

目 次

論 文 紹 介

W. M. H. グリーヴス原著：星の大気からの連続放射の流出（大澤清輝抄譯）……………	95
----------------------------------------------	----

資 料

無線報時修正値……………	104
VII月に於ける太陽黒点概況……………	105

天 象 欄

XI月の太陽・月、及び惑星……………	105
流 星 群……………	106
變 光 星……………	106
東京(三鷹)に於ける星の掩蔽(XI—XII)……………	106

お断り：本邦原點の經緯度に就ての著者佐藤友三氏は公用出張中にて原稿間に合はず
本月號は休載

論 文 紹 介

星の大気からの連続放射の流出*

W. M. H. グリーヴス

1. 本総合報告では星の大気から出る連続放射に関する研究の概観を述べようと思ふ。連続放射と言つても、厳密に考へれば、吸収線の問題と切離して取扱ふことは出来ない、連続放射も吸収線の存在によつて影響されるのである。然し先づ第一段階として、吸収線の影響は考へないでおき、連続放射の放出には「吸収」が主として働き、吸収線の形成には「拡散」が主役を演じてゐると考へても、かなり良い近似が得られるのである。

かなり最近に至るまで、観測的にも理論的にも、星から發せられる放射は極はめて良い近似に於て、「有効温度」によつて定る「黒體放射」であるといふ考へに支配されてゐた様である。この考へは後にも述べる様に、星の物質の吸収係数は波長に關せず一定であるといふ假定と等價であつて、理論的にも観測的にもさう考へるべき充分の理由があると思はれてゐたのである。即ち観測の方で言へば、星の連続放射のエネルギー分布は観測誤差の範囲内で黒體放射に近く見え、理論の方では、太陽の吸収係数が波長に無關係だと假定して太陽面の輝度分布（周縁の減光率と言つてもよい）が観測とかなり良く合ふ様に算出されたりしたのである。その結果として、星は黒體の如く放射して居り、星の大気に於ける状態は **Fowler, Milne の電離理論をあてはめ得るほど十分に平衡状態に近い**と考へられるに至つた。即ち星の大

気電子圧が知れば、種々のスペクトル線が最大強度に到達すべき「温度」がわかり、従つて星のスペクトルの観測からこの意味に於ける「温度」が定まるといふ譯である。その時電子の部分圧を知る必要があるが、これは分光測光的材料に基づく考察から 10^{-4} atm なる値を採用した。この Fowler-Milne の式の意味する「温度」は、吸収線の得られる反彩層の平均温度と、光電電離に關與する短波長放射の有効温度との間にあると考へられる。「黒體の星」では、この短波長放射の有効温度は星の放射全體の有効温度と等しい筈で、反彩層の温度はこれと表面温度との間にある筈であるから、（普通表面温度は有効温度よりも 20% ほど小さい）、Fowler-Milne 式の示す電離温度は「黒體星」の温度と 10% ほどの誤差の範囲内で一致してゐると考へることができる。

Fowler-Milne の式によつて與へられる温度は O_0 乃至 B_0 では 26500° , B_1 では 19000° , B_2 で 16500° , A_0 では $10,000^\circ$ であつた、もし星が本當の黒體ならば、これらの値は直接の分光測光的観測の結果と一致する筈である。1925~1926 年にグリニッチに於て、これを試験する観測が行はれた。A 型星と B 型星との相對的分光測光的勾配 (relative spectrophotometric gradient) を測つた結果、AB 間の勾配の差は 0.30 であつて、A 型の温度を 10000° と假定すれば、 B_1, B_2 の温度は 13400° となる。その後グリニッチに於て行はれたこの種の観測の決定版とも見るべき M. N. 100, 189 (1940) を見ても、この値は殆ど動かせない所であつて、Fowler-Milne 式の與へる温度とはどうしても合はないのである。（もし Fowler-Milne に従つて、 A_0, B_2 の温度を夫々 $10000^\circ, 16500^\circ$ とすれば、その勾配の差は 0.47 となであるのに、その測定値は 0.30 で、測定の公算誤差は僅かに ± 0.02 にすぎないのである。）従つて結論としては、黒體の近似が非常に間違つてゐるか、Fowler-Milne の採用した $P_e = 10^{-4}$ atm なる値が根本的に間

(*) W. M. H. Greaves: The Escape of Continuous Radiation from Stellar Atmospheres (M. N. 101, 143, 1941) の抄譯である。星の連続スペクトルを中心にしてこれと關聯のある諸問題の歴史と現状とを素描してある。グリニッチの勾配については特に詳しく述べてあり、多少我田引水の傾向があるけれども、讀者諸賢に幾分でも御参考になれば幸甚である（譯者）

違つてゐるのかいづれかとなつた。事實 1926 年に (M N 87, 362) $P_0 = 1.1 \times 10^{-2}$ atm を用ひると Fowler-Milne 式は A_0 に 13000 , B_2 に 20300° を與へ、これは勾配の差にすると 0.31 に相當してゐることが指摘された。その後勾配の絶対測定を行つた結果で A_0 に 15600° なる結果も出たが、その測定の精度が相対的勾配のそれに比して著しく劣ることを考慮すれば、 A_0 の色温度として 13000° 附近の値を維持することが觀測的に見て妥當だと思はれる。(第 3 節參照)。従つて、壓力に大きな値を採用すると(これは他の困難を伴ふかもしれないが)、可視スペクトル域内の色温度の觀測による證據がある限りは、黒體輻射の近似を良い近似であると見て、Fowler-Milne の電離温度を有效温度及び色温度と全く等しいと見ることができたのである。(この考へ方が如何にして修正されて來たかを次の諸節で述べようと思ふ。)

2. **バルマー不連続** 然し 1626 年前後に、全く他の種類の新事實が見出だされ、星は近似的にも黒體輻射であるとは見ることができない様な證據になつてしまつた。水素のバルマー系列の極限 ($\lambda 3647 \text{ \AA}$) に於ける連続スペクトル強度の不連続がこれである。

Huggins は 1876 年の末頃から既に A 型星に於てバルマー不連続に注目してゐたが、量的に研究したのは Ch'ing Sung Yü (徐青松) (L. O. B., 375) が最初で、最近には Arnulf, Barbier, Chalonge その他フランスの天文學者の手によつて正確な測定が行はれた。(Ann. d'Astrophys., 1, 293, 402; 2, 479) この結果によれば、バルマー不連続の飛躍の大きさはバルマー系列吸収線と同様 A_0 型星に於て最も大きく、1.2 等級にも及んでゐる。即ちバルマー極限よりも波長の長いところの強度は、それよりも短波長のところの強度の約 3 倍なのである。(超巨星ではバルマー不連続はもう少し小さく、極大は F₀ 型あたりで起る。)

従つて星の連続スペクトルは近似的にも黒體と見做すことはできない。周知の様に、星の「有效温度」は、その星の單位表面積から毎秒出るエネルギーと等量のエネルギーを輻射する黒體の温度で定義され、「輝度温度」は特定の波長 λ の輻射だけについて黒體輻射と比較して定義される。縦軸に 1 オングストロームあたりのエネルギーを取り、横軸に波長をとつて、星の輻射を圖示すれば、そのエネルギー曲線は、横軸との間に T_e に對する本當の黒體の輻射の曲線と等しい面積を圍んでゐる。然し部分的には星のそれは黒體のそれ

に比し、或る時は高く或る時は低い。

星の輻射する波長 λ のエネルギー(單位表面積、單位波長の幅について)を H_λ とすれば、輝度温度 T_λ は

$$4H_\lambda = B_\lambda(T_\lambda)$$

である。ここに $B_\lambda(P)/c$ はプランク函数である。又、有效温度 T_e は

$$\frac{1}{4} ac T_e^4 = \int_0^\infty H_\lambda d\lambda$$

である。 $\frac{1}{4} ac$ は Stefan 常数である。星の連続スペクトルの分光測光觀測から普通直接に得られるのは色温度 T'_λ であつて、これは次式で定義される:

$$\frac{d}{d\lambda} \log H_\lambda = \left[\frac{d}{dT} \log B_\lambda(T) \right]_{T=T'_\lambda}$$

なほ一言附加しておく: 星の大氣から輻射されるエネルギーは特定の「輻射する表面」といふものから輻射されるのではなく、種々の深さからの輻射の積分であることを注意する必要がある。従つて「温度輻射をしてゐる表面の本當の温度」といふ概念に相當するものは存在しない。従つて天體物理學に於ては、實驗物理學で言ふところ「輝度温度は本當の温度よりも常に低い」といふ定理に類似するものは無いのである。

本當の黒體の表面からの輻射ならば、 T_λ 及び T'_λ はすべての波長について一定で、それは又 T_e にも等しい、然し星に於てはバルマー不連続から知られる様に、 T_λ と T_e とは一致しない。これらの有様の大體は Pannekoek の圖 (Ap. J., 84, 488) を見ればよくわかる。この圖は T_e が 10080° なる星のエネルギーの理論曲線であつて、大ざつばな近似を用ひて出たものであるから量的には正しくないけれども、バルマー不連続が 1.2 等級にも及ぶ星のエネルギー曲線を、性質的には實によく表はしてゐる。

A_0 型の星の連続スペクトルは上述の如く黒體のそれとは非常に違つてゐるが、可視域だけに於ては、エネルギー曲線の觀測では 2~3% の範圍内でプランク函数のエネルギー分布によく比例してゐる。恐らくバルマー、パッシェン兩極限の間では、到る處さうなつてゐるのであらう。即ち星のエネルギー曲線のこの部分はプランク函数に或

(*) 譯者註: 普通天體物理學の教科書では、「色温度」は二つの波長 λ_1, λ_2 の輻射 $H_{\lambda_1}, H_{\lambda_2}$ の比を黒體と比較して決定した温度のことを言ふ場合が多い。本文に定義した色温度 T'_λ は「勾配温度」と呼ばれるのが普通である。

る一定なる因子を掛けたもので表はされ、色温度 T_{λ}' だけは、近似的には波長に無関係といふことになる。この點で A_0 型の星は、灼熱したタングステンの繊維——我々が日常使つてゐる電球の——によく似てゐる。

眞空タングステン電球の繊維の「本當の温度」が 2500 °K の場合、相對的エネルギー分布は可視域内では約 1% の精度でプランク曲線のそれと一致してゐる。(W. E. Forsythe: Colour Match and Spectral Distribution, J. O. S. A; R. S. I., 7 (1923, 1115) Forsythe によれば、赤と青とで黒體輻射に合はせると緑で 1% の過剰が出るさうである。即ち色温度は可視域内では近似的に一定であるが、1924 年に International Commission on Illumination に出した論文によれば、その電球の色温度は 2554°K で、本當の温度よりは大きく、又 λ 6650 の輝度温度はそれよりもずつと低く 2275°K であると言つてゐる。従つて可視域に於て 2554°K のプランク函数によく比例してゐるからと言つて、タングステン繊維の輻射が黒體の輻射と同じたといふのは大いに間違つてゐる。而して同じことが A_0 型の星についても言へるのである。

事件が終つてしまつた後で批評するのは易しいことかも知れないが、然し次の事だけは記憶しておく必要がある。即ち 1926 年にバルマー不連続に関する Yü の論文が出てから後は、星、殊に A_0 星を黒體輻射體と見るのが良くないことは明らかになつた筈なのであるから、1926 年以後の數年間を色温度の絶對測定に努力した人人が此の論文の價値をよく認識してゐたならば、當時行はれた餘計な努力は避けられたのではないかと思ふ。 A_0 星の色温度の測定の結果、Fowler-Milne の式から出した温度と著しく違つた温度を得た事について、色温度も輝度温度も近似的には有效温度に等しい筈だと一般に信じられてゐた爲に、非常な混亂に陥つて、假想的な觀測誤差を探索するのに少なからぬ努力が無駄に費やされたのであつた。觀測者達が自分等の測定こそ正しいものであつて、色温度と電離温度とが一致しないのは當然であることを信ぜざるを得なくなつたのは、極めて徐々であつた。

3. 色温度の測定 色温度の測定方法の詳しい事は夫々の報告書に譲つて、ここでは唯、一般的な原理だけを述べておく。

色温度の定義は前節で述べた通りである。今日

ひろく行はれてゐる方法は寫眞測光法である。今 $I_{\lambda}^{(1)}$, $I_{\lambda}^{(2)}$ を以て、二つの光源から發せられる單位波長域内のエネルギーの量とすれば、先づ分光測光によつて $I_{\lambda}^{(1)}/I_{\lambda}^{(2)}$ を出し、次に $\frac{d}{d(1/\lambda)} \log_e (I_{\lambda}^{(1)}/I_{\lambda}^{(2)})$ を出すのである。これは又 $\phi_{\lambda}(T_2') - \phi_{\lambda}(T_1')$ なる形に書くことができる。ここに $\phi_{\lambda}(T)$ は

$$\phi_{\lambda}(T) = \frac{C_2}{T} (1 - e^{-C_2/\lambda T})$$

$$C_2 = 14320 \text{ microns} \times \text{deg. abs.}$$

なる函数である。

本當の黒體ならば、 $\log_e(I_{\lambda}^{(1)}/I_{\lambda}^{(2)})$ は $1/\lambda$ の一次函数によく似て居るから、かなり廣い範圍の $1/\lambda$ に關して測定を行つて、 $\phi_{\lambda}(T_2') - \phi_{\lambda}(T_1')$ を定め、 λ の値はその波長域に於ける波長の調和平均を當てはめることができる。

星のスペクトルを實驗室の黒體と比較してみると、かなり廣い範圍内で $\log_e(I_{\lambda}^{(1)}/I_{\lambda}^{(2)})$ が $1/\lambda$ の一次函数で表はし得ることが知られた。これは前節で述べた事(バルマー、パッシェン兩極限の間では星の相對的エネルギー曲線はプランク函数に大體比例してゐること)から當然のことである。この條件の下で、星を黒體の様に取扱つて、その結果の色温度は用ひた波長域に於ける波長の調和平均の波長に相當すると考へることが出来る。 $\phi_{\lambda}(T_2') - \phi_{\lambda}(T_1')$ は「勾配差」と呼ばれてゐる。この命名は最初 Sampson が用ひたものである。

星と實驗室の光源とのエネルギー曲線を比較して、後者が標準化されて居れば、即ち $\phi_{\lambda}(T_2')$ が知られてゐれば、それに従つて $\phi_{\lambda}(T_1')$ がわかり、つづいて T_1' がわかる⁽¹⁾。星と星との比較を行へば星相互の ϕ 函数の差だけが得られる。かくの如き比較の一列を、一つ又は數個の標準の星(又はその平均)に對して行つて、これを「相對的勾配」と呼び、色指數と同様に零點は A_0 の平均を用ひて、 A_0 よりも低温度では相對的勾配は正、

(1) ϕ_{λ} から T を出す爲のテーブルは λ 5000 A, 4250 A, 3500 A について出版されてゐる。Greenwich Publ., 1932, 63, Tab. V. Arnulf, Barbier, Chalonge, Canavaggia: Journ. des Obs., 19, 152.

高温度の場合は負數にする約束になつてゐる。

星と實驗室の光源とを比較する絶對測定では、地球大氣に依る光の吸収及び擴散などの厄介な補正を施す時の誤差、及び實驗室の光源の標準化の誤差、及び關聯する難しい技術に付き纏ふ誤差群の爲に、等高度法に依る相對的測定に比べて精度がずつと悪い。

今までに出版された相對的勾配の最も大量の測定はグリニッチの250個の星に關するものである。(MN., 100 189). これは可視域の測定で、 $\lambda=5000 \text{ \AA}$ に相當して居り、平均公算誤差は ± 0.02 である。零點は9個の標準 A_0 星の平均に準據してあり、これは絶對測定が行はれてゐる。標準 A_0 星の平均の $\phi_\lambda(T)$ の値を ϕ_0 と置くことにする。グリニッチの Greaves, Davidson, Martin (MN, 94, 505)によれば $\phi_0=0.99$ で、Williamsが Ann Arborで行つた測定 (Michigan Obs. Publ. 7, No. 6)では $\phi_0=1.23$, Kienleが Göttingenで測つた値は $\phi_0=1.01$ である。かくの如く ϕ_0 の値が甚だしく違つてゐるのは、 ϕ_0 の絶對測定が如何に難しいものであるかを雄辯に語つてゐる。この誤差は標準電球の系統的誤差を含むと考へられたので、Williamsは關係した各實驗室の標準電球の比較と言ふ、極めて困難ではあるが有益な仕事を行つた。(Michigan Obs. Publ. 8, No. 2). その結果、Nela Park, Göttingen, Paris, 及び Teddington (National Physical Laboratory)の標準の平均に準據して、Greenwich, Ann Arbor, Göttingenの ϕ_0 の値を補正すると、夫々 1.01, 1.03, 1.27となり、やはり大きな相違が残つてしまつた。そこで不満足ながらも $\phi_0=1.10$ といふ平均値を用ひて、誤差は0.10以内と見ても大きな違ひは無いであらうといふ事になつた。 ϕ_0 のこの値は温度にすれば 15600°K であつて、1925年頃に 10000° ($\phi_0=1.52$ に相當する)と推定されてゐたのに比べて格段の進歩である。

$\phi_0=1.10$ を用ひてグリニッチの相對的勾配を色温度に換算すると、250個の星の内で色温度の最高のものは、 γ Pegasi (B_2), β Cephei (B_1)の 28000°K である。なほ H. D. 星表の内の主系列 G_0 星の平均相對的勾配は約1.1で、 $\phi_0=1.1$ を用ひれば、 $\phi_{G_0}=2.2$ となり、色温度は 6600° となる。ここで、太陽の相對的勾配を一般の主系列 G_0 星のそれと比較してみよう。太陽の連續スペクトルのエネルギー分布の測定に關しては多數の文獻がある。Wilsing, Abbotの初期の測定は太陽の吸収線の影響を含み、H. H. Plaskettの測定 (Publ. Dominion Astrophys. Obs., 2, 242)にも程度の差こそあれ吸収線の影響が除去されてゐない。1935年に Mulders (Z. f. Ap., 4, 2, 132)は Rowlandの強度尺度の較正表を用ひて Abbot及び Plaskettの結果に補正を施した結果、両者は非常によく一致するに至つた。 λ

4000と λ 7000との間では太陽面中心のスペクトル分布は温度 7140° に對するプランク函數に比例して居り、従つてこれがその波長域内の色温度に他ならない。 λ 4000以下では Muldersは Fabry-Buissonの λ 3000~ λ 4000の測定 (C. R., 175, 156)から色温度 4850° を得た。然し λ 3850よりも短い波長域では Rowland尺度の較正は行はれてゐないので、Muldersは λ 3900の値をそのまま用ひてゐるから、この結果は比較的正確である。又 Pettitの熱電測定に依れば、 λ 4450~7000では太陽面中心の色温度は 7300° で、太陽全面平均の色温度も殆ど同じである。輝度温度は、 λ 7000では中心が 6000° 、全面平均が 5800° 、 λ 5500では夫々 6400° , 6200° である。もつと短波長の域では輝度温度はずつと低くなる。

上の結果を綜合して考へれば、太陽面中心の連續スペクトルの色温度は約 7200° とするのが妥當である。太陽全面平均の色温度はそれよりも約2%低いと考へられるから(これは Abbotの測定に基づいてゐる)、 7000° ~ 7100° の程度と見ることが出来る。然るにグリニッチの測定では主系列 G_0 星の温度は上述の如く 6600° であるから、そこに 400° ~ 500° 程の不一致がある、これは星の方の値を出すのに用ひた ϕ_0 の値が大きすぎたこと、従つて上述の色温度の系列は全體的に低すぎてゐたことを意味してゐる。星の測定ではスペクトルの分散度が大きくないので、吸収線の影響を受けて居り、その爲 G_0 星に對しては Muldersが Plaskettの太陽スペクトル測定に對して施したのと同程度の補正を施すべきなのである。そこで G_0 星の温度を 300° だけ高くして見ると(これは勾配を0.09減少させるのと同じである)、上述の太陽の色温度と一致してくる。従つて $\phi_0=1.10$ に準據した星の色温度尺度と太陽の測定との間には深刻な不一致はないのである。

後にも述べる如く、太陽の輝度温度及び色温度の測定は非常に重要であつて、十分努力する價値がある。太陽に於ては色温度は輝度温度よりも高く、短波長に行くと輝度温度は著しく減少するから、太陽スペクトルは明らかに黒體輻射とは違つてゐる。

上に述べた星の色温度の測定はいつれも可視域だけに關するものであるが、Arnulf, Barbier, Chalonge等 (loc. cit., 及び C. R., 210, 99)は λ 4250, λ 3500についての勾配の絶對測定も行つ

てゐる。A₀星の平均では、T'₄₂₅₀=16500°, T₃₅₀₀=10500°であつて、この値は後に述べる如く重要な価値を持つてゐる。

5 理論的發展 星の大氣から輻射が流れ出す機構を理論的に扱ふ時、いくつかの假設を用ひなければならぬが、その假設から演繹される結果を觀測事實と比較して、假設の良し悪しを検べる必要がある。その假設とは、大體次の三つに歸着する。即ち、

(1) 星は定常状態にある、

(2) 星の内部から表面への熱の移動の機構は輻射に依り、傳導や對流などの影響は無視できる、

(3) 温度 T にある星の物質からの輻射は、その物質が温度 T の完全なる輻射平衡の状態にある場合の輻射と全波長に互つて全然等しい。

これら三つの内で、第一の假設については誰も異議のない所であらう。(勿論新星の様な特別の場合を除いて)。第二については種々議論のある所で、對流も或る部分ではかなり重要な役割を持つてゐる事を念頭に置いておかねばならない、第3の假設は所謂「局部的熱力學的平衡」の假定であつて、これを徹視的に理論的に檢査することは試みられたが、(Woolley: MN, 99, 478)、現在のところでは實驗的試驗又はそれに基づいた方法によつてのみ試驗することができると思はれる。

さて、兎に角上の三つの假設から出發することになつたが、この理論はその最も一般的な形態に於ては極度に複雑してゐる。然し星の表面から出て行くエネルギーの性質だけを考へる時には、星の半徑に比べてずっと小さい表層部分だけを問題にすればよく、従つて表面の曲率を無視しても有用な近似が得られる。

即ち(1)の定常状態の假定から次の「輻射の流れの方程式」を得る。

$$\cos\theta \frac{dJ_\nu(\theta)}{dz} = k_\nu J_\nu(\theta) - j_\nu \quad (A)$$

ここに $J_\nu(\theta) \frac{d\omega}{4\pi}$ は表面の鉛直線に對して θ なる方向の立體角素 $d\omega$ の中に、毎秒 1 平方糎から出てゆく $\nu, \nu+d\nu$ 間の輻射の流れである。 k_ν は質量吸收係數、 j_ν は單位質量の物質から毎秒出て行く發輝量、 ρ は密

度、 z は密度を視線に沿つて積分したものである。即ち $dz = \rho dx$ (x は表面からの深さ) である。

局部熱力學的平衡の假定(2)は數學的には

$$j_\nu = k_\nu B_\nu \quad (B)$$

で表はされる。ここに B_ν/c は深さ z に於ける星の物質の一定温度 T なる體積中の振動數 ν の輻射密度である。即ち Planck の函數に他ならない。

次に假定(1)と假定(2)とから次の方程式が得られる。

$$\int_0^\infty j_\nu d\nu = \int_0^\infty k_\nu J_\nu d\nu \quad (C)$$

$$\text{但し} \quad J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{全球面}} J_\nu(\theta) d\omega$$

J_ν/c は深さ z に於ける振動數 ν の輻射密度である。

我々が今問題にしてゐるのは、 j_ν を z の函數として表はし、次に $z=0$ に於ける $J_\nu(\theta)$ を方程式(A)から求めることにある、解に入れるべき境界條件は、 $z=0$ に於て θ が 90°乃至 180°の間では 0 になる、即ち星の表面では内向きの輻射が無いといふ事である。

一般に k_ν は ν と T との函數であるから、問題は極めて複雑になるが、 k_ν を一定とすれば容易に解が得られる。有名な Milne の第一近似(MN, 81, 361)はこれであつて、

$$acT^4 = H(2+3\tau)$$

なる形に書ける。ここに H は星の單位表面積から毎秒流れ出す輻射の流れの總量 (ν について積分してある。), $\frac{1}{4}ac$ は Stefan の常數、 τ は光學的深さ即ち

$\tau = \int_0^z k dz$, k は k_ν の一定値である。これを(A)の j_ν に代入して $J_\nu(\theta)$ を解けば、非常に良い近似が得られた。これは更に Milne, Jeans, Eddington (Internal Constitution p. 332) によつて第二近似にまで進められ、 k_ν が ν に關係しない場合の數學的な問題は Hopf によつて嚴密に檢討された。(Mathematical Problems of Radiative Equilibrium, Cambridge Tracts in Mathematical Physics, No. 31)

k_ν が ν によらないといふ假定の下で方程式を解いてみると、エネルギー分布はプランク函數に大體似て居り、全體が振動數の大きい方に 3% ほど偏つてゐるにすぎないといふ結果が出てきた(Milne: MN. 81, 382)。これは實際とは違つて居るから、我々は上の三つの假定を保守するならば、 k_ν が ν によらないといふ考へが間違つてゐたと結論しなければならない。實際 A 型、B 型等に於てバルマー不連続が存在してゐるのであるから、 k_ν が ν に依關すると考へるのは當然なの

である。

次に k_ν が ν によつて變る場合を取扱ふのであるが、それは數學的には殆ど不可能な問題であつて、どうしても Eddington の近似

$$K_\nu = \int J_\nu(\theta) \cos^2 \theta d\omega = \frac{1}{3} \int J_\nu(\theta) d\omega$$

に頼らなければならぬ。この近似は吸収線の輪廓を取扱ふ時には甚だ有用でこの物理學的意味もかなり妥當と見られるが、連続スペクトルのエネルギー分布の問題ではもつと精度の高い計算を必要とするので、果して観測と比較するに足りるか否か疑問である。困つたことには、近似はこれのみでなく、もう一つの重大な假定をしなければ先へ進めないのである。それは B_ν が「平均光學深度」 $\bar{\tau}$ に關して直線的に變化するといふ假定である。ここに $\bar{\tau}$ は

$$\bar{\tau} = \int_0^z k dz$$

$$\frac{1}{k} \int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu = \int_0^\infty \frac{1}{k} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu$$

によつて定義される吸収係数の「Rosseland 平均」に關する量である。

B_ν が $\bar{\tau}$ の一次函数であるとの假定の下で Milne は彼の第一次近似(上述)が τ を $\bar{\tau}$ に變更してそのまま成立することを示した。(Phil. Trans. A., 228, 431). 即ち

$$T^4 = T_e^4 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \bar{\tau} \right)$$

これは「ロスランド平均の定理」の特別な場合であつて、見通しを與へる點は便利であるが、粗雑な近似にすぎない事は十分留意すべきである。

事實 Rosseland は $\bar{\tau}$ なる量を星の内部構造を取扱ふ爲に導入したのであつて、 $J_\nu = B_\nu$ とおいて出したものであるから、そのままでは星の大氣には當てはまらないのである。この事は Krook も指摘してゐる。(MN, 98, 205).

ロスランド平均の定理を星の大氣に應用し得るのは、 T を $\bar{\tau}$ の函数として求める時だけであつて、輻射の量を定める爲に用ひてはならないのである。輻射の量を出すにはどうしても流れの方程式を積分しなければならぬ。この點思ひ違ひをして信用のできない結果を出してゐる論文も二三ある様である。

根本にある三つの假定を試驗する目的で嚴密な

理論を樹て、色溫度を算出して観測と比較しようと思へば、どうしても數學的の難點に打克つて上の方程式を解かなければならぬ。それを解かない限り進歩への路は鎖されてゐる。

然し満足すべき解析的取扱ひが出来たにした所で、これを應用するに當つては先づ以て k_ν を ν の函数として知らねばならぬ。この問題には又、星の大氣の化學組成の問題と吸収係数の理論の問題とが附纏つてゐて、樂觀できない状態にある。化學組成については Russell の研究 (Ap. J., 70, 11; 75, 339) があり⁽¹⁾、吸収係数の理論については Page の綜合報告 (R. A. S. Council Report, MN, 99, 385) がある。量子力學的方法是原子の Bohr 模型と對應原理とに基づいた Kramers の方法があるが、水素及び水素類似原子に限りその精度が確實であつて、一般の原子の吸収係数の依關を豫言することは未だ成功してゐないのである⁽²⁾。

中性原子及び電離原子の k_ν への寄與の他に、Wildt は水素の負イオンも重要な役割を演じてゐることを指摘した。(Ap. J., 89, 295; 90, 611 93, 47). これは中期、晩期のスペクトル型に於ては k_ν の値に相當の寄與をなすもので、かくの如きイオンによつて生ずる k_ν については Massey, Bates が理論を展開してゐる。(Ap. J., 91, 202).

上述の如く、二つの進歩の障害の爲に、星の連続スペクトルのエネルギー分布を計算した結果は、現在までのところ極めて豫備的な結果にすぎないのである。粗雑な數學的近似と、Kramers の方法の大膽な擴張とで推算したところでは、水素の吸収係数は系列極限の間では波長と共に増加し、金屬の寄與との和をとれば晩期型に於ては波長の長い方に向つて減少することもある。早期スペクトルに於ては、水素の吸収が斷然金屬よりも優勢で、晩期では後者の方が勝つてゐる。従つてどこかその

- (1) この論文に於て、水素：金屬は 61.5 となつてゐる。然しその後の研究で Russell は水素は他のすべての元素の和の 1000 倍の程度であるといふ結論に到達した。(Ap. J., 78, 281). 譯者註：最近 Strömngren の研究によれば、この比の値は 8000 位にとるのが適當であると言ふ。(天文月報 34 (昭和 16), 12 號, 185 頁, 相馬信夫：太陽大氣の組織について.)
- (2) Bates (MN, 100, 25) は B から Ne に至る間の諸元素の吸収係数を計算したが、その結果は從來の近似と甚しく違つてゐる。

中頃のスペクトル型で水素と金属との寄與が平衡してゐる筈である。それは偶然にも G_0 の附近で起り、 k_0 はバルマー、パッシュン兩極限の間では大體 ν によらない。太陽スペクトルの可視部で k_0 が ν に依らないのは、かくの如くにしてであつた。

以上に於ては連続スペクトル中の吸収線の影響は無視してきた。然し理論が完全に發展せられる前にもう一つ考へておかねばならないのは、局部熱力學的平衡の成立たない所、即ち単色散亂が効いてくる波長域の存在することである。これについては Chandrasekhar (MN 96, 21) が始めて研究の端緒をつけた。

彼は振動數域 ($\nu, \nu + d\nu$) の中に吸収線のある確率を $0.2 d\nu$ とし、他のパラメーターは適當な數値を用ひ、 $K_\nu = \frac{1}{3} J_\nu$ なる假定を用ひて計算を行ひ、 λ 4157~6235 では色温度を約 6700° と算出したが、太陽面輝度分布は觀測とどうしても一致しなかつた。そこで Chandrasekhar は更に、純粹の局部熱力學的平衡にある層の上に純粹の散亂物質を載せた様な模型を考へ、パラメーターも多少加減したところ、色温度は 6500° となり、太陽面輝度分布も大體良く算出された。この色温度は上述の本當の値より少し低いけれども、近似の粗雑さを考へれば一應成功したものと見る事ができる。

次に輻射の流れに關して Plaskett が投じた一つの疑問について考へる。(MN, 96, 402) 彼は Moll, Burger, van der Bilt の太陽面輝度分布の觀測結果 (BAN, 3, 83) から光學的深度に對する温度分布を算出したが、その結果は輻射平衡の理論からの結果とかなり違つてゐた。Plaskett はこの事及び粒狀斑の存在の事實から、太陽の不安定層に於てはエネルギーの「對流による運搬」が行はれてゐるのであらうと考へ、その上限は $\tau=1$ の附近であると言つた。これに對して Woolley (Observatory, 62, 296) は二三の缺點を指摘し、量的には Plaskett の値は不確實であることを示したが、何等かの程度で對流の存在することは殆ど確實とされてゐる。問題は對流が一般的な輻射平衡の理論の歸結を覆す如くに働いてゐるかどうかであつて、この點は未だ解決されてゐない。Thackeray (MN, 100, 614) は、たとへ對流が輻射の運搬の重要な一役を演じてゐても、太陽面の輝度分布には殆ど影響を及ぼさないから、この方法で對流圏の存在を決定することは困難だらうと

言つてゐる。

本節の結論としては、將來の進歩はやはり吸收係数の理論と化學組成とが良く決定されるのを待つより仕方がないのである。又輻射平衡の理論は數學的難點の克服が緊急であるとも言へる。完全な理論が出来上つて、あらゆる觀測的檢證をも通過したならば、その時こそ本當の温度分布を演繹することができるのである。又、如何にしても輻射平衡の理論が觀測的檢證に合格しない時には、根本に横はつてゐる假定を變更して、對流によるエネルギー運搬の機構を研究することが重要になるであらう。

5. 觀測による理論の試験 輻射平衡と局部熱力學的平衡との假定から出發して理論を展開することは、前節に述べた如く非常に困難であるから、現在のところでは我々の知識の擴張に頼りになりさうなのは觀測だけである。主な觀測的試験は次の二つである、即ち：

(1) 同じ星の異なるスペクトル域に於て色温度を出し、その差違が理論的の値とどの位違ふかを檢べること。

(2) 系列の極限に於ける不連続の測定を計算と比べること。

これによつて、觀測可能のスペクトル全域に互つて試験をすることが出来る。

然し實際には言ふまでもなく兩方別々に取扱ふのである。

(1) については、可視域に於ける色温度の測定とか、バルマー極限の兩側に於ける色温度の比較など、材料が揃ひつつある。Arnulf, Barbier, Chalonge 等の研究はこの意味で非常に重大である。A 型, B 型については、色温度は λ 3900~6500 では大して變化しない様である。Greenwich, Göttingen, Ann Arbor の測定では可視域の間で色温度があまりよく一致してゐないが、觀測誤差を考慮すればこの差異も實在するかどうか疑はしい様である。現在のところ差異は 5% よりも小さいと考へるのが妥當である。

(2) については、上述のフランス諸家の觀測がバルマー不連続について重要な材料を提供してゐる。水素以外の元素に依る同様の不連続は Pannekoek (Publ. Astr. Inst. Amsterdam, No. 4, p. 27) によつて豫測されたが、觀測的には發見されなかつた。

太陽の場合には理論と觀測とをもつと詳しく比較することが出来る。太陽では各 θ について輝

度温度が測れるから、副産物として色温度も出る。従つて太陽面全體の平均についての輝度温度の測定も重要である。他の一般の星についても、角直径と単色等級とが知れてゐれば、太陽と同様星面全體の平均の輝度温度が出る。

食變光星からも重要な材料が出てくる筈であるが、角直径を知るには視差が必要であるので、正確な材料は未だ少ししか無い。又星の半径と軌道半径との比は、星の面の輝度分布の假定をどうするかによつて異なる値が出てくるので、問題は益々複雑である。

例へば馭者座 β 星 (二つの星は大きさが相等しくスペクトル型はいづれも A_0 である) に於ては、可視光の輝度温度が、表面輝度一定の場合及び完全周縁減光の場合とて、夫々 10100° 及び 9630° と出て来る。ところが此の値は本當の単色の測定から出て来たのではないから、太陽の場合と同様吸収線の影響を受けてゐる。その上、用ひた視差の値 (0.039) がかない怪しいのである。

Gaposchkin (AN, 248, 214) は多數の食變光星に關して、可視光の輝度温度を出したが、その結果、O 型 = 28000° , $B_0 = 18500^\circ$, $A_0 = 11000^\circ$, $G_0 = 6500^\circ$, $K_0 = 3900^\circ$, $M_1 = 3700^\circ$ としてゐる。この様な種類の「本當の単色の」測定材料が非常に望ましいのが現状である。

以上の他、食變光星から得られる可能性のある興味深い結果は、種々の波長について星面の各點で (即ち θ の種々の値で) 輝度温度が如何に變化するかといふ結果である。Barbier, Chalonge 等 (Observatory, 62, 273) によれば、アルゴル星では $\lambda 4250$ の色温度は食の進行と共に多少變化するらしく、 $\lambda 3500$ のそれは殆ど一定であるとの事である。この事實から彼等はバルマー極限よりも短波長の域では色温度は θ には殆ど依關しないのだらうと言つてゐる。これがもし本當ならば、そして局部熱力學的平衡の假定を容認すれば、次の結論が出てくる。即ち「色温度は θ に依關せず、従つて表面の温度そのものに等しい」といふ結論である。つまりバルマー極限では λ が飛躍的に増大するので、それよりも短い波長域で測つた色温度は表面の温度にさう遠くはないであらうといふ意味である。アルゴルでこの事が成立つならば、バルマー不連続のもつと大きい早期型の星ではなほさら成立つ筈である。Barbier,

Chalonge はこれを利用して、 B_8, A_0, A_5 の表面温度を夫々 $14000^\circ, 10500^\circ, 9500^\circ$ であると推定してゐる。かくの如く、食變光星の精密な分光測光は非常に重要な仕事であつて、要望されること大なるものがある^(*)、これを實行するには、比較星と等高度で觀測して大氣の減光を嚴密に除去することが必要である。

もう一つ、食變光星の提供する材料がある。これは星面の極周縁に於ける色温度である。一般に輻射の流れを數學的に取扱ふ時には表面の曲率を無視してゐるのが普通であるが、極周縁に於てはこの近似は正しくない。そこで曲率を考慮に入れて解けば、極周縁に於ては $J_v(\theta=90^\circ) = B_v$ となり、極周縁に於ては色温度と輝度温度とが相等しく、従つてバルマー不連続も消滅することを意味してゐる。事實アルゴルに就いては、その食が皆既食ではないのに拘はらず、Barbier, Chalonge (Ann d' Astrophys., 1, 387) は、食の進行につれてバルマー不連続が少しく減少することを確認してゐる。

星の視直径を直接に干渉計を用ひて測定できる様な星についても輝度温度が出る。食變光星と同様、現在までに得られた材料は純粹の単色ではなく、可視域の有効波長に對する値にすぎない。 α Bootis (K_0): 4300° , α Scorpii (M_0): 3100° , α Hereulis (M_8): 2650° , Mira Ceti (極大時): 2400° である。(Russell, Dugan, Stewart: Astronomy, 749).

以上、本節で述べたところを總括すれば、次に列擧する様な觀測が非常に望ましいといふ事になる、即ち:

1. 太陽面の各點に於ける単色輝度温度の測定.
2. 太陽と食變光星との単色等級の差の測定.
3. 干渉計で視直径を測定し得る星についての単色等級

以上の三項目はいづれも短波長にまで觀測を行ふことが望ましい。特に山頂の如き空氣の状態の良

(*) 譯者註: 精密な光電測光法によつて、星面の減光常数を測定することは既に Kron 等によつて企てられ、かなりの成果を収めてゐる。(天文月報 33 (昭和 15), 10 月號 164 頁參照)

好きな地點に於て $\lambda 3500$ 位まで測定をすれば非常に重要な材料が得られる。

4. 視差の観測者は食變光星に注意を向けられたい。

5. 一般の星の色温度の観測を擴張すること。

6. 相対的勾配から得られた諸結果 次に相対的勾配の測定から得られた研究結果の概略を述べる。第 3 節で示した様に、相対的勾配の測定は標準電球と比較する絶対測定よりもずつと高い精度で行ふことができる。これから述べる結果はグリニッチの 250 個の星の相対的勾配に関するものである。

先づ相対的勾配を色指數と比較してみる。同じ様なものではあるが、原理的に言つて勾配の方は連続スペクトルの単色測定から定まり、色指數の方は普通の異色等級の差から定まるのが根本的の差異である。前者は純粹の連続スペクトルのエネルギー分布を表はし、後者は吸収線の影響をも包含した、漠然とした意味しか持たない。即ち兩方を比較すると、色指數はどの位吸収線の影響を受けてゐるかを知らることができる。幸ひグリニッチの勾配は O 型から G_0 型に亘つて材料が豊富であるから、この比較は容易に行ふことができる。

この研究は Atkinson, Hunter, Martin によつて行はれた (MN, 100, 196)。その結果によれば、勾配の相等しい一群の星の中でも色指數 (Elvey の系列に依る: Ap. J., 74, 298) は 0.5 等も相異なるものがある。これは主として莖外部に於ける吸収線の強度の相違に依るのである。莖外部に於てはバルマー系列吸収線及びその極限の不連続が活躍するので、勾配が相等しくても水素の線の強度が違へば色指數はひどく違つてくる。従つて星に於ては色指數が小さい。又、屈折望遠鏡を用ひて寫真測光法で定めた色指數の系列に於ては、同じ勾配に對する色指數の散り方が少ないのも同じ理由に由るのである。その様な色指數の系列でも、なほ多少の散らばりがあるから、**色指數といふものは嚴密には色温度の尺度として認めることはできない**のである。

次に勾配とスペクトル型との關係に移る。H. D. 星表中では、 G_0 型に勾配の散らばりが大きく、 A_0 型には小さい、これに反し Mt. Wilson 分類法では G_0 に對する散らばりは小さく、却つて A_0 の散らばりが大きい。

G_0 星について言へば、勾配の散らばりは絶対等級と

關聯して居り、巨星は主系列星に比し一般に色温度が低い事が期待されるが、Mt. Wilson 分類法では散らばつてゐない事を思へば、一概にさうは言へない。もともと星のスペクトル分類は色指數の測定が根本になつてゐるものが多く、色指數は上述の如く吸収線の影響を受けて居り、その吸収線は又絶対等級にも依關するので、問題は一寸複雑である。理論的に考へて、もしスペクトル分類が特定の電離電壓を持つた元來の吸収線の状態から判定されるとすれば、同じスペクトル型の星については反彩層の平均温度は光度が増すと共に減少する筈である。然るに星の反彩層の平均温度は色温度に比例してゐる譯ではないし、H. D. 星表の分類法と Mt. Wilson 分類法とが一致しないことから考へて⁽¹⁾、現在のスペクトル分類法は理論的に理想的な分類法ではないと言ふことができる。従つて同じスペクトル型の星で色温度と絶対等級との關係について研究をする時には、その準據する分類法の理論的な意義が明示されない限り無意味な譯である。

$B_0 \sim B_2$ に於ては勾配の散らばりは大きい。甚だしいものは色温度が G_0 星に近いものさへある。これらは所謂「黄色 B 型星」であつて、その原因が果して空間吸収に依るのか、それとも星に固有のものか今なほ判然としてゐない。

B 型星の勾配は空間物質に依る Ca^+ の K 線の強度と多少の關聯があるし、發輝線を持つた B 型星は吸収線で特性づけられる B 型星に比べて色温度が低いといふ事實もある。その上、見かけ上の光度の大きいものだけを拾つて勾配を觀測してゐる傾向にあるから、勾配と距離との關係は實在のものかどうか疑はしい。見かけの上では距離効果の如くであつても實は絶対等級効果かも知れない。恐らく B 型星の黄色いのは空間吸収と星自身の色温度との兩方の原因が混じてゐるのであらう。

問題は非常に大きくて、本文の範圍内では悉く述べ盡せないが、色指數といふものを過信することの危険さは強調しておきたい。Atkinson, Hunter, Martin (MN, 100, 203) によれば、Elvey の色指數で「赤變してゐる」と呼ばれた量は全く正常な勾配を持つて居り、見かけの赤變はスペクトル線の影響だけに依るものである。問題は分光測光的な勾配によつてのみ解決されるのである。

(1) Williams (H. C., 348) に 1930 年に HD 星表中の A 型星について研究し、この分類法は近似的には温度に依る分類法であつて、絶対等級効果は無く、Mt. Wilson 分類法はスペクトル線の「n 特性」と「s 特性」とで色温度が非常に違つてゐると指摘した。

相對的勾配の測定を5等星以下の暗い星にも擴張することによつて上の諸問題は解決に近づくであらう。

7. 結論 この報告の目的は重要且つ困難な題目についての研究の現状と、それに到達した筋道とを素描するにあつた。文献は悉く載せることは企てなかつたので、重要なものでも引用しなかつたものも多い。

大多數の星についてはスペクトルのエネルギー分布だけが測定し得るすべてであるのは悲しむべき事である。輝度温度は色温度よりも重要であるのに、その測定は第5節に示した特別な場合にしか測定できない。色温度とバルマー不連続の測

定だけから星の大氣の物理的状態を知る爲めには、完全に展開され觀測的検討に合格した理論の助けをかりねばならないのである。

上に述べた様に、觀測者の爲すべき仕事は澤山ある。と同時に數學者又は數理物理學者によつても大きな進展が遂げられるべきである。本質的の進歩をする爲には、吸收係數が振動數に依關する場合の數學的取扱ひ、及び吸收係數そのものの數値の計算とが先づ以て得られなければならない。過去十年間の努力は含まれてゐる問題の何たるかを究明することは成功したが、それが困難であることをも我々は知つたのである。 (完)

(大澤抄譯)

資 料

無線報時修正値

東京無線局(船橋)を経て東京天文臺より放送した今年 VII 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 21 時 23 時)の 5 分前即ち 55 分より 0 分までの 5 分間に 306 個の等間隔の信號を發信するが此の修正値は、それら 306 個の信號の内約 30 個の信號を測定し平均したもので全信號の中

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その修正値は學用報時のものと殆ど同様である。

次の表中 (+) は遅れすぎを (-) は早すぎを示す。(東京天文臺)

1943	11 ^h	21 ^h	23 ^h	1943	11 ^h	21 ^h	23 ^h
VII	學用報時	學用報時	學用報時	VII	學用報時	學用報時	學用報時
1	- .019	+ .072	- .005	16	- .043	- .014	- .045
2	+ .094	+ .098	+ .042	17	+ .051	+ .030	-
3	+ .133	+ .155	+ .140	18	.000	- .006	- .027
4	+ .163	+ .171	+ .155	19	- .002	+ .012	- .003
5	+ .163	+ .164	+ .137	20	+ .002	+ .002	- .024
6	+ .042	+ .050	+ .045	21	+ .022	+ .016	- .010
7	+ .062	+ .039	+ .042	22	+ .004	- .010	- .022
8	- .067	- .061	- .070	23	- .022	- .022	- .044
9	+ .005	+ .010	- .008	24	+ .003	+ .009	- .023
10	+ .019	+ .023	+ .011	25	+ .023		- .016
11	.000	- .006	- .021	26	- .007	+ .025	- .011
12	- .009	- .008	- .029	27	+ .019	+ .024	- .014
13	- .045	- .027	- .050	28	- .063	- .076	- .110
14	+ .013	- .037	- .056	29	- .100	- .096	- .145
15	- .002	- .011	- .032	30	- .129	- .145	- .181
				31	.000	+ .007	- .023

VII 月に於ける太陽黒點概況

日	黒點群	黒點数	黒 點 概 況	日	黒點群	黒點数	黒 點 概 況
1	—	—	観測なし	17	1	12	(I) 減少中
2	0	0	黒點なし	18	—	—	観測なし
3	—	—	観測なし	19	1	6	(I) 西に移る
4	—	—	〃	20	0	0	(I) 西邊に没す
5	0	0	黒點なし	21	1	3	西邊に小群 (IV) 出現す
6	0	0	〃	22	0	0	(IV) 消滅す
7	0	0	〃	23	0	0	黒點なし
8	1	9	東部に小群 (I) 出現す	24	1	2	東部に小群 (V) 出現す
9	2	40	(I) 増大し、中心部に小群 (II) 出現す	25	—	—	観測なし
10	2	50	(I) 更に増大す	26	1	8	(V) 消え西部に小群 (VI) 出現す
11	—	—	観測なし	27	1	4	(VI) 減少す
12	1	62	(I) 増大す (II) 消失す	28	2	12	東部に小群 (VII) 出現す
13	2	55	西部に小群 (III) を出現す	29	2	11	大した變化なし
14	1	35	(I) 減少し、(III) 消失す	30	2	7	(VI) 消失し、中心部に小群 (VIII) 出現す
15	1	23	(I) 尙減少す	31	1	4	(VIII) 消失す
16	1	17	(I) 減少す				

天 象 欄 (XI 月分)

XI 月の太陽、月及び惑星

主として理科年表に據る。時刻は中央標準時、

出入南中はすべて東京に於けるものである。

太陽 乙女座を過ぎて天秤座に入り、月末には蝸座に入る、1日正午の赤経は $14^{\text{h}}22^{\text{m}}$ 、赤緯は $-14^{\circ}7'$ である。緯度は次第に低くなつてゆく。明治節なる3日は南中時刻 $11^{\text{h}}24^{\text{m}}40^{\text{s}}$ で、時差の最も大きくなる日である。1日の日出は $6^{\text{h}}2^{\text{m}}$ 、以後1日平均1分位の割合で後れて行く、1日の日没の時刻は $4^{\text{h}}47^{\text{m}}$ で、これはXI月の中頃までは1日1分位の割合で早くなつて行く。つまり晝間の長さは2分位づつ短くなつて行くわけである。氣候は漸く寒さを増して來るが、太陽の視半徑は7日に $16'9.9''$ 、27日に $16'14.1''$ となる如く地球は太陽に近づきつつある所である。なほ8日は立冬、23日は新嘗祭に當る。

月 1日正午の月齢は30で、蛇遣ひ座にあり、5日は山羊座にあつて上弦となり、12日は鯨座にあつて望、20日は獅子座にあつて下弦、28日は蝸座にあつて朔となる。

水星 月始は太陽の西にあるが、10日外合となり、

月末には東に移る。太陽に近くして觀望に不適である。

11日降交點通過、21日遠日點通過。

金星 曉の東天に見られる。乙女座を順行中で、觀望の好期である。光度 -4.1 乃至 $-4.0.3$ 日昇交點通過、16日西方最大離隔となる。

火星 7日南中時刻は $2^{\text{h}}4^{\text{m}}$ で牡牛座を逆行中である、地球に近づきつつある所で28日最近となる。ますます觀望に適する様になる。光度 -1.2 乃至 -1.6 。

木星 獅子座を順行中で地球に近づきつつあり、光度も $-1.6 \rightarrow -1.8$ と増しつゝある。月末に至り漸く觀望に適する様になる。19日下短。

土星 牡牛座を逆行中。7日の南中時刻は $2^{\text{h}}23^{\text{m}}$ 、漸く觀望に適する様になつてゐる。光度 $+0.3 \rightarrow +0.2$ 。

天王星 牡牛座にあり、觀望に適す。光度 $+5.0$ 。30日衝。

海王星 乙女座秋分點附近を順行中。光度 7.8。

プルート— 蟹座にあり、地球よりの距離約 37 天文單位。

星座 1日南中の星座はベガス、水瓶、南の魚、10日南中の星座はカシオペア、アンドロメダ、魚。

流星群 XI 月は流星が多い。牡羊座、牡牛座附近から光度の著しいものが往々現はれる。特に本月は中旬の獅子座流星群に注意されたい。

	赤 經	赤 緯	輻射點	性 質
上 旬	2 ^h 52 ^m	+22 ^p	41 Ari	緩、輝
上 旬	3 52	+ 9	λ Tau	緩、輝
中 旬	10 0	+12	γ Leo	速、痕、顯著
17-23日	1 40	+43	γ And	甚緩

20-23日	4 21	+22	κ Tau	緩、輝
下 旬	10 24	+37	μ UMa	速

變光星 次の表は XI 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。長週期變光星の中で、XII 月中旬に極大に達する管の星で觀測の望ましいものは T Cep, R Crv, RT Cyg, W Hya, L² Pup, R Tri, R UMa, R Vir 等である。

アルゴル種	範 圍	第 二 極 小	周 期	極 小				D	d
				中央標準時					
062532	WW Aur	5.6-6.2	6.1 ^m	2	12.6	5 ^a 23 ^h , m ₂ 24 ^a 22 ^h	6.4 ^h	0 ^h	
023969	RZ Cas	6.3-7.8	—	1	4.7	24 21, 30 21	4.8	0	
003974	YZ Cas	5.7-6.1	5.8	4	11.2	5 23, 23 20	7.8	0	
005381	U Cep	6.9-9.2	7.0	2	11.8	3 20, 18 19	9.1	1.9	
071416	R CMa	5.3-5.9	5.4	1	3.3	23 0, 24 3	4	0	
220445	AR Lac	6.3-7.1	6.5	1	23.6	18 21, 22 20	8.5	1.6	
030140	β Per	2.2-3.5	—	2	20.8	15 20, 30 4	9.8	0	
035512	λ Tau	3.8-4.2	—	3	22.9	25 3, 29 2	14	0	
035727	RW Tau	8.1-11.5	—	2	18.5	20 1, 22 19	8.7	1.4	

D—變光時間, d—極小繼續時間, m²—二極小の時刻。

東京（三鷹）に於ける星の掩蔽

日 附	中央標準時	星	等 級	現 象	月 齡	方 向 角		
						P	V	
XI 2	17 52	-20°5051	8.3 ^m	D	4.2	60°	25°	
	18 13	μ Sgr	4.0	R	4.3	260	220	
	18 22	15 Sgr	5.4	D	4.3	5	325	
	3	18 11	-21°5312	8.7	〃	5.3	85	30
		18 20	-21°5315	8.7	〃	5.3	90	30
		18 59	-21°5326	8.1	〃	5.3	130	35
		19 3	-20°5474	8.6	〃	5.3	40	5
19 4	-20°5476	8.8	〃	5.3	50	15		
4	20 26	σ Cap	5.5	〃	6.4	20	340	
30	17 41	-21°5200	8.6	〃	2.7	70	30	
XII 2	17 38	-18°5819	8.8	〃	4.7	25	0	
	19 15	-18°5839	8.9	〃	4.8	110	70	
	3	18 25	-15°6110	8.5	〃	5.8	55	35
		19 44	-15°6119	7.8	〃	5.8	65	30
		19 46	-14°6187	8.0	〃	5.8	5	325

日本天文學會秋季例會

來る十一月七日(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 昭和十八年十一月七日(日)

會 場 東京都北多摩郡三鷹町 東京天文臺

講 演 午後二時より午後四時半まで

(イ) 測地學的に見た天文經緯度測定に關する諸問題に就て 佐藤友三氏

(ロ) 紫外線と赤外線 神山雅英氏

參 觀 午後六時より午後七時半まで

陳列品縱覽、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付に渡されたし、4. 交通は中央線武藏境驛より三軒半、京王線調布驛より三軒、兩驛より約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。

昭和18年8月25日印刷

昭和18年9月1日發行

定價金30錢

(郵税1錢)

編輯兼發行人

東京都北多摩郡三鷹町東京天文臺構内
福見尙文

印刷人

東京都神田區美土代町16番地
(東東35) 嶋富士雄

印刷所

東京都神田區美土代町16番地
株式會社三秀舍

發行所

社団法人 日本天文學會

振替口座 東京13595

配給元 東京都神田區淡路町二丁目九 日本出版配給株式會社

THE ASTRONOMICAL HERALD

VOL. XXXVI NO. 9

1943

September

CONTENTS

W. M. H. Greaves : The Escape of Continuous Radiation from Stellar Atmospheres (translated by K. Ōsawa)	95
Materials—Sky of November 1943	104