

# コロナ・コンデンセーションの物理構造

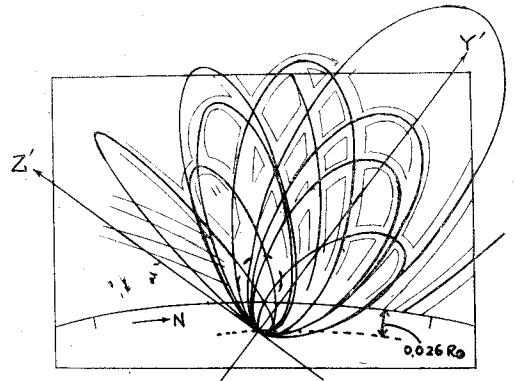
椿 都生夫\*

1962年ニューギニアにおける日食時のコロナ中には、かつてないほどよく発達したコンデンセーションがみられた。このコンデンセーションについては、すでにワルドマイアー (1963) および齊藤・ピリングス (1964) によってそれぞれの観測に基づき解析結果が発表されているが、最近筆者も先に発表した (1966) スケッチおよび等光度曲線を解析することによってコンデンセーションの新しい型のモデル (Tsubaki, 1967) を得た。これらの研究は、それぞれ観測の方法や目的が異なるため各々特徴をもっているが、従来問題にされてきたコンデンセーションの物理構造に対して、かなりの点で新しい情報を与えたことは確かだと思われる。そこで、これらの研究を比較検討しながら、コンデンセーションに関するいろいろな問題点を整理してみたいと思う。

なおコンデンセーションの一般的な事柄については、本誌にもすでに齊藤氏 (1964) によってくわしく述べられているし、またコンデンセーションに密接な関係をもつ太陽電波のS成分については田中氏 (1964) によってまとめられているのでそれらを参照されたい。

## §1 微細構造

温度や密度などの物理状態を知ることと同じように、コンデンセーションの幾何学的構造を明らかにすることは極めて重要かつ興味ある問題である。なぜなら、観測された量はすべて視線方向に積分された量であるから、コンデンセーションを構成する物質の、空間における分布状態を知ることが解析の第一歩だからである。コンデンセーションからは、連続光、輝線、軟X線、さらに cm および dm の波長域における電波 (S成分) が放射されているから、それらを適当な方法で観測することによって、いろいろな情報を得ることができる。連続光 (日食時またはKコロナ X-ター) や輝線 (日食時またはコロナグラフ) の観測が、リム上のいわゆる横顔だけしかみることができないのに比べると、電波 (電波望遠鏡) や X線 (ロケット) の観測は、太陽面上にあるときの正面をもみることができるという利点をもっている。しかし、分解能の点を考えると、幾何学的構造を知る上に最も有力な手段は、日食時に連続光によって直接撮影する方法か、または平常時にコロナグラフ+リオフィルター (主として  $\lambda$  5303 輝線) を用いる方法であろう。この意味



第2図 コンデンセーション内にみられたループ系と仮定された磁気双極子からの磁力線。

において、ニューギニア日食は絶好の機会であった。

第1図 (表紙) に京都隊 (川口, 富永, 久保田) の撮影したコンデンセーションの写真を示す。この写真を見て直ちに気のつくことは、コンデンセーションの内部に幾本かのループや流線からなる微細構造が認められ、しかもこれらがコンデンセーションの明かるさに相当程度寄与しているようにみえることである。ワルドマイアー (1963) も解析の際には一応無視しているが、充分このような非均質構造が存在し得るだろうと考えている。椿はさきの論文 (1966) でこれらの非均質構造の重要性を強調し、ループ系のスケッチを発表したが、今回の論文 (1967) ではまずループを構成する自由電子が、双極子磁場における磁力線に沿って分布するという仮定のもとに、ループ系の空間分布を明らかにしている。第2図がそれである。同図で明らかのように、スケッチされたループ 13本のうち2本を除く他はすべて良好に仮定された双極子からの磁力線 (太い実線で描かれている) で代表されている。

同様な試みは、すでにループ・プロミネンス (コレル他 1956, 1957, 1958) および極域流線 (ニコルスキイ 1953, 齊藤 1958, 1965 a, 1965 b) についてなされているが、コンデンセーションについては始めてである。ただし、コンデンセーション内に磁場が存在するだろうということは多くの場合その下に黒点群が存在することや、電波望遠鏡による偏波の観測から明らか (河鱒 1960) であるとしても、それが双極子磁場でなければならないという必然性は何もない。この点将来の問題として追求されねばならないが、コンデンセーションの少くとも

\* 大分大学教育学部・京都大学花山天文台  
T. Tsubaki; Physical Structure of the Coronal Condensation.

1.25  $R_{\odot}$  以下の領域についてはループなどからなる非均質微細構造を充分考慮して解析しなければならないであろう。以上のようにコンデンセーションの核に相当する部分については、京都隊の観測が始めから極内部コロナのみの測光をねらったのが幸いして、かなりその様子が明らかにされたけれども、半面 1.3  $R_{\odot}$  より上方の領域を全く欠いている。しかしこの領域については、齊藤・ピリングス (1964) の研究がくわしい。

彼等は 1.5  $R_{\odot}$ 、あるいはそれ以上の領域にまで伸びている 3 本の大規模なループに着目し、コンデンセーションがそれらのループとそれをとりまくハローからなっていると考えている。しかも観測は偏光フィルターをとりつけた四連カメラを用いてなされたから、ループに沿った各点の偏光度を測定することによってそれらのループの空間における分布状態を決定できるという利点がある。第 3 図にこのようにして決定されたループの空間分布を示すが、これらのループの特徴は上方に伸びるにつれ前方に傾き、しかもかなりゆがんでいることである。このことはコンデンセーション内の磁場が一筋なわでいかぬことを示しているが、彼等が磁気流体静力学的平衡を仮定して求めた磁場の様子を見ると、先の椿の結果がこれに矛盾するものではなさそうである。すなわち磁力線は核の部分ではループ状に閉じているが上方では流線状に開いているのである。勿論これだけで完全に証明にはならないが、中間の辺ではずいぶん複雑な様子をしているだろうということは推察できる。ただ残念なのは、京都隊の原板上では撮影領域が小さいため、第 3 図のループ C を除く他の 2 本のループをはっきり同定することが困

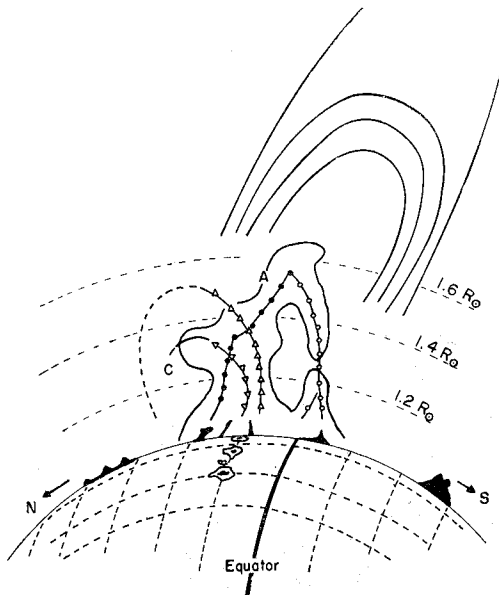
難なことである。

いづれにせよ、今回のコンデンセーションがその内部にループ系からなる非均質構造をもっていたことは、従来から論議されてきた各種の問題にかなりの点で有利な解釈を可能にするものであるが、これらについては後に述べることにしよう。

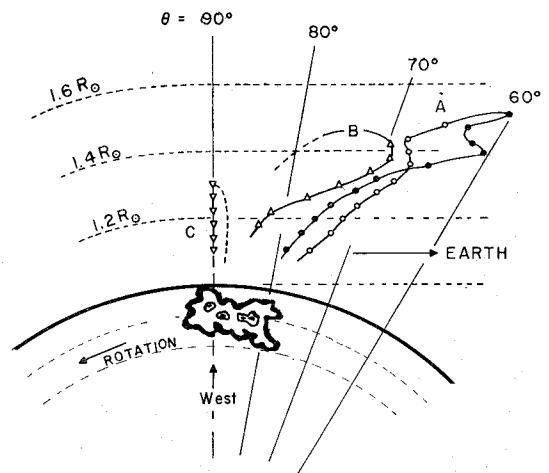
## § 2 電子密度

コンデンセーションから放射される連続光は光球からの光が自由電子によって散乱されたものである。従って、コンデンセーション内の自由電子の分布状態がわかれば、輝度分布を測定することによって各点の電子密度を計算することができる。しかし § 1 で述べたように、一般には観測的に電子の 3 次元的分布状態を求めることができないため、得られた情報を総合判断し、それぞれ適当と思われるモデルを仮定して計算を行っている。先づ、ワルドマイアー、齊藤・ピリングスおよび椿の各場合を簡単に紹介しておこう。

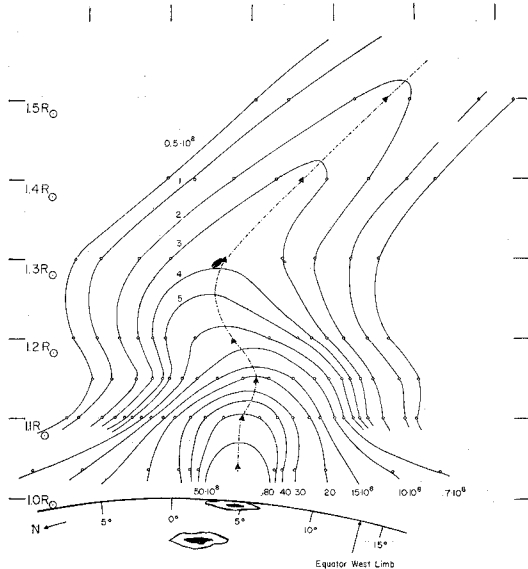
ワルドマイアーのモデル：コンデンセーションのほとんどは黒点群を含む太陽面の活動的領域の上に出現するが、この活動的領域を電離カルシウムの K 線を通して眺めると (スペクトロヘリオグラフによる) 特に輝やいた部分 (プラージ) としてみられる。彼は今回のコンデンセーションが底部をこの活動的領域にのせているものとして次の 2 つのモデルを考えた。1 つは、コンデンセーションの底面に平行な切口はどこでも円形で、電子は底面の中心を通る垂線 (視線方向に直角) のまわりに同心円状に分布するというもの、他の 1 つは断面がその下の活動的領域の形に近似された楕円であるというものである。これらのモデルによって計算された結果は、電子密度の値、分布状態共に以前彼によって多くの統計から出された半球状モデル (1950) と極めてよく似た結果となっている。



第 3 図 (a) コンデンセーションの正面図  
A, B, C 3 本のループとハローを示す。



第 3 図 (b) コンデンセーションの側面図



第4図 斎藤・ピリングスの電子密度モデル

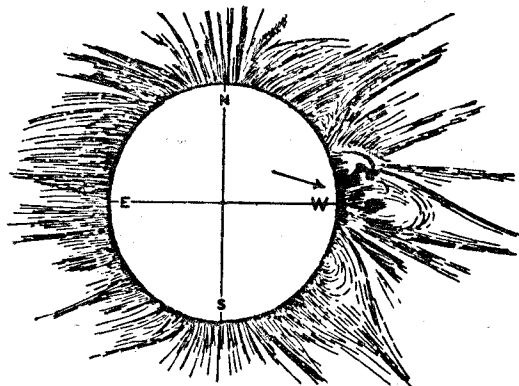
斎藤・ピリングスのモデル： 電子の分布が一つの切口面内で軸対称（同心円状）であることはワルドマイアーの場合と同様であるが、リムからの高さによって対称軸の前後へのずれを考慮している。第3図（b）で示されたように、ループは太陽からはなれるにつれて前方に傾むいているから、それをとりまくハローも当然同じ傾斜を示すだろうと考えられるからである。ただし、ループ自身は全体に対する寄与が小さいとして除外されている。結果を第4図に示すが、 $1.1R_{\odot}$ 以下の領域についてはデータ不足のため、ワルドマイアーのモデルから補足されたものである。

樺のモデル： 彼のモデルは前二者のそれと異なり前述のループ系からなる非均質構造に重点を置いている。すなわち、コンデンセーションを構造する物質はループ系に集中していて、輝度分布（等光度曲線）はループの重合度で説明できるだろうというのである。この考えに基づいて解析し、コンデンセーションは第2図に示されたループ系（電子密度： $2.0 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ ）と1本のループの平均的輝度の74%に相当する輝度をもつべき一般的コンデンセーションからなるという結果を得ている。計算に際しては、ループは一定の直径（ $0.0222R_{\odot}$ ）をもつ円筒状であるとみなし、各点における視線方向への傾きを考慮しているが、一般的コンデンセーションの幾何学的構造については情報不足のため特別の規定はない。

以上同一日食の観測から得られた3つのモデルを紹介した。一見するとこれらの結果は非常に異なったものであるように思える。しかし各々解析している領域の大きさおよび幾何学的構造の考え方に注意すれば、次のように解釈することができよう。すなわち、最も広範囲の領域

を解析した斎藤・ピリングスのモデルが今回のコンデンセーションの一般構造を代表していると考えられるが、核の部分では樺のモデルのようにループ系からなる非均質構造が大きな役割を示していると考えられるのである。実際、第2図を見ても明らかのように、ループの密集度は $1.3R_{\odot}$ 辺りで急激に減少しているから、それより上方では、たとえ3本の顕著なループが存在しているとはいえ、ハロー（一般的コンデンセーション）がコンデンセーションの主体をなすはずである。ワルドマイアーの解析した領域は樺の場合とほとんど同じであるが、先述のループ系の重要性を考えると、この領域を軸対称で扱っても、単に平均化された様子がわかるに過ぎないのではなからうか。

さて、ここで今回のコンデンセーションのもっと広い範囲にわたる様子を見てみよう。第5図は、コピントン（1963）が彼の論文中に発表しているワルドマイアーの描いたコロナのスケッチである。図中矢印の示す部分がいま問題にしているコンデンセーションであるが、その形は極めて暗示的である。すなわちニューカーク（1961）がKコロナメーターの観測から求めたモデルに、規模の大きさおよび形の点できわめてよく似ているのである。このように大規模な流線構造は第5図にもこれ以外に2つほどみられるが、しばしば日食時に撮影された写真またはスケッチ（例えば Vsekhsvjatsky 1945, 1963）上に見ることができ。多くの場合、その内部にアーチ型等の広義のコンデンセーションが存在し、非常に長い寿命（太陽自転周期の数倍程度）をもっていることを考えると、いわゆるコンデンセーションの母体的存在といってよさそうである。1961年8月にサクラメント・ピーク天文台で開かれた国際シンポジウムにおいて、ボアシヨ（1963）はコロナの特徴的構造として第1表に示される4つの構造を上げているが、今回のように流線構造の内部にコンデンセーションの発達した段階がみられたのは



第5図 ワルドマイアーの描いたコロナのスケッチ。矢印はコンデンセーションを示す。

きわめて興味ある事実である。ニューカークのモデルは、電子密度の値からみても、この流線構造を代表するものと考えらるべきであろう。

§3 電子温度

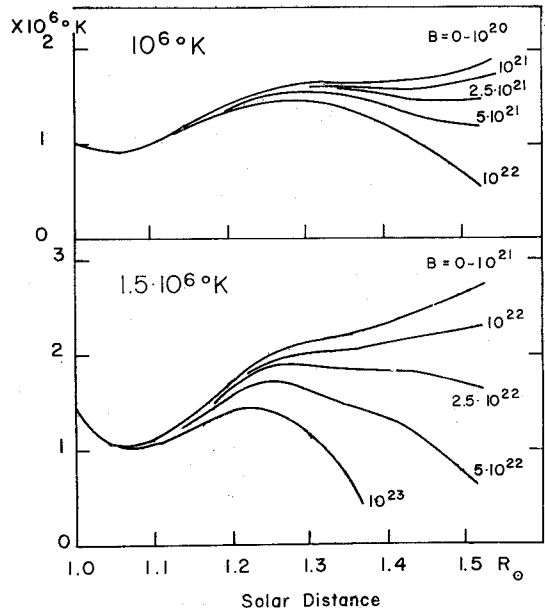
こうして、連続光による観測からコンデンセーションの電子密度モデルが得られた。しかし、得られたモデルがどの程度真の物理状態を代表しているかをチェックするためには、先づ何らかの方法で温度を推定し、他の方法による観測、例えばS成分や輝線の観測結果と比較してみなければならない。

電子密度だけを知って、単独に温度を決定することは静流体力学平衡の仮定が正しい場合を除いて、一般にきわめて困難な問題である。しかしコロナから粒子（電子や陽子）が定常的に流出しているという太陽風の理論に基づけば、流体力学的に次のように温度を決めることができる。

定常流の内部に一つの流管（断面積一定とする）を考えると、流管内ではいわゆる連続の方程式  $N \cdot v = \text{const.}$  が成立する。Nは密度、vは太陽風の速度である。さらに単位体積の粒子（質量M）について運動方程式（質量と加速度の積=圧力勾配と重力の代数和）をつくれば、

$$NMv \frac{dv}{dr} = - \frac{d}{dr} (2NkT) - \frac{GM_{\odot}MN}{r^2}$$

となるから、両式からvを消去し、 $\delta = R_{\odot}/r$  とおけば次式を得る。



第6図 コンデンセーション内の温度変化の様子

$$T = \frac{1}{N} \left[ N_0 T_0 - B \left( \frac{1}{N} - \frac{1}{N_0} \right) - T_1 \int_{\delta}^{\delta=1} N d\delta \right]$$

但し、 $N_0$ ,  $T_0$  はそれぞれコロナの底部における密度および温度、さらに

$$T_1 = \frac{GM_{\odot}M}{2kR_{\odot}} = 1.16 \times 10^7 \text{K}, \text{ および } B = \frac{MN^2 v^2}{2k}$$

第1表 コロナの特徴的構造\*

	活動的領域の流線	永続的コンデンセーション (ワルドマイアーによる)	散発的コンデンセーション (フレアを伴わない)	散発的コンデンセーション (フレアを伴う)
直径	5' (無限に伸びている)	1' ~ 2'	0.5'	0.5'
温度	$1.5 \sim 2.0 \times 10^6 \text{K}$	$2 \sim 4 \times 10^6 \text{K}$	$2 \sim 4 \times 10^6 \text{K}$	$4 \times 10^6 \text{K}$
密度	$1R_{\odot}$ に於て $1.6 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ $2R_{\odot}$ に於て $10^7 \text{cm}^{-3}$	$10^9 \text{cm}^{-3}$ $10^{10} \text{cm}^{-3}$	$10^{10} \text{cm}^{-3}$	$10^{10} \text{cm}^{-3}$ $10^{11} \text{cm}^{-3}$
寿命	太陽自転周期の数倍	数日又はそれ以下	数分から数時間	30分
関連する電波的特性	S成分	特に強められたS成分	Gradual rise and fall (thermal)	cmバーストI ~ V型バースト宇宙線, PCA等
関連する光学的特性	広い範囲にわたる赤線及び緑線の最大	赤線 ( $\lambda 5303$ ) 及び緑線 ( $\lambda 5694$ ) の最大, 軟X線源	黄線 ( $\lambda 6374$ ), ループプロミネンス, 構成物質の運動	フレアー
磁場	?	?	300 ガウス	300 ガウス
密度構造	アーチ, ファン, むち状 (ダンによる), 流線内の繊維状構造	散発的コンデンセーションは永続的コンデンセーションから形成される。	高密度の結節状, 長く伸びる繊維状構造	?

\* 1961年8月サクラメント・ピーク天文台で開かれた国際シンポジウムにおいてポアショがまとめた。

である。従って  $T_0$  と  $v$  の値がわかれば、観測から得られた  $N$  の値を用いて各点の温度を計算することができる。

斎藤・ピリングスは、この方法で、先づほとんど平行な磁力線に囲まれた部分を流管として選び、 $B$  を助変数として、 $T_0=1.0 \times 10^6 \text{K}$ 、 $1.5 \times 10^6 \text{K}$  および  $2.0 \times 10^6 \text{K}$  の各場合における高さに対する温度変化の様子をグラフに示した。第6図に  $T_0=10^6 \text{K}$  と  $1.5 \times 10^6 \text{K}$  の場合を示すがこれだけでは正確な温度の推定はできない。そこで彼等はさらに、流管に沿う方向の各高さに対するエネルギーバランスを、熱伝導、対流、太陽風の加速、放射等のいろいろなメカニズムについて細かく調べることによって、最終的な温度変化の様子として、第6図の  $T_0=10^6 \text{K}$ 、 $B=5 \times 10^{21}$  の曲線を決定している。この結果に相当する太陽風の速度は、 $1.0 R_{\odot}$  において  $1.6 \text{ km/s}$ 、 $1.5 R_{\odot}$  において  $92.5 \text{ km/s}$  である。但し § 1 で触れたように、核の部分では、磁力線は平行でなくループ状に閉じているから、恐らく第6図より異なった状態、例えばコロナ・黄線 ( $\lambda 5694$ ) の観測からわかるように  $3.0 \times 10^6 \text{K}$  またはそれ以上になっているかも知れないとしている。

ところで、電波望遠鏡で眺めたコンデンセーションの様子はどうか。スワラップその他 (1963) が統計的研究によってまとめた結果によると、S成分源は次の様子になっている。

直径:  $2' \sim 3'$  ( $\lambda 3 \text{ cm}$  および  $10 \text{ cm}$ )、 $3' \sim 4'$  ( $\lambda 21 \text{ cm}$ )

太陽面上の高さ:  $1 \sim 2$  万  $\text{km}$  ( $\lambda 3 \text{ cm}$  から  $10 \text{ cm}$ )、 $4 \sim 6$  万  $\text{km}$  ( $\lambda 21 \text{ cm}$ )。すなわち波長により大きさおよび観測される高さが異なっている。しかし、大ざっぱな様子としては、直径  $0.3 R_{\odot}$  以下、高さ  $0.1 R_{\odot}$  以下でなければならないわけで、S成分はコンデンセーションの核の部分から主として放出されることになる。そこで椿は先のモデルからマイクロ波がどの程度放出されるかを計算し、間接的に温度決定を試みている。

cm および dm 波放出のメカニズムとしては、電子とイオンとの衝突 (自由-自由遷移) および熱電子によって放出されるジャイロ周波数とその高調波による2種類が考えられるが、柿沼・スワラップ (1962) はS成分のスペクトルおよび偏波率を説明するためには、後者のメカニズムが重要な役割を占めていなければならないことを示した。従って、モデルをチェックする意味では、両方のメカニズムを各波長毎に計算しなければならないが、後者の場合はループ系の幾何学的構造の複雑さのためきわめて困難である。しかし前者のメカニズムのみを計算し、その結果を観測値と比較すれば、次のように温度を決めることができる。

先ず、簡単のため一般的コンデンセーションが直径

第2表 ループ系と一般的コンデンセーションから放射される電波の強度  
(単位:  $10^{-22} \text{ w.m}^{-2}$ )

電子温度	ループ系	一般的コンデンセーション
$1.0 \times 10^6 \text{K}$	13.0	0.44
2.0	9.2	0.31
3.0	7.5	0.25
4.0	6.5	0.22
5.0	5.8	0.20

$0.5 R_{\odot}$ 、高さ  $0.3 R_{\odot}$  の均質な円筒状であると仮定すれば、先の結果から電子密度は  $1.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  程度と求められる。次に、一般的コンデンセーションおよびループ系の平均的な光学的深さを計算してみると、両者共に光学的に薄いとしてよいことがわかる。この場合には、観測される電波強度  $F$  は次式で与えられる。

$$F = \frac{2k\zeta}{c^2 r^2} N^2 V T_e^{-1/2}$$

但し、 $V$ 、 $T_e$  はそれぞれ電波源の体積および温度、 $r$  は観測者からの距離、 $\zeta=0.16$  である。従って、ループ系の場合は、各ループの長さを計算することによって体積が求められるから、温度を助変数として两部分から放出される電波強度を計算することができる。第2表にこうして得られた結果を示す。この結果をコピントン (1963) が発表している今回のコンデンセーションから放出されたと考えられる強度、 $10 \sim 17 \times 10^{-22} \text{ w.m}^{-2} (\text{cps})^{-1}$  ( $\lambda 10.7 \text{ cm}$ )、と比べてみると次の2つのことが云えそうである。第1に、一般的コンデンセーションの観測値への寄与は無視できること、そしてこの結果は、幾何学的構造に対する仮定が少し位変わっても大きな影響を受けないだろうと考えられる。第2は、電子温度が  $1.0 \times 10^6 \text{K}$  または  $2.0 \times 10^6 \text{K}$  程度だと観測値の相当部分が自由-自由遷移によって放出されていることになるが、 $4.0 \times 10^6 \text{K}$  またはそれ以上だと寄与量は半分以下になるということである。

このように光学的に薄い場合は強度は波長に無関係となるから論外であるとしても、厚い場合でも自由-自由遷移だけで観測されたS成分のスペクトル ( $\lambda 10 \text{ cm}$  で最強、両側で弱くなっている) を説明することはほとんど不可能であることを考えると、先述の柿沼・スワラップの結論に従うのが妥当であろう。そうすれば、ループ系の温度は  $4.0 \times 10^6 \text{K}$  またはそれ以上とするのが適当であることになる。この値はスワラップその他の結論と一致しているし、また電子密度の値も適当だと考えられるが、後述するように、輝線のドップラー巾から求めたコンデンセーションの最高温度が  $4.0 \times 10^6 \text{K}$  であることを考えるとなお多くの問題が残されている。

#### § 4 いろいろな問題

コンデンセーションの温度を最も直接的に知る方法はコロナ・輝線の観測による次の2つの方法であろう。すなわち、輝線のドップラー巾を測定して熱運動の速さを知りこれを温度に換算する方法と、もう一つは同一元素の異なる電離状態にある2種類のイオンから放射される輝線の強度比を測定し、電離理論を応用して求める方法である。従ってこの方法で得られた温度の値が常に妥当な線を示せば、それをコンデンセーションの温度の決定版とすべきであろう。しかし現実にはさまざまな問題が提起されている。

第1は、これら2つの方法の間に系統的な違いが常に見られることである。すなわち、ドップラー巾から求めた温度の方が大抵の場合高めにできるのである。しかし、最近バージス (1964) が電離度の計算に用いる再結合の係数をくわしく計算し従来のものより20倍ほど大きいことを見出したため、電離理論による温度が高めになったこと、そしてドップラー巾はコンデンセーション内に乱流運動があればその分だけ広がるから、この方法で出された温度は最大値と考えるべきことなどを考慮すれば、両者の差は実際にはもっと小さいのかも知れない。

第2は、同一の方法で求めた温度の間にも、用いた輝線の種類によって大きな相違がみられることである。例えば、ドップラー巾の測定からは、黄線 ( $\lambda 5694$ , CaXV) で  $3.5 \sim 4.0 \times 10^6$  K (ピリングス 1957, ジリン 1959 等) であるのに対し、緑線 ( $\lambda 5303$ , Fe XIV) や赤線 ( $\lambda 6374$ , Fe X) では  $2.4 \sim 3.3 \times 10^6$  K (ジャレット・フォンクリッパー 1955) となっているし、また強度比からも各元素によってまちまちの値が出されているのである。

そこで当然の結果として、コンデンセーション内に温度の非均質構造が存在するのではないかという疑問が出され、多くの非均質温度モデルが提出されることとなった。例えば、ジェフリースその他 (1962) は、パーカー (1953) 流の安定論の考えからコンデンセーション内に高密度、低温の微細構造の混入を仮定して説明しようとしているし、西・中込 (1963) は核部分 ( $4.0 \times 10^6$  K) とハロー部 ( $2.4$  および  $1.7 \times 10^6$  K) からなるモデル

を、そして鈴木・平山 (1964) は4種の温度の混在からなるモデルを発表している。こうして、一方では主として輝線の観測から温度の非均質構造の存在が主張されていることを考えると、今回のコンデンセーション内に、ループ系からなる非均質微細構造がみられたのは、これらの考えに対して一つの有利な情報を提供するものではないだろうか。

ただし、同じ鉄のイオンである Fe X と Fe XIV は同一空間内に存在しないという考え (もしそうなら緑線と赤線の強度比から温度を求めることは無意味になる) やイオンと電子の間に数十万度の温度差が存在する (ピリングス・レーマン 1962) という問題など、まだまだこれからもいろいろな議論が続くことであろう。

#### 参 考 文 献

- Billings, D. E. 1957, *Ap. J.*, **125**, 817  
 Billings, D. E., and Lehman, R. C. 1962, *Ap. J.*, **136**, 258.  
 Boisch, A. 1963, *I. A. U. Symp.*, No. 16, 227.  
 Burgess, A. 1964, *Ap. J.*, **139**, 776.  
 Correl, M., Hazen, M., and Bahng, J. 1956, *Ap. J.*, **124**, 597  
 Correl, M., and Roberts, W. O. 1957, *A. J.*, **62**, 243.  
 ————. 1958, *Ap. J.*, **127**, 726.  
 Covington, A. E. 1963, *R. A. S. C. Journ.*, **57**, 253.  
 Jarrett, A. H., and Klüber, H. von. 1961, *M. N.*, **122**, 223.  
 Jefferies, J. T., Pecker, C. W., and Thomas, R. N. 1962, *Ap. J.*, **135**, 653.  
 Kakinuma, T., and Swarup, G. 1962, *Ap. J.*, **136**, 975.  
 Kawabata, K. 1960, *Publ. A. S. Japan*, **12**, 513.  
 Newkirk, G. 1961, *Ap. J.*, **133**, 983.  
 Nicolsky, G. M. 1953, *A. J. U. S. S. R.*, **30**, 286.  
 Nishi, K., and Nakagomi, Y. 1963, *Publ. A. S. Japan*, **15**, 56.  
 Parker, E. N. 1953, *Ap. J.*, **117**, 431.  
 Saito, K. 1958, *Publ. A. S. Japan*, **10**, 49.  
 ————, and Billings, D. E. 1964, *Ap. J.*, **140**, 760.  
 ————. 1965 a, *Publ. A. S. Japan*, **17**, 1.  
 ————. 1965 b, *Publ. A. S. Japan*, **17**, 421.  
 齊藤国治, 天文月報 第57巻 第7号 137頁, 1964  
 Suzuki, T., and Hirayama, T. 1964, *Publ. A. S. Japan*, **16**, 58.  
 Swarup, G., Kakinuma, T., Covington, A. E., Harvey, G. A., Mullaly, R. F., and Rome, J. 1963, *Ap. J.*, **137**, 1251.  
 田中利一郎, 天文月報 第57巻 第11号 216頁, 1964  
 Tsubaki, T. 1966, *Publ. A. S. Japan*, **18**, 1.  
 ————. 1967, *Publ. A. S. Japan*, **19** (in press)  
 Vsekhsvjatsky, S., and Bougoslavsky, E. 1944, *M. N.*, **104**, 140.  
 ————. 1963, *I. A. U. Symp.* No. 16, 271.  
 Waldmeier, M., and Müller, H. 1950, *Zs. f. Ap.*, **27**, 58.  
 ————. 1963, *Zs. f. Ap.*, **56**, 291  
 Zirin, H. 1959, *Ap. J.*, **129**, 414.

#### 雑 報

太陽面上における He 10830 赤外の He 10830 は太陽スペクトルの中で、非常に興味深い様子をしている。He I, He II のスペクトルは普通日食時のフラッシュスペクトルにおいては、強い輝線としてみられるが、太陽面上で (光球をバックにして) 吸収線として観測されるのは、この He I 10830 だけである。このスペクト

ル線は、1934年初めて、バブコック (H. D. and H. W. Babcock) によってフラウンホーフアスペクトル中で同定されたが、高い励起ポテンシャル (19.7 eV) を持つ準安定準位から生ずる。即ち、 $2^3S_1 - 2^3P_{2,1,0}$  の三重線で、 $\lambda\lambda$  10830.34, 10830.25, 10829.08 のコンポーネントから成っており、それぞれ強さの比は 5:3:1 であるが、実際には前者二つのコンポーネントは、接近しすぎているため分解されず、1本の線として観測される (第1図)。従って光学的に薄い大気の場合であれば、