

目次

論説

星雲の彼方(三)

理學博士 萩原雄祐 四一

惑星狀星雲(四)

理學士 窪川一雄 四七

雜錄

ウォルフ、ライエ星(一)

O.S.ビールス 五三

雜報

エロスが細長く見えるとの電報——高速度の天體——月及び惑星の溫度——強い電氣放電で照らされた瓦斯のスペクトラ——無線報時修正値

觀測

太陽のウォルフ黒點數——十二月に於ける太陽黒點概況

五七——五九
五九——六〇

流星群

變光星

東京(三鷹)で見える星の掩蔽

惑星だより

附錄

變光星の觀測

一——二

Contents

Yusuke Hagihara; Beyond the Nebulae (III)(41)

Kazuo Kubokawa; Planetary Nebulae (IV)(49)

C. S. Beals; Wolf-Rayet's Stars. (1).....(53)

A. Telegram Concerning the Figure of Eros.
— An Enormous Cosmic Velocity.— Lunar and Planetary Temperatures — Spectra of

Gas Lighted with Strong Electrical Discharges.— The W. T. S. Correction during January. Wolf's Number of Sunspots—Solar Activity, December.

The Face of the Sky and the Planetary and other Phenomena for March.

Observation of Variable Stars.

Editor; *Rikiti Skiguti.*

Associate Editor; *Masaki Kaburaki.*
Kazuo Kubokawa.

●天體觀覽 四月一日(水)午後六時半より八時まで。當日曇天又は雨天の場合は翌日。翌日も不可能ならば中止。見えるものは月、火星、木星、オリオン星雲等。精しくは天象欄参照。

●正誤表 前月號 二二頁下二十五行 グラシモビッチ、二三頁上五行 グラシモビッチ、下六行 グランモウイチ、下十一行 グランヒウイチは何れもグラシモウイチの誤りにつき訂正す。

●會員移動

入會

中村 董治 耶君(福岡)	三宅 恒夫 君(東京)
奥 芳 雄君(朝鮮)	高木 友三 耶君(東京)
新岡 武 彦君(札幌)	岩 野 俊 逸君(新潟)
武 藤 互 朗君(岐阜)	岩 間 猷 治君(山梨)
野村 眞太 耶君(東京)	平原 喜 佐子君(鹿兒島)
鹽 味 辛 三君(京都)	川 島 實君(東京)
山本 正 巳君(東京)	川 田 三 耶君(東京)
紅 谷 隆 二君(大阪)	手 島 欽 三君(大阪)
津川 軍次 耶君(函館)	鈴 木 三 耶君(東京)
水 野 保君(東京)	子 安 吉 樹君(大阪)
麻生 佐七 耶君(大阪)	吉 持 俊 太 耶君(東京)
加藤 秀 雄君(東京)	矢 野 耕 象君(東京)

退會

高橋 雄太郎君	富田 直道君	竹山 義雄君	細川 賀茂君
高原 國胤君	田中伊太郎君	山田 吉夫君	齊藤吉之助君
遠藤 正人君	蔡 毅父君	太原 四郎君	岩田 半六君

死亡

石井 武次 耶君

星雲の彼方(三)

理學博士 萩原雄祐

第七節

以上の観測の結果を説明し得るやうな新しい宇宙論を立て得やうか。一九二三年にエッディントンが相對性理論なる本を書いた中に、實際の宇宙は、ドシッターのでも、アインスタインのでもなく、その中間のものであると云つた。この豫想は實現され得やうか。

こゝに最近の天文學に面白い事實があらはれた、それは物質が輻射エネルギーに變るといふことである。星の内部構造の理論を研究してゐるうちに、エッディントン先生は、星の輻射エネルギーの源泉は、星の核近くで物質がエネルギーに變じるのにあるといふことを、一九一四年に提案した。質量とエネルギーとの當量は、恰も熱力學の第一法則で、熱とエネルギーが當量であるやうなものなることが、既に特別相對性理論にあらはれてゐた。かくて光子に質量的の効果があらはれて、例のコムトン効果などが出てくるのである。ところがエッディントンののは、物質が崩壊してエネルギーになつて了ふ。この説は物理學上實驗室での證明は當分はできなからう。しかし天文學上の理論から、かくならなければどうしても觀測の説明がつかなくつた。ジーンズ、リンデマン兩先生は大いに反對したが、後年、一九二七年になつて、ジーンズはこれに賛成して、實に不可思議なる星辰進化論を築き上げた。かくて物質即電子が崩壊してエネルギーになる説には反對者がなくなつた。はからずもミリカン教授等の物質を透過す

る性の驚くべく強い輻射線の發見となり、それが銀河とか大星雲の方向から來ることが確められて、物質崩壊説は一步強みを増したことになつた。

近頃の量子力學又は波動力學では、物質或は電子は、シュレディンガー教授の所謂 *Konfigurationsraum* に於ける波動であるといふ考へがある。これからしても物質崩壊といふことは無鐵砲な假説ではなささうである。電子が相互に、波のやうに干渉して縞をあらはすことが、ダヴィソン、ジャーマー兩氏により、又我國では菊池氏により實驗されてゐる。殊にディラック博士の量子力學に基いて、クライン博士及我仁科博士の研究になる散光の理論は、この超透過光線の性質に關して何等かの暗示を與へてゐる。近くはミリカン教授及エプスタイン教授もこの方面の研究に忙しい由である。なほ一方に原子核の構造、放射能作への量子力學の應用は、ガモフ、クダール、バネルジ等の諸氏の研究があるが、猶初期であるは免れない。此等の研究はやがてこの超透過光線の性質から物質崩壊説の理論的根據に導くであらうが、今はともかくこれを跳び越して、物質崩壊を承認してやつてみやう。

一九三〇年四月アメリカ加州パサデナのトルマン博士は、此物質崩壊説と、遠方の星のスペクトルの偏移とを共に説明する相對性理論による宇宙論をワシントンの學士院に發表した。宇宙は一樣であり等質であるとすることは前と同一であるが、非靜的と假定する。物質が輻射エネルギーに變する時には、物質と輻射とは萬有引力の場に及す作用は異なるべき故に、宇宙の萬有引力の場は靜的とは考へられない。そこでアインスタインの入項のある場の方程式を(第三節参照)この假定のもとで積分しやう。空間の直角座標を x, y, z とし、 μ をば時間 t と x, y, z の函数とすると、線素は

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 + h^2$$

と書かれる。此線素は次の五つの假定から出てゐる。

(一) 星雲の觀測が示すやうに、線素は空間的に對稱なること、

- (一) 光の速度は正反對の方向でも同一なること、
- (二) ある座標系に關して靜止せる星雲はその座標系では常に靜止してゐること、
- (三) 星雲により圍まれた固有容積 (其點に靜止せる座標系で測つた靜止容積) の時間による増加は、位置には關しないこと、
- (四) 物質の固有密度は位置にはよらないこと、
- (五) 假定三から μ は

$$e^{\mu} = \frac{e^{g(t)}}{\left(1 + \frac{r^2}{4R^2}\right)^2}$$

と求められる。 $g(t)$ は t のみの函数である。物質の崩壊といふ現象から $g(t)$ は常數ではない。宇宙は安定だといふ考へから、我々の座標系で加速度をもつ星雲も時と共に靜止するやうになると假定して $g(t)$ は時間と共に増加することが知れる。この函数の形はしかし決定し得ないで、トルマンは、實驗式を出す時のやうに、 $g(t)$ を t の冪で展開して、

$$g(t) = 2(k_1 t + k_2 t^2 + k_3 t^3 + \dots)$$

$$ds^2 = \frac{e^{-2kt}}{\left(1 + \frac{4r^2}{R^2}\right)^2} (dt^2 + dr^2 + d\theta^2 + d\phi^2) + dt^2$$

と書いた。 k, k_1, k_2, \dots は常數である。かくて線素は

$$\frac{r}{1 + \frac{4r^2}{R^2}} = r$$

とおけばいい。(第五節)。宇宙にある輻射の壓力が、宇宙にある塵埃等の平均密度よりも遙に大であると假定する。この假定の至當なることをトルマンは示してゐる。宇宙全體の質量は、 A を t によらない常數とすると、

$$M = A \left\{ \frac{6}{R^2} e^{kt} - \frac{4}{R^2} e^{3kt} \right\}$$

で、従つて、物質の質量の減じる割合は

$$\left[\frac{1}{M} \frac{dM}{dt} \right]_{t=0} = 3k$$

或は更に詳しくは

$$\left[\frac{1}{M} \frac{dM}{dt} \right]_{t=0} = \frac{\left(\frac{1}{R^2} - 2k_1 \right) - 18 \frac{k_2}{R} - 12k_1}{\left(\frac{1}{R^2} - 2k_1 \right)} \cdot k$$

となる。一方、我々の座標系で測つた光源との距離を l と置くと、光の方程式は $ds^2 = 0$ であるから、 $\frac{dl}{dt} = e^{-kt}$ となり、光が光源即星雲を出た時と、我々に達した時とを夫々 t_1, t_2 とおくと、

$$l = \frac{1}{k} (e^{kt_1} - e^{kt_2})$$

兩方の非常に短い時間 dt_1 と dt_2 との間には

$$\frac{dl_2}{dt_2} = e^{k(t_2 - t_1)}$$

の關係があるから、スペクトル線の波長 λ の赤への偏移は

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = k_1 l$$

更に詳しくは

$$\frac{d}{dl} \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda} \right) = (k + 2k_1 t_1 + 3k_2 t_1^2 + \dots) \cdot \frac{1}{1 + \frac{r^2}{R^2}}$$

即求める關係が出た。ハッブルとフマンソンの觀測の、赤への偏移から計算した k の値は、一年につき 5.1×10^{-10} である。これ等の觀測では $t_1 = 10^6$ 年であるから、一年につき k_1 は 5×10^{-18} より小で、 k_2 は 5×10^{-26} より小で棄ててもいい。物質崩壊の方はジーンズの値をとると、星により可なり異なるが、平均をとると同じ値に出る。故にトルマンに従へば、物質崩壊と

ドブレ効果とを同時に一つは他の結果といふ風に出たのである。

次にはトルマンは、この線素より、星雲の観測された可視直径と、可視光度とに對する距離の關係を求めた。さきの出した線素へ

$$\frac{r}{1 + \frac{r^2}{4H^2}}$$

と置く。線素は極座標 r, ψ, θ を使へば、

$$ds^2 = -e^{g(t)} \left(\frac{dr^2}{1 - \frac{r^2}{H^2}} + r^2 d\psi^2 + r^2 \sin^2 \psi d\theta^2 \right) + dt^2.$$

今もなる時刻に観測者の座標で測つた δ_0 の實直径の距離 r にある星雲が、観測者から見て ψ の擴がりを持つたとする。

$$\delta_0 = e^{\frac{g(t)}{2}} r \delta \psi.$$

標準にとつた等しい實直径 δ_0 の星雲が、 t_0 の時刻に測つた観測者の座標で r_0 の距離にあつて、 ψ_0 の擴がりを持つならば

$$\delta_0 = e^{\frac{g(t_0)}{2}} r_0 \delta \psi_0.$$

此二つの星雲から来る光は同時に t_1 に観測者に達したものとす。猶光の波長の間には、

$$\frac{r_0 + \delta r_0}{r_0} = e^{\frac{g(t_1) - g(t_0)}{2}}$$

なる關係があるから、

$$r = r_0 \frac{1 + \frac{\delta r_0}{r_0}}{1 + \frac{\delta r}{r}} \frac{\delta \psi_0}{\delta \psi}.$$

次に t_1 に光子が直角に通過する r の距離にある球面の固有面積は $4\pi r^2 \sin^2 \psi$ である。この表面の光子の平均エネルギーは $h\nu_0 \left(1 + \frac{\delta r_0}{r_0}\right)$ である。又前の時のやうに $\frac{dL_1}{dA_1} = 1 + \frac{\delta r}{r}$ なる關係があるから、星雲の測定された光

度は

$$L = \frac{H_0 E_0}{4\pi r^2 e^{g(t_1)}} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{\delta r}{r}\right)^2}$$

H_0 は平均エネルギー E_0 の光子が、星雲から出る割合である。此測定は星雲に静止した座標系でなされたものとしてある。標準の星雲に關しては、を附すると

$$r = r_0 \frac{1 + \frac{\delta r_0}{r_0}}{1 + \frac{\delta r}{r}} \sqrt{\frac{L_0}{L}}$$

を得る。これより次の重要な關係

$$\frac{\delta \psi}{\sqrt{L}} = \left(1 + \frac{\delta r}{r}\right)^2 \times \text{定数}.$$

この式を觀測と比較するには少し材料が足りないで、近き將來を目してゐる。

この遠方の天體からのスペクトル線の偏移については、猶米國バサデナのツウ・キー氏の説明がある。星の間の空間にある稀薄な塵埃が、そこを通る光に影響を及すと考へて、第六節に述べたハッブル、フマソンの觀測より出したスペクトルの偏移と距離との關係を處理したのである。此現象は光の散光とは吸収とかでないこと、問題の偏移は波長によらないこと、銀河系外星雲の寫眞の像は明瞭なることより、コムトン効果やラマン効果ではないこと、又銀河系内の相對性理論による萬有引力の場の相異から来る影響とみると紫への偏移でなくてはならないことを論じた。この人の考へは線素の非靜的といふのではなくして、同じ現象を説明しやうといふのである。エネルギー $h\nu$ の光子は $h\nu$ の重力質量を有することは相對律からわかる。此 $h\nu$ が質量 M の近くを通れば、道が曲るのみならず、質量 M に運動量及エネルギーを與へて、自らは反動を受けて、エネルギーと波長とを變じるといふ。丁度質量の引力によるコムトン効果とも云ふべきもので

ある。今引力が光の速度で傳はるものとし、光が x 方向に、 $-D \hat{x} \wedge D \hat{t} + D \hat{y}, 0 \wedge \hat{y} \wedge D$ (D は D' に比し非常に大とする)なる一様な密度 ρ の物質中を通過する時に受ける x 方向の運動量の變化は、 κ を萬有引力常數とすると

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{h\nu}{c} \right) = 1.4\pi\kappa\rho \frac{DD'}{c^2}$$

テンブルッケンカーテは D と D' とを等しくおいた。 ρ の限界はハッブルにより 10^{-25} 瓦/離 $\nu \sim \rho \sim 10^{-25}$ 瓦/離 ν なる値を採用すると、銀河系の相互距離 $D' = 10^6$ パーセクに ρ とすると

$$3 \times 10^{-2} > \frac{4\nu}{c} > 3 \times 10^{-7}$$

と出る。ハッブルの渦状星雲の観測よりは $4\nu/c$ は六百分の一位であるから、この式はよく観測を説明する。

テンブルッケンカーテは、球状星團にこの理論を應用した。渦状星雲の場合のやうに宇宙塵埃密度は小ではないので、これを常數とはおかれぬ。我銀河系内を考へてゐるからである。星團の距離を常數と置いて、スペクトル偏移と、銀河系内塵埃の密度との關係を出した。ツウヰキーの豫言するやうに、この二つの比は不變である。なほ太陽向點の値はストレムベルグの結果を使つて、低い緯度の星團には、この偏移が大だといふ尤もらしい結果を得てゐる。此現象もあるのだらうが、これのみですべてを説明し得たと云ふよりも、こゝにいふ宇宙の膨脹と二つの作用が重なつたものが實際だらうと思はれるとは、ジーンズの考へである。

(文 獻)

Eddington, The Mathematical Theory of Relativity. 1923.

Internal Constitution of the Stars. 1926.

Stars and Atoms. 1928.

天文月報第十九卷七號及八號、大正十五年、

J Jeans, Astronomy and Cosmogony. 1928.

天文月報二十一卷一六七頁、昭和三年、

Schrödinger, Vier Vorlesungen über Wellenmechanik. 1928.

de Broglie, Introduction à l'Étude de la Mécanique Ondulatoire. 1930

Klein-Nishina, Zeitschrift für Physik. 52 (1929) p. 853.

Milikan, Proc. Nat. Acad. Sc. 16 (1930) p. 421.

Physical Review. 36 (1930) p. 1595.

Gamow, Z. f. Phys. 51 (1928) p. 204.

Kudari, " 53 (1929) p. 61.

Sexl, " 54 (1929) p. 445.

Banerji, Philosophical Magazine, [vii] 10 (1930) p. 450.

Robertson, Proc. Nat. Acad. Sc. 15 (1929) p. 822.

Zwicky, " 15 (1929) p. 778.

ten Bruggencate, " 16 (1930) p. 111.

Tolman, " 16 (1930) pp. 320, 409, 511.

第八節

第六節の終りに述べた如く、アインシュタインの宇宙(A)も、ドントターの宇宙(B)もいけない、観測の事實とは一致しない。勿論ガリレオ系(C)は問題外である。アインシュタインの宇宙項のある萬有引力の場の方程式のルメートルの非靜的の解について屢々話した。それは一體どんなものであるか。

單位の長さの曲率半徑をもつ三次元の楕圓空間の線素の二乗を

$$ds^2 = dx^2 + \sin^2 x (dy^2 + \sin^2 y d\theta^2)$$

と書くと、第三節の(A)に於ても又は(B)に於ても h を1として、 $\sin x = r$ とすると得られるやうに、四次元の世界の線素は

$$ds^2 = -R^2 dt^2 + u dl^2$$

と書かれる。 κ を萬有引力常數、 ρ を宇宙の平均固有密度とし、 V を視線速度とすると、

$$(A) \text{では } R = \text{常數}, u = \text{常數} = c^2, \kappa\rho_0 = \frac{2}{R^2}, \frac{V}{r} = 0,$$

$$(A) \text{では } R = \text{定数}, u = c^2(1-r^2) = c^2 \cos^2 \chi, \kappa p_0 = 0, \frac{V^2}{c^2 r^2} = \frac{1}{R^2},$$

なることは前に述べたが、ルメートルの宇宙、これを(D)と名づけることにすると、

$$(D) \text{では } R = R(t), u = \text{定数} = c^2$$

で、宇宙の曲率半径は時と共に $t \rightarrow \infty$ の極限值 R_0 から、 $t \rightarrow +\infty$ まで、絶えず増大する。かくて

$$\kappa p_0 = \frac{2R_0}{R^3}, \quad V^2 = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{R_0^2} + \frac{2R_0}{R^3} \right) - \frac{1}{R^2},$$

この式から観測の数値を入れて、 R_0 と、現在の R の値とを計算ができる。 $R = R_0$ にはこの式は(A)になり、 $R \gg R_0$ には(B)となる。ドシッターは、オールの出した渦状星雲の平均固有質量の 10^{14} 倍の太陽といふ値を採用して、CGS単位で $\rho_0 = 2 \times 10^{-28}$ 即 $\kappa p_0 = 3.7 \times 10^{-55}$ を出し、それからハッブルの観測から $\frac{V}{r} = 0.5 \times 10^{-27}$ を計算した。(D)宇宙については、 $R_0 = 0.8 \times 10^{27}$ 糎、 $R = 1.6 \times 10^{27}$ 糎で、無限に遠い昔に比べて宇宙の半径は二倍になつてゐる譯である。 R_0 以上の値の百分の一を採用すると

$$R_0 = 1.1 \times 10^{27} \text{ 糎}, \quad R = 8.4 \times 10^{27} \text{ 糎}$$

になる。宇宙の全質量は、 $\pi^2 R_0^3 \rho_0 = 2\pi^2 R_0 / \kappa$ で、 ρ_0 の上の値のどれをとるかに従つて、 0.9×10^{55} 瓦、又は 1.2×10^{55} 瓦となる。

ドシッターはルメートルの批評をするために、ルメートルの論文にあらはれた二式

$$\left. \begin{aligned} \frac{2}{R} \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{1}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{R^2} = \lambda - \kappa p \\ \frac{1}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{R^2} = \frac{1}{3} (\lambda + \kappa p), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

から出發した。これは第五節に述べたフリードマンのと同じの式である。この一つをエネルギー保存則

$$\frac{dp}{dt} + \frac{3}{R} \frac{dR}{dt} (\rho + p) = 0 \quad (2)$$

で置き換へて、ルメートルよりも一層一般な解を求め、観測からその中の常数を決定して、ルメートルの解が實際に近いことを示してゐる。ルメートルは、この式で

$$\kappa p_0 = \frac{\alpha}{R_0^3}, \quad \kappa p = \frac{\beta}{R^3}$$

とおいた。従つてエネルギー保存則は

$$R \frac{d\alpha}{dt} + 3\beta R = 0. \quad (2a)$$

とした。我々は(1)の微分方程式の第二と、この保存則とから進むことにする。ルメートルは、宇宙の全體積 $\frac{4}{3}\pi R^3$ が一定と考へた。即ち α は常數、従つてエネルギー保存則(2a)から β は常數となる。ルメートルは更に此 β を零に等しくおいた。こゝではこれ等を一般に放任しておいて、變形すると、微分方程式から、フリードマンの場合と同じく、 R に關して楕圓積分を得る。 R_0 を適當にとつて

$$\begin{aligned} Z = \frac{R}{R_0}, \quad Z^2 = (z^2 - 2z + 1 + a)(z^2 + 2z + b) \text{ とおくと} \\ \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = \frac{1}{3} \lambda \frac{Z^2}{z^2} \end{aligned}$$

がそれである。 a, b は常數で、(D)宇宙は、 $a=b=0$ に相當する。これを解くと

$$\sqrt{\frac{\lambda}{3}} c(t-t_0) = \log(\sqrt{z^2 + 2z + b} + 1) + \frac{1}{\sqrt{b+3}} \log \frac{\sqrt{z^2 + 2z + b} - 1 - \sqrt{b+3}}{\sqrt{z^2 + 2z + b} - 1 + \sqrt{b+3}}.$$

及び $\frac{\alpha}{R_0} = \frac{6(1+a-b)}{3-a-b}, \quad \frac{\beta}{R_0^2} = \frac{(1+a)b}{3-a-b}.$

故に半徑は $r = 1 - \delta$ に於ける R_0 から、 $r = 1 + \delta$ における ∞ に増す。共に兩極端では漸近的である。ルメートルのは $\alpha = 0$ の場合で、 $\alpha = 0$ は $\alpha = 0$ の重根に相當する。 $\alpha \neq 0$ ならば、 $\alpha > 0$ 又は $\alpha < 0$ に應じて、初期の半徑は有限か零かであるが、現在の有限な R の値に達するに要する時間が有限で、約 10^9 年になるから、棄てる。故に $\alpha = 0$ が正しきので、(D) がよきことになる。従つても非常に小さくなる。 $\alpha = 0$, $\beta = 1$ の宇宙は輻射のみで物質はなし。 $\alpha = 1$, $\beta = 0$ は (B) 宇宙である。

ルメートルはかく宇宙の壓力は零で物質は不變のものとしたが、ドシッターは物質が輻射になることも考へに入れた。觀測から綜合して輻射のために物質の減じる割合 $\frac{dR}{R} = 10^{-10}$ とした。

$$\frac{dR}{R} = -\gamma \frac{dR}{R} \quad \gamma \text{ は } 2 \times 10^{-10} \text{ となる。}$$

すると

$$R^{\alpha} = \frac{\alpha_0}{R^{\alpha+\gamma}}, \quad R^{\beta} = \frac{\beta_0}{R^{\beta} + 3(1-\gamma)} \frac{1}{R^{\alpha+\gamma}}$$

第二項は輻射物質からの輻射壓である。かゝる性質ではない輻射は宇宙にないとすると、第一項は瓦斯壓力に相當するもので銀河系外星雲を瓦斯分子と考へた時の at random の運動によるもので、ハッブルに従へば、この値は毎秒 150 軒となる。第二項を第一項に對して棄てると、 β は 10^{-10} 位で、ルメートルの假定 $\beta = 0$ は事實に近きことが知れる。ルメートルと同じく

$$\frac{p}{R} = \text{常數}$$

となり、at random の運動は $\frac{1}{R}$ に比例して減じることになる。 R^{α} の第二項を次に考へる。宇宙の全輻射壓は星からの輻射のみによるといふ前と同じ假定をすると、それは $\frac{\pi^2}{15} \frac{\alpha_0 R^{\alpha}}{3(1-\gamma)}$ に等しき。 $\gamma > 0$ なる故に輻射の全量は、物質が輻射に變じる時にへる。一見矛盾のやうであるが、

宇宙の斷熱變化で壓力の減じる割合が、物質が輻射に變じるために増す壓力の割合よりも大なりと考へると、この事情が首肯できる。ルメートルもこの事については論じてゐる。それからドシッターは光の方程式を出して、ドプレル効果は

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{V}{\gamma}$$

と出した。更にこの膨脹しつつある (D) 宇宙内の質點の、他の質量のまはりの運動を檢べて、宇宙の膨脹の影響はごく小なることを證してゐる。

トルマンの式は $R = R_0 e^{\alpha t}$ で、 α を常數とすると、(1) の方程式の積分が容易にでき、

$$\alpha = 6R - 4\beta_0 R^2, \quad \beta = \beta_0 R^4 - R^2, \\ R = R_0 e^{\alpha_0(t-t_0)}, \quad 3\alpha^2 + \beta_0 = \lambda$$

となつて、あまり香しくなく、ドシッターは云々。

トルマンはルメートルを評してゐる。ルメートルの二つの根本の假定、即宇宙の固有壓力を零におつたこと、及び最小の固有容積は無限の過去にあるといふことの不可を論じてゐる。

第一の假定からは輻射に物質の變じることが出て來なくなる。この方はドシッターの吟味中に補はれてゐる。第二の假定は宇宙項の係數 λ と、 $\lambda = \frac{1}{R_0^3}$ なる關係を出した。この方は決定的の批評はできない。トルマンは再び數個の可能な宇宙をば、彼の函數 g (前節参照) を補つて提出してゐるが、面倒だから略する。

とまれ、前節に述べたトルマンの理論中、星雲が安定なりといふことと輻射壓が平均密度より遙に大なりといふ假定はとも面白くない。此第一の假定から、次節に云はうとするエッディントンの反駁なる、反對の傾向なる物質崩壊と宇宙膨脹とを原因結果と見做したのにも拘らず、宇宙は膨脹するといふ結果を生じた。トルマンのために辯ずれば、これは量子力學でいふ斷熱不變式論におけるのに相當して、平衡状態にありながらも徐々に變

化する現象を取扱つたとみればよい。第二の假定からは、宇宙の膨脹が可なり進んで、物質がごく少量で輻射圧が多い状態を取扱つてゐることになるので、勢ひ、宇宙膨脹の方が、物質崩壊のために来るそれと反對の傾向に打ち勝つてゐる。即、トルマンでは物質崩壊もしてゐるが、宇宙は膨脹してゐるといふ状態を取扱つてゐることになつてゐる。ルメートルは逆に宇宙は膨脹してゐるが、壓力は小である。ルメートルは壓力を零とさへいつた。即宇宙の發達の初期で、物質崩壊による反對の傾向を打ち消すのであらう。一つは宇宙發達の終焉近くこと、他は初期を論じてゐる。その中間には物質崩壊が勝る時があるかも知れない。但しはその期間があつても他の二期に比べて短くのかも知れぬ。これ等は今述べた平衡状態にありながら徐々に變化するといふ斷熱不變式といふ概念を使へば明かに説明されやうと思はれる。(未完)

(文 獻)

Lemaître, Annales Société Sc. Bruxelles. 47 (1927) p. 49.
 " , Revue des Questions Scientifiques (1929) p. 189.
 de Sitter, Bull. Astr. Inst. Netherlands. 5 (1930) pp. 211, 274.
 " , Proceedings Nat. Acad. Sc. 16 (1930) p. 474.
 Lemaître, Bull. Astr. Inst. Netherlands. 5 (1930) p. 273.
 Tolman, Proc. Nat. Acad. Sc. 16 (1930) p. 582.
 (五、九、一九稿、六一、二七補)

一月號正誤

二頁のρはすべつて1/ρとする。

五頁下段終りから十行目「宇宙の密度」の代りに「宇宙の固有密度」。

同頁下段終りから九行目の式は

$$k\rho_0 = \frac{2}{R^2}, \rho_0 = c.$$

同じく終りから六行目 $\rho_0 = 2.10^{-18}$

同じく終りから三行目「ρ」の代りに「ρ」

同じく最後の行 $\rho_0 = 0$

(第二節文獻補遺) 共立社物理化學講座の三枝博士の相對性理論。

惑星狀星雲 (四)

理學士 窪川 一 雄

八 惑星狀星雲の機構と輻射

二、ゲラシモヴィチ氏の論說 ゲラシモヴィチ氏の説は周圍の星雲の再放射をも考へに入れたもので、星雲の球狀の曲率を抄略して、星雲狀物質は中心星の方向X軸に垂直で厚さαの平行に重つた層狀で、輻射は星雲の一方の側から平行に照すとす。αを星雲中の一點αの全放射とし、IをX軸と角θをなす正方向のエネルギーの流出の強さ、I'を同じく角θをなす反對方向のものとする。シュワルツシルド氏によるエネルギー遷轉の方程式は

$$\cos\theta \frac{dI}{dx} = k\rho I - B'$$

$$\cos\theta \frac{dI'}{dx} = B' - k\rho I'$$

$$B = B'/k\rho, \quad r = \int_0^x k\rho dx, \quad \mu = r \sec\theta \text{ と置くと、この方程式を解けば}$$

$$I = -e^{-\mu} \int B e^{-\mu} d\mu + C_1 e^{-\mu}$$

$$I' = e^{-\mu} \int B e^{\mu} d\mu + C_2 e^{-\mu}$$

星雲の外表面 $r=0$ では $I'=0$ である。然し、Iについては二つの解があつて、 $\theta > 0$ の時には $I=0$ だ、 $\theta=0$ に對しては $I=B$ である。Bは星雲を照す平行輻射の強さである。 $\mu' = r_1 \sec\theta$ $r_1 = \int_0^x k\rho dx$ と置けば

$$I' = e^{-\mu'} \int_0^{\mu'} B e^{\mu'} d\mu'$$

$$I = e^{\mu} \int_{\mu}^{\mu'} B e^{-\mu} d\mu + R e^{-(\mu' - \mu)} \quad \theta = 0 \quad (A)$$

$$I = e^{\mu} \int_{\mu}^{\mu'} B e^{-\mu} d\mu \quad \theta > 0$$

平衡状態にあるとすれば

$$4\pi B' = 2\pi\kappa\rho \cdot \int_0^{\pi/2} I \sin\theta d\theta + \int_0^{\pi/2} I \sin\theta d\theta + \kappa\rho R e^{-(\mu' - \mu)}$$

A式を用ひて、變形して

$$B = -\frac{1}{2} \int_0^{\tau} B(\xi) H[-(\tau - \xi)] d\xi + \int_{\tau}^{\tau_1} B(\xi) H[-(\xi - \tau)] d\xi + \frac{1}{4} \frac{K}{\pi} \frac{K}{e^{-(\tau_1 - \tau)}} \sim \frac{1}{4} H(-x) = \int_{-\infty}^{-x} e^t / x dx$$

エネルギーの増減がなすとすれば、星雲中の單位面積を過ぎるエネルギーは一定でその量 I は

$$F = 2\pi \int_0^{\pi/2} I \sin\theta \cos\theta d\theta + \int_0^{\pi/2} I \sin\theta \cos\theta d\theta + R e^{-(\tau_1 - \tau)}$$

(A)式を用ひて變形し、條件を挿入して、解けば

$$F(\tau_1) = -2\pi \int_0^{\tau_1} B(\xi) \left\{ e^{-(\tau_1 \xi)} + (\tau_1 - \xi) H[-(\tau_1 - \xi)] \right\} d\xi + K$$

$$F(0) = 2\pi \int_0^{\tau_1} B(\xi) \left\{ e^{-\xi} + \xi H(-\xi) \right\} d\xi + K e^{-\tau_1}$$

こゝで近似値の解として $B(\xi) = 1/4\pi R e^{-(\tau_1 - \xi)}$ を採用すれば、光學的厚さの小さい値の時には有効であるが、 τ が大きくなれば、星雲は全く暗黒になることになつて實際とは違ふので、別に

$$B = 1/4\pi [aB + B e^{-(\tau_1 - \tau)}] \quad \text{こゝで } a \text{ は常數 } a = \sec\theta$$

と置けば、A式により

$$I = R\alpha / [4\pi(1 - \alpha)] \left[e^{-(\tau_1 - \tau)\alpha} - e^{-(\tau_1 - \tau)} + \alpha R / 4\pi [1 - e^{-(\tau_1 - \tau)\alpha}] \right]$$

條件を入れて常數を定めて解けば

$$a = \frac{1}{C_1} \left[1 - e^{-\tau} - \frac{1}{2} (A + A') \right]$$

$$A = e^{-\tau_1} (C + \log \tau_1) + (\tau_1 - 1) H(-\tau_1) \quad C \text{ は常數}$$

$$A' = 1 - e^{-\tau} - \log 2 + H(-2\tau) - e^{-\tau_1} (\tau_1 + 1) H(-\tau_1)$$

$$C_1 = \frac{1}{2} \left[(1 - e^{-\tau_1}) + \tau_1^2 H(-\tau_1) + \tau_1 e^{-\tau_1} \right]$$

を得る。光學的厚さが無限の時には $I(90)/I(0) = 1$ となつて星雲は一樣に輝いたものとなる。

光學的厚さが有限の場合には惑星狀星雲は一樣に輝いた圓板様には見えなすで、中心星を有する環狀のものに見える。この環は周圍の星雲狀物質の光學的厚さの函數である。曲率を考へて、

$$\frac{dI}{ds} = \kappa\rho I - B' \quad \frac{dI'}{ds} = B - \kappa\rho I'$$

s は光の通過した長さで、 $d\mu = \kappa\rho ds$ と置けば

$$I = -e^{\mu} \int B e^{-\mu} d\mu + C_1 e^{\mu}$$

$$I' = e^{-\mu} \int B e^{\mu} d\mu + C_2 e^{-\mu}$$

視線方向をOXとし、これに直角の方向をOYとして、原點をOXと星雲の内側との交點にとる。中央の部分では $y \ll r_1$ で

$$I = I_0 e^{-\mu} + \int_{\mu}^{\mu'} B e^{-\mu} d\mu$$

こゝで $\mu' = \int_{x_0}^{\tau_1} \kappa\rho dx$ 、 x_0 、 x_1 はOXに平行光線が星雲の内外面を切る點。

I_0 は星雲の内面を照す輻射の強さである。

共通の I_0 を抄略して、百分之一の誤差を許せば、環と中央部分との強さの比は

第十七表

スペクトル	半径	有効温度	質量	不透明度
B	10 × ⊙	2 × 10 ⁴	5 × ⊙	0.3
G 巨星	200 × ⊙	7 × 10 ³	3 × ⊙	3.0
M 巨星	200 × ⊙	5 × 10 ³	3 × ⊙	13.0
G 矮星	1 × ⊙	7 × 10 ³	1 × ⊙	11.1

p は r_1 及び r_2 に於て零になる。今 p は r_m に於て極大になるとする。此式の右邊の第二項に對する第三項の比は、大體 m/M (m は周囲の星雲の質量) で、約 0.05 である。これを抄略すれば、 r_m では $\kappa = GM/C$ となる。又一般流體學上から推量して、 κ が最大値をとるのは星雲の内面か又はその近くで、 r が増すに従つて κ の値は減少する。今、惑星状星雲に於て r

半径 = 10 × ⊙ (「ケルンツァ」、質量 = 40 × ⊙)
 (「フラスカ」、 ρ)、有効温度 = 35000° (ミルン)
 とすれば $r = r_m$ 即ち $\kappa = GM/C$ で $r_1 = 6.0$
 $\kappa = 26$ なる値を得る。(第十七表参照)

第十六表

μ'	α/r_2	0.1	0.2	0.3-0.4
2		1.8	1.4	1.4
6		4.4	3.3	2.7
10		7.5	5.6	4.4

$$\frac{L}{L_0} = \frac{\int_0^{r_1} Be^{-\mu' r} dr}{\int_0^{r_1} Be^{-\mu' r} dr}$$

$$2.1 \mu' = \int_{20}^{\infty} \mu' p dr$$

μ' は環状部の αx に平行光線が星雲の内面を切る點

結極この式は周囲の星雲の半径 r_2 と厚さ α との比、及び光學的厚さ r_1 との函数になる。即ち L/L_0 の値は第十六表によつて表はれる。この表を用ひて、既知の惑星状星雲について計算したそれの値は第十五表の通りである。(前號参照)

次に星雲狀物質の不透明度について考へるに $C = \lambda \gamma \rho^2 T^3 / e$ λ 及び γ は常數 T は有效温度 e は光の速度

と置けば球狀層に於ての流體學の一般方程式は

$$\frac{dp}{dr} = \rho C - \rho \left\{ \frac{GM}{r^2} + \frac{4\pi G}{r^2} \int_{r_1}^r \rho r^2 dr \right\}$$

P は流體學壓力

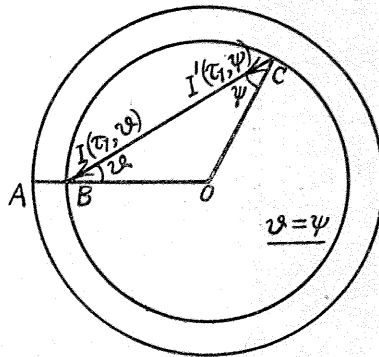
G は引力恒數

三 ミルン氏の論說

ミルン氏は周囲の星雲狀物質の再輻射の外に擴散光線及び星雲の内面の他からの輻射とも考へに入れた。

ゲランモヴィチ氏と同様に星雲狀物質は、核星を中心として球状をなしてゐて、 L を中心星の一秒間に放射する全照度とすれば、一平方について $1/4\pi r^2$ である。星雲の内面は更に他の内面からの輻射をも受けてゐる。中心星の半径 a が r_1 に比べて小さい時はこの輻射は中心星によつて防げられることがない。中心星からの放射 πS は星雲の中で漸次吸收されて弱められて行き、外側に行くに従つて擴散光線が強くなるが、輻射平衡にある時は、惑星状星雲から放出される全照度は、結極中心星の全照度である。

第十一圖



星雲の光學的深さ τ 及び光學的厚さ τ_1 を前と同様に、

$$\tau = \int_0^{\tau_1} \kappa \rho dr \quad \tau_1 = \int_{r_1}^{\tau_2} \kappa \rho dr$$

と置く。

今一點 P の外方に對する擴散輻射の強さを $I(r, \theta)$ 、内方に向ふ擴散輻射の強さを $I(r, \phi)$ とし、各々中心方向線と θ 、 ϕ の角をなすとする。(第十二圖参照) A 及び B は星雲の外面及び内面の一點である。 A 點では内方に入る擴散輻射はないので、

$$I(0, \phi) = 0 \quad (0 \leq \phi \leq \frac{\pi}{2}) \quad (1)$$

内面の一點 C から出た輻射 CB は B 點の入射光線であるから、(第十一圖参照) 内面では次の條件が成り立つ。

$$I(\tau_1, \theta) = I'(\tau_1, \varphi) \quad (\theta = \varphi) \quad (2)$$

(1) 及び (2) の条件を満足すれば、星雲の外層は平行で、中心星からの放射も平行光線と考へて良し。

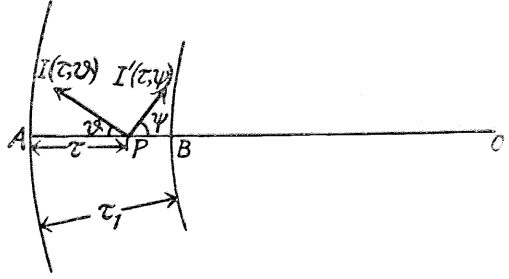
ガラスモザイクと同様に

$$\cos \theta \frac{dI(\tau, \theta)}{d\tau} = I(\tau, \theta) - B(\tau) \quad (3)$$

$$\cos \varphi \frac{dI'(\tau, \varphi)}{d\tau} = B(\tau) - I'(\tau, \varphi) \quad (4)$$

$B(\tau)$ は放射函数 (σ/π) T' は Stefan の常数である。

星雲中の一點 P では放出光線 πS_e ($\tau_1 - \tau$) に減少される (前號二四頁参照)。 $d\tau$ に吸収される量は $\pi S_e e^{-(\tau_1 - \tau)} d\tau$ で、擴



第十二圖

散放射が $d\tau$ に吸収されるのは

$$\left[2\pi \int_0^{\tau_1/2} I(\tau, \theta) \sin \theta d\theta + 2\pi \int_0^{\tau_1/2} I'(\tau, \varphi) \sin \varphi d\varphi \right] d\tau$$

で、 $d\tau$ の全放射は $4\pi B(\tau) d\tau$ 、即ち、輻射平衡の式は前説と同様に

$$2\pi \int_0^{\tau_1/2} I(\tau, \theta) \sin \theta d\theta + 2\pi \int_0^{\tau_1/2} I'(\tau, \varphi) \sin \varphi d\varphi + \pi S_e e^{-(\tau_1 - \tau)} = 4\pi B(\tau) \quad (5)$$

(3) (4) 式を用ひ、(1) (2) の条件を入れて

$$2\pi \int_0^{\tau_1/2} I(\tau, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta - 2\pi \int_0^{\tau_1/2} I'(\tau_1, \varphi) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi + \pi S_e e^{-(\tau_1 - \tau)} = \pi S \quad (6)$$

この式は、星雲を過ぎる平行光線及び擴散光線の和の不変を示す。

(3) (4) の式を解く第一の方法は、(3) (4) を通常の微分方程式と考へて、(2) の条件を用ひて、

$$I(\tau, \theta) = I(\tau_1, \theta) e^{-(\tau_1 - \tau) \sec \theta} + \int_{\tau}^{\tau_1} B(t) e^{-(\tau - t) \sec \theta} \sec \theta dt \quad (7)$$

$$I'(\tau, \varphi) = \int_0^{\tau} B(t) e^{-(\tau - t) \sec \varphi} \sec \varphi dt$$

(2) の条件を考へれば

$$I(\tau_1, \theta) = I'(\tau_1, \varphi) = \int_0^{\tau_1} B(t) e^{-(\tau_1 - t) \sec \theta} \sec \theta dt \quad (8)$$

放射函数の値は

$$B(\tau) = \frac{1}{4} S_e e^{-(\tau_1 - \tau)} + \frac{1}{2} \int_0^{\tau_1} B(t) E_3(2\tau_1 - t) dt + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} B(t) E_3(\tau - t) dt$$

$$S[1 - e^{-(\tau_1 - \tau)}] = 2 \int_0^{\tau_1} B(t) E_2(2\tau_1 - \tau - t) dt + 2 \int_0^{\tau} B(t) E_2(\tau - t) dt - 2 \int_0^{\tau} B(t) E_2(\tau - t) dt$$

$E_2(z)$

$$E_2(z) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-zu}}{u} du \quad E_3(z) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-zu}}{u^2} du$$

この式は實際には積分することが困難で役立たなす。

そこで、シスター、シワルツシルド兩氏の近似値の解を利用して、

$$I(\tau), I'(\tau) \text{ は } I(\tau, \theta), I'(\tau, \varphi) \text{ の平均値とすれば (3) (4) 式は}$$

$$\frac{1}{2} \frac{dI(\tau)}{d\tau} = I(\tau) - B(\tau)$$

$$\frac{1}{2} \frac{dI'(\tau)}{d\tau} = B(\tau) - I'(\tau)$$

又 (5) (6) 式は

$$I(\tau) + I'(\tau) + \frac{1}{2} S_e e^{-(\tau_1 - \tau)} = 2B(\tau)$$

$$I(\tau) - I(\tau) + S e^{-(\tau_1 - \tau)} = -S$$

(1)(2)の條件は $I(0) = 0, I(\tau_1) = I(\tau_1)$ となる。

以上の諸式から、放射函数及び、放射光線の強さの方は、

$$B(\tau) = S \left[\frac{1}{2} + \tau + \frac{1}{2} e^{-\tau_1} - \frac{3}{4} e^{-(\tau_1 - \tau)} \right]$$

$$I(\tau) = S \left[1 + \tau + \frac{1}{2} e^{-\tau_1} - \frac{3}{2} e^{-(\tau_1 - \tau)} \right]$$

$$I'(\tau) = S \left[\tau + \frac{1}{2} e^{-\tau_1} - \frac{1}{2} e^{-(\tau_1 - \tau)} \right]$$

となる。星雲の内面と外側の温度の比は

$$\frac{T_1^4}{T_2^4} = \frac{B(\tau_1)}{B(0)} = \frac{\tau_1 - \frac{1}{4} + \frac{1}{2} e^{-\tau_1}}{\frac{1}{2} - \frac{1}{4} e^{-\tau_1}}$$

$\frac{dB(\tau)}{d\tau} > 0$ で、温度は内部に行くに従つて順々に上昇して行く。

又、ヘンリントン氏の近似値の解を利用して、 $I(\tau, \vartheta)$ を全球についで放射光線の強さを表はすと、

$$J(\tau) = \int I(\tau, \vartheta) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad \pi F(\tau) = \int I(\tau, \vartheta) \cos \vartheta d\omega,$$

$$K(\tau) = \int I(\tau, \vartheta) \cos^2 \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}$$

と置けば(3)及び(5)(6)式はそれぞれ

$$\frac{dK(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{4} F(\tau), \quad \frac{d}{d\tau} \frac{1}{4} F(\tau) = J(\tau) - B(\tau),$$

$$J(\tau) + \frac{1}{4} S e^{-(\tau_1 - \tau)} = B(\tau)$$

$$F(\tau) + S e^{-(\tau_1 - \tau)} = S$$

となり、ヘンリントン氏が假定した様に、 $K(\tau) = \frac{1}{3} J(\tau)$ 、即ち全球に互

つての $\cos^2 \vartheta$ の平均値を $\frac{1}{3}$ とし、又 $\pi F(\tau) = \frac{1}{2} 4\pi J(\tau)$ 、即ち $\cos \vartheta$ の平均値を $\frac{1}{2}$ として、計算すれば放射函数は、

$$B(\tau) = S \left(\frac{1}{2} + e^{-\tau_1} + \frac{3}{4} \tau - \frac{1}{2} e^{-(\tau_1 - \tau)} \right)$$

となり、星雲の内面と外側の温度の比は

$$\frac{T_1^4}{T_2^4} = \frac{B(\tau_1)}{B(0)} = \frac{\frac{3}{4} \tau_1 + \frac{1}{4} e^{-\tau_1}}{\frac{1}{2} - \frac{1}{4} e^{-\tau_1}}$$

で可成り急に温度は上昇するのを示してゐる。

次に我々から見た惑星状星雲の圓板上の光輝度の様子は、(7)(8)式よりの

$$I(0, \vartheta) = \int_0^{\tau_1} B(t) \left[e^{-(2\tau_1 - t) \sec \vartheta} + e^{-t \sec \vartheta} \right] \sin \vartheta dt \quad (9)$$

によつて表はされる。

τ_1 の大きい時には通常の星と同様に、中央がよく輝いて外側に行くに従つて光が薄らぎて行く。 τ_1 が小さい時は光學的の厚さが小さい爲に中心の部分では擴散光線が殆んど無視され ϑ の値が増すに従つて光輝も増加し、 ϑ が或る値に達すると光輝が最大となつてそこに環が見える。 τ_1 が餘り大きくない時は環状に見える最大光輝を與へる ϑ_{\max} の値は τ_1 の函数であるから、前式によつて ϑ_{\max} の値即ち、環の角半径によつて周圍の星雲物質の光學的の厚さ τ_1 の値を出すことが出来る。

尙 τ_1 の値を出すにはグランモヴィチ氏が、行つた様に中央部の光輝と環の光輝との比較からも出せる。これは即ち $I(0, \vartheta) / I(0, 0)$ であつて、放射光線 ϑ には無關係で τ_1 のみに關係する。

又、星雲物質の全光輝と星雲を經過して來る中心星の光輝とを比較する。星から來る光は

$$\frac{I_{de}}{4\pi R^2} e^{-\tau_1} \approx \frac{de}{4\pi R^2} \pi S(1 - e^{-\tau_1}) \cdot 4\pi r_1^2$$

de は観測者の眼又は望遠鏡の大きさ

星雲状物質から来る光は

$$\frac{de}{4\pi R^2} \pi S(1 - e^{-\tau_1}) \cdot 4\pi r_1^2$$

$I/4\pi r_1^2 = \pi S$ であるから $r_1 = r_2$ とすれば

$$\frac{\text{星からの光}}{\text{周囲の星雲からの光}} = \frac{e^{-\tau_1}}{1 - e^{-\tau_1}}$$

この式から簡単に τ_1 の値を出すことが出来る。

又更に、星雲の中央部の光輝と中心星の星雲を過しての光輝とを比較する。今、 A を中心星の光と同様の光りを與へる星雲の面積とすれば A から眼に來る光は、

$$I(0,0) \frac{de}{(R-r_2)^2} \text{これは、前の星からの光に等 } S \text{ の } \rho$$

$$I(0,0) \frac{A}{(R-r_2)^2} \frac{de}{4\pi R^2} e^{-\tau_1} \text{ 即ち } \frac{I(0,0)}{S} = \frac{(R-r_2)^2}{R^2} \frac{\pi r_1^2}{A} e^{-\tau_1}$$

$(R-r_2)^2/R^2 = 1$ である。 $A/\pi r_1^2$ は星雲の大きさの分數 f であるから

$$\frac{I(0,0)}{S'} = \frac{e^{-\tau_1}}{f}$$

$I(0,0)/S$ の値を (6) 式から出せば

$$\frac{I(0,0)}{S} = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4} e^{-\tau_1} \right) \frac{1 - e^{-2\tau_1}}{1 + e^{-2\tau_1}} + \frac{3}{4} (1 - e^{-\tau_1})^2$$

$$- \frac{1}{2} e^{-\tau_1} \left[\frac{1}{2} (1 - e^{-2\tau_1}) + \tau_1 \right]$$

で τ_1 のみを含んでゐる。 f の観測から τ_1 の値を出すことが出来る。前述の四方法は何れも長所短所はあるが、實際の観測に應用すれば、惑星状星雲の不整形観測の誤差等から種々の異つた値を得るから、比較的値の一致したものを選ぶべきである。

最も重要な問題の中心星の光度は τ_1 を精確に知つて後初めて解決される。次に中心星が星雲状物質を透過して見え得る極限を檢べて見ると、これは τ_1 の外に中心星の大きさと星雲の大きさにも關係する。 $d\sigma$ を眼による星の光圓の面積とし、 $d\sigma'$ を眼で見ても $d\sigma$ に重なる星雲の部分とする。

$$\frac{d\sigma'}{d\sigma} = \frac{(R-r_2)^2}{R^2}$$

星からの光は $Ie^{-\tau_1} d\sigma/4\pi R^2$ ρ からの光りは

$$\frac{I(0,0) d\sigma' d\tau_1}{(R-r_2)^2} = \frac{I(0,0) d\sigma d\tau_1}{R^2}$$

である。即ち光輝の比は

$$\frac{\text{中心星}}{\text{星雲}} = \frac{e^{-\tau_1} I/4\pi R^2}{I(0,0) d\sigma/R^2} = \frac{e^{-\tau_1} \pi S r_1^2}{I(0,0) \pi a^2} = \frac{S e^{-\tau_1}}{I(0,0)} \frac{r_1^2}{a^2}$$

こゝで a は中心星の半徑 $I(0,0)/S$ の値は前の通り ρ に近き値であるから $\tau_1 \gg 2 \log(r_1/a)$ ならば中心星を見ることが出来る。一般に τ_1/a の値は大きから大體の場合星雲状物質を通じて中心星を見ることが出来る。

以上述べたミルン氏の論説は、デーンズ、ゲラシモヴィチ兩氏の論説に比べれば一段の進歩したものであるが、數式の誘導の上に多くの假定が設けられてある點等からして、今後の實際の観測との對比に際しては尙一層精密な説が要求せられ、天體物理學の進歩と共に新しい確實な説を得ることであらう。

九 惑星状星雲の星の進化上の位置

先きに述べた様に惑星状星雲は O 型の星を類似してゐるが、新星との間にも類似點が多い。兩者は共に銀河面近くに優勢に分布してゐて、新星のスペクトルも激發後には、O 型の星と似てゐる。又新星も惑星状星雲も形狀の上から見て整つたもので、新星にも時には周圍に星雲状物質をはつきり見ることが出来る。最も異るのは新星はその變化が可成り急劇であること

がある。

惑星状星雲を星の進化上に於て何れの部分に置くべきであらうか。數の僅少なことは発見の困難をも考慮しなければならぬが、又、早く進化して他の型のものに成るとも考へられる。中には白色矮星の後に置かうと云ふ人もあるが、一般の恒星と同一道程の上にあると認めるのは可成り困難の様である。他の道程を設けてO型、新星、惑星状星雲等をその中に入れることも考へられるが現今では何れの位置におくべきか確實な根拠はない。今後の観測と天體物理學の進歩を俟つべきである。

(一九三二、二五)(完)

雜 錄

ウォルフ、ライエ星 (一)

C.S.ピールス

ウォルフ、ライエ星の性質及び観測

ウォルフ、ライエ星の定義 ウォルフ、ライエ星はその特性として広い發散スペクトル帯をもつ星で、スペクトル帯の幅の広いことは普通のスペクトル帯をもつ星と區別する唯一の準據である様に思はれる。一般にこの種の星はO型星及び若いB型星に限られてゐるのであるが、古いスペクトル型星の中に広い發散スペクトル帯をもつ星が発見されればそれもウォルフ、ライエ星と呼んで差支へなからう。こゝに用ひたスペクトル帯は原子の發散に關係するのであつて、分子のスペクトルとは關係ないのである。

従來の研究 一八六七年バリー天文臺の Wolf, Rayet の兩氏がこの種三個を肉眼觀測から発見して以來、Resignt, Pickering, Copeland 等によりて引續き発見

され、更にハーバードの寫眞觀測よりは益々その數を増した。今日知られてゐるウォルフ、ライエ星の大部分はハーバード天文臺に負ふのである。この星に現れる發散スペクトル帯の精密測定は一八九二年に始めて Campbell によつてなされたのであつて、彼は實視方法及び寫眞方法を以つて波長 3000 \AA の H₂ 線附近にある三十個のスペクトル帯の波長を測定し、その實視及び寫眞強度曲線を發表した。次いで Wright はこの星のスペクトルに關する知識を著しく發展し、惑星状星雲の中心星は屢々ウォルフ、ライエ星なることを發見した。彼はウォルフ、ライエ星のスペクトル帯の波長及び強度を測定し、所謂 Campbell の水素にて包まれた星即ち H. D. 184738 をも詳細に研究した。J. P. Plaskett は O 型星を研究せる際十四個の光度の明るいウォルフ、ライエ星を觀測し、そのスペクトル帯の波長測定及び鑑定並びに異なる星のスペクトルに於ける刺戟の相對的強度を論議した。其他 Miss Payne, Perrine によりて南方のウォルフ、ライエ星が研究された。

この研究の目的 この研究はピクトリヤ天文臺長 J. P. Plaskett 博士の指示に従ひ、Henry Draper Catalogue に含まれる凡てのウォルフ、ライエ星について、そのスペクトルを詳細に研究し、併せてその物理的性質を明かにせんが爲である。最初は觀測材料の論議、そのスペクトルの一般的性質を論じ、次に分類法を研究し、最後にウォルフ、ライエ星の性質を論じた。

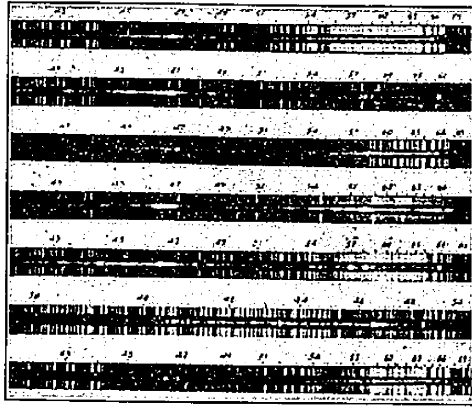
觀測及び波長の測定 この研究には Plaskett が O 型研究の際に得た乾板を用ひた。それには九・五等以上の北方のウォルフ、ライエ星が多い。筆者も光度暗いこの種の星を觀測した。可視部分に於ては比較スペクトルとして鐵のアーキはあまり適當ではない。或る場合にはニッケルのアーキを用ひ、最も満足な結果はネオンのスペクトルと鐵のアーキのと重ねて得られた。又乾板露出の時間を縮めるために光度の暗い星は幅広い間隙で撮られた。

又ウォルフ、ライエ星のスペクトル帯の波長測定及び鑑定がなされた。鑑定に際しては、最近スペクトル分析研究が進歩せるため Plaskett の用ひた方法よりも多少改良されたによつた。例へば紫外スペクトル帯は現今 N IV 原子により、其他の多數の窒素スペクトル帯は前に N II 原子であつたが今では N III 原子によつて考へられてゐる。強度は接眼鏡に於て評價せる値である。スペクトル分類は後に述ぶるが如く、刺戟の減少する順に従つて O W 5, O W 6, O W 7, O W 8, O W 9,

BWOと區分された。

スペクトルに於ける一般的性質 ウォルフ、ライエ星のスペクトルは比較的微光な連続スペクトルと強くて廣い發散スペクトル帯とが重り合つてゐる。紫外線部に於ては連続スペクトルの相對的強度は増してゐる。そのスペクトルには原因の知れない澤山の波長はあるが、その帯は主にイオン化原子に依るものである。ウォルフ、ライエ星には發散がそんなに強くなく、その帯は連続スペクトルと辛して對照出来る程度の星もある。又或る場合には極く僅かな強い帯しか示さず且つO型吸收スペクトルを伴ふ星もある。このスペクトル帯の特徴は廣い幅を有し他の星と容易に區別出来る點である。もう一つの特徴は發散スペクトル帯の紫色端に吸收の境が現れ且つ波長の増加に伴ふて帯の幅が増加する點である。稀に薄ぼんやりした吸收線が現れる星もある。

ウォルフ、ライエ星のスペクトルの分類



ウォルフ、ライエ星のスペクトル

O型星の分類は H. H. Plaskett によつてなされたのであつて、或るスペクトル線の相對的強度の變化に關係する小數點區分法が考へられた。この方法は一般の承認を受け、ハーバード分類法にとつて代つたのである。その分類は O₉から O₈までに區分され O₅ はイオン化度の高い星を表す。Plaskett による O型星に對する刺戟の準備はウォルフ、ライエ星にはあてはまらない。こゝではこの星のスペクトル分類に關する問題を論議し、小數點區分法について述べて見よう。

分類に伴ふ困難 ウォルフ、ライエ星の分類に當つて、廣いスペクトル帯が混つてゐるのを分けるのが困難である。次にO型星に於てはめれた時に成立する準備をウォルフ、ライエに於てはめると成立しないのが第二の困難である。H. H. Plaskett の云ふ如く、線強變比 $4350/4360$ は多くの星に於ては一よりも大きく、これ等の星は普通のO型星よりも刺戟の高い星であらうと思はれる。この考は OIII 及び H γ 原子によつて起る線のために矛盾するのである。ウォルフ、ライエ星に於て水素線の弱いことも著目すべき點であつて、之はバルマー列を作る H β が弱いことから分る。選擇輻射壓によつてこの現象が起るといふ考へ方は後に述べるが、異状な線強度はこの原因によると思はれる。これは Bowen が惑星狀星雲のスペクトルを説明したのと同様な効果であらう。最内部の瓦斯殼がイオン化する時に生ずる頻度大なる輻射の吸收のために星雲の外側は内側よりもイオン化程度が少ないのであると Bowen は考へた。混合スペクトルが存在すると分類が困難になるのである。ウォルフ、ライエ星の特殊なる線強度がどんな原因によるにせよ、その大氣中の状態はO型星のそれとは異つて居り、この兩者を類推を以て考へるのは無駄な事であらう。最善の方法はウォルフ、ライエのスペクトル變化を説明する區分法を考へて、それが同時にO型星にも殆んどあてはめられるものを考へ出さなければならぬ。

ハーバードの分類 Henry Draper Catalogue にはウォルフ、ライエ星を O_{9.5}, O₉, O₈ の三つに分けてあるが、こゝでは各型を簡単に説明しよう。

O₉ 型のスペクトルは強い帯である。波長 4886 Å の H β の強度の大きい點が特徴である。ピッキング列が強く現れ、H γ 線 6578 Å 及び 6576 Å も現れる。この型のスペクトルは H β 原子による線の強度が大きい。水素線、ヘリウム線の外 3888 Å, 4057 Å, 4500 Å, 4650 Å, 4938 Å, 5800 Å, 5820 Å に特殊な帯が現れる。

O₈ 型は波長 4650 Å の OIII 原子によると思はれる強い帯がある。H β のピッキング列もあるが、O₉ 型よりも弱い。バルマー列とピッキング列の比から考へると水素線は O₉ 型よりも強い。この星は 3413, 4441, 4786, 5695, 5812, 6730 Å に帯が現れる。5538 Å に於ける可成り強い帯は OIII によるのである。

O₇ 型のスペクトルはその帯が狭く、4686 Å 及び 4556 Å に強い發散帯が現はれる。ハーバードで O₆ とする星は前記の性質を備へてゐない。南天にこの型の星は多い様に思はれる。

分類に伴ふ困難 ウォルフ、ライエ星の分類に當つて、廣いスペクトル帯が混つてゐるのを分けるのが困難である。次にO型星に於てはめれた時に成立する準備をウォルフ、ライエに於てはめると成立しないのが第二の困難である。H. H. Plaskett の云ふ如く、線強變比 $4350/4360$ は多くの星に於ては一よりも大きく、これ等の星は普通のO型星よりも刺戟の高い星であらうと思はれる。この考は OIII 及び H γ 原子によつて起る線のために矛盾するのである。ウォルフ、ライエ星に於て水素線の弱いことも著目すべき點であつて、之はバルマー列を作る H β が弱いことから分る。選擇輻射壓によつてこの現象が起るといふ考へ方は後に述べるが、異状な線強度はこの原因によると思はれる。これは Bowen が惑星狀星雲のスペクトルを説明したのと同様な効果であらう。最内部の瓦斯殼がイオン化する時に生ずる頻度大なる輻射の吸收のために星雲の外側は内側よりもイオン化程度が少ないのであると Bowen は考へた。混合スペクトルが存在すると分類が困難になるのである。ウォルフ、ライエ星の特殊なる線強度がどんな原因によるにせよ、その大氣中の状態はO型星のそれとは異つて居り、この兩者を類推を以て考へるのは無駄な事であらう。最善の方法はウォルフ、ライエのスペクトル變化を説明する區分法を考へて、それが同時にO型星にも殆んどあてはめられるものを考へ出さなければならぬ。

刺戟に對する Plaskett の進捗 J.S. Plaskett はスペクトル線強度比 4471/4541, 4541/4340, 4630/4638, 4631/4636, 4511/4541 によるウォルフ、ライエ星を分類した。この分類は彼の創作にして、その比の物理的意義は明瞭である。波長 4511Å は NH II の α の γ 、4510.9, 4514.9 及 NH II の α の δ であるから、Plaskett は O_{α} 、 O_{β} とをほゞ同區別し、 O_{α} は O_{α} よりも刺戟の高い星であることを示した。又 H. D. 184738 (O_{α} 型) は O_{α} よりも刺戟が低く、 B_{α} 型に近うのである。

Miss Payne の研究 Miss Payne は南半球に於けるウォルフ、ライエ星スペクトルの可視部分についてエネルギー分布を研究した。彼女は O 型星及び星雲を小數點區分法にて分類した。その分類は筆者のとは異なるのであつて、それは用ひた刺戟の準據の相異によると思はれる。彼女は 4541/5540 の強度比を用ひたのであるが、これは理論上から多少修正するべきであるから實用に適しないであらう。

刺戟に對する新準據 ウォルフ、ライエ星を小數點區分法によつて分類するに當り、刺戟の増加を見る準據として H.I. に對する H.II の強さの比を用ひた。この比を決めるために波長 4471 及び 4541 の兩線を用ひたのであるが、この兩線とも他の帯と見分けるのが困難であり、殊に 4471 線は非常に弱いので用ひられなう。そこで他の帯とも混らなくて最も都各のよう、H.II の 5411 と H.I の 5575 とを用ひた。この兩線の比をウォルフ、ライエ星分類に對する刺戟の準據として採用した。その外に 4650/4636, 5395/5312 の強度比も補助の準據として用ひられた。

分類法 ウォルフ、ライエ星には OW 或は BW で表し、その刺戟の強さにより γ OW5, OW6, OW7, OW8, OW9 BWO, の各型に分類された。又ウォルフ、ライエ帯と吸収線をもつ星には組合せた型を併記する。例へば O5+OW7 の様な記號で表す。もしウォルフ、ライエ帯、吸収線及び星雲線を示す星ならば O5+OW7+P9 と表す。次に各型を簡單に記して見る。

OW5 型 代表的星は H.D. 187282 及び H.D. 2115640。この型の星には波長 4636 は強度大きく、4635 及び 4632 に狭い帯が現れる。又 4645 に現れる帯も特徴である。H β 及び H γ は發散帯として現れ、H.II が主で、H.I は非常に弱い。この型は線強度比 5875/5411 = 0.1 及び 4905, 4632 の帯の出現で區別出来る。

OW6 型 代表的星は H.D. 191765 及び H.D. 50386。この星は波長 4636 の帯及 Pickering series の強さ大い點が特徴で、4605 及び 4632 には帯は現れず、

4600、4650 に廣い帯が現れてゐる。其他 4656, 4638, 5806 に特徴する帯が現れる。この星は線強度比 5875/5411 = 0.3 によつて見分けらる。

OW7 型 代表的星は H.D. 214419 及び H.D. 211833。この星は普通の吸収スペクトルと共に弱い發散を示す。4640 及び 4056 に弱い帯を示すが、4636 には唯一の強い帯が現れる。線強度比 5875/5411 = 1.0 によつて見分けらる。

OW8 型 代表的星は H.D. 16523 及び H.D. 165763。この星は帯の幅が廣く 4650 及び 4636 の兩帯が互に混つて幅廣いのが特徴である。OIII によると考へられる 5833 の強い帯もその特徴である。線強度比 4650/4636 = 2.0, 5695/5312 = 0.2, 5875/5411 = 1.8 によつて見分けられる。

OW9 型 代表的星は H.D. 192103。この星の帯は OW8 よりもその幅が狭く、4650 及び 4636 の兩帯は明かに分離出来る。帯の數は OW8 よりも多く、OII, CII の存在によつてと思はれる。この星は線強度 4650/4636 = 3.0, 5696/5312 = 1.0, 5875/5411 = 2.5 によつて見分けることが出来る。

BWO 型 代表的星は H.D. 184738。この星の帯は他の型よりも幅狭く、且つ數が多い。OII による帯が明瞭に現れ、4637 に於ける帯は CII によるもので、その外 4635 の帯もほゞ同様に現れる。又強い星雲線がバルマー列を掩蔽してゐる。線強度比 4650/4636 = 4.0, 5695/5312 = 3.0, 5875/5411 = 3.5 によつて見分けられる。

この外にハーバード分類で O_{α} となつてゐる H.D. 177230 はその線強度比 5875/5411 = 4.5 によつて、最も低い刺戟を示す。この星は BW1 型とも考へらるべきである。4638, 4636, 5875 の各帯が顯著に現れる。(未完) (蕪)

雜 報

●**エロスが細長く見えるとの電報** エロスが週期的に著しく光度を變化することは、その形が不規則なためか又は二個の接近した星から成るものであらうと考へられてゐたが、從來の接近の場合にはエロスの實際の形を望遠鏡で確實に認

めることはできなかつた。今回の接近はエロス發見後始めての著しい接近であるから形状を確かめるには絶好の機會である。去る二月九日次の發見電報が東京天文臺へ到着した。

Eros elongation now observed angle changing in photometric period five and one quarter hours Vandenhos Finsen Stromgren.

この意味は次の様であると思はれる。

エロスは現在細長く認められる。その方向角は光度變化の週期である五時間四分〇の間に變化する。ファン・デン・ボス及びフィンセン觀測、ストレムグレン發電。

W. H. Van den Bos は和蘭ライデン天文臺員であるが、南アフリカに出張研究中であらう。W. S. Finsen は南アフリカ、ヨハネスブルグのユニオン天文臺員であるから、今回の發見はヨハネスブルグの大望遠鏡でなされたものであらう。

エロスの光度變化は昨年十一月頃には變光範圍一等級以上二等半位もあり、十二月中旬には一等級内外、一月中旬には半等級内外、二月上旬には〇・三等級以内といふ様に次第に減少したが、變光曲線は五時間十六分の週期中に二回の極大と二回の極小とを示す形式のものであつた。この事實と前記の電文とを併せて考へれば、エロスは細長い形をした天體、又は非常に接近した二星から成るもので、その回轉軸は長軸と直角に近い方向で、其の南極が海蛇座西南部又は其附近にあるため、近頃は回轉軸に近い方向に地球があるから 常に細長く見え、且つその細長い方向が五時間十六分の自轉時間中に次第に變化することが實際發見されたのであらう。更に各時間に於ける長さ及び方向が觀測されるならば、それによつて回轉軸の方向を決定することができる筈である。

回轉軸に近い方向から見れば細長い方向は時間によつて變るけれども、形は餘り變らない筈であるから、光度の變化は少いであらう。昨年十一月頃には自轉軸の方向と數十度隔つた方向に地球があつたから、時刻によつて形が細長く見えたり、短く見えたりしたために光度變化の範圍が多かつたが、其後次第に回轉軸の方向に近く地球が来たために光度變化の範圍が減少したものと思はれる。今後五月頃までエロスの見掛上の方向は餘り變らないから、上の假説が正しければ、變光範圍は依然少いことと思はれる。

過去の出現についても大體を調べた所によれば海蛇座方面又はそれと反對の方面

にエロスがある時には變光が少く、それと直角に近い方向にある時は著しい變光を示すことによつても上の事實が確らしく思はれる。

小惑星の中最大のもの數個について三十餘年前バーナードがリック天文臺にてその直徑を測定した事があつたが、前記の電報の事實が確實ならば小惑星エロスの異常な形をつきとめた點に於て興味深い發見と思はれる。

上の電報を受取つた後に到着した雜誌 A. N. Nr. 5763 にインネスの執筆せる處によれば一九二四年のエロス接近に際してはその形が恒星狀でなく棒狀又は極めて接近せる二重星の様な状態であることをヨハネスブルグの口径二十三釐屈折望遠鏡で認めた由で、四月十五日夜西北方極めて接近せる處に微小な伴星がある様に認めた。當時の記憶によれば長さ〇・七秒幅〇・三秒位の棒狀に見えた。ウッドも右の形を認めたとの事である。(一、一二)(神田)

●**高速度の天體** ウィルソン山天文臺に於て測定された光度の暗い星雲の速度は 650 km/sec 乃至 7,800 km/sec の間に跨つてゐる。最近測定されたものゝ内にはこれよりも大きいものがある。ヒューマソン氏が百吋望遠鏡に装置した特別なスペクトログラフで五十時間露出して撮影した寫眞から、大熊座にある光度の暗い星雲の視線速度を決定した。それによると 11,500 km/sec の隔離速度を有してゐることになる。この速度が實在的なものであるか或はその影響がドブラー効果のみによるのであるかを信ずることは出来ない。あらゆる方向にある遠距離の星雲がそんなに大きい速さを以て隔離してゐるとは考へられぬ。然し一番遠い星雲が一番大きな速度をもつてゐることは考へられる。ハッブルがこの天體の距離は七千五百萬光年であると求めた。これ等の結果は易々と受け入れられるのは考へ物である。然しこの天體がそんなに遠い距離をやつてくる時にその光波は彼等の波長を増加せしめることとはあるだらうと思はれる。従つてこの影響は所謂アインスタインの宇宙の曲率と關係をもつだらうと考へられる。(Canada, Vol. XXIV, No. 10, p. 477, 1930)

(鈴木)

●**月及び惑星の溫度** E. ベットイト及び B. ニュルソンはウィルソン山百吋反射望遠鏡の主焦點に於て熱電堆を用ひて月及び惑星からの輻射を測定し、その結果をワシントン學士院に於て發表した。月からの輻射は皆既月食の際に、熱傳導の冷却率を測定した。月の太陽に面した部分の溫度は絶對溫度三百七十四度であり、

面せない部分は百二十度よりも少ない。太陽の高度二十度の地點に於ける月の温度は月食前に三百四十二度であつたのが、初虧してから二時間四十分經過後に百五十六度に降つた。水星の最大温度は六百五十五度(絶度温度)で、その表面に於ける輻射の分布は月の場合のと大體同様である。金星は雲で包まれて居り、測定した輻射は雲の表面のものである。その實際の表面の温度についてはよく分らないが、太陽に向はない部分の温度は二百四十一度であるから、水星や月よりも大きい。火星の温度は季節と共に非常に變化し、日によつても違ふ。近日點の際には二百九十六度であるが遠日點に於ては二十七度減ずる。外惑星は太陽からの距離が非常に遠いため、その温度は冷いものと思はれる。熱電堆にて測定した木星の温度は百三十五度で、輻射熱の極く少量はその内部から来るものと考へられる。(箇 木)

●強い電氣放電で照らされた瓦斯のスペクトラ

水素のバルマー線が壓力や放電強さの増加でその線の幅が廣くなるやうに一般に瓦斯のスペクトラムは瓦斯の存在の様子や、電氣的刺激の強さで異なることは明らかなことである。Hubert は最近 (Phy. Rev. Vol. 36, No. 1, July 1, 1930) 強い電氣放電の場合を數種の瓦斯について面白い實驗をしてゐる。實驗は放電管が十五キロヴォルト二十五サイクルのトランスホーマーで直接刺激されるやうに行つたもので蓄電器には〇・〇二マイクロアラッドのもの一マイクロアラッドのものを使用してゐる。放電管の電極はアルミニウムで光は石英で造つた窓から出て石英分光寫眞器で撮影したものである。主なる結果はバルマー線について放電の強さを増加すると線の幅は次第に廣くなつて行くが線列の數は少なくなつて連続スペクトラムの方が増して行くことであつた。一マイクロアラッド十五キロヴォルトではバルマー線はすつかり消失して連続スペクトラムの外に電極のアルミニウムによる吸収線が現らはれた。外の瓦斯についても同様な結果で連続スペクトラムが同じやうに現らはれた。で、かくの如き強い放電では原子はその通常の線又は帯收スペクトラムを放射することには出来ないでたゞ連続スペクトラムのみ出すやうに思はれる。これには數量的な結果として見るべきものはないが著者が星の内部の状況も之れに類似したものであらうと言つて居る如くこれから將來星の内部の様子を明らかにする上にこの様な實驗や研究は相當大切な役割を演ずるのではないかと思はれる。(野 附)

●無線報時修正値

東京無線電信局を経て東京天文臺から送つてゐた一月中

の船橋局發振の報時の修正値は次の通りである。表中(+)は遅すぎ(-)は早すぎたのを示す。午前十一時のは受信記録から、午後九時のは發振記録へ電波發振の遅れとして平均〇・〇七秒の補正を施したものから算出した。銚子局發振のものも略同様である。(田 代)

一月	午前十一時	午後九時	一月	午前十一時	午後九時
1	祝 日	-0.04	17	-0.03	-0.05
2	發振なし	-0.13	18	日曜日	+0.05
3	祝 日	-0.12	19	+0.01	+0.03
4	日曜日	-0.02	20	+0.04	+0.01
5	祝 日	+0.27	21	-0.03	-0.02
6	-0.01	-0.01	22	-0.04	-0.01
7	+0.02	-0.02	23	-0.06	-0.01
8	+0.06	-0.01	24	+0.02	+0.02
9	+0.05	+0.05	25	日曜日	+0.05
10	+0.08	+0.08	26	+0.05	-0.02
11	日曜日	-0.01	27	+0.07	+0.08
12	+0.02	-0.01	28	-0.03	+0.01
13	-0.04	-0.05	29	+0.03	+0.02
14	-0.03	-0.04	30	-0.02	-0.04
15	0.00	+0.02	31	-0.02	0.00
16	-0.04	+0.02			

觀 測

太陽のウォルフ黒點數(一九三〇年)

(第二十三卷第十二號より續く)

表の數値はウォルフ黒點の定義で示される(黒點群並に單獨黒點數)及びf(黒點及び核の總數)の値を示すもので、例へば211はg=2, f=11の意味である。この表のウォルフ黒點數は東京天文臺の觀測ある時はその値から導き缺測の場合(表中*印)には會員の値から求め、括弧の中は各地共缺測の場合で前後の日の値から推定したものである。(神田、野附)

1930 Nov	To- kyo	Dt	Hh	Is	Kb	Kc	Kt	Nt	Sd	Sm	Wolf # 狼數	1930 Oct	To- kyo	Dt	Hh	Is	Kb	Kc	Kt	Nt	Sd	Sm	Wolf # 狼數
1	4.57	—	1.12	—	3.21	3.13	2.30	—	1.36	—	73	1	2.11	2.9	2.4	—	—	2.5	—	2.6	2.14	2.7	23
2	—	—	—	—	3.16	—	—	—	2.23	2.15	*44	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(28)
3	4.21	—	1.6	—	3.11	2.8	—	—	1.16	2.12	46	3	—	2.11	2.6	—	—	—	—	—	2.10	—	*32
4	3.13	2.5	2.3	—	4.8	2.4	—	1.4	2.9	2.8	32	4	2.19	2.13	2.5	—	2.4	2.2	—	2.7	2.9	2.7	29
5	2.5	2.3	1.1	1.1	1.2	—	1.1	1.1	1.3	1.3	19	5	3.23	3.13	3.6	—	—	3.7	3.7	3.13	3.19	3.12	40
6	1.2	—	—	1.1	1.2	—	1.1	—	—	—	9	6	3.30	—	3.15	—	—	3.8	3.14	—	3.23	—	45
7	1.2	—	1.1	1.2	1.3	1.1	—	—	1.2	—	9	7	—	3.23	2.13	—	—	3.10	3.17	—	—	—	*52
8	1.5	—	1.1	1.4	1.3	1.1	1.2	1.1	1.1	—	11	8	2.34	2.36	2.11	—	—	2.10	2.19	1.21	1.32	1.22	40
9	—	—	—	1.2	1.2	—	—	—	1.1	—	*12	9	1.39	1.26	1.12	—	—	1.12	1.18	—	1.26	—	37
10	1.2	1.1	1.1	—	—	—	1.1	—	1.2	1.2	9	10	2.45	1.25	1.15	—	—	3.16	—	2.34	2.34	1.24	49
11	1.2	—	1.1	—	1.2	—	—	0.0	1.1	1.1	9	11	—	1.32	2.16	—	—	2.14	—	—	2.48	2.30	*53
12	1.3	—	—	—	1.2	—	1.1	1.1	1.1	1.1	10	12	2.57	2.34	2.15	2.19	—	2.18	2.22	2.21	2.51	2.21	58
13	0.0	1.3	—	—	0.0	0.0	0.0	0.0	—	0.0	0	13	2.64	2.34	2.15	—	2.16	—	2.23	2.21	2.43	—	63
14	1.5	2.7	—	1.3	—	—	1.3	—	1.2	1.6	11	14	2.31	2.32	2.11	—	—	—	—	2.13	2.35	—	38
15	1.11	1.7	1.4	1.9	1.7	1.2	1.7	1.5	1.8	1.7	16	15	2.30	—	2.10	—	—	3.9	2.12	—	2.28	—	38
16	—	—	1.5	—	2.12	1.2	—	1.7	—	1.10	*24	16	2.21	2.15	2.4	—	—	3.7	2.12	1.4	2.24	—	31
17	1.26	—	—	1.8	2.14	—	1.10	—	1.15	—	27	17	2.11	2.16	1.4	1.6	2.2	0.0	1.7	—	1.8	—	23
18	1.27	—	1.4	1.15	2.12	1.5	—	1.12	—	1.13	28	18	2.9	—	1.1	—	0.0	0.0	1.4	1.3	1.5	—	22
19	2.33	—	1.5	2.21	—	2.11	2.22	—	—	—	40	19	2.13	—	1.3	—	1.4	—	2.9	1.7	—	—	25
20	—	—	—	2.34	—	2.11	—	—	—	—	*48	20	—	—	—	—	—	1.2	—	—	—	—	*17
21	4.68	4.33	4.14	4.32	4.28	—	—	—	4.44	4.20	81	21	—	—	0.0	1.2	—	0.0	1.1	—	—	—	*6
22	4.75	4.32	4.12	4.47	4.36	4.14	3.23	4.28	4.48	—	86	22	1.3	1.2	0.0	0.0	—	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	10
23	4.55	4.30	4.10	4.48	4.38	4.14	—	—	4.48	5.30	71	23	3.7	—	1.1	1.2	1.1	1.1	2.2	—	1.5	—	28
24	4.64	—	4.9	—	4.27	4.12	—	—	4.44	5.22	78	24	—	—	1.2	1.6	—	1.1	1.4	—	—	—	*16
25	5.46	—	3.5	—	5.20	—	4.29	3.17	3.25	4.15	72	25	—	—	—	1.5	—	1.2	1.3	—	—	—	*16
26	6.53	7.34	3.5	5.22	—	3.7	—	3.13	4.28	—	85	26	—	—	—	3.17	3.8	2.3	—	—	—	—	*40
27	7.37	7.32	3.5	6.27	4.17	—	4.18	4.14	4.25	4.20	80	27	4.23	—	3.8	3.20	4.16	4.11	2.13	2.18	2.21	3.15	47
28	7.43	—	3.5	6.32	6.28	2.4	5.18	5.21	6.27	5.18	85	28	4.35	—	3.9	4.32	—	4.13	3.20	—	2.20	—	56
29	7.35	7.30	4.7	7.27	6.15	5.8	5.20	7.21	—	—	79	29	5.41	—	—	4.28	3.19	—	—	2.19	1.23	—	68
30	6.44	—	—	6.15	—	—	—	—	—	—	78	30	—	—	—	—	—	4.18	—	—	—	—	*84
31	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	31	—	3.15	—	1.35	—	—	—	—	—	—	*42

1930 Dec	To- kyo	Dt	Hh	Is	Kb	Kc	Kt	Nt	Sd	Sm	Wolf # 狼數	
1	4.32	—	3.7	—	—	3.6	4.17	—	3.16	—	54	
2	—	—	—	—	—	3.5	3.9	—	—	—	*38	
3	3.14	—	3.6	3.3	—	—	3.7	—	—	—	33	
4	2.10	—	2.4	2.9	2.5	1.1	2.7	2.5	—	2.8	22	
5	—	—	—	—	—	1.2	—	—	—	—	*17	
6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	*16	
7	0.0	0.0	—	0.0	0.0	—	0.0	0.0	—	0.0	0	
8	0.0	—	0.0	—	—	0.0	0.0	—	0.0	—	0	
9	—	—	—	—	—	—	—	—	0.0	—	*0	
10	1.9	1.5	1.2	—	1.3	—	1.6	1.3	1.7	—	14	
11	—	—	—	1.9	—	—	—	—	—	—	*18	
12	1.10	2.8	1.2	1.8	1.5	1.3	1.4	2.5	1.10	—	15	
13	1.10	2.6	—	—	1.4	—	1.3	1.5	1.9	1.3	15	
14	—	—	—	—	2.7	—	—	1.6	—	—	*22	
15	2.22	—	—	—	—	2.2	1.1	—	1.3	4.27	2.4	32
16	2.12	—	—	—	1.4	—	0.0	2.4	—	3.17	—	24
17	3.11	—	—	—	—	1.1	—	0.0	3.9	—	31	
18	4.14	—	—	—	—	2.6	3.6	—	—	3.15	—	40
19	5.16	5.15	—	—	4.17	4.9	2.3	3.7	—	—	3.5	50
20	6.23	—	—	—	—	4.8	—	3.6	—	5.20	3.7	62
21	—	—	—	—	—	4.5	—	—	3.15	—	*46	
22	—	—	—	—	—	—	2.2	3.7	—	—	*37	
23	3.12	—	—	—	—	—	—	3.8	1.4	3.13	—	32
24	5.21	2.6	—	—	2.10	2.4	—	—	1.3	3.20	2.8	53
25	3.26	2.15	—	3.13	3.11	2.6	2.11	2.9	3.27	2.13	42	
26	5.38	—	—	—	4.14	—	3.13	2.10	6.35	4.13	66	
27	5.32	3.13	—	2.14	2.8	2.7	—	2.9	3.9	2.8	62	
28	3.17	—	—	—	1.3	—	—	1.5	—	1.4	35	
29	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(22)	
30	1.3	—	—	—	—	1.1	0.0	1.1	1.3	0.0	1.1	10
31	1.2	—	—	—	2.3	1.1	—	1.1	0.0	0.0	0.0	9

観測者 観測地 口径 倍率 k 観測日数

望遠鏡

東京天文臺(Tokyo) 東京三鷹村 東京三鷹村 大阪市南区 4(2) 56 0.75 20 26 22

伊達英太郎(Dr) 長野岡谷 4.5(3) 56 0.90 16 12 8

古畑 正秋(Hh)* 臺北市 3.1) 30 1.50 24 21 6

岩崎 泰平(Is) 東京中野 2 64 0.95 12 18 12

小林 春雄(Kb) 旭川市外 1 1.10 9 25 18

草地 重次(Kc) 1 50 1.45 24 17 15

香取 眞一(Kt) 盛岡市、埼玉福岡村 1 50 1.15 19 16 19

内藤 一男(Nt) 東京目黒 1 50 1.35 14 14 15

島田 儀男(Sd) 桐生市 2 50 0.95 22 22 19

清水 保次(Sm) 東京目黒 1 40 1.20 9 18 13

*十一月七日—十二月四日高林光男代理観測

1930年 十月 十一月 十二月
 観測日数 30 30 30
 ウォルツ黒點数 37.3 42.4 29.9

十二月に於ける太陽黒點概況

上旬は先月以来のものが西縁に没した後には太陽面には黒點群を見ることが出来なかつた。中旬に這入つて黒點群が再び出現し下旬には相當多く観測された。そのうち主なるものは中旬の北五度附近の一大鎖狀群及び下旬の北十三度附近のやゝ大きな鎖狀群等であつた。
 日々観測された黒點群表は次の如くである。(東京天文臺 野附)

日付	數	日付	數
1	4	16	2
2	—	17	3
3	3	18	4
4	2	19	5
5	—	20	6
6	—	21	—
7	0	22	—
8	0	23	3
9	—	24	5
10	1	25	3
11	—	26	5
12	1	27	5
13	1	28	3
14	—	29	—
15	2	30	1
		31	1

天象

●流星群

三月も概して流星の出現數が少いが、主な輻射點は次の様である。

日	時	方位	性質
一日—四日	赤經	赤緯	附近の星
一日—四日	一一時 四分	北五度	獅子座 α
一日—四日	一六時四〇分	北五度	龍座 γ
一日—四日	二一時 四分	北七八度	ケフェウス座 β
一日—四日	—	—	—

●變光星

次の表は主なアルゴル種變光星の三月中に起る極小の中二回又は一回を示したもので、週期を加減することによつて他の極小の時も判る。

III	星名	等級	潜		入		出		現		月
			中、常用時	北極天頂から	中、常用時	北極天頂から	中、常用時	北極天頂から	中、常用時	北極天頂から	
1	134B. Gem.	6.5	1 44	172° 11'	2 7.5	222	164	11.1			
2	λ Can.	5.9	1 23	124	62	2 22	285	224	12.1		
5	σ Leo.	4.2	3 21	98	50	4 17	338	280	15.2		
24	104 Tau.	5.5	19 45	138	77	20 21	202	142	5.1		
26	406 B. Tau.	5.6	23 40	93	37	7日 0 32	277	227	7.3		

●東京(三鷹)で見える星の掩蔽

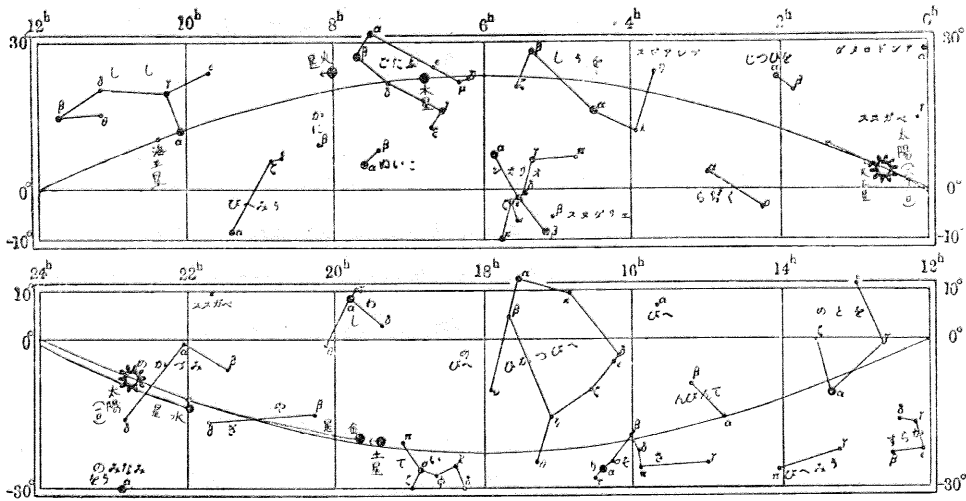
方向は北極又は天頂から時計の針と反對の向に暮くる。

ワルツ種	掩蔽國	第一極小	週期	極小		D	d
				中、常用時	三月		
062532 WW Aur	5.7—6.3	6.2	2 12.6	11 22,	16 23	5.7	—
023969 RZ Cas	6.2—7.9	6.3	1 4.7	12 22,	24 21	5.7	0.4
003974 YZ Cas	5.6—6.0	—	4 11.2	5 21,	14 19	7.8	—
005381 U Cep	6.3—9.3	—	2 11.8	9 22,	24 21	10.8	1.9
071416 R CMA	5.7—6.4	—	1 3.3	11 20,	20 22	7.2	—
061856 RR Lyn	5.8—6.2	—	9 22.7	10 23,	20 22	8	—
030140 β Per	2.3—3.5	—	2 20.8	18 21,	—	9.3	0
035512 λ Tau	3.8—4.2	—	3 22.9	20 6,	28 3	14	0
035727 RW Tau	7.1—11.0	—	2 18.5	13 1,	26 21	8.8	1.3

長週期變光星の極大の月日は本誌第二十三卷第二一九頁参照。三月中に極大になる観測の望ましい星はカシオペア座R、ケンタウルス座T、鯨座U、獵犬座R、一角獣座X、蛇遺座R、乙女座R等である。

惑星だより

太陽 水瓶座より魚座へと進み、一日の東京での日の出は六時十三分、日の入は五時三十五分である。十八日



彼岸を経て二十一日午後十一時七分春分となる。此の日の東京の日の出は五時四十五分、日の入は五時五十三分、晝間が十二時間七分、夜間が十一時間五十三分である。春分に晝夜が丁度平分されないのは曆に示す日の出、日の入の時刻は太陽の中心が地平線に現はれる時を云ふのではなく太陽の上縁が地平線に切する時を云ふのに依るためと、もう一つは大氣の屈折のために太陽が單なる幾何學的の地平線に達する先きに見え始める事に依るのである。その二つの原因の爲めに日の出は四分早くなり、日の入は四分遅くなつて居るのである。

月 月始めは双子座にあつて上弧を過ぎて間もない十二日の月であるが、四日午後七時三十六分獅子座に於て望となる。十一日午後二時十五分蛇遺座の南部の星附近に於て下弦となり、十九日午後四時

五十一分魚座に於て朔となる。二十七日午後二時四分には再び双子座に入つて上弦となり月末までには又獅子座に入る。近地點通過は四日午後八時で、その時の距離は地球半径の五・九倍、視半径は十六分四十七秒である。遠地點通過は十八日午前八時で、距離は地球半径の六三・七倍、視半径は十四分四十三秒である。これらの距離は今年中では一番近く又一番遠い距離である。

水星 水瓶座より魚座に順行する。七日午前六時日心黄緯最南となり、十六日午前九時太陽と外合する。二十六日午前七時昇交點を過ぎ、三十日午後九時近日點を過ぎる。光度は月始めが負〇・五等、二十日前後は負一・五等まで昇り、月末には負一・〇等まで降る。

金星 射手座の東部より山羊座を横切つて水瓶座まで進む。曉の明星で、二十四日に降交點を過ぎて黄道の南に降る。光度は負三・八等から負三・六等まで變る。

火星 蟹座にあつて始めは逆行し、日没頃には既に東天にあつて夜半過ぎまで觀測に適する。一日午後七時頃月と合をなして非常に接近する。九日午後一時頃となつて以後順行に復す。光度は始め負〇・四等星、それより次第に衰へて月末には正の〇・四等星となる。

木星 日没頃には既に南中近く、觀測には最も都合が良い。双子座の中央にあつて、始めは逆行であるが、七日午後五時頃となつて順行に復す。二十七日夜半頃月と合をなして、月、木相並ぶ。光度は始めは負二・〇等星にて、終りには負一・八等星となる。

土星 射手座の東部を順行する曉の星である。十四日の朝は月と相携へて昇つて来る。〇・八等星。

天王星 相變らず魚座にあるが今月は太陽に見舞はれて觀測は出来ない。六・三等星。

海王星 獅子座の南部、主星レギュラスの東方約五度の所にある。七・七等星。(水野)

三月の星座 日没頃にはプレアデスが殆ど天頂にあつて牡牛、駟馬、ヘルセウス等の諸星座がその周圍をかこむ。アンドロメダがベルセウスの西に續き、牡牛の南にはオリオンが續く。駟者の東には双子、その又南には大犬、小犬が續く。やがて山猫を追つて獅子と大熊が東と東北の空から舞ひ上り、十時頃になると乙女と牛飼が昇つて来る。(水野)

日本天文學會會員の變光星の觀測 (1931年)

Observations of Variable Stars.

By Members of the Astronomical Society of Japan.

擔任者 理學士 神 田 茂

變 光 星 の 觀 測 (一)

今回は新たに札幌の下保茂氏の觀測を紹介する。表の等級の後に : 印をつけたものは見積りの稍不確なものである。

觀測者 古畑 正秋(Hh)、濱 喜代治(Hm)、今井 正明(Ii)、黒米 徳藏(Kg)、下保 茂(Kh)、
神田 清(Kk)、金森 丁壽(Km)、金森 壬午(Kn)、黒岩 五郎(Ku)、宮島善一郎(Mj)、
三輪 一郎(Mw)、内藤 一男(Nt)、吉川 三郎(Yk)

毎月零日のエリウス日 1°30 VIII 0 242 6189 IX 0 242 6220 X 0 242 6250 XI 0 242 6281

J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.
アンドロメダ座RS242			242			242			ケフェウス座 T			242			242		
235(48 (RS And))	6253.0	3.2	Hh	6272.1	8.0	Hm	210868(T Cep)	6266.9	7.9	Hm	6250.1	9.0	Hm				
242	54.1	3.2	Km	73.0	8.0	"	242	67.0	7.8	Hh	53.0	8.8	Hh				
6248.1	9.3	Hh	68.0	3.2	Nt	76.1	8.2	"	6239.1	7.8	Hm	67.0	7.8	"	53.0	8.9	Hm
50.0	9.0	"	68.1	3.4	Ii	77.0	8.2	"	39.9	8.1	"	68.0	7.9	"	54.0	8.9	"
53.0	9.3	"	68.3	3.1	Ku	97.0	8.0	"	39.9	8.0	Nt	68.0	7.6	Km	55.0	8.7	Hh
55.0	9.2	"	71.9	3.2	Kh	駈者座 UX			40.9	8.1	"	68.0	7.5	Nt	60.9	8.6	Hm
65.0	9.2	"	72.0	3.2	Nt	650849(UX Aur)			42.0	7.9	Km	68.1	7.8	Hm	61.9	8.6	"
67.0	9.1	"	72.1	3.1	Ku	6248.1	8.9	Hh	43.0	8.0	Hm	69.0	7.8	"	62.9	8.5	"
77.0	8.7	"	72.1	3.1	Hh	53.0	9.0	"	43.3	7.9	Hh	71.9	7.7	Nt	64.9	8.5	"
79.1	8.8	"	72.9	3.5	Kh	79.1	8.5	"	44.0	7.9	"	72.1	7.8	Hm	65.0	8.7	Hh
83.0	8.7	"	74.0	3.5	"	駈者座 AB			44.2	7.9	"	72.2	7.5	Hh	66.9	8.4	Hm
86.0	8.7	"	75.0	3.3	"	04493 b(AB Aur)			46.9	7.9	Hm	72.9	7.6	Hm	68.1	8.4	"
92.9	9.2	"	76.0	3.2	Kk	6243.1	7.1	Hh	47.0	7.6	Ku	72.9	7.4	Ku	69.0	8.5	"
水瓶座 R			76.3	3.1	Ku	43.1	7.1	"	48.0	7.7	"	74.0	7.0	Hm	72.1	8.4	"
233815 (R Aqr)			76.3	3.1	Nt	43.3	7.1	"	48.1	7.9	Hh	75.9	7.3	Ku	72.9	8.5	"
6261.9	8.6	Yk	77.0	3.2	"	48.1	7.3	"	48.1	8.2	Hm	76.1	7.6	Hm	76.1	8.6	"
62.9	8.6	"	79.0	3.2	Kk	50.0	7.1	"	49.0	8.2	"	77.0	7.5	"	77.0	8.5	"
63.0	8.6	Hh	79.1	3.1	Hh	53.0	7.2	"	49.1	7.8	Hh	77.0	7.2	Hh	77.0	8.7	Hh
64.9	8.4	Yk	81.2	3.3	Kh	53.1	7.3	Hm	50.0	7.9	"	77.0	7.2	Ku	79.0	8.6	Hm
66.9	8.5	"	84.3	3.1	Ku	54.1	7.3	"	50.0	7.6	Ku	78.9	7.1	"	97.9	8.7	Hh
68.0	8.4	Hh	84.3	3.2	Kh	55.1	7.0	"	50.1	7.8	Nt	78.9	7.4	Nt	ケフェウス座SS		
71.9	8.6	Yk	84.3	3.2	Kh	68.1	7.3	"	50.1	8.1	Hm	79.0	7.3	Hh	033380(SS Cep)		
76.9	8.6	"	92.9	3.2	Nt	72.1	7.3	"	50.9	7.9	Nt	79.0	7.3	Hm	6211.1	7.6	Kn
79.1	8.4	Hh	93.0	3.1	Hh	73.0	7.3	"	53.0	7.9	Hh	80.9	6.9	Ku	39.1	7.1	Hm
80.9	8.6	Yk	93.0	3.1	Kk	76.0	7.1	Kk	53.0	8.0	Hm	83.1	7.0	Hh	40.0	7.5	"
84.9	8.6	"	93.0	3.1	Ku	76.1	7.3	Hm	54.0	8.0	"	86.0	6.7	"	43.0	7.0	"
93.0	8.7	"	93.9	3.4	Kg	77.0	7.1	Hh	54.0	7.9	Hh	90.9	6.8	"	46.9	7.3	"
98.0	8.7	"	95.0	3.1	Nt	77.0	7.1	Hm	54.1	7.9	"	92.9	6.5	"	48.1	7.6	"
98.9	8.7	"	95.1	3.2	Ku	77.1	7.1	Kk	55.0	8.0	Hm	92.9	6.8	Ku	49.0	7.0	"
牡羊座 T			97.1	3.2	Kg	79.1	7.1	Hh	57.0	7.8	Hh	93.9	6.9	Nt	50.1	7.1	"
024217 (T Ari)			98.3	3.1	Ku	79.1	7.1	Kk	60.0	7.5	"	93.9	6.8	Ku	53.0	6.9	"
6248.1	8.8	Hh	98.9	3.2	Nt	92.9	7.1	Hh	60.9	7.8	Hh	94.9	6.5	Hh	54.0	6.9	"
50.0	8.8	"	99.0	3.1	Kk	93.0	7.1	Kk	60.9	8.0	Hm	95.0	6.6	Nt	55.0	6.9	"
63.0	8.7	"	99.1	3.2	Kg	94.9	7.1	Hh	61.9	8.1	"	96.0	7.1	Ku	57.0	6.9	"
77.0	8.8	"	6302.1	3.2	"	98.0	7.1	"	61.9	7.8	Hh	97.9	6.5	Hh	60.9	6.9	"
93.0	8.9	"	63.2	3.1	Kk	98.9	7.1	Kk	62.0	7.5	Km	98.9	6.9	Ku	61.9	6.9	"
駈者座 ε			63.2	3.1	Kk	6302.0	7.2	"	62.9	8.0	Hm	98.9	6.6	Nt	62.9	6.8	"
045443 (ε Aur)			65.1	3.2	"	63.2	7.1	"	62.9	7.6	Ku	ケフェウス座 RU			64.9	6.8	"
6239.1	3.2	Nt	66.0	3.1	"	66.0	7.1	"	62.9	7.8	Nt	010884(RU Cep)			66.9	6.6	"
43.3	3.2	Hh	68.1	3.2	"	68.0	7.2	"	63.0	7.8	Hh	6239.1	9.2	Hm	69.0	6.8	"
46.3	3.4	Nt	駈者座 TW			ケフェウス座 S			64.9	7.8	"	40.0	9.1	"	72.9	6.7	"
48.1	2.9	Ii	054945(TW Aur)			213678(S Cep)			64.9	8.0	Hm	43.0	8.8	"	76.0	7.3	Kk
48.3	3.2	Ku	6253.1	8.1	Hm	6248.1	9.5	Hh	64.9	7.8	Nt	43.3	8.7	Hh	76.1	6.8	Hm
49.1	3.2	Hh	54.1	8.2	"	65.0	9.6	"	65.9	7.8	Hh	46.9	8.8	Hm	77.0	6.9	"
50.3	3.2	Ku	68.1	7.9	"	92.9	10.0	"	65.9	7.5	Ku	48.1	8.8	"	79.0	7.0	"
									66.1	7.5	Km	49.0	9.0	"	91.9	7.2	Kk
												49.1	8.7	Hh	93.9	7.3	Kn
															95.0	7.1	"

天文月報

(第二十四卷第三號附録)

J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.	J.D.	Est.	Obs.				
242			242			242			242			242			242						
6296.1	7.1	Km	6204.0	5.9	Kn	6261.9	9.5	Hh	6292.9	6.4	Ku	6227.0	7.3	Km	6265.9	6.5	Nt				
98.9	7.2	Kk	10.0	6.0	"	72.1	9.4	Mj	93.0	6.7	Kn	30.0	7.4	"	71.9	6.4	"				
6303.3	7.1	"	11.0	5.6	"	76.1	9.7	"	93.9	6.4	Yk	42.1	7.4	"	72.9	6.5	Ku				
06.0	7.3	"	46.9	6.0	Kg	76.9	9.7	Hh	94.0	6.6	Mw	43.1	7.7	Hh	75.9	6.5	"				
鯨座 o			63.9	6.0	Kn	91.0	10.2	"	95.0	6.7	Kn	50.0	7.7	"	78.9	6.5	"				
021403 (o Cet)			71.9	5.9	"	92.9	10.2	"	95.9	6.7	"	50.1	7.3	Kn	78.9	6.5	Nt				
6211.1	6.5	Kn	98.9	6.0	"	95.9	10.0	"	98.0	6.3	Hh	55.0	7.4	Hh	92.9	6.3	"				
43.3	7.2	Hh	冠座 V			白鳥座 V			98.0	6.5	Yk	61.1	7.4	Km	92.9	6.4	Ku				
48.1	7.2	"	154539(V CrB)			203847(V Cyg)			98.9	6.6	Ku	61.9	7.4	Hh	96.0	6.3	"				
48.3	7.3	Ku	6253.0			7.4	Hh	6250.0	9.5	Hh	99.0	6.4	Yk	62.0	7.2	Km	98.9	6.4	"		
50.3	7.2	"	65.9	7.8	"	67.0	9.3	"	99.1	6.4	Kg	66.0	7.2	Km	98.9	6.4	Nt				
53.0	7.5	Hh	68.0	8.0	"	77.0	9.5	"	6301.9	6.3	"	67.0	7.4	Hh	顯微鏡座 T						
63.1	7.8	Hm	71.9	7.4	Mw	92.9	9.8	"	02.1	6.3	"	72.1	7.2	Kn	202128 (T Mic)						
64.1	7.7	"	冠座 RR			白鳥座 W			200938 RS			73.0	7.4	Hh	6271.9	7.2	Kk				
68.1	7.9	"	153738(RR CrB)			21344 W Cyg)			白鳥座 (RS Cyg)			76.1	7.4	Kk	98.9	7.3	"				
72.1	7.8	"	6241.0	7.5	Mw	6210.0	6.8	Kn	6230.1	8.0	Km	77.0	7.4	Hh	一角獸座 U						
72.1	8.0	Kn	53.0	7.2	Hh	11.0	6.7	"	49.1	7.6	Hh	86.0	7.4	"	072609(U Mon)						
73.0	7.9	Hm	65.9	7.2	"	30.1	6.6	Km	55.0	7.6	"	92.9	7.3	"	6248.3	7.0	Ku				
76.1	7.9	"	66.9	7.2	"	39.1	6.5	Hm	67.0	7.7	"	93.0	7.3	Kn	50.3	6.5	"				
77.0	8.0	"	68.0	7.2	"	40.0	6.5	"	68.0	7.6	Km	95.0	7.3	"	68.3	6.0	"				
77.0	8.4	Kk	71.9	7.5	Kk	42.1	6.5	"	77.0	7.7	Hh	95.9	7.3	"	76.3	6.1	"				
77.0	8.2	Hh	71.9	7.5	Kk	42.1	6.6	Km	90.9	8.0	"	95.9	7.1	Hh	84.3	6.2	"				
79.0	8.1	Hm	71.9	7.3	Mw	43.0	6.5	Hm	白鳥座 AF			98.0	7.3	Kn	95.2	6.2	"				
93.0	8.8	Hh	白鳥座 X			43.9	6.4	Yk	19274(AF Cyg)			98.9	7.3	Kn	98.2	6.1	"				
93.0	8.6	Kk	6239.0	7.5	Nt	44.1	6.3	Hh	6210.1	6.8	Kn	6302.0	7.3	Kk	6303.3	6.2	Kk				
95.0	8.0	Kn	39.1	7.3	Hm	46.9	6.5	Hm	11.0	6.8	"	龍座 TX			05.1	6.3	"				
99.0	8.3	"	39.9	7.9	Nt	46.9	6.3	Kg	27.0	7.7	Km	163360(TX Dra)			蛇遺座 X						
6306.0	8.8	Kk	40.0	7.4	Hm	47.0	6.6	Ku	30.0	7.7	"	6271.9			7.6	Kk	183308 (X Oph)				
鯨座 T			42.1	7.3	"	48.1	6.3	Hh	31.1	7.7	"	93.0			7.6	"	6249.1	8.7	Hh		
001620(T Cet)			43.0	7.4	"	48.1	6.3	Hm	42.1	7.8	"	98.9			7.6	"	53.0	8.6	"		
6248.1	6.7	Hh	43.0	7.4	"	49.0	6.5	"	45.0	7.8	Mw	6303.3			7.5	"	63.0	8.9	"		
62.0	6.5	Km	43.9	7.5	"	50.0	6.4	Hh	49.1	7.8	Hh	ヘルクス座 AC			182621(AC Her)			68.0	8.8	"	
63.0	6.6	Hm	46.1	7.9	Ku	50.1	6.3	Hm	53.1	7.9	Hm	6230.0			8.5	Km	77.0	8.9	"		
63.0	6.6	Hh	46.9	7.6	Hm	50.1	6.7	Kn	54.0	7.9	"	6230.0			8.5	Km	92.9	8.7	"		
65.0	6.7	Hm	48.1	7.8	"	53.0	6.4	Hm	54.1	8.0	Km	6230.0			8.5	Km	オリオン座 α				
66.0	6.6	Km	48.1	7.8	Hh	54.0	6.5	"	54.9	7.9	Hm	42.0			7.5	"	054907 (α Ori)				
66.0	6.3	Kk	49.0	7.9	Hm	54.9	6.4	"	55.0	7.8	Hh	44.0			7.6	Hh	6239.3	0.5	Nt		
66.9	6.7	Hm	49.0	8.0	Ku	57.0	6.5	"	57.0	7.9	Hm	48.1			7.6	"	43.3	0.6	Hh		
68.1	6.7	"	50.0	7.6	Nt	60.9	6.3	"	60.9	7.9	"	49.1			7.7	"	46.3	0.4	Nt		
69.0	6.7	"	50.0	7.6	Hh	60.9	6.6	Yk	61.0	7.9	Km	50.0			7.8	"	54.1	0.5	Hm		
71.9	6.6	Mw	50.0	7.6	Hm	61.9	6.5	Hm	61.9	7.9	Hm	53.0			7.9	"	57.3	0.6	Nt		
71.9	6.2	Kk	53.0	8.2	"	62.9	6.4	"	62.0	7.7	Hh	62.0			8.2	"	68.1	0.6	Ii		
72.1	6.7	Hm	54.1	8.1	"	62.9	6.3	Ku	62.9	7.9	Hm	62.0			8.4	"	69.1	0.8	Nt		
73.0	6.8	"	54.9	8.4	"	62.9	6.4	Yk	64.9	7.9	"	63.0			8.4	"	72.1	0.6	Hm		
76.1	6.5	"	55.0	7.9	Hh	64.0	6.6	Kn	66.0	7.8	Km	64.9			8.4	"	72.1	0.6	Ii		
76.9	6.6	"	57.0	8.3	Hm	64.9	6.3	Hh	66.9	7.9	Hm	67.0			8.5	"	72.1	0.6	Hh		
77.1	6.2	Kk	60.0	8.0	Nt	64.9	6.4	Hm	67.0	7.7	Hh	68.0			8.5	"	73.2	0.6	Kk		
79.0	6.6	Hm	60.9	8.0	Hm	64.9	6.4	Yk	68.1	7.9	Hm	71.9			7.9	Kk	74.2	0.8	"		
79.1	6.7	Hh	61.9	8.3	"	65.0	6.3	Ku	69.0	7.9	"	77.0			8.2	Hh	76.1	0.8	Hm		
83.0	6.1	Kk	61.9	8.0	Hh	66.9	6.5	Hm	72.1	7.7	Kn	90.9			8.4	"	76.3	0.7	Kk		
93.1	6.1	Kg	62.9	8.4	Hm	67.0	6.3	Hh	72.9	7.7	Hm	92.9			8.5	"	76.3	0.4	Nt		
95.0	6.5	Hh	64.9	8.2	Hm	67.0	6.6	Mw	73.0	7.6	Hh	93.9			8.4	"	77.1	0.8	Hm		
97.1	6.0	Kg	64.9	8.8	Nt	68.0	6.5	Ku	74.0	7.6	Hm	97.9			8.4	"	79.1	0.3	Hh		
98.9	6.0	Kk	65.9	8.8	"	68.1	6.5	Hm	76.1	7.7	"	99.9			8.4	"	79.1	0.6	Nt		
6301.9	5.5	Kg	66.9	8.4	Hm	69.0	6.5	"	77.0	7.4	"	98.9			8.4	Kk	79.2	0.6	Kk		
02.0	5.9	Kk	67.0	8.6	Hh	71.9	6.5	Yk	77.0	7.6	Hh	6302.9			8.4	"	81.2	0.6	Kh		
06.0	5.9	"	69.0	8.4	Hm	72.0	6.9	Kn	79.0	7.2	Hm	04.9			8.4	"	84.3	0.7	"		
蟹座 RS			71.9	9.5	Nt	72.9	6.5	Hm	86.0	6.9	Hh	琴座 XY			86.0			0.6	Hh		
090431(RS Cnc)			72.9	8.8	Hm	73.0	6.3	Hh	91.0	7.1	"	183439(XY Lyr)			93.0			0.3	"		
6250.3	6.6	Ku	74.0	9.0	"	74.0	6.5	Hm	92.9	7.0	"	6239.9			6.3	Nt	93.0	0.4	Nt		
68.3	6.7	"	77.0	9.0	Hh	75.9	6.6	Ku	93.0	6.8	Kn	40.9			6.3	"	93.1	0.7	Ii		
76.3	6.5	"	79.0	9.2	Hm	76.1	6.4	Hm	94.0	6.6	Mw	46.1			6.4	Ku	93.1	0.6	Kg		
79.2	6.8	Kk	91.0	9.7	Hh	76.9	6.6	Yk	95.0	6.4	Kn	48.0			6.4	"	94.1	0.7	Kn		
84.3	6.8	Ku	白鳥座 R			77.0	6.5	Hh	95.9	6.5	"	48.0			6.4	"	95.0	0.4	Nt		
95.2	6.8	"	193449(R Cyg)			77.0	6.4	Hm	98.0	6.6	Hh	50.0			6.3	Nt	95.2	0.6	Hh		
98.3	6.7	"	6227.0	8.7	Km	78.1	6.6	Ku	98.9	6.5	Kn	50.9			6.5	"	96.1	0.4	Kn		
6303.1	6.8	Kg	48.1	8.9	Hh	79.0	6.4	Hm	白鳥座 CH			57.9			6.3	"	97.1	0.6	Kg		
03.2	6.7	Kk	50.0	9.0	"	80.9	6.5	Yk	192150(CH Cyg)			62.9			6.4	Ku	99.0	0.5	Nt		
08.1	6.8	"	53.1	9.1	Mj	84.9	6.6	"	6210.1			7.2	Kn	64.9			6.4	Nt			
冠座 R			61.1	9.3	"	86.0	6.2	Hh	11.0			7.3	"	65.0			6.4	Ku	6302.1	0.7	Kg
154428(R CrB)						92.9	6.2	"													



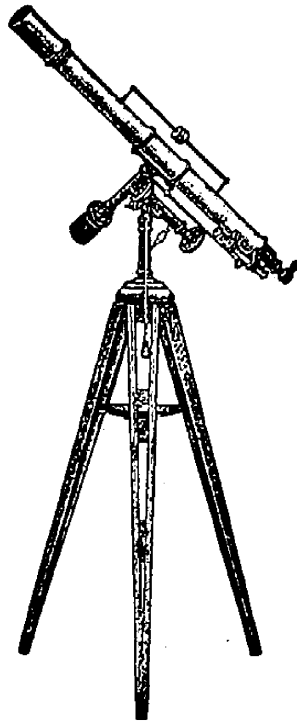
光 榮

弊所製天體望遠鏡は國産
唯一の優秀品として官民
各方面の認識を得るに至
れり

陸海軍、文部省、各大學專
門學校、測候所、各中等學
校其他多數御下命の榮を賜
ふ。

海と空の博覽會金牌受贈、
優良國産品審査合格

動物レンズ、アイピース其
他各種望遠鏡用附屬品及部
分品豊富取扱



品 種

コメット號	40圓
ダイアナ號	55圓
アポロン號	100圓
ウラノス號	190圓
三吋經緯臺	350圓
三吋赤道儀	500圓
四吋經緯臺	800圓
四吋赤道儀	1,000圓

其他大型經緯臺式及赤道儀
式(目盛環付及無し運轉時
計付及無し)天體望遠鏡並
に地上用望遠鏡各種設計製
作

詳細カタログ御申越次第送呈す

五 藤 光 學 研 究 所

東京市外駒澤町上馬一四三番地

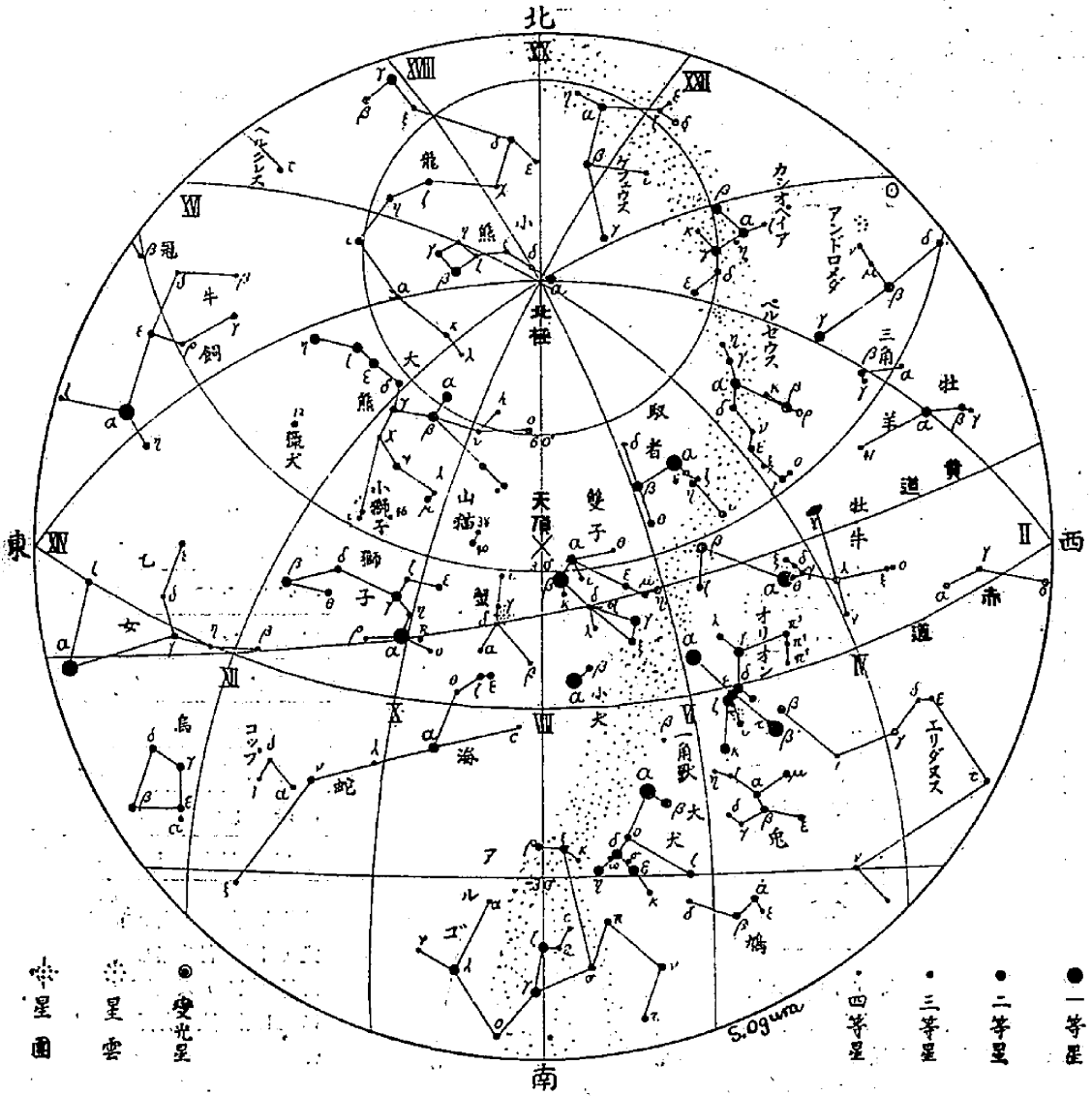
電話世田谷1050 振替東京73255

三 月 の 星 座

時七後午日十三

時八後午日五十

時九後午日一



プロマイド天體寫眞

(繪葉書型)

定價 一枚金十錢

送料(二十五枚まで)二錢

一、水素α線にて撮りたる太陽。二、月面アルプス山脈。三、月面コペルニクス山。四、オリオン座大星雲。五、琴座の環状星雲。六、白鳥座の網状星雲。七、アンドロメダ座の紡錘状星雲。八、獵犬座の渦状星雲。九、ヘルクレス座の球状星雲。一〇、一九一九年の日食。一一、紅綫及光芒。一二、七三時反射鏡遠鏡。一三、百時反射鏡遠鏡。一四、エルケス大望遠鏡とアインスタイン氏。一五、モリアウス氏彗星。一六、北極附近の日週運動。一七、上弦の月。一八、下弦の月。一九、土星。二〇、太陽。二一、大熊座の渦状星雲。二二、乙女座紡錘状星雲。二三、ヘガス座渦状星雲の集合。二四、大熊座島星雲。二五、小狐座暗星雲。二六、一角獸座變形星雲。二七、蛇座S字狀暗星雲。二八、アンドロメダ座大星雲。二九、牡牛座プレアデス星團。三〇、ウイロン山天文臺百五十呎塔形望遠鏡。三一、ウインホッケ彗星。三二、東京天文臺八時赤道儀。三三、同子午環室。三四、一九二九年の日食。

東京天文臺繪葉書

(コロタイプ版)

四枚一組十錢送料三錢

第一集 子午儀、時計室、子午環、子午環室
第二集 天頂儀、聯合子午儀室、八時赤道儀
八時赤道儀室。

發賣所 東京府下三鷹村東京天文臺内
振替東京一三五九五

日本天文學會