しその基本式 $R = (\mathcal{M} \text{ grad } \mathcal{H})$ は黒點から黒點の方向又はそれと反對の方向に向ふ力とその運動方向に對して抵抗のある場合の質點運動の式と全く同一で、McCrea の瓦斯運動に於ける相對運動の式とも同一であることを注意しなければならない。また噴出状紅焰の如き太陽面より異常に高い場所に達したものにまで黒點磁場の影響が果して存在するか否かに大なる疑問が残されてゐる。その上、黒點群と何時も密接な關係にある太陽面上の爆發現象の出現の場所は、黒點群の場合には、先行黒點と、後續黒點の中間位置に何時も現はれ、單獨黒點の場合には、黒點の本影部(umbra)でなく、半影部(penumbra)の一邊に接近して現はれてゐることを如何に解釋すべきかに觸れてゐない。また爆發現象は黒點群發達の初期に著しいことを見れば、次の輻射壓の項で考へられる如く、磁力のみを黒點型紅焰の運動に於ける主要要素と見做し得るか否かにも問題はある。

(b). 輻射壓 太陽を溫度 6500° 位の黒體として取扱ふことは既に McCrea の研究に於て述べた如く、觀測された水素彩層又は靜止狀紅焰の存在の説明に不充分である。他方、地球のイオン圈で毎秒形成される窒素分子イオンの數の調査から Lyman 線 L_{α} 附近の超紫外線の強さは溫度 6500° の黒體の場合より百萬倍も大きいことが知られてゐる。⁽¹³⁰⁾ かゝる強力な紫外線のあることは彩層殊に紅焰に於て第 2 量子状態にある水素原子の數の異常に多いこと⁽¹³¹⁾ (Adams-Russell の現象)や、ヘリウム線の出現等からも考へられることで

ある。更にイオン圈の研究に於て太陽面上の輝いた短命な爆發は短時間 $\lambda \leq 1000 \text{ \AA}$ の紫外線を放出するものと考へられる。爆發現象の光輝の強さは一様ではないが、こゝでスペクトル領域で太陽面全體の輻射よりも少くとも數倍大きいものとし、然もその發輝面の大きさは太陽面の 10^{-3} 以下と考へてみる。尙 Richardson の研究によれば、(i) 爆發は殆んど何時も黒點と關聯し、黒點が大きく壽命の長いものの群に最も光輝の強いものが見られる。殊に黒點群が不規則な磁性をもつ場合に著しい。爆發は黒點群の存在期間中よく觀測されるが、その群に安定黒點の出来る前の初期に多い。然し極めて著しい光輝をもつもので黒點の全然ない場所にも出現する場合もある。(ii) その壽命は光輝の強さで一様ではないが一般に強いものほど長い。期間は 10~30 分(Newton の結果では 20~45 分)。(iii) H_{α} や H 又は K 線及び連續スペクトルとの像の比較研究から爆發現象は line-emission に屬するものであつて、その場合の光輝の強さは附近の連續スペクトルより約 70% 大きい(Greenwich の結果では 70%~125% 大きい)。(iv) 同時に多くこの現象のよく見られることから、その原因は太陽深部の disturbance であるとしてゐる。

Kiepenheuer は噴出状紅焰はかゝる爆發がその上部にある瓦斯物質に働く場合に起る現象と考へ、簡單のために爆發は L_{α} 輻射とし、瓦斯物質は水素原子と假定して輻射壓を考察してゐる。輻射壓は吸收される勢力で決定されるが、その勢力の極大は emission と absorption の線とが互に重り合ふ場合、即ち相對速度が 0 の場合で光源と吸收體とが同一方向に同じ速度で動く場合又は兩方共靜止してゐる場合である。爆發は太陽深層から相當大きな速度で飛び出したものとすれば、こゝで考へた光源はそれに關聯した大きな速度で動いてゐるわけである。こゝで、太陽面に相對的に靜止してゐる水素原子(靜止狀紅焰)にこの輻射が行

⁽¹²⁹⁾ Kiepenheuer の研究 (I)

⁽¹³⁰⁾ M. N. Saha, l. c.

⁽¹³¹⁾ W. S. Adams, H. N. Russell, Ap. J. **68**, 1 (1928)

A. Unsöld, Zs. f. Phys. **59**, 353 (1930)

はれた後、光源が静止した場合には強力な輻射壓が現はれる。その受ける力が大きいほど短時間で紅焰も大きな速度を持つやうになり、absorptionはemissionに變る。この場合光源は更に遠くまで輻射を行ふが、問題の場所では之れ以上の吸収はなくなる。若し重力の作用が多種の永久的輻射壓で釣合つてゐるものとすれば、Milneのwing effect⁽¹³²⁾と反対な結果を現はし、吸収物質はある一定の速度を持つやうになる。こゝで更に次の爆發が起れば他の一定速度が起り得るので、Pettitの運動法則が説明されるといふのである。

次に紅焰及び爆發が太陽面に相對的速度 \dot{r} 及び $\dot{\rho}$ を夫々有するとすれば、emissionとabsorptionの線の中心距離は $\Delta v = v_0 \frac{(\dot{r} \sim \dot{\rho})}{c}$ (c = 光の速度, $v_0 = L_\alpha$ の振動數) で知ることが出来る。二つの線の形を全體の幅 α の矩形で表はされるものとし、紅焰は静止状態 ($\dot{r} = 0$) にあるものと考へ、更に紅焰の受ける加速度を $\ddot{\rho}$ とすれば、emissionの線が吸収線内に留まる時間(或は衝突の起る期間)は $\tau \approx \frac{\alpha c}{v_0 \ddot{\rho}}$ で表はされる。こゝで $\alpha = 2.10^{13} \text{ sec}^{-1}$ ($\lambda = 1215 \text{ \AA}$ で線の幅 1 \AA に相當す), $\ddot{\rho} = 10^6 \text{ cm/sec}^2$ (爆發の速度が 200 sec の間に 200 km/sec から次第に 0 になる値) とすれば、 $\tau \approx 4 \text{ min}$ となる。この衝突時間は觀測された高速度に達するために必要な時間であるかどうかを次の如く考へてゐる。今紅焰は L_α には全く不透明で L_α 外の輻射には全く透明なものとし、紅焰は瓦斯球(半徑 R) の element の集りとして、各々の element の吸収する勢力を $E = \frac{a^2}{r^2} \pi R^2 J_E$ (τ (a は同様に考へた爆發の半徑, r は爆發と紅焰 element との距離, J_E は爆發の放出する radiation per sec per cm^2) で表はされる。そこで質量、 $M = \frac{4}{3} \pi R^3 n m_p$ (n は 1 立方糎の水素原子の數, m_p は水素原子の質量) の瓦斯球の受ける impulse は $M \dot{r}_\infty = \frac{E}{c} = \frac{a^2}{r^2} \pi R^2 \frac{J_E}{c} \tau$ で與へられ、局限加速度は次の如くなる。

$$\dot{r}_\infty = \frac{3 J_E \tau}{4 R n m_p c} \frac{a^2}{r^2}$$

こゝで、 $r = 5.10^9 \text{ cm}$ と置けば 4 分間に速度 $\dot{r} = 10^7 \text{ cm/sec}$ に達するためには、 $a = 10^9 \text{ cm}$, $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

の場合には $J_E = 5.10^{12} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \text{ sec})$ となる。然るに $T = 6500^\circ$ の黒體では L_α ($\Delta \lambda = 1 \text{ \AA}$) の輻射は $4.10^{13} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \text{ sec})$ であるので、爆發の J_E は 10^6 倍も大きい。既に述べた如く、太陽の L_α 輻射は $T = 6500^\circ$ の黒體の場合より 10^6 倍も大きいものであるので、その輻射の行はれる場所が太陽面の $1/100$ 以下であることを考へれば、爆發のために起る太陽からの輻射の増加は際立つて大きいものではない。従つて要求された明るさは數量的にも妥當と考へられると述べてゐる。この考察は噴出狀紅焰の運動に應用されるばかりでなく、更に多くの日食時に觀測される紅焰上部のコロナ部分にある所謂ドーム形を時間的に相續いて起つた爆發による彩層物質の均一速度で凡ての方向に膨脹してゐる包被線として考へられることを擧げてゐる。

紅焰の上昇運動に於ける速度が均一であるか否かは編者が既に指摘した如く多くの疑問を残すものであるが、在來の Milne の理論に於ける輻射壓の作用が多くの特點で問題となつてゐる際に L_α 輻射を持つて來た所に興味がある。

(c). 抵抗力 こゝで述べるのは最内部コロナ圈の抵抗で、前に磁力の所で問題とした磁氣的抵抗ではない。紅焰を再び球狀のものとして考へ、その半徑を R , 密度を ρ_p とする。之れが密度 ρ_c の霧圍氣の中を速度 \dot{r} で動くものとし、更に $\rho_p \gg \rho_c$ とすれば、紅焰の受ける抵抗は $\pi R^2 \rho_c \dot{r}^2$ で表はされる。紅焰 element の質量を $\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_p$ とすれば、抵抗のために起る負の加速度は

$$\ddot{r} = \frac{3}{4} \frac{\rho_c}{\rho_p} \frac{\dot{r}^2}{R}$$

となる。こゝで $\rho_c/\rho_p = \frac{1}{1000}$, $\dot{r} = 10^7 \text{ cm/sec}$, $R = 10^9 \text{ cm}$ とれば、 $\ddot{r} = 7.5 \cdot 10^2 \text{ cm/sec}^2$ となる。そこでかかる抵抗は最内部コロナに於てのみある場合には存在する可能性が考へられる。以上は Kiepenheuer の新しい研究である。Kiepenheuer が太陽面上の爆發が多量の L_α 輻射を伴つてゐると考へたことは相當妥當な推論である。所謂爆發現象は通常 H_α 又は H 或は K の太陽單光像に於て觀測されるものであるが、之れはまた $D(\text{Na})$, $D_3(\text{He})$, バルマー列の數線, $b(\text{mg})$ その他多分

(132) M. N. 86, 578 (1926)

Ca⁺の赤外線でも観測が行はれるものである。⁽¹³³⁾ この爆発は最大約 80% に於て地球大気上層に影響を及ぼすと考へられてゐるが、爆発の著しい場合でもその影響を見出し難い場合がある。爆発現象の光輝に就いて見るに、一般に強いものほど影響が多いが、最も強い光輝の爆発出現の場合でもそれが何時も地球に影響を及ぼすとは考へられない。⁽¹³⁴⁾ 即ち最も著しい光輝の爆発が太陽面に出現しても、その半数以上は影響が起らないのである。若し之れが事實であり、之れからの推論が正しいものであれば、噴出紅焰の如き太陽面から相當遠い距離に達したものの運動を左右するほどの能力を有する爆発が時間的に相續いて起り得るか否かは疑はしい。その上、之れを一般観測から見るに紅焰は上昇に伴つてその光度を減少してゐる。また紅焰下底の彩層部分に於ても時間的に光度が減退してゐるのが普通であつて、特別の増強は認め難い。Kiepenheuer の研究は編者が指摘した如く相當考慮を要する點が含まれてはゐるが、紅焰と黒點磁場とを結び付けたり、Milne の輻射壓に代つて現今問題になつてゐる L_α 輻射によるものを考へた點は少くとも問題を提供した點で新鮮味がある。⁽¹³⁵⁾

今迄は Pettit の研究とそれに關聯した理論的並びに實驗的研究を挙げ、それ等に對する編者の考察を行つた。その最も大きな結論は Pettit の運動法則が果して正しいかどうか今なほ疑問であることと、それに對する理論的研究も充分妥當の域に達してゐないことである。こゝで紅焰運動を統計的に考慮してみることも無駄ではないと思はれる。紅焰の運動はその種類によつても異なると思はれが、最も一般的傾向は噴出狀紅焰の上昇運動に於て見られることは Pettit の研究によつても明らかにされた所であるので、それに對する Bobrovnikoff の研究を先づ述べることにする。

23. Bobrovnikoff の研究⁽¹³⁶⁾ 此の研究は Pettit の材料⁽¹³⁷⁾ に就いて紅焰上昇運動に關する統計的調査である。Bobrovnikoff は彗星の研究に用ひられた方法⁽¹³⁸⁾ の應用として紅焰の運動に於ける反撥力の大きさを計算してゐる。今、radius vector を r 、時間に對する second derivative を $\frac{d^2r}{dt^2}$ 、 θ をある定つた方向と r のなす角、その

first derivative を $\frac{d\theta}{dt}$ で表せば Newton の法則は反撥力 f を次の如く與へる。

$$f = r^2 \frac{d^2r}{dt^2} - r^3 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \dots \dots \dots (1)$$

紅焰の上昇運動では普通 θ の t に對する變化は小さいので $\frac{d\theta}{dt} = 0$ と假定すれば、(1) の式の第 2 項を省略することが出来る。この場合の f は紅焰に働く力の極大値として考へることが出来る。従つて、問題はある時刻 t_0 に對する r の second derivative を求めることに歸する。こゝで $\left(\frac{dr}{dt} \right)_{t=t_0}$ を \dot{r}_0 、 $\left(\frac{d^2r}{dt^2} \right)_{t=t_0}$ を \ddot{r}_0 と置けば r は展開されて次の如く表はれる。

$$r = r_0 + (t - t_0) \dot{r}_0 + (t - t_0)^2 \frac{\ddot{r}_0}{2} \dots \dots \dots (2)$$

この式で、第 3 次項以上は實際一、二の例にあつてみた結果から無視することが出来るものとして、こゝでは省略してゐる。(2) の式で $t - t_0$ を簡單のために t で表せば、

$$r = r_0 + t \dot{r}_0 + t^2 \frac{\ddot{r}_0}{2} \dots \dots \dots (2')$$

(133) Richardson, l. c.
 (134) Waldmeier, l. c.
 (135) 最近 Waldmeier も Spectrohelioscope による上昇運動の観測に基づいて一つの研究を發表してゐる。Pettit の第 II 法則に對する異議や運動の 3 次元的検討の必要を擧げてゐるが、此等の事項は既に編者も指摘してゐるので省略する。太陽面投影のこの種紅焰の観測で、(i) 紅焰の明るさが上昇に伴つて減少すること、(ii) 高速度の場所は紅焰の一端のこともあるが、多くはその中央部であること、(iii) 基脚部は、之れに反して、太陽面に歸還して明るい斑紋を發生せしめること等を擧げてゐる。この中には既知のこともあるが面白い結果と思はれる。この外に、この種の紅焰に働く力に就いて妥當な理論の未だないことを指摘してゐる。即ち Milne の理論は既に屢々編者の行つた考察で一層明らかであるので省略するが、Kiepenheuer の理論に於ける爆発と紅焰との關係を主として (i) 爆発は Doppler 偏位を伴はないこと、(ii) この種紅焰附近には爆発の出現のないこと等から反對してゐる。Waldmeier の考察は一種の側面觀でなほ検討を要する點もあるが、前記編者の考察をより有利に導くと思はれる。(Zs. Ap. 15, 229, 1938)
 (136) Ap. J. 74, 157 (1931)
 (137) Pub. Yerkes Obs. III, pt IV, 265 (1925)
 (138) Orlow, Pub. der K. U. Sternwarte zu Juriew, 21, Heft 3 (1910)

こゝで時間の起原に凡ての観測時刻の平均 \bar{t} で表はし、観測値 r の平均を \bar{r} とし、更に t^2 の平均を \bar{t}^2 で表はすとすれば、

$$r_0 = \bar{r} - \bar{t}^2 \frac{\ddot{r}_0}{2} \dots \dots \dots (3)$$

となるので、(2)' と組合せて

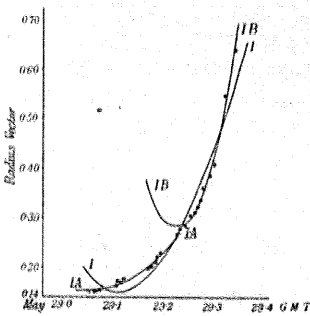
$$r - \bar{r} = t \dot{r}_0 + (t^2 - \bar{t}^2) \frac{\ddot{r}_0}{2} \dots \dots \dots (4)$$

が得られる。即ち時間に對する2次曲線を以て観測を trace しやうとする試みを Bobrovnikoff は行つたのである。(4) の式を早く converge させるために t を日の fraction を以て表した。その解き方は(4)の式を観測にあてはめて最小二乗法により解き、 \dot{r}_0 及び \ddot{r}_0 の値を求め、然る後(3)の式に入れて r_0 を誘導するのである。かくして得た結果から f の値が求められるが、この研究では t の單位を1日の分數、radius vector を天文單位で表はしてゐるので、有效反撥力 μ は太陽面重力を單位として次の如く表はされる。

$$\mu = -\frac{f}{K^2} \quad (\text{但し } K^2 = 2.96 \times 10^{-4})$$

従つて absolute repulsive force は $1-\mu$ となる。この値の公算誤差は \ddot{r}_0 のそれと比例するものである。計算の一例を第13圖に於て示した。

第13圖



1919年V月29日の紅焔。観測全部から求めた軌道 I-I, 初期のもの IA-IA, 後期のもの IB-IB. Radius vector は百萬軒を單位で表はしたもの。時間の單位は1日を以てす。圖上の點は観測値 (Bobrovnikoff)。

この2次曲線を観測に適合させることは、前に編者が指摘した如く、實際の加速度の變化が大きい時には無理がある。即ち加速度が變化の尠ない場合、或は t の相當に短かい期間にのみその曲線の係数を相當よく決定し得るものと考へられる。この見地から Bobrovnikoff の結果を観察するに、

實際観測材料を取捨したり、時間的區分を行つてゐる場合もあるので、この研究は優れたものと見做すことは出来ない。

結果は表として與へられてゐる。例へば第13圖に於ける IA-IA 及び IB-IB の曲線は \bar{r} を 0.1839 及び 0.3801 として夫々計算したもので、 $v_0 = 7.9 \text{ km/sec}$ 及び 37.3 km/sec , $1-\mu = 1.0058 \pm 0.0010$ 及び 1.0622 ± 0.0037 となつてゐる。Ca⁺ 紅焔及び H 紅焔に於ける $1-\mu$ の平均値は夫々 1.133 ± 0.014 及び 1.387 ± 0.057 で後者の方が大きい結果となつてゐる。また $1-\mu$ の値を太陽面からの高さに區分してゐるが、その値は高さと共に増大してゐる。これから見ても均一加速運動としての取扱ひ方に矛盾が見られる。それは兎に角として加速度の増大現象は前記の諸理論で解釋されない所である。

更に Bobrovnikoff は平均速度 v_0 と $1-\mu$ との關係を圖示してみ、 $v_0 = 200$ に對する $1-\mu$ の値は $v_0 = 0$ に對する $1-\mu = 1.00$ の 1.9 倍であることを指摘し、Unsöld⁽¹³⁹⁾ の Ca⁺ の K 線の形 (contour) から、やはりその速度に對して $1-\mu = 1.9$ となり、極めてよく一致することを擧げてゐる。然し Minnaert⁽¹³⁹⁾ の測定では $1-\mu = 2.8$ となり大分異なつてゐる。また Woltjer⁽¹⁴⁰⁾ に従つて一つの原子に働らく輻射壓による momentum を

$$M = \frac{q_2}{q_1} A_{2 \rightarrow 1} \frac{c}{8\pi\nu^2} F_\nu$$

(但し $q_2/q_1 = 3$ (weight の比), $A_{2 \rightarrow 1} = 1.6 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$ (transition probability), $F_\nu d\nu$ は ν と $\nu + \Delta\nu$ の間に送達される勢力の量) で表はし、Minnaert⁽¹³⁹⁾ の K 線の中心の過剩強度の値 0.07 を用ひて 1.38 と求めてゐる。この値は zero Doppler effect に對するものであるが、この論文での Ca⁺ 紅焔の平均値 1.13 に對してずつと大きく、水素紅焔に對する 1.39 とはよく一致してゐる。然し理論と測定値の一致不一致の議論はその理論に這入る種々の數値になほ不確實な所があり、然も問題の取扱ひ方に相當缺陷のある場合には兩者の良否を定めることは困難なことである。

(139) L. d'Azambuja, Ann. Obs. Paris-Meudon 8, 6 (1930)

(140) Bull. Astr. Inst. Netherlands, 5, 43 (1929)

Bob ovnikoff は更に $1-\mu$ 及び v_0 の値の變化の原因に論究し、紅焰の2次的爆發によるものとして、彗星の尾に於ける CO^+ 瓦斯の場合を引證してゐる。

この研究では、Pettit が不連続均一運動で表した多くの場合が、たとへ全部でなくとも、双曲線で示し得る場合があることを示すものとして注目に値する。

24. 編者の研究 前述諸氏の紅焰運動に関する研究と、それらに對する編者の考察の主な歸結の一つは、紅焰運動特にその上昇運動を更に統計的に吟味する必要があることである。編者は既にこの問題を取扱ひ發表も行つたが、なほ不十分に思はれる點も尠くないので、こゝにその後集めた材料をも加へて考察を行ふことにする。その順序として、Pettit が觀測または集録した紅焰⁽¹⁴¹⁾のうちで夫々の目的に適合するものを選び出し、(I) 紅焰の高さを時間の冪級數で表はした場合の主要項の検討、(II) 紅焰上昇運動に於ける速度と太陽中心距離との關係、(III) 膨脹を伴つた上昇運動としての紅焰の運動を考察する。以上で得た結果に就いて編者が集めた、(IV) 東京天文臺觀測の紅焰を検討した後、その運動に現はれた特徴に對する、(V) 理論的考察を行ふ積りである。次に(VI) 紅焰運動の一般的演繹に及び、終りに(VII) 要約として主な結果を綜合することにする。この中で既に發表した事項と重複する個所⁽¹⁴²⁾もあるので、その部分は簡単に述べることにする。

(I) 紅焰の高さを時間の冪級數で表はした場合の主要項。之れに關しては既に検討を行つて居り、⁽¹⁴³⁾ 然もその後の研究に於ても變更を要する個所を認めないので、考察の方法と結果のみ述べることにする。既に編者が指摘したやうに、Bobrovnikoff の用ひた式(2)は、加速度の變化のある場合には長時間に亘る觀測を trace することは難しいと考へられる。かゝる場合に凡ての項が相當の精密さで存在することは頗る疑はしいものである。Bobrovnikoff の研究に於て、觀測を適當に取捨したり、或は短時間に區分したりして、よい結果を誘導するやうに努めてゐることで、その無理な點が窺はれる。編者はこの點を先づ明らかにするために、觀測が4時間以上に及ぶ紅焰を

Pettit の集めた材料から撰び出し、Bobrovnikoff が時間の起原に觀測の平均時を用ひたのに反して、編者は最初の觀測の時を以てその起原として計算を行つた。統計に用ひた式は Bobrovnikoff と同じ假定の下に、氏の用ひた(2)の式に相當するものである。然し種々の影響をも考慮する必要上、時間の4乗冪の項まで最初に取扱つたものである。即ち

$$r = r_0 + r_0'(t-t_0) + \frac{r_0''}{2!}(t-t_0)^2 + \frac{r_0'''}{3!}(t-t_0)^3 + \frac{r_0^{IV}}{4!}(t-t_0)^4 \cdots (1)$$

この式を用ひ、紅焰個々の上昇運動に就き各々の係數値を最小二乗法で決定したのである。その主な結果は次の如くである。(i) ある紅焰では時間の奇數冪の項は全部負となるが他の場合に之れと反對に偶數冪の項が負となる。然し紅焰の運動は大體この2つの場合に大別し得る。(ii) 時間の高次冪の項を一つづゝ減じて計算をしてみても、觀測値と計算値との偏差は、次第に増大するはずの處、それに著しい變りがないのみでなく、(i)の關係は依然保持される。従つてかゝる假定の下に於ける計算には時間の2乗冪の項まで考慮すれば充分である。(iii) これらの場合に得られる結果は觀測値と相當大きな偏りを持ち、一般に満足すべきものと考へられぬ。

こゝで問題となることはかゝる數式を用ひた時に、何れの項が主要なものであるかである。それに就いては種々の場合に對する數值的検討が必要となる。その結果として、(i) 上記の式を用ひて紅焰運動を出来るだけよく表はすためには、一般には時間の偶數冪の項のみが存在するとするか、または、之れと反對に奇數冪の項のみが主要なものとなるかの2つの場合の何れかに大別することが出来ることと、(ii) その多くの場合は r_0'' の項まで考慮すれば充分であることを擧げることが出来る。考察は紅焰個々の場合のみでなく、或るものに就いてはその生涯の前期、後期に就いても行つた。こゝで前期、後期の區分は、紅焰の平均觀

(141) Pub. Yerkes Obs. III pt IV, 205 (1925)

Ap. J. 76, 45 (1932), 85, 279 (1937)

(142) Proc. of Phys.-Math. 18, 598 (1936)

(143) l. c. pp. 600-605.

第 8 表

Prom. No.	Stage	No. of Obs.	r_0	r_0'	$\frac{r_0''}{2}$	Mean deviation
1	Whole	26	0.1920±0.0057	0	6.472±0.047	0.035
1	Earlier	13	0.2205±0.0005	0	4.575±0.014	0.005
1	Later	13	0.3450±0.0095	0	32.623±0.345	0.023
3	Whole	13	0.1103±0.0089	0	12.637±0.601	0.009
3	Earlier	9	0.1239±0.0003	0	8.803±0.076	0.002
4	Whole	18	0.1234±0.0311	2.277±0.280	0	0.011
4	Earlier	10	0.1857±0.0013	0	16.715±0.314	0.007
4	Later	8	No reasonable solution			—
8	Whole	14	0.0470±0.0051	0.758±0.019	0	0.041
8	Earlier	6	0.0824±0.0009	0.302±0.032	1.598±0.250	0.002
8	Later	8	0.1425±0.0052	1.038±0.196	0	0.021
22	Whole	15	0.0984±0.0084	0	11.076±0.802	0.038
25	Whole	23	No reasonable solution			—
25	Earlier	6	0.1196±0.0015	0	1.670±0.216	0.006
25	Later	17	0.1715±0.0071	0	127.088±0.520	0.028
26	Whole	8	0.0715±0.0130	0	27.638±0.697	0.064
27	Whole	9	0.0740±0.0037	0.566±0.025	0	0.013
29	Whole	11	0.0389±0.0003	0.520±0.009	0	0.005
30	Whole	15	0.2072±0.0055	0	43.272±0.885	0.053
30	Later	9	0.3264±0.0075	6.208±3.460	0	0.017
31	Whole	10	0.0910±0.0014	0	5.989±0.095	0.009
35	Whole	40	0.0284±0.0042	0	63.486±0.191	0.038
35	Earlier	19	0.0754±0.0013	0	55.154±0.089	0.015
35	Later	21	0.1818±0.0015	13.251±0.044	0	0.018
36	Whole	20*	0.1112±0.0144	0.353±0.070	1.716±0.233	0.008
36	Earlier	10*	0.1214±0.0015	0	3.401±0.170	0.004
36	Later	10*	0.2010±0.0038	1.024±0.054	0	0.010
38 I	Whole	10*	0.0930±0.0034	0	8.779±0.321	0.006
38 II	Whole	24*	0.2221±0.0048	1.967±0.191	30.89 ±1.70	0.009
38 II	Earlier	10*	0.2410±0.0093	0	49.48 ±4.41	0.007
38 II	Later	14*	0.4583±0.0034	3.475±0.321	32.99 ±7.83	0.005
40	Whole	15*	No reasonable solution			—
40	Earlier	8*	0.0126±0.0076	0	1.162±0.101	0.010
40	Later	7*	0.1628±0.0078	12.891±0.628	0	0.010
41	Whole	30	No reasonable solution			—
41	Earlier	15	0.0440±0.0018	0	593.1± 32.4	0.001
41	Later	15	0.0832±0.0044	28.68 ±3.12	5832.8±410.1	0.007

測時より前にあるものと、その後にあるものによつた相対的なものである。時間の2乗累の項までの結果を第8表に擧げた。紅焰の高さは太陽面からのものである。この點この前の發表で太陽中心からの距離を用ひたのと異なる。その計算には時間の單位は1日、距離の單位は太陽半徑を用ひてゐる。紅焰36以後は以前の發表にないものである。

番號 38 の紅焰は途中で明かに不連続なのでその前後で別々に取扱つた。番號 39 は非常に不規則ではあるが、大體等速運動と考へられるので計算を省いた。番號 41 の紅焰は、編者が勝手につけた番號で MeMath, Pettit 等によつて觀測された所謂レコード破り(高さ及びその速度に於て)の紅焰で短時間に生滅したもので、他の紅焰と

壽命や運動の全く異なると考へられるものである (14) これらのうちで観測が極めて多數のものは適當に平均値を求め、それに就いて計算を行つた (*印のもの). 紅焰個々に對する説明は Pettit の發表にある. また個々に對して種々注意すべきこともあるが、次の機會に譲り、主な結果を概括すれば次の如くである. 即ち (i) 紅焰の運動は一般に時間の偶數累または奇數累のいづれかの級數で比較的好く表はされるものである. (ii) 時間の乘累の項まで考慮した場合には、中心力に相當する項は一般に紅焰の初期に於て存在するが、その後期または全期間では必ずしも存在しない. (iii) 時間の 2 乗の項まで考へた場合には、その速度に相當する項は紅焰の後期または全期間にかなり多く認められるがその初期では稀れである. (iv) 中心力に相當する項の係數が紅焰の初期より後期に行

くに從つて増大を示してゐる場合がある. 紅焰の高さが増すに從つて、中心力が増大してゐることは Bobrovnikoff の研究に於て擧げられてゐる結果の 1 つであるが、この場合にもその傾向を示してゐる場合がある. 然しどの紅焰でもその項は必ず存在するとは考へられない. (v) その外、上記の表の mean deviation (0-C を符號に關はらず全部加へ合せて観測數で割つたもの) で知られるやうに、観測値と計算値との隔たりは、一般に紅焰初期の観測に於ては他の場合より小さいものである.

以上に於て得た結果の一部は Bobrovnikoff の結果と所謂所の兩面をなすと考へられるが、これらは次の考察によつて解釋され得べきものである. (東京天文臺, 天文學文獻抄第 3 冊別刷) (未 完)

(14) Pub. of Astr. Soc. of Pacific 49, No. 292 (Dec. 1937)

論 叢

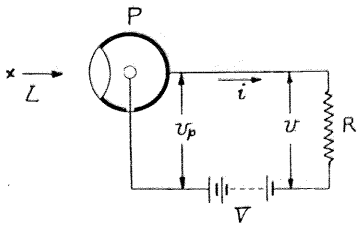
光電管並びにその使用法 (II)

本 多 侃 士

2 光電管使用法

2.1 負荷特性: 之迄は光電管自體のことに關してのみ説明した. 次は之を應用する場合に必要な使用法に就て述べる. 使用に當つては、電流を測定する計器、又は電位差を得べき抵抗の類 (之等を一般に光電管の負荷と云ふ) が必ず存在する. そこでこの様な状態に於ける特性に就いてまづ考へる必要がある.

今第 8 圖に於て、光電流 i を光電管電壓 v_p



第 8 圖

及び光束 Φ の函數であると考へて、

$$\delta i = \frac{\partial i}{\partial v_p} \delta v_p + \frac{\partial i}{\partial \Phi} \delta \Phi \dots\dots\dots(4)$$

を得る. $1/\left(\frac{\partial i}{\partial v_p}\right)$ を内部抵抗 R_i , $\frac{\partial i}{\partial \Phi}$ を感度 S_p と記し、且 v_p の代りに $(V-iR)$ を入れると、

$$\delta i = \frac{R_i S_p}{R_i + R} \delta \Phi \dots\dots\dots(5)$$

從つて R の端子電壓 v の變化 δv も $R\delta i$ として得られる. R_i, S_p は何れも局所的の量であつて、特性曲線の走り方、從つて V, R, Φ によつて異なる. 然し (5) 式は光電管特性の一般的の表はし方であるから、瓦斯入型、真空型共に適用し得る. 例へば真空型の飽和部分を考へると、 $1/R_i$ は零、而も S_p が定數となるので (5) 式は

$$\delta i = S_p \delta \Phi \dots\dots\dots(6)$$

となり、之から前の (3) 式も誘導し得る. 又同じ $\delta \Phi$ に對し瓦斯入と真空型とを比較すると、

$$\frac{(\delta v)_{gas}}{(\delta v)_{vac}} = \frac{1}{1 + \frac{R}{(Ri)_{gas}}} \frac{S_{gas}}{S_{vac}} \dots\dots(7)$$

となる。夫故 R_i, S_p の大きき次第では瓦斯入型を使用して却て δv が小なる場合も起る。

2.2 光電管の用途： 光電管はその用途極めて廣範圍に亙り、分類にも困難を感じる次第であるが、その使用法から、次の如く大別して説明を試みる。

1. 精密測光 精密を要するので、光電管のみならず測定用計器にも十分注意を要する。

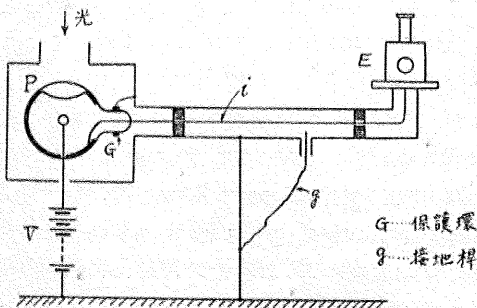
2. 光電流の多段増幅 微弱な光電流の變化に應じた動作を他の機器に行はせる場合であつて、光電流を増幅するに數段の眞空管を要する。

3. 光電繼電器 光の照射又は遮斷を動機として機械の始動又は停止を行ふ場合である。此時は精密な量的條件は要せぬが、光の變化をなる可く大なる電氣的變化に導く點に特異性がある。

以下之等三つの場合に就て取扱上の要點を簡單に説明しやう。

2.3 電位計、檢流計による測光： 電氣的に見ると光電流を精密に測ることがこの場合の最重要點である。光電流が $10^{-10}A$ 以下は是非共電位計によることを要するが、夫以上の場合には檢流計による方が簡便である。光電管兩電極間の絶縁は十分高いことを要するので、全部の端子を同一ソケットに挿込む種類のもの適しない。

光電流が $10^{-11}A$ 以下にもなると光電管の暗流がやはり此程度であり得るので、光電管の取扱ひが困難となる。有害な光及び電氣的妨害に對して十分の遮蔽を施すは勿論、管自身の漏洩電流を阻止する爲に、保護環(第9圖の G)を取附ける。



第 9 圖

アルカリ金屬蒸氣が管内部の絶縁部分に附着して漏洩の因を爲す虞れもあるので、内部にまで保護環を設ける場合もある($10^{-12}A$ 以下の場合に多い)。管外面の漏洩を阻止する手段としては光電管を乾燥し、又はパラフィンの如きものを管に塗布して好結果を得ることが多い。特に注意を要する場合には管をパイラックス硝子で作つたり、又は端子引出部分を石英硝子にしたりする。

扱、電位計を使用して小電流を測る方法は敢て光電管に限ると云ふ意味ではないが、一應説明すると、第9圖の如く P は眞空光電管、電壓 V は十分 P を飽和状態で使用するに足る大ききなることが必要である。 P から E に至る導體部分 i は完全に大地とは絶縁されて居て、此部分全體の對地靜電容量を C とする。光を當てた後 g の接地を切離すと同時に時間 t を測り始め、 E の示す電位 V_E を讀むと、この時の飽和電流 I は

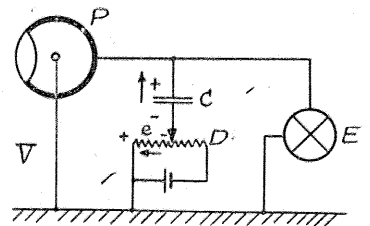
$$I = \frac{CV_E}{t} \dots\dots(8)$$

によつて求められる。餘り V_E を大にすると I が未飽和部分に陥り、又電位計の靜電容量も變る虞れがある。この方法では t を長く選べば如何に小なる電流も求め得る理ではあるが、絶縁部分 i の漏洩抵抗 R の存在を考慮に入れると、

$$I' = \frac{CV_E'}{t} = I \frac{CR}{t} (1 - \epsilon^{-\frac{t}{CR}}) \dots\dots(9)$$

となり、その誤差 ϵ は從つて、

$$\epsilon = \frac{I - I'}{I} = \frac{t}{2CR} \dots\dots(10)$$



第 10 圖

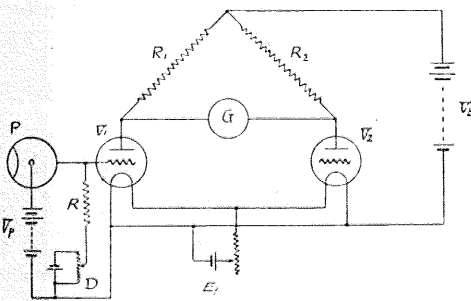
となる。(10)式から分る如く餘り大なる t を選ぶことは無意味になるので、實際は數十秒、長く一分の程度である。

電位計法の一に補償法と云ふのがある。第10圖に於て電位計 E と並列に蓄電器 C を接続、光電流によつて現れる電壓を電位差計(Potential

meter) D の起電力 e で打消して E の偏れを零に戻し、 e を D の目盛から讀まうと云ふのである。之は前の方法よりも手数は多くかかるが、誤差を少なくし得ると云ふ利點がある。照射時間を測定する必要あることは前法と變らない。時間の測定を除くには C の代りに高抵抗を使用すればよい。

2.4 眞空管による測光： 光電流の精密測定は相當の煩雜さを伴ふから、もつと簡便な方法があるならば幸である。そこで熱電子眞空管を應用したのが此方法である。然し精密測定に對しては勝手な眞空管を使用し得ないので、UX-54 と云ふやうな特別なものが作られて居る。之は3極とは別に空間電荷格子を具へた4極管であつて、特徴としては、光電管回路の抵抗端を接続すべき格子の絶縁を極度に高く ($10^{15}-10^{16} \Omega$) 保ち、且陽極電壓を8V と云ふ如き小値に抑へて管内残留瓦斯の電離、其他有害な電子放射を防いで居る。之によると $10^{-15}A$ 位の、普通ならば電位計によらねばならぬ電流を眞空管陽極回路の檢流計で測り得る。そこでこの眞空管は Electrometer tube の名で通つて居る。

又第11圖は眞空管のブリッジ接続である。 V_1 ,



第 11 圖

V_2 は同じ様な特性の眞空管であつて、 D を以て豫め平衡をとり、後 P を照射して R に光電流が通ると、檢流計 G は偏れる。そして若し眞空管の無歪部分を使用すれば、 G の偏れは光電流に比例する。此接続では眞空管の陽極電池がブリッジ回路の外にある爲、その電壓變化が電橋の平衡を妨げること少なき點に特徴を有する。 R_1, R_2 には數萬オームを選ぶのが普通であつて、 V_1, V_2 に前述 UX-54 を使用すると $10^{-17}A$ 程度まで測定し得ると云ふ。更に D として精密な電位差計を使用、照射状態で再び平衡を求めることにすると、

其儘零位法にもなり、一層精度は増加する。 V_1, V_2 の特性の相異に基く誤差が入らないからである。

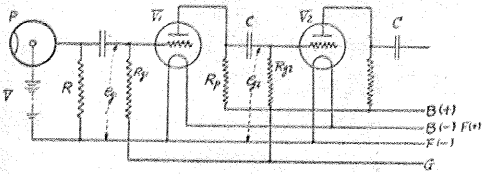
眞空管を幾段にも使用して高度の増幅を得んとする方法もあるが、増幅されるのは目的の電流ばかりではなくて、有害な種々の電流成分も亦同じく増幅されることを考えると、この方法が精密測定に餘り重きを置かれぬ理由が分る。此方法でなければならぬ場合は寧ろ 2.2 項に述べた第2の應用方面に起るのであつて、次項に於て説明を試み度い。

2.5 光電流の多段増幅： 微弱なる光電流を數箇の眞空管を以て幾段にも増幅し度い場合がよくある。光電流の波形を少しも害せず正しく増幅するには、波形の直流分迄その儘増幅し得る抵抗増幅による外ない。その回路は全く眞空管と抵抗の組合せに終始する。

抵抗であるから周波数の影響が無い點にその特異性がある。然し各抵抗内には増幅に役立つ大なる電位降下を生じて眞空管に加はる電壓を減殺するので、陽極電源の電壓は十分大なることを必要とする。更に次段眞空管の格子を正しい電位値に保つ爲にもこの電位降下が邪魔をするから、之が補正にも多數の電池を要する。之等の電池を常に健全な状態に保つ爲には使用中と否との別なく多大の手数を要する。之が直流増幅の困難な點である。

光電流の交流分だけの増幅だと事情は餘程簡單となる。抵抗の代りに變壓器を使用すれば、夫自身交流電壓を増幅する上に、直流電壓は絶縁するから、各眞空管の電壓を供給する電源が著しく簡單となる。交流増幅の缺點は周波数によりその増幅度を異にする、従つて波形に歪みを與へることであつて、取扱ふ周波數範圍が廣くなる程技術的困難が加はる。

そこで交流増幅の利點を生かし、而も波形の歪みをなるべく抑へんとするのが抵抗、容量増幅法である。之は第12圖に示す如く第1の眞空管の出力側を次の眞空管 V_2 の入力側に入れるに、陽極回路の抵抗 R_1 の電壓を利用すること全く抵抗増幅に異ならぬが、 V_2 の格子電位を R_0 を通して單純に制御し度い所から R_1 と R_0 との間に C を挿入して V_1 側の高い直流電壓が V_2 格子回路



第 12 圖

に入ること阻止する。此場合には夫故電源は餘程簡單となり得る。

V_1 の格子に加へられた交番電壓 e_{g1} と次の V_2 格子に現はれる交番電壓 e_{g2} との関係は

$$A = \frac{e_{g2}}{e_{g1}} = A_0 \frac{R_g}{\sqrt{(R_0 + R_g)^2 + \left(\frac{1}{2\pi f C}\right)^2}} \quad (10)$$

但し $A_0 = \frac{\mu R_p}{R_i + R_p}$, $R_0 = \frac{R_i R_p}{R_i + R_p}$

となる。式中 R_i, μ は V_1 管の内部抵抗及増幅率であつて、各真空管につき與へられるものである。若し $R_g \gg R_0, R_g \gg \frac{1}{2\pi f C}$ の如く選べば、 A は A_0

に近寄り、周波数 f の影響が減すると共に C 挿入の爲に起る増幅度 A の減少も緩和する。 C の影響は f の小なる程著しく現れるから、増幅せんとする波形中最小の f に対して適當の C を選定することを要する。

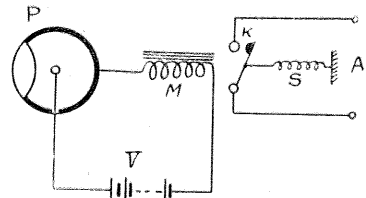
茲に光電管自身の電極間に存する僅少なる静電容量の影響に就ても一言し度い。此容量は數マイクロ・マイクロ・ファラッドと云ふ小さなものであるが、光電流が高周波 ($10^6 \sim$ 程度) となると、その影響が現れる。それは静電容量の示す等價的抵抗 (リアクタンスと云ふ) が $10^5 \Omega$ 程度にまで減少し、之が光電管回路の抵抗と並列に接続されたやうな形と爲るに由る。従つて抵抗は十分大なる値を有しても電壓は大きく現れ難くなる。其上抵抗自身も之と類似の静電容量を有するから、抵抗値を大にすることは徒らに波形の歪みを増す結果に陥り易いことを注意する要がある。

光電流の多段増幅に於ては光電管から與へられる電壓が極めて小なる場合が多い。此様な時に問題となるのはそれに伴つて増幅される他よりの妨害である。之を防ぐ爲には増幅回路の遮蔽に注意すると同時に、接続導線部分等をなるべく短くすること、真空管及び光電管の結合抵抗に過大なものを避ける必要がある。

近來現れて來た二次電子増幅管は一つの管によつて著しく大なる増幅を妨害なしに行ひ得ると云ふ美點を有する。之は恰も光電管電極と同様に處理された電極面に電子を射突すると良好な條件の下では1箇の電子にて 8~9 箇の二次電子を生ずることを利用し、二次電子放射を多くの電極面に反覆させて光電流の著しい増幅を行ふ、面白いものである。

2.6 光電繼電器：光電管應用の相當廣汎な領域を占めるのが茲に述べる光電繼電器である。既に述べた通り、光の明滅又は變化を利用して他の裝置を始動又は停止し度いのであるから、光の變化から相當大なる電氣的變化に導かねばならぬ。前項の如き多段増幅によつても勿論目的を達することは可能であるが、簡便にして堅牢なるべしとの實用的條件を満足するとは決して申されぬ。

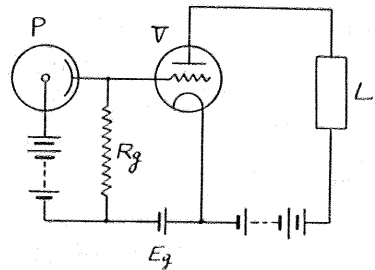
光電繼電器の要素的概念を示せば第 13 圖の如く、光電管の負荷として繼電器を接続した迄であ



第 13 圖

る。圖では P に光が當る間だけ電磁石 M が動作用して接點 K を閉ち、 A 回路に電流を通する。光を遮斷すれば彈條 S が K を開く。又若し M と S との位置を交換すれば光を遮つた時のみ A が閉ちることになる。

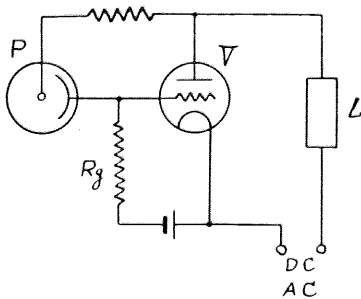
然し實際は光電流が小さい爲に第 13 圖の儘では目的を達しかねる場合の方が多い。そこで一度はやはり増幅管の力をかりる必要がある。第 14



第 14 圖

圖はその一例、光電管が動作せぬ限りは真空管の格子には E_0 の負電圧が存在するから真空管電流は甚だ小さいが、 P に光が當ると光電流の通過により R_g に電位差を生じ格子電位は一躍零又は正にまで變るので、大なる電流が負荷 L に通り目的の動作をさせることが出来る。この例でも P 及びその電池の接続方向を逆にすれば、光の遮斷の間だけ動作する。

茲に巧みな接続法がある。それは第 14 圖の動作を行はせるに真空管と光電管とに共通の電源を用ひた第 15 圖であつて、更に P と V とを一つ



第 15 圖

の真空管に纏めたものすら作られて居る。此接続だと電源が單一だから、電池を廢して電燈線に接続しても良い。交流電源を使用し得ると云ふことは著しく實用價值を増すものであることは特別説明する迄もない。

更に一層大なる電流變化を起し度い場合には真空管の代りに 3 極放電管を使用することが便利である。之は 3 極真空管中に水銀蒸氣又は不活性瓦斯を入れたものであつて、瓦斯の電離によつて、數百ミリアンペアから數アンペア（大きいものは更にいくらかも大電流を通じ得る）の電流を通じ、

而も電壓は僅かに 20 V 位で足りると云ふ誠に便利なものである。サイクロンは即ち此種類に屬する。

真空管と異なる所は、格子電位の負値を減じて一旦放電が始まると、後は格子電位を變化しても陽極電流は全く變化しないことである。之は格子電極の導體各部は放電によつて生じた陽イオンの空間電荷層に圍繞されて、その電界が遮蔽されて了ふからである。そこで放電を止める手段としては陽極電位を減ずるより外はない。これは一見不便であるが、前述の如く陽極電源に交流を用ひると、電壓は絶えず交番するので、各半周期毎に放電は必ず一度は停止して居る。夫故この管は交流に適することに特徴を有するのであつて、而も格子電位の大きさによつて放電を開始する陽極電圧が異なるから一層面白い應用の途がある。

結 び

光電管の歴史を顧ると既に 50 年の歳月を経て居るが、光電管らしい光電管が作り始められてから歴史は未だ甚だ浅い。その應用方面の開拓は之からであると云ふも差支なからう。而して眞の應用はそのものゝ理解から始まる。この意味に於て此一文が何かの御役に立たば望外の幸である。説明を敢て周知の事柄に限り貴重紙面を穢したことに對し深く謝する次第である。

最後に、關口、田中兩先生より講演の要旨を纏めよと云ふ御命令を受けつゝ、多忙に紛れ荏苒今日に及んだことを茲に改めて御詫び申し上げて置き度い。

抄 録 及 資 料

Gale 週期彗星 (1927 VI=1938 a) この彗星は 1927 年に出現した週期約 11 年の土星屬週期彗星で本年回歸する筈で、英國の B. A. A. 會員によつて位置推算表(近日點通過本年 IV 月中旬として)が計算せられてゐたが、米國 Harvard 天文臺の Cunningham は軌道要素を改算し、近日點通過を V 月 16 日とし、その日を中心として近日點通過の日を 16 日宛かへて五つ通りの位置推算表を計算し、續いて V 月 1 日撮影の寫眞から終に自ら

發見した。近日點通過は VI 月中旬である事が明かとなつた。Cunningham の要素は次の通りである。

T	1938	V	16.896	U. T.	(計算)
		VI	18.5	U. T.	(觀測より)
ω	208.°869	e	0.75953		
Ω	67.513	1950.0	$1/a$	0.20332	
i	11.708		P	10.91 年	

觀測位置は次の通りである。

1938	U. T.	α 1938.0	δ 1938.0	等級	觀測地
V	1.2442	$17^{\text{h}} 23^{\text{m}} 22^{\text{s}}$	$-13^{\circ} 4' "$	10	Harvard (Cunningham)
	9.2803	$17^{\text{h}} 25^{\text{m}} 7.5^{\text{s}}$	$-16^{\circ} 42' 51''$	11	LaPlata (Dawson)
VI	1.7535	$20^{\text{h}} 3^{\text{m}} 8^{\text{s}}$	$-32^{\circ} 25.1'$	11	烏田 (清水)
	4.7340	$20^{\text{h}} 24^{\text{m}} 57^{\text{s}}$	$-34^{\circ} 19.5'$	11	" (")

次第に東南に進行するため本邦からは観測困難である。(神田)

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 V 月中の報時修正値は次の通りである。(+)は遅すぎ(-)は早すぎを示す。但し此

の値は第1次修正値で、精密な値は東京天文臺發行のピレチンに出る筈である。

1938 May	11 ^h			21 ^h			1938 May	11 ^h			21 ^h		
	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
	最初	最終		最初	最終			最初	最終		最初	最終	
1	-.03	-.04	-.04	-.04	-.04	-.04	16	-.02	-.02	-.04	-.02	-.02	-.07
2	-.06	-.06	-.10	-.04	-.03	-.07	17	-.02	-.03	-.04	-.05	-.05	-.05
3	-.04	-.04	-.06	-.10	-.10	-.10	18	-.02	-.03	-.05	-.06	-.06	-.09
4	-.06	-.07	-.09	-.11	-.11	-.14	19	-.09	-.09	-.11	-.10	-.10	-.11
5	-.13	-.13	-.14	-.17	-.17	-.17	20	-.13	-.12	-.14	-.12	-.12	-.13
6	-.17	-.17	-.18	-.04	-.04	-.04	21	-.01	-.02	-.04	+.02	+.01	+.01
7	-.08	-.08	-.09	-.11	-.11	-.11	22	+.01	-.00	+.01	+.01	.00	+.02
8	-.02	-.02	-.02	-.01	-.02	-.02	23	+.05	+.05	+.04	-.01	.00	-.03
9	.00	-.01	-.03	-.02	-.02	-.02	24	+.23	+.23	+.24	+.51	+.51	+.50
10	-.02	-.02	-.04	-.02	-.02	-.04	25	-.16	-.16	-.15	-.14	-.14	-.15
11	-.01	-.02	.00	.00	-.01	-.03	26	+.07	+.07	+.05	+.10	+.10	+.08
12	.00	+.01	+.01	+.01	.00	-.04	27	-.02	-.02	-.07	-.08	-.09	-.08
13	-.06	-.06	-.06	-.07	-.06	-.07	28	-.01	-.01	-.03	-.06	-.09	-.01
14	+.05	+.05	+.07	+.05	+.04	+.01	29	-.08	-.06	-.04	-.02	-.02	-.05
15	+.05	+.05	+.02	+.05	+.06	+.04	30	-.03	-.03	-.04	-.06	-.06	-.10
							31	-.08	-.08	-.06	-.08	-.09	-.03

IV 月に於ける太陽黒點概況 太陽面は依然盛な活動を續けて居り、大黒點群が次から次へと出現した。非常に大きなアメーバ状の半影を持つたものもかなり多い。

使用器械、方法等については本誌第 31 卷 第 4 號第 77 頁参照。

日	黒點群	黒點數	黒點概況	日	黒點群	黒點數	黒點概況
1	S	104	中央部に不整形黒點群 (I)	16	9	115	IV, V 優勢
2	S	103	I 發達, 東部に小黒點群 (II)	17	9	136	IV 減少, V 増加, 東に新群 (VI)
3	—	—	観測なし	18	7	126	IV 西邊へ, V 整形となる, VI 數多し
4	S	79	I 數多し, II 發達	19	8	139	IV 消失, V も減少, VI 優勢
5	10	68	I 減少, II 數多し	20	9	113	VI 優勢
6	12	108	II 優勢, 東部に小群現はる (III)	21	8	140	VI 中央部に來る, 數多し
7	—	—	観測なし	22	—	—	観測なし
8	9	71	II 殆ど消失, III 發達す	23	—	—	"
9	—	—	「持つ	24	8	111	VI 減少し初む, 東邊に新群 (VII)
10	7	78	III 優勢, 先行者は大きな半影を	25	—	—	観測なし
11	—	—	観測なし 「出づ (IV)	26	8	61	VI 非常に少くなる, VII 擴がる
12	7	118	III 減少, 東北部に半影のある群	27	—	—	観測なし
13	8	124	III 小黒點に分る. IV 數多し	28	10	106	VII の群中央部に並ぶ 「(VIII)
14	7	176	IV 優勢, 大きな半影ある群あり (V)	29	13	118	VII 依然中央にて優勢, 東に新群
15	7	128	IV 依然數多し, V も益々増加	30	11	145	VII 減少, VIII 増加

(東京天文臺發表)

小惑星の一般運動計算表 としては今迄に存在してゐたものは Brendel, Bohlin, Wilson, Strömberg 等のものであり, Hecuba, Hungaria 二群に狭まれた範圍のものに就いて實に便利なものであつた。Hecuba 群に對しては Zeipel の計算した表があり、之を少し改良したものとては Berkeley 表があつたが、何れも出版が舊く、入手困難である。所が今回 Berkeley 表を眞數計算に適する様、又表値の精度を整へる様に改良した表が E. Rabe によつて發表された。(Sitz-Ber. 18 1937, Berlin) 本表による時は大抵の計算は計算尺又は掛算表で充分で

あり、その精度は普通の小惑星に對して $0^{\circ}.001$ 又は $0^{\circ}.00001$ の程度である。説明の所に公式が與へてあり、誰でも直に應用する事が出来る。原表の Berkeley 表の實用成績は $630''$ 位の小惑星 16 箇に應用した結果は 60 年位の期間で半度以内で位置を豫報する事が出来た。(Leuschner 其他による) 殘る Hungaria 群に對しては余山の Villemarqué が研究し計算表を發表してゐる (Zö-Sè Ann. 19 pt. 3). 猶彼は總ての Hungaria 群の小惑星に就いて攝動を求めてゐる。(廣 瀬)

天 象 欄

流星群 VII 月にはペルセウス座流星群の前驅も現はれ次第に出現數を増す。月末の水瓶座流星群は稍々著しいものである。

	赤經	赤緯	附近の星	性質
VII 月—VIII 月	22 ^h 12 ^m	+28°	ペガサス座 γ	速, 痕
VII 月—VIII 月	20 12	+24	小 狐 座	速, 短
中 旬	21 8	+31	白 鳥 座	速
29 日前後	22 36	-11	水 瓶 座	長, 顯著

15 日	1 0	+49°	ペルセウス座 (輻射點移動)	速, 痕
31 日	2 8	+54°		

變光星 次の表は VII 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 30 卷附録 24 頁にある VII 月中に極大に達する筈の星で觀測の望ましいものは牛飼座 V, ケフェウス座 S, ケフェウス座 T, 蛇遺座 X, 射手座 T, 乙女座 RS, 乙女座 SS 等である。

アルゴル種	範 圍	第 二 小 極	週 期	極 小				D	d		
				中 標 常用時 (VII 月)							
023969	RZ Cas	6.3-7.8	—	1	4.7	2 ^d	22 ^h	28 ^m	0	4.8	0
033974	YZ Cas	5.7-6.1	5.8	4	11.2	2	18,	25	3	7.8	0
005381	U Cep	6.9-9.2	7.0	2	11.8	5	20,	20	19	9.1	1.9
182612	RX Her	7.2-7.9	7.8	1	18.7	5	21,	21	22	4.8	0.7
145508	δ Lib	4.8-5.9	4.9	2	7.9	5	21,	26	20	13	0
171101	U Oph	5.7-6.4	6.3	1	16.3	2	23,	7	23	7.7	0
191419	U Sge	6.5-9.4	—	3	9.1	22	1,	28	19	12.5	1.6
194714	V505 Sgr	6.4-7.5	—	1	4.4	4	0,	22	22	5.8	0
191725	Z Vul	7.0-8.6	7.1	2	10.9	2	22,	29	22	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 (VII 月)

(東京天文臺回報 (59) に據る)

日 付	星 名	光 度	月 齢	潜 入 時 刻	a	b	方 向 角		日 付	星 名	光 度	月 齢	潜 入 時 刻	a	b	方 向 角	
							P	V								P	V
1	B.D. + 6° 2233	8.8	3.6	19 46	—	—	170°	115°	4	B.D. - 7° 3439	8.7	6.6	20 39	—	—	100°	57
1	B.D. + 6° 2237	7.9	3.6	19 51	—	—	90	35	4	B.D. - 7° 3448	9.0	6.7	22 34	—	—	65	13
2	B.D. + 1° 2492	9.0	4.6	19 33	—	—	110	60	5	68 Virginis	5.6	7.6	21 25.0	-1.5	-0.3	64	23
2	B.D. + 1° 2495	6.3	4.6	19 51.4	-0.8	-1.7	113	62	8	B.D. - 20° 4364	5.9	10.6	20 41.2	-2.1	-1.8	141	139
2	B.D. + 1° 2497	8.9	4.6	20 33	—	—	95	42	10	B.D. - 21° 4449	6.8	11.8	0 53.8	-1.0	-0.5	66	25

時刻は中央標準時。表の説明に關しては第 3 號参照。

太陽・月及び惑星

主として東京天文臺綱纂理科年表に據る。時刻は凡て中央標準時。出入、南中は東京に於けるもの。
表中十五日置きの赤經、赤緯、時差、黃經、距離、視半徑、視差は凡て 12^h に於ける値。

太陽

月日	赤經	赤緯	時差	木星	距離	視半徑	出	南中	入
VII 1	6 37 32.6	+23 9 54	- 3 29.6	4.367	21.0	21 54	3 26	8 54	
16	7 38 59.4	+21 29 51	- 5 48.1	9.536	7.8	0 0 23 56	6 15	12 30	
31	8 38 37.3	+18 27 50	- 6 17.6	20.304	1.7	1 14	8 5	14 56	
				海王星	30.546	1.2	10 8	16 26	22 44

時差 = 眞太陽時 - 平均太陽時

月日	黃經	地球からの距離	視半徑	水星	金星	火星	木星	土星	天王星	海王星
VII 1	98 37 3	1.016 7281	15 45.4	1.106	1.116	2.645	4.198	9.288	20.087	30.770
16	112 55 2	1.016 3862	15 45.7	3.0	7.5	1.8	21.9	8.0	1.7	1.2
31	127 14 42	1.015 0816	15 46.9	6 25	7 49	4 48	20 54	22 59	0 17	9 11

黃經は年初の平均分點に對するもので、光行差は含まれてゐない。距離は平均値 149 504 201 km を單位としてある。

半夏至 (100°)	小暑 (105°)	土用 (117°)	大暑 (120°)	水星	金星	火星	木星	土星	天王星	海王星
VII 2 22 39	8 4 32	VII 20 18 33	23 21 57	0.884	1.004	2.656	4.078	9.045	19.846	30.960

() 内は黃經を示す。

月日	出	南中	入	出入方位	南中高度
VII 1	4 28	11 44 31	19 1	北 29.7	77.5
16	4 36	11 46 49	18 57	27.5	75.8
31	4 47	11 47 19	18 47	23.6	72.8

出入方位は東又は西より測りたるもの。

距離は地球からのもので、その單位は太陽に於けるものと同様。

月

月日	地平視差	出	南中	入
VII 1	59 58.06	8 14	14 53	21 24
16	54 47.00	20 45	1 57	7 46
31	58 23.06	9 14	15 14	21 6

(訂正 前號, 月の地平視差は 12^h に於ける値にて, 0^h と記せるは誤.)

上弦	望	下弦	朔	赤道通過	最南	最北	赤道通過
VII 4 22 47	13 0 5	20 21 19	27 12 54	VII 3 5 38	10 9 48	17 22 27	24 14 20
				赤道通過	赤道通過	赤道通過	赤道通過

最遠	最近	地球からの距離
VII 12 6 3	26 19 44	1.05 698
		0.93 162

距離は平均値 384 403 km を單位としてある。

惑星

月日	距離	視半徑	出	南中	入
VII 1	1.292	2.6	5 8	12 27	19 47
金星	1.222	6.9	7 20	14 18	21 16
火星	2.621	1.8	5 0	12 16	19 32

惑星現象

VII 1 ^日	VII 25 ^日
水星, 日心黄緯最北	火星, 太陽と合
3 海王星, 月と合	27 火星, 月と合
3 地球, 遠日點通過	29 水星, 月と合
11 土星, 太陽と下矩	30 金星, 月と合
16 木星, 月と合	30 海王星, 月と合
20 土星, 月と合	31 金星, 海王星と合
22 天王星, 月と合	31 水星, 太陽から東方最大離隔
24 水星, 降交點通過	

小惑星

等級	9 ^h	赤經 1938.0	赤緯 1938.0
2 Pallas	VII 1 ^日	23 ^h 37 ^m 5 ^s	+8° 19'.7 9.4
	9	23 39 26	8 10.1 9.3
	17	23 40 41	7 49.8 9.2
	25	23 40 46	7 17.6 9.1
VIII 2	23	39 37	+6 32.1 9.0
4 Vesta	VII 1	15 30 16	-12 48.6 6.2
	9	15 29 55	-13 32.6 6.2
	17	15 31 37	-14 21.9 6.4
	25	15 35 14	-15 15.2 6.5
VIII 2	15	40 40	-16 11.1 6.6

社團法人日本天文學會定款拔萃

第一章 名稱及事務所

- 第一條 本會ハ社團法人日本天文學會ト稱ス
 第二條 本會ハ事務所ヲ東京府北多摩郡三鷹村東京天文臺構内ニ置ク（中略）

第四章 會 員

- 第十一條 本會ノ會員ヲ別チテ左ノ二種トス
 一 特別會員 二 通常會員
 第十二條 特別會員ハ會費トシテ一年金五圓ヲ納メ若クハ一時金七拾圓以上ヲ納ムルモノトシ通常會員ハ會費トシテ一年金參圓ヲ納ムルモノトス
 第十三條 會員ハ毎年一月末日迄一年分ノ會費ヲ前納スベキモノトス但便宜上數年分ヲ前納スルモ差支ナシ
 第十四條 既納ノ會費ハ如何ナル場合ニ於テモ返附セズ
 第十五條 本會ニ入會ノ手續ハ左ノ如シ
 一 通常會員タラントスル者ハ氏名現住所職業及生年月日ヲ記シ會費ヲ添ヘ本會ニ申込ムベシ
 二 特別會員タラントスル者ハ氏名現住所職業及生年月日ヲ記シ特別會員二名ノ紹介ヲ以テ本會ニ申込ムベシ
 三 會員ノ入會許可ハ理事長之ヲ行フ
 第十六條 退會セントスル者ハ本會ニ申出ヅベシ
 第十七條 會員ニシテ會費滯納ニケ年以上ニ及ブ者又ハ本會ノ體面ヲ汚損スル行爲アリト認ムル者ハ評議員會ノ議決ニヨリ除名スルコトアルベシ（以下略）

昭和 13 年 6 月 25 日 印刷
 昭和 13 年 7 月 1 日 發行

定價 金 30 錢
 （郵 稅 3 錢）

編輯兼發行人

東京府北多摩郡三鷹村東京天文臺構内
 福 見 尙 文

印 刷 人

東京市神田區美土代町 16 番地
 島 連 太 郎

印 刷 所

東京市神田區美土代町 16 番地
 三 秀 舍

發 東京府北多摩郡三鷹村東京天文臺構内
 行 社團 日 本 天 文 學 會
 所 法人
 振替口座 東京 13595

東京市神田區表神保町 堂
 東 京
 東京市神田區南神保町 書 店
 岩 波 書 店
 東京市京橋區根町 3 丁目 3 番地
 北 隆 節 書 店
 東京市芝區南佐久間町 2/4
 恒 星 社
 東京市日本橋區通 2 丁目 6 番地
 九 草 株 式 會 社

THE ASTRONOMICAL HERALD

VOL. XXXI NO. 7

1938

July

CONTENTS

- M. Notuki: On the Motion of Solar Prominences (IV). (Collective Review) . . . 125
- K. Honda: Photo-electric Cell and its Use (II). (Article) 133
- Abstracts and Materials—Sky of July, 1938