

上層大氣の溫度 (綜合報告)

柴 田 淑 次

緒 言 今より約 20 年前迄は成層圏以上の大氣は總べて 220°K なる均一溫度を有するものと一般に考へられて居た. Humphrey⁽¹⁾及び S. Chapman-E. A. Milne⁽²⁾は此の假定に基き且大氣の擴散平衡層を夫々 11 km 及び 20 km として百數十軒迄の大氣の組成及び壓力を計算した.⁽³⁾所が 1922 年, Lindemann 及び Dobson は流星の觀測を基として數十軒の高さの大氣密度を求めた結果それ迄豫想されて居た値に比し約 1000 倍大きい値を得, 又此れより導かれる大氣溫度も遙かに高温で數十軒の高さに於いて約 300°K である事を指摘した. 此れは上層大氣の溫度に關し實に大きな問題を投じたものであつて, 其れ以後此の問題は俄然議論沸騰し幾多の人々が此の研究に手をそめる様になつた. 更に近年上層大氣の研究に電波が用ひられる様になつてからは, 其れは實に劃期的の進歩を遂げ, 100 km 或は 300 km 附近の大氣の狀態が甚だ興味深く解かる様になつた. 從來, 此の附近の研究は極光, 流星, 薄明現象, ヘリウム等によつて行はれて居たけれども電波の觀測は此等の何れにも勝つて有利である様である. 成層圏以上の大氣の溫度は現在のところ, 50 km 附近迄は音波の異常傳播及びオゾンの輻射平衡より, 80 km 附近は電波及び夜光雲より, 100 km 附近は電波, 流星, 極光, 薄明現象等より, 更に 200 km-300 km 附近は電波, 極光, 輕ガス等より推定されて居る. 併し未だ幾多の問題が存在し特に 200 km 以上の高さに於いては電波及び極光の觀測より導かれる溫度の値に大きな差異があり, 又 300 km-400 km 以上の大氣溫度は現在殆んど解らない. 此等は尙將來の研究を待たねばならず, 大氣溫度の研究の前途も尙遼遠である.

本文に於いては, 現在迄なされた此等の研究を一通り, 纏めて述べる目的であるが, 勿論その全部を逐一記載する事は到底不可能であるので. その中比較的重要なるもののみを拔萃し, 且, 其の概略を紹介する事にした. 第九章に於いては此等の研究より判斷して最も確からしいと思はれる溫度の垂直分布を與へた. 尙本文に於いて取扱ふ上層大氣は約 30 km 以上の所のものである.

(1) "Physics of the Air" 1920.

(2) Journ. Roy. Met. Soc. 46 357 (1920)

(3) 尙 A. and K. Wegener (Vorlesungen über Physik der Atmosphäre; J. A. Barth. Leipzig), C. Störmer, 等も同様の研究をして居る.

第一章 音波の異状傳播

§1. 序 火山の爆發或は巨砲の發射等の場合其のエネルギーが可なり強ければ爆發の音は音源より約 50 km 位離れた所迄聽える。其れ以上離れると一旦聽えなくなるが、併し更に 100 km 以上離れると再び聽える所が現はれる。此の際、音源の直ぐ周りの可聽域を内聽域と稱し、聽えなくなつた所を無聽域、更に再び聽え出す所を外聽域と云ふ。音源のエネルギーが甚だ強い場合には内聽域と外聽域は融合し、無聽域の存在しない事もある。1883 年 8 月 27 日 Sunda 海峡の Krakatau が爆發した時⁽¹⁾には無聽域が無くなり、且直接聽えた範圍は音源より 3000 km にも達した。

外聽域の存在する事は火山等の爆發によつて既に 18 世紀の中頃には知られて居た。巨砲發射の爆音が遠方迄聽える事は歐洲第一次大戰に於いて屢々經驗された。⁽²⁾併し人工爆發によつて組織的に外聽域の研究がなされたのは大戰以後である。平和恢復の後、諸國は條約により爆藥の處分に迫られたが、其の機會にドイツでは音波傳播に関する研究會が組織され、1923 年より極めて組織的に人工爆發が行はれた。1932 年 10 月 5 日の Oldebroek に於ける爆發に際しては、外聽域内に約 10 km 毎に十數ヶ所の觀測點が音源の方向に一列に並べられた。⁽³⁾又英國に於いては 1927 年より數ヶ年間に亘り、London の附近に於いて巨砲を發射し、其等の結果は Whipple によつて研究された。⁽⁴⁾此等に於いては重要な位置には特にマイクロホンを用ひ、音波を機械的に記録せしめ、又我々の耳に聽えない音波をも觀測出来る様に試みられた。又 1932 年-1933 年の極年の間に於いて、北緯 80° 附近にも此の種の研究がなされた。⁽⁵⁾

外聽域は世界中何處でも現はれる現象である。併し其の形は時と場合により大いに異なる。1920 年 5 月 9 日の Moskou の爆發、1923 年 5 月 3 日の Jüterbog の爆發等に於いては、外聽域は音源の圍りに規則正しい環狀をなして現はれた。併し 1912 年 12 月 14 日淺間山の爆發の時には其れは東-南の方向に限られて居た⁽⁶⁾又其の半径も冬と夏とで異なる。歐洲大戰の時、西部戦線の大砲の音は冬季には東に、夏季には西に、より遠く聽えた由である。外聽域は又二重、三重にも存在する事がある。外聽域と音源との間に相當高い山があつても其の影響を受けない所を見ると、外聽域に來る音波は相當高い空中を傳はつて來ると考へられる。又爆發が起つて後、外聽域に於いて

(1) R. D. M. Verbeek: Krakatau (Batavia, 1886).

(2) 其の一例として M. Christy: Q. J. R. Met. Soc. 44 281 (1918).

(3) Zeits. f. Geophys. 10 119 (1934).

(4) §4 參照.

(5) K. Wölckel: Zeits. f. Geophys 10 222 (1934).

(6) Bull. Centr. Met. Obs. Japan. II. No. 1 (1912); II. No. 4 (1916).

其の音の聽える迄の時間は音源より音波が地表を傳はつて直接來る時間に比して約 1 分乃至 2 分位遅い。此の遅れを説明するためには、上空高く進んだ音波が或る高さに於いて反射して來るものと考えたと好都合である。然らば如何なる理由によつて音波が反射して來るか云ふ事は先づ最初に von dem Borne⁽¹⁾によつて説明された。彼は上空に進むに従ひ大氣の分子量が減少するため音波は屈折を起し地上に歸り來ると考へた。其後、我藤原博士の風による音波の屈折説が提唱され、此の方面の研究が次第に盛んになつて來たが、歐洲大戰以後、人工爆發の觀測と併行して多くの學者が此れを研究した。其の中、Gutenberg, Duckert, Whipple 等は此れを大氣の溫度變化に歸せしめた。即ち成層圈を或る高さに迄上昇すると、大氣の溫度が次第に上昇し遂には地表面溫度に迄達する様になる。此の爲め上空に進む音波の速度は速くなり且屈折を受けて再び地上に歸り來ると云ふのである。此の説は上層大氣の高温を指摘する一つの説として重要であるので以下此の説を概略紹介する事にする。

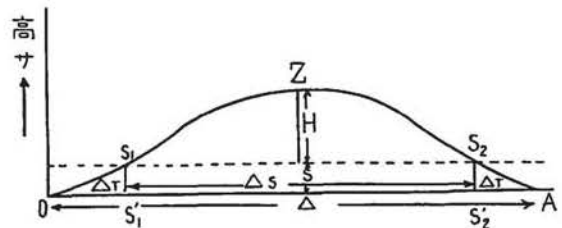
§ 2. Gutenberg の研究

音源 O より發射された音波が A に到達するに第 1 圖 OS_1ZS_2A なる道を辿るものと考え。圖に於いては S_1S_2 より下層では高さと共に大氣溫度が一樣に減少し、又 S_1S_2 より上層では、其れが一樣に増加するものとしてある。今大氣中の音波の速度が所謂 Laplace の法則に従ふものとすれば、頂點 Z に於ける速度が解ればそれより大氣溫度を導く事が出来る。又 S_1S_2 より上層に於いて溫度の減少がないとすれば地震學に於ける Wiechert-Herglotz の法則が適用されるので、 Z の高さが求められる。B. Gutenberg⁽²⁾はかくの如き方法によつて上層大氣の溫度を求めた。以下此れを略述する。

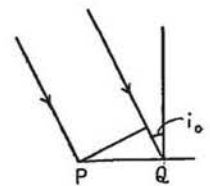
第 2 圖に於いて $PQ = d\Delta$; 波が P より Q に到達するに要する時間 $= dt$; PQ 間の音波の平均速度 $= v_0$; 波の來る方向の鉛直線に對する傾き $= i_0$; PQ 面に於ける大氣の溫度 $= T_0$ とすると

$$\sin i_0 = \frac{dt}{d\Delta} \quad (1.1)$$

第 1 圖



第 2 圖



(1) § 5 参照.

(2) Gerlands Beitr. zur Geophys. 27 217 (1930): Handb. d. Geophys. 9 138 (1932)

v_0 と T_0 との関係は Laplace の法則より

$$v_0 = \sqrt{\gamma \frac{R}{M} T_0} \quad (1.2)$$

但し γ は大気ガスの比熱の比, R はガス常数, M は分子量.

此れは近似的に

$$v_0 = 20\sqrt{T_0} \quad (1.3)$$

と書く事が出来る. 大気成分が變らぬ場合には高さ h に於ける速度 v_h は同様に

$$v_h = 20\sqrt{T_h} \quad (1.4)$$

又, 屈折の法則より此の高さに於ける i_h は

$$\sin i_h = \frac{v_h}{v_0} \sin i_0 \quad (1.5)$$

にて與へられる. 音波の射線の對流圈内の部分の地面への投影部分 (第 1 圖 OS_1' 或は AS_2') を Δ_r とすると

$$\Delta_r = \int_0^S \tan i_h dh \quad (1.6)$$

但し, S は第 1 圖に於ける S_1 或は S_2 の高さをあらはす. 次に第 1 圖に於いて曲線 S_1ZS_2 の地面への投影部分を Δ_s とすれば $\Delta_s = \Delta - 2\Delta_r$ になる. 又成層圏下端 (第 1 圖 S_1S_2 平面) に於ける入射面を i_s とし其處に於ける速度を v_s とすれば (1.5) 式によつて $\sin i_s$ が解かる. 故に若し此れを各觀測所に對し Δ_s に関して並べると $\sin i_s$ を Δ_s の函数としてあらはす事が出来る. 一般に成層圏に於いては v は高さと共に減少しないとすれば, 地震學の場合と同様に此の函数の曲線に對し Wiechert-Herglotz の法則が適用される. 従つて頂點 Z の S_1S_2 平面上の高さ H が解かる. 即ち

$$\ln \frac{r_0 + H}{r_0} = \frac{1}{\pi r_0} \int_0^{\Delta_s} q d\Delta \quad (1.7)$$

但し

$$\cosh q = \frac{\sin(i_s)\Delta}{\sin i_s} \quad (1.8)$$

此處に $(i_s)\Delta$ は積分範圍 $0 \leq \Delta \leq \Delta_s$ なる距離 Δ に對應せる入射角で, 又 i_s は Δ_s に屬する入射角である. S_1S_2 平面の高さを S とすると r_0 は S と地球半径との和と考へられる. 一般に $r_0 \gg H$ であるから

$$\ln \frac{r_0 + H}{r_0} \doteq \frac{H}{r_0}$$

故に

$$H = \frac{1}{\pi} \int_0^{\Delta_s} q d\Delta \quad (1.9)$$

又 q の値が少なる時には

$$\cosh q = 1 + \frac{q^2}{2}$$

なる故、近似的に

$$H = \frac{\sqrt{2}}{\pi \sqrt{\sin i_{s0}}} \int_0^{\Delta_s} \sqrt{\sin(i_s)\Delta - \sin i_{s0}} d\Delta \quad (1.10)$$

となる。従つて頂点 Z の地表面上の高さは $H+S$ となる。(1.10) 式の積分を求めるには実際には圖解的になされる。

$$\text{又 } Z \text{ に於ける音波の速度} \quad v_{s+H} = v_0 : \sin i_0 \quad (1.11)$$

$$Z \text{ に於ける大気温度} \quad T_{s+H} = \frac{v_{s+H}^2}{400} \quad (1.12)$$

にて求められる。

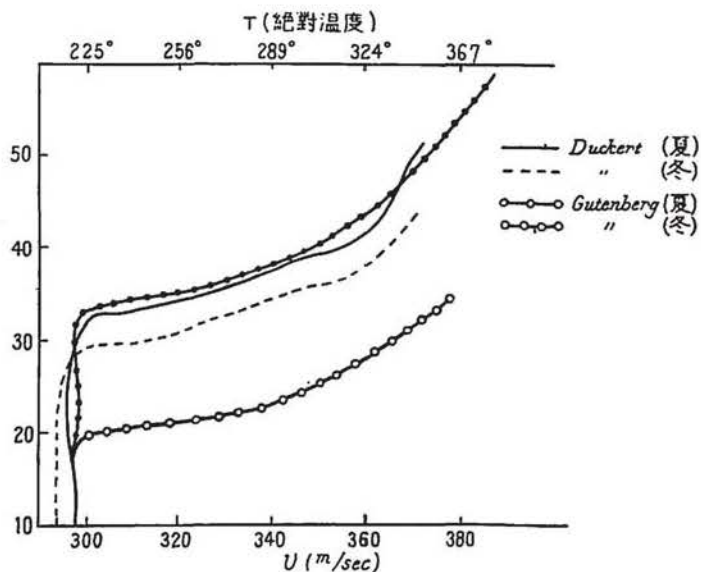
此の方法は観測點の数が 2 個以上多い程好都合である。Gutenberg は $T_s = 220^\circ\text{K}$, $S = 12 \text{ km}$ と假定し、1924 年 7 月 17 日

の Jüterbog の爆發其の他に對して H, v_{s+H}, T_{s+H} を求め第 3 圖の如き値を得た。冬季と夏季に於いて 20 km 以上の大気の温度は著しく異なる。此れは Gutenberg が大気中の風の影響を考慮に入れなかつた爲めであらうと思はれる。

又 Gutenberg⁽¹⁾ は 1924 年 5 月 5 日の La Courtine の爆發に對して、35 km 以上に於いて温度の上昇があり、50 km 附近

では大気は約 300°K の温度に達すると云ふ結果を得た。同時に彼は擴散平衡を假定して音波の速

第 3 圖



(1) Zeits. f. Geophys. 2 260 (1926).

度より各高さに於ける大気成分の割合を求めて居る。

§ 3. Duckert の研究

Gutenberg の結果に對する重要な缺點は彼が大氣中の風の影響を考慮に置かなかつた事である。此れに對し P. Duckert⁽¹⁾⁽²⁾は上層大氣の地上に於ける觀測材料を出来るだけ取り入れた。即ち爆發の日の上層の氣球觀測があれば、それによつて其の高さ迄の音波の射線の實際の經路を各々について計算した。若し其の様な値が解らない時には長年に亘る氣球觀測のその月平均値をもつて其の日の大氣温度及び風の値とした。20 km 以上は Gutenberg と同様、Wiechert-Herglotz の方法にて計算した。但し頂點 Z に於ける音波の速度として、

$$v_{s+u} = v \pm w_1$$

なる式によつて風の影響が考へに入れられた。但し v は温度のみによる音波の速度、 w_1 は風の速度をあらはす。音源に對し反射の側にある觀測點の觀測材料より w_1 を消去する事が出来る。Duckert⁽²⁾はかくして出来るだけ多くの好都合なる觀測材料を用ひて第 3 圖の如き値を得て居る。風の影響を消去した此の結果は Gutenberg のものに比して冬夏に於ける値が著しく接近してゐる。

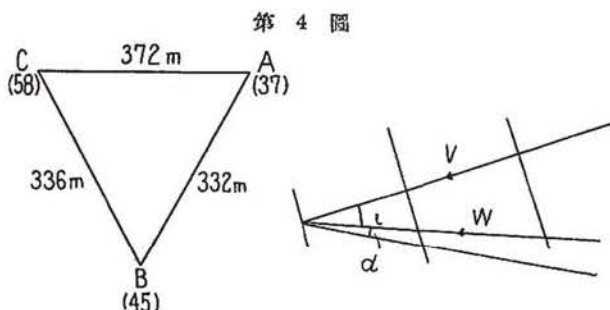
尙 H. Regula⁽⁴⁾は、ほぼ同様な方法をもつて計算し、40 km に於ける大氣の温度を略、300°K と見出し又 35-40 km に於ける氣温上昇率は 1927 年 5 月 27 日の Jüterbog の爆發に對して 100m につき 1.75°, 又 Oldebrock の爆發に對して 2.5° と見出して居る。一般に i_0 は 90°

に近い値であるので此等の方法にて (1) 式より i_0 を求める際に誤差を生じ易い。

§ 4. Whipple の研究

F. J. W. Whipple は i_0 を實際觀測より求めるため次に述べる如く⁽⁵⁾一觀測所に少なくとも三個のマイクロホンを用ひた。マイクロホンは「熱線マイクロホン」であつて音波によつて熱線の抵抗が變る事を利用し此れを電位計に連結した。入射角を求めるには次の如くする。

第 4 圖の如く三個のマクロホンを音波の來る方向に對して設備する。其際 $AB=BC$ の如く取



(1) Meteor. Zeits. 46 455 (1929)

(2) Erg. d. Kos. Physik Bd. I. 278 (1931).

(3) 獨逸では主として記録装置には Undograph が用ひられた。

(4) Zeits. f. Geophys. 10 167 (1934).

(5) Q. J. R. Met. Soc. 61 285 (1935).

る。従つて若し A, B, C が水平面内にあり且音波が丁度 AC の方向より来た時には、其れが A より B に達する時間と B より C に達する時間とは等しい。若し各マイクロホンが水平面内にない時には其の傾きを考へねばならない。今音波が AC の方向より来たと考へると第5圖より

$$\sec(i + \alpha) = \frac{\overline{CA}}{V\Delta t} \quad (1.13)$$

となる。但し α は CA の水平面に對する傾き、 V は地表面附近の音波の速度、 Δt はそれが A より C 迄達する時間である。 V は地表面の温度より $\overline{CA}$, V , Δt は観測より解るから、 i を求める事が出来る。又音波が CA の方向より来ない場合には B マイクロホンの助けによつて其れを補正する事が出来る。

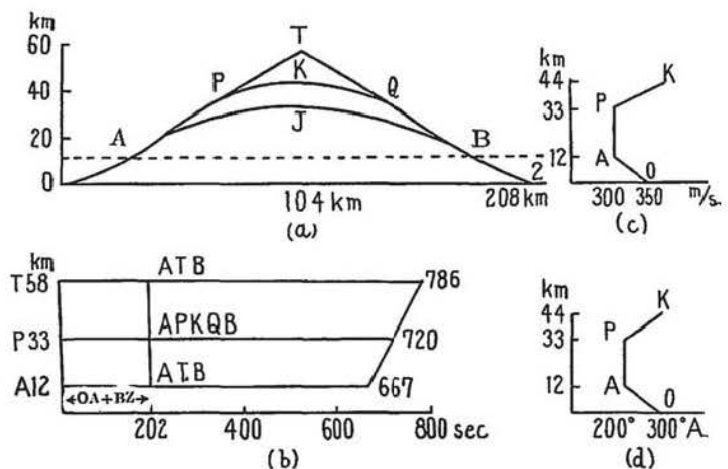
Whipple はかくして求めた i を用ひ、氣球観測によつて得られた材料より、いちいち各層に於ける様子を計算し次の如くにして射線頂點の音波速度、高さ及び大氣温度を求めた。

即ち先づ音波が屈折の法則によつて進むものとすれば、よく知られて居る様に波面と地表面との交點の進行速度、即ち所謂“特性速度”は射線の各點に於いて同一であり、且それは頂點に於ける速度を與へる。特性速度は總べてのマイクロホンが都合のよい位置に置かれて居ないと此れを求めるのに少々複雑になる。

次に射線の各高さに於ける速度を求めるには次の様にする。先づ氣球観測によつて約 20 km 迄の大氣の温度及び風の狀態を知る事が出来るから、我々は此れによつて、氣球到達點迄の射線の形をかなりの精度をもつて畫く事が出来る。氣球の發着點間の距離及び方向も大なる助けとなる。射線の此の形は發音地と受音地に於いて同一であると假定する。従つて氣球到達點迄音波が達するに要する時間及び此等の射線の地表

面への投影部分を知る事が出来る。一方観測より音波が發音地より受音地迄到達する時間が解かり、又其の二點間の距離が解つて居るから、此等の差を取れば音波が未知の大氣中を通過するに要した時間及び其の射線の地表面への投影部分も解かる。今未知の大氣に對して適當なる假定例へば或る高さ迄は等温

第 6 圖



で、それ以上では高さに比例して溫度が上昇するものと考へれば未知の大氣の範圍内に於ける射線を畫く事が出来る。第 6 圖 (a) は風の全く無い靜穩なる大氣中の射線の形を示す、但し AB 面の下層に於いては大氣溫度は高さと共に一次的に減少し、 PQ 面と AB 面との間では大氣は等溫、 PQ 面以上では高さと共に一次的に増加すると考へる。此の際曲線 OA, ZB は上に凹なる擺線、曲線 PKQ は下に凹なる擺線になる事は明らかである。⁽¹⁾

未知の大氣中の射線を畫く場合、其れが音波の走時 (O より Z に達する時間) に合ふ様にしなければならない。今此れを例によつて示す。

第 6 圖 (a) に於いて $OZ=258$ km とし、又音波が O より Z に達する迄 720 秒かゝつたとする。 Z に於ける音波の入射角を 11.5° 、地表面溫度を 295°K 、對流圈の高さを 12 km、成層圈の溫度を 220°K 、又對流圈に於いては溫度は高さと共に一樣に減少するとする。特性速度は此の場合 $344 \times \sec 11.5 = 351$ m/sec となる。對流圈に於ける射線は前に述べた様に上に凹なる擺線となり、成層圈では直線となる。而してある一定の高さ以上に於いては下に凹なる擺線となる。故に上述の假定により對流圈に對して、射線を畫く事が出来る。此の形は O 及び Z に於いて同一である。次に我々は二つの極端なる場合を考へる。其の一つは成層圈の等溫狀態が可なり上空迄續き T に於いて急激に溫度の上昇がある場合即ち T に於いて音波が鋭く反射されて來る場合、他は成層圈の等溫區域が全くない場合即ち音波が成層圈にはいると直ぐ速度が増加して下に凹なる擺線を畫く場合である。前者に對しては其の射線は ATB となり後者に對しては AJB となる。成層圈に於ける溫度の上昇は其の頂點に於ける音波の速度が特性速度を與へる迄考へねばならない。又其の上昇率は高さに對して一樣であるとする。此れより $OATBZ, OAJBZ$ に對する時間が計算される。それは夫々 786 秒及び 687 秒となる。一方觀測より我々は走時として 720 秒を得たから第 6 圖 (b) の如く挿入法により簡単に P 及び Q の高さが解かる。 P は射線が直線より曲線に變る點である。 P を 33 km, K を 44 km とすれば $OPKQZ$ に對する走時は 720 秒となる。此の場合に於ける速度變化及び溫度變化の状態を圖示すると第 6 圖 (c), (d) の如くなる。

英國に於いては 1927 年以來夏季に於いて 16 吋砲其他 2, 3 の大砲を用ひて數十回の人工爆發が行はれた。發音地は Yantlet, Shoeburyness, Woolwich 等が選ばれ受音地には Birmingham, Bristol, Cardiff, Nottingham 等數ヶ所が選れた。又發音時刻は電波をもつて適當に受音地に傳へられた。Whipple は此等の 1931 年迄の觀測を整理し、上記の方法を用ひて次の如き結果を得て居る。⁽²⁾ 高さ 40 km 附近の大氣溫度は約 300°K である。成層圈の等溫區域は約 30 km 位迄である。

(1) 例へば W. J. Witkiewitsch: Meteor. Zeits. 43 95 (1925)

(2) Q. J. R. Met. Soc. 57 331 (1931); 同上 58 471 (1932)

上層大氣の溫度上昇率は約 $6^{\circ}/\text{km}$ である。射線の頂點は概して 40 km 以上にあり、又時として 60 km を超える事もある。

併し此等の結果に對しては成層圏に於ける風の影響が餘り考慮に入れてなかつた。所が外聽域は英國に於いても冬と夏とで甚だ其の趣きを異にして居る。例へば Woolwich (Thames 河口) にて發砲された音は、それより西方に位する Birmingham, Cefn Mably 等で夏季には甚だよく受音出来るが冬季には殆んど聽えない。此の事は成層圏に於ける風によつて説明出来る。Whipple は此れに對し、英國と Lapland との成層圏觀測より其の一年中の溫度、氣壓を比較して 20 km の高さで夏季には 20 m/sec 程度の東風が、又冬季には 20 m/sec 程度の西風が吹いて居ると考へた。又 30 km 高さでは約 40 m/sec 程度の風になると結論した。⁽¹⁾ 春分及び秋分の頃には方向の變る時で風の強さは弱い。而して此等の風の存在は上記の外聽域の不規則な受音状態を説明するのに充分であると云つて居る。其れ故に風の影響を分離するために最も適當な觀測點の位置は、英國に於いて、夏には音源の西、北、南、又冬には、東、北、南であることになる。大氣に對する音波の速度及び大氣の地面に對する速度は理論的には音波の三方向への傳播速度を知れば求められるものである。併し實際には此等の三方向が出来るだけ離れて居ないと誤差が大きくなる。東西南北にマイクロホンを置けば此の條件は満足される。併し英國の觀測に於いては一般に受音地は音源に對して殆んど一つの象限にのみ限られて居るから甚だ條件が悪い。併し、たゞ一つ 1936 年 4 月 27 日に適當な觀測が得られた。其の時の發音地は Woolwich で、受音地は其の NNE 及び W にあつた。下層に於いては北風が吹いて居り、又上層に於いてはゾンデの觀測より高さ 22 km に於いて約 20 m/sec の風が N-W (N より W へ) 10° の方向より吹いて居た事が解かる。此れを考へに入れて次の四ヶ所に於けるマイクロホンに達した音波の射線の頂點の高さ及び其處に於ける音波の速度を計算すると次の如くなる。

受音地	頂點の高さ	音速
Cefn Mably (Cardiff)	44 km	340 m/sec
Birmingham	40.1 km	337 m/sec
Nottingham	41 km	338 m/sec
N. Walsham (Norfolk)	39.8 km	349 m/sec
	42.5 km	361 m/sec

中間の高さに於ける音速を此れと同様の精度で表はす事は困難であるが Whipple は 40 km に於ける音速を推定して次の如き値を得て居る。

受音地	方位角	40 km に於ける音速
Cefn Mably	270°	322 m/sec

(1) Q. J. R. Met. Soc. 61 285 (1935); 同上 62 Supplement. 19 (1936)

Birmingham	307°	337 m/sec
Nottingham	332°	334 m/sec
N. Walsham	29°	349 m/sec

方位角(音源に對する)は N より東へ測かる。此れより Whipple は最小自乗法により 40 km に於ける音波の大氣に對する速度と風の強さ及び方向を求め次々次の値を得た。

大氣に對する音波の速度 = 332 m/sec

風の速度 = 15 m/sec · (方位角 35°)

332 m/sec に對應する大氣の溫度は 275°K である。此の結果は 40 km に於ける風が充分、秋分の近くに於いて大して強くないと云ふ前に述べた豫想と一致する。併し此の結果は入射角が甚だ小さい觀測の場合であるので (11.3) 式によつて i が求め難いため或る程度の誤差は免れ得ない。

Whipple は又 Oldebroek の爆發の時の Duckert⁽¹⁾の結果を用ひ獨逸に於ける冬季の値を計算した。その結果は 40 km 附近に於いて大氣の溫度は 300°K を超えて居る。又風の速さは 30 km 附近で約 40 m/sec となつて居る。此れは又 H. Regula⁽²⁾によつてもほぼ同様の結果が齎らされた。

尙 Whipple⁽³⁾は 1924 年 La Courtine の爆發に對し入射角を適當に選び 40 km-50 km 附近の大氣溫度を計算し約 300°K と出した。併し此れには風の影響が考へてない。

§ 5. 音波の異常傳播に對する他の説

音波が上層に進んだ場合其の速度が増加して屈折を起し再び地上に歸り來ると云ふ事を説明するためには上記の如き溫度上昇を假定する他に尙二、三の説がある。以下簡単に此等の説について述べる。

1) 大氣成分の變化

音波の速度が Laplace の法則

$$v = \sqrt{\gamma \frac{R}{M} T}$$

に従ふものとすれば若し M が減少すれば v が増加する。大氣が重力平衡にあるものとすれば上層に進むに従ひ、輕ガスの割合が増加し大氣の分子量が減少する。von dem Borne⁽⁴⁾は水素ガスの割合が増加するため v が増加するとの説を提唱した。此れは外聽域を説明するために出された最初の説である。後、de Quervain⁽⁵⁾、van Everdingen⁽⁶⁾等が此れを増補した。Wiechert⁽⁷⁾は此の點に

(1) Zeits. f. Geophys. 10 119 (1934) (2) Zeits. f. Geophys. 10 155 (1934)

(3) Nature 118 309 (1926) (但し此の方法は上述のものと異なる)

(4) Phys. Zeits 11 483 (1910)

(5) Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes. 1914 Anh. 2 (Zürich 1916)

(6) Kon. Ak. van Wetsch. te Amsterdam. Proc. 6 933 (1915) (7) Zeits. f. Geophys. 2 99 (1926)

關し次の様に述べて居る。

今音波が屈折する高さに於ける輕ガスの割合を α 、其の分子量を M とし、地表面に於ける大氣の平均分子量を M_0 とすると、考へて居る高さに於ける平均分子量は

$$M_0(1-\alpha)+M\alpha$$

となる。此の値と M_0 との比は温度及び壓力が等しい場合には、各々の密度の比になる。今その密度を夫々 δ, δ_0 とすれば

$$\alpha = 100\alpha(\%) = (1 - \delta/\delta_0)(1 - M/M_0)$$

になる。 δ/δ_0 は主としてその温度の比によつて定められる。故に今成層圏の温度 216°K 、地表面の温度 282°K とすると $\delta/\delta_0 \approx 216/282$ となる。輕ガスとして水素を取れば $M=2.016$ として $\alpha \approx 25\%$ となる。音波が反射して來る高さを 40 km とすれば其の邊の氣壓は約 1.5 mm 水銀柱である。而して此の $\frac{1}{4}$ が水素ガスである事となり、斯くの如き状態は考へられないと云ふのである。

(1) Meisser⁽¹⁾は地上に於ける水素ガスの割合を考慮に入れて音波の走時を計算して見ると實際觀測より得られるものよりも甚だ大きい値を與へるので此の説は不適等であると述べて居る。

又、P. Duckert⁽²⁾も上と同様な理由により反對して居る。

2) 頂點附近に於いて Laplace の法則の適用出來ぬ事。

Laplace の法則は音波の大氣に與へる壓力の振動振幅が大氣の壓力に對して極めて小さい場合に、大氣がガス法則に適合すると云ふ考への下に導かれるものである。併し上層に於いては大氣の壓力は著しく小さいので、音波の振幅がそれに對して大きくなる。故に Laplace の法則が適用されないと云ふ説である。其の場合には音波は有限振幅の波として取扱はねばならないので Riemann の衝突波と考へねばならぬ。有限振幅の場合其の速度は

$$V' = V(1+S)^{\frac{1+\gamma}{2}} \quad (1.14)$$

にてあらはされる。 V は無限小振幅の時の速度、 S は壓縮率であつて密度が小になれば大きくなる。故に上層に進むに従ひ音波の速度は増加する。此の説は A. Wegener⁽³⁾によつて最初提唱され、R. Meyer⁽⁴⁾によつて支持された。

併し Wiechert⁽⁵⁾は次の様に述べて居る。即ち音波を球面波と假定してエネルギーの減少率を求めて見ると壓力 p に對するその變化 Δp は次式にて示される。

-
- (1) Handb. d. Exper. Phys. Geophys. III. 249 (1930)
 - (2) Erg. d. Kos. Phys. I. 281 (1931)
 - (3) Zeits. f. Geophys. 1 297 (1924-25)
 - (4) Zeits. f. Geophys. 2 236 (1926)
 - (5) Gött. Nachr. 49 (1925)

$$\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{r\sqrt{\rho}}$$

此れより Wiechert は高さ 40 km に於ける $\frac{\Delta p}{p}$ を計算し $\frac{1}{75}$ なる値を得た。故にかゝる状態では Riemann 衝突波は考へる必要がないと云ふのである。

又若しも上層に於いて (1.14) 式が適用されるならば音波のエネルギーの相違により其の走時に相違が生じなければならない。しかるに実際には今迄其の様な観測はない。

Meisser⁽¹⁾及び Duckert⁽²⁾も此の様な理由により此の説に反対して居る。

3) 風の影響と考へる説

今音波の傳播方向が風向と同一鉛直面内にある最も簡単な場合を考へる。第 5 圖に於いて P_1 に於ける波面の一部 W_1 が w なる風速のため次の瞬間 P_2 に於ける W_2 迄進んだとする。此の場合、合成速度 v' は

$$v' = \sqrt{v^2 + w^2 + 2vw \cos e}$$

であり、又法線速度 v_n は

$$v_n = v + w \cos e$$

である。 e と e' との間には第 7 圖より

$$\cot e' = \cot e + \frac{w}{v} \frac{1}{\sin e}$$

即ち e' と e の差は $\frac{w}{v}$ にのみ關係する。

又此の場合にも Fermat の原理が適用出来るので極小の條件より

$$\frac{v}{\cos e'} = \text{const} = V$$

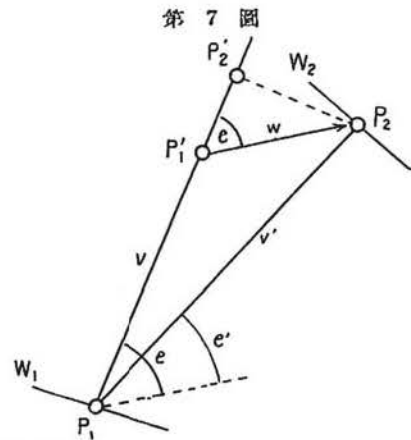
が成立する。音源と同じ高さの観測所へ音波が到達する時間 L 及び音源と其の観測所間の距離 Δ は次式にて與へられる

$$L = \frac{2}{V} \int_0^h \frac{(V-w)^2 - w^2}{\sqrt{v^2 - w^2} \sqrt{V - w^2 - v^2}} dh$$

$$\Delta = 2 \int_0^h \sqrt{\frac{v^2 - w^2}{(V-w)^2 - v^2}} dh$$

音波の傳播方向と風向とが同一垂直面内にない場合にも、ほど同様な式が計算される。

藤原博士⁽³⁾は流體力學の考へより此の場合を論ぜられ、適當なる大氣の模型を考へて、淺間山の



(1) Handb. d. Exper. Phys. Geophys. III. 248 (1930)

(2) Erg. d. Kos. Phys. I. 281 (1931)

(3) Bull. Centr. Met. Obs. Japan. II. No. 1 (1912); II. No. 4 (1916)

爆發 (1912 年 12 月 14 日), 其他について其の外聽域の分布をよく説明されて居る.

R. Emden⁽¹⁾, H. Morf⁽²⁾等も種々の大氣模型を考へて説明を試みた.

併し此等の人々は對流圏内に於ける風の作用のみに歸したが, J. Közer⁽³⁾は約 30 km 迄の風を考へ其の走時を計算した.

§ 6. 吟 味

上層に於ける音波の屈折に關する上記の説には夫々根據があつて何れをも全く棄て去る事は出来ない. 先づ分子量減少説は最も早く提唱されたもので當時に於ける妥當な考へとして歡迎されたけれども, Wiechert の云へる如く, 40 km 附近に果して音波の回歸を起す程分子量が減少するや否やは甚だ疑問であると思ふ. 重力平衡, 等温大氣の成層圏を考へても輕ガスの割合を前述の如き値に達せしめるのは困難である. 従つて其の走時を觀測に合はす事は難かしい. 更に 40 km 附近に於いても尙 20 m-40 m/sec の風が存在する事を考へれば其の附近に重力平衡を假定する事は出来ない. 恐らく 40 km 附近に於いても大氣の成分は地表面と大なる差異はないと考へてよからう. 故に分子量減少説は, たとへ其れが影響しても, 他説に比して遙かに其の役割は小さいと思はれる.

40 km 附近に果して Laplace の法則が適用されるや否やは甚だ興味がある. Wiechert の如く理論的に音波を球面波として取扱ひ得るか, 或は Meyer の如く非球面波として取扱ふべきか即斷は許されない. 併し大氣の壓力の減少が音波の強さに比して, より急激に減少すると考へるのは尙疑はしい. 併し一方 L. Vegard⁽⁴⁾は實驗室内に於いて氣壓が 1-2 cm 水銀柱になると音波の強さは急激に減少し 1 mm 程度になれば殆んど零になると云ふ結果を得た由である. 又 Krajewitsch⁽⁵⁾は 2.2 mm 氣壓に於ける音波の速度を 82 m/sec と見出した. 若し此れが眞なれば音波は 40 km 以下の大氣内に殆んど限られ温度に無關係に反射されて来る. 併し此の他に未だ確かな實驗室内の研究が今日迄發表されて居ない様であるので今俄かに Vegrad 等の結果を信用するわけにはいかない.

風によつて音波の速度の増加する事は明らかな事である. 特に藤原博士によつて取扱はれた淺間山の爆發其他に關しては降灰區域との符合により風の影響が甚だ大なる役割を與へて居る様である. 併し此の説の難點は外聽域が音源の圍りに環狀に分布して居る場合に説明のつき難い事である. 故に音速の増加に對し風を其の第一因子と考へると無理の生ずる場合がある.

然らば果して音速の増加が上層大氣の高溫のためのみに歸せられるかと云へば必ずしも, そうで

(1) Met. Zeits. 35 13, 74, 114 (1918)

(2) Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienst 1918 Anh. (Zürich 1919)

(3) Met. Zeits. 42 457 (1925); 43 21 (1926)

(4) Terr. Mag. 37 389 (1932)

(5) Handb. d. Physik 8 625

はない。外聴域の不對稱性には、どうしても風の影響を考へなければならない。冬夏に於ける外聴域の變動は成層圏内の季節風と考へる。高温説は次章に述べるオゾンの研究と一致する。併し高温の原因をオゾンにのみ歸するならば Whipple⁽¹⁾の云へる如く、オゾンの最多期は春、最少期は秋であるのに音波の異常傳播の状態は冬至、夏至の附近に對稱である事は奇妙な事である。尙 35 km 附近に迄到達した氣球の直接觀測よりは此の附近に別段著しい温度上昇を觀測し得ないので、若し上層に高温を考へるならば、此れ以上の高さに於いて温度の上昇を考へねばならない。

要之、現在では音波の異常傳播を説明する定説はない様であるが、其の第一原因を温度の上昇にとり、第二次的に風の影響を考へる事が最も穩當であらうと思はれる。

(1) Q. J. R. Met. Soc. 61 285 (1935); Whipple は前述の英國の觀測より上空に於ける音速の年變化を見出し、それが 7 月に最大に達すると述べて居る。

第二章 オゾン(輻射平衡)

§7. 序 大氣中にオゾンが存在する事は可なり古くから知られて居た事であるが、今日尙其の研究は充分でない。地表附近に於けるオゾン量は化學的に或は光學的に、又最近には計數管を用ひて測定され氣象要素との相關が二、三見出された。併し實際に直接測定されるのは氣球の上昇高度即ち高々 35 km 位の所迄であつて其れ以上は單なる推定である。

オゾンは莖外域特に 2300-2880 Å の光を強く吸収する。若し此のエネルギーが熱として輻射されるとすれば、オゾンの存在は大氣溫度に關與する。従つて地表上各高さに對するオゾンの分布狀態即ちその垂直分布は大氣の溫度を導く際の重要な根據となるものである。

以前にはオゾンが薄層に集つて居ると考へ、直接太陽光線を用ひてオゾンの垂直分布を見出した。其の結果はオゾン層の重點が 45-50 km の所にあると云ふのであつた。併し此のオゾンの垂直分布の問題は所謂 Götz の反轉効果によつて更に確實な結論が與へられる様になり、最近では専ら此れによつて研究されて居る。F. W. P. Götz, A. R. Meetham, G. M. B. Dobson⁽¹⁾は Arosa で、又 Meetham は Tromsö に於いて夫々オゾンの垂直分布を研究した結果、オゾン層の重點は従前考へられて居たものに比し遙かに低空にあり、Arosa では 21-22 km, Tromsö では 20-21 km にある事が解つた。一方 E. Regener⁽²⁾は此等と全く異なる方法をもつて其の結果を得た。即ち彼は太陽スペクトルを自記する器械を上空に昇げ、各高さに於いて太陽光線のオゾンによつて吸収される割合を直接寫眞に撮る事が出来た。氣球は時には 30 km 迄上昇したが Regener の得た結果は Arosa 或は Tromsö に於いて得られた上記の結果とよく一致する。此等より考へてオゾン層の重點が約 20 km 附近に存在する事はほぼ確實な事と考へられる。

オゾン垂直分布の曲線は各地により、又季節によつても異なる。例へば最大量の高さは Arosa にては 25 km, Tromsö では 20 km である。又此の上下に於けるオゾン量の減少度は一般に上の方が、より急激である。又 Tromsö では Arosa より、オゾンはより薄層に集中して居る。併し此の事は緯度が低くなるにつれ漸次不明瞭になるらしい。オゾン量の年變化は地球上一般に春に極大に達し、秋に極少に達する。又高緯度の方が其の變化が大きい。オゾンの日變化については確たる明瞭な曲線は畫けない様である。

大氣中のオゾン量はそれを一氣壓 0°C に直した場合、およそ 0.3 cm の厚さに相當すると考へられて居る。大氣中にオゾンが如何にして成生されるかと云ふ問題は古來幾多の人が取扱つた所である

(1) Proc. R. Soc. (London), A 145 419 (1934)

(2) Phys. Zeits. 35 791 (1934)

が未だ確たる定説はない。併し太陽輻射特に太陽光線によつて酸素分子が解離され或は煽昂されて、他の酸素分子と衝突し、所謂光化學反應によつて出來ると云ふ説が有力である様である。又同時に太陽光線はオゾンの分解にも關與するものである。S. Campman,⁽¹⁾R. Mecke,⁽²⁾M. N. Saha,⁽³⁾P. Götz,⁽⁴⁾Q. R. Wulf-L. S. Deming⁽⁵⁾等は此の問題について研究した。

上層大氣の溫度をオゾンの存在より推定した研究は E. H. Gowan, R. Penndorf 等のものがあるが、Gowan の研究が最も早くから現はれ、又詳細で、最も有名である。Gowan はオゾンによる輻射平衡を考へ、オゾンが如何にして成生或は分解されるにしても、大氣中のオゾン量が一定を保つ時には、大氣によつて吸収される輻射エネルギーは、發散されるエネルギーに等しいと考へた。輻射を吸収する分子はオゾンの外に水蒸氣も其の重要な因子をなす。Gowan の研究は三回に亘り發表された。其の中最初の二つはオゾンの重點として舊い値を使用したか、最後のものでは其の新しい觀測値を用ひて計算をやり直した。

尙、大氣の輻射平衡より其の溫度を導いた研究として、最後に Maris-Hulbert 及び Das の研究を附け加へて置く。

§ 8. Gowan の理論⁽⁶⁾

1) 一般にオゾンに限らず大氣中の各分子は夫々特有の太陽光線を吸収し、そのエネルギーを増大する。併し大氣は一方に於いて、其れ自身、或る一定の輻射を行なつて其のエネルギーを失ふ。故に此處に輻射平衡が成立しなければならない。オゾンは太陽光線中短波(特に $2300-2880 \text{ \AA}$)の光を強く吸収し、水蒸氣は長波の輻射を吸収する。Gowan は大氣溫度に關與する成分として特にオゾンと水蒸氣を撰んだ。對流の存在しない所に於ける大氣各層は太陽の輻射、地球の輻射及び考へて居る層の上下の大氣より來る輻射を吸収する。又其れ等の層は水平方向に於いて均一であり、等溫であるとすれば水平方向の熱の出入は無視出来る。今成層圈に任意の層を考へ、其の溫度を T とし、且それは波長 λ に於いて $R_{\lambda T}$ なる輻射をなすものとする。又其の層に達する太陽輻射、地球輻射、及び其の上下の大氣の輻射の中、其の層で吸収する其れ等の割合を夫々 S_{λ}' , E_{λ}' , X_{λ}' , Y_{λ}' とすれば輻射平衡の條件式として

(1) Mem. Roy. Met. Soc. 3 103 (1930); Phil. Mag 10 (1930)

(2) Trans. Faraday. Soc. 37 375 (1931)

(3) Proc. Nat. Anst. Scie. India. 1 No.

(4) Met. Zeits. 46 466 (1929)

(5) Terr. Mag. 41 299 (1936)

(6) Proc. Roy. Soc. (London) A. 120 655 (1928); 同上 128 531 (1930); Q. J. R. Met. Soc. 62 Suppliment 34 (1936)

$$\int R_{\lambda} d\lambda = \int (S_{\lambda}' + E_{\lambda}' + X_{\lambda}' + Y_{\lambda}') d\lambda$$

を得る。此の場合、太陽の輻射は平行光線で来り。他は擴散輻射である。此の式は其の吸収係数が波長と共に變化しない時、即ち大氣が所謂灰色輻射體なる時にのみ解析的に解ける。併し實際は選擇吸収が行はれるので圖解法を用ひなければならない。

2) 上式を更に詳しく考へる。今大氣中に面が水平の方向に向いて居る圓板狀の大氣の薄層を考へ、其の端より水平に出入する熱を無視出来るものと假定する。以下暫く波長 λ なる輻射について考へる。

S_{λ} を其の層に達する太陽輻射とし K_{λ}' を其の吸収係數とする。太陽輻射は平行光線と看做し得るから K_{λ}' は平行光線に對する値である。

考へて居る層は對流圈以上の高さにあるから、此の層に達する地球の輻射は地表面より來る輻射 E_{λ} と對流圈より來る輻射 s_{λ} との和である。其の層の此等の輻射の吸収係數を K_{λ} とする。此れは太陽輻射と違つて平行に來ないので、 K_{λ} は所謂擴散輻射に對する値を取らねばならない。Gowan は Gold,⁽¹⁾ Miln,⁽²⁾ Emden⁽³⁾等の文獻を参照して擴散輻射に對する値として平行光線に對するものに 1.6 を乗じたものを使用した。

更に X_{λ}, Y_{λ} を考へて居る層の上下の大氣よりの輻射が其の層に達する量とすれば、此の輻射も勿論擴散輻射であるから、其の層によつて吸収される量は $K_{\lambda}(X_{\lambda} + Y_{\lambda})$ となる。

今 Z 及び w をもつてオゾン及び水蒸氣に對する値をあらはすものとすれば、考へて居る層によつて吸収される全エネルギーは

$$\int_0^{\infty} [K_{\lambda}' S_{\lambda} + K_{\lambda}(s_{\lambda} + E_{\lambda} + X_{\lambda} + Y_{\lambda})] d\lambda + \int_0^{\infty} [K_{\lambda w}' S_{\lambda} + K_{\lambda w}(s_{\lambda} + E_{\lambda} + X_{\lambda} + Y_{\lambda})] d\lambda$$

となる。

一方問題の層は温度 T_0 なる黒體輻射 (λ に於いて $B_{\lambda} T_0$) をなすものとすれば、其の輻射は又擴散輻射であるから波長 λ に於いて $K_{\lambda} B_{\lambda} T_0 (\equiv R_{\lambda} T_0)$ なる輻射をなす。考へて居る層は上下よりそれぞれ部分的に輻射を吸収するけれども發揮する輻射は上下に於いて等量である。故に輻射平衡の條件式として

$$\int_0^{\infty} K_{\lambda} B_{\lambda} T_0 d\lambda = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} [K_{\lambda}' S_{\lambda} + K_{\lambda}(s_{\lambda} + E_{\lambda} + X_{\lambda} + Y_{\lambda})] d\lambda +$$

(1) Proc. Roy. Soc. (London) A. 82 43 (1909)

(2) Phil. Mag. 44 827 (1922)

(3) Sitzb. bayer. Akad. Wiss 100 100 (1913)

$$\frac{1}{2} \int_0^{\infty} [K_{\lambda 10}' S_{\lambda} + K_{\lambda 10} (S_{\lambda} + E_{\lambda} + X_{\lambda} + Y_{\lambda})] d\lambda \quad (2.1)$$

を得る。此處に $K_{\lambda} = K_{\lambda 10} + K_{\lambda 10}'$ である。

3) 次に Gowan の採用した材料につき一言する。⁽¹⁾

a) 太陽のエネルギー曲線に對しては 0.4-1.2 μ 迄は Abbot⁽²⁾の曲線より又 1.2-6 μ 迄は 6200°K の黒體輻射の曲線を考へられた。又 Fabry 及び Buisson⁽³⁾によれば太陽エネルギーの $\frac{1}{4}$ は 4000 Å 以下に存在し、此の區域に於いてはオゾンの吸収により太陽光線が地上に届かないので正確なる値を決める事が出来ない。併しそれによる誤差は實際計算の場合餘り大きくないと考へられた。

(尚 Gowan は最初全地球の晝夜を平均し、地球上のすべての點について平均値を用ひるため、上記の太陽エネルギーの値を 4 で割つたものを用ひたが、次の論文に於いては緯度北 50° に於ける夏期の値について計算した。最後に彼は後表に示す如く地球上の特定の緯度について考へて居る。)

b) 地球の輻射は 280°K⁽⁴⁾の黒體輻射と假定された。又對流圏に達する太陽光線の反射率を考へるため對流圏内の温度に關し後表に示す如く種々なる假定も設けられた。

c) 大氣中に存在するオゾンの量については 0.280, 0.200 cm (N.T.P.) の二種が考へられた。

又オゾンの重點の高さは最後の論文に於いて 22 km とされた。

d) オゾンの吸収係數 $K_{\lambda 2}'$ は次式にて與へられる。

$$K_{\lambda 2}' = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - 10^{-\alpha x}$$

I_0, I は夫々輻射が N.T.P. に於ける純粹のオゾンの x cm を通る前後の強さを示す。故に係數 α は

$$\frac{I}{I_0} = 10^{-\alpha x}$$

にて與へられる。

短波に於ける (その帶中心 2550 Å) α の値は Fabry 及び Buisson⁽⁵⁾の研究がある。又可視光線に對しては Colange⁽⁶⁾の研究がある。又 Ladenberg と Lehmann⁽⁷⁾ は重要な赤外帶に於ける吸収

(1) Gowan の最後に發表した文獻中にはたゞオゾンの重點を 22 km に變更することのみが記載され、此等に用ひられた其他の材料に關する詳しい説明はない。故に以下には彼が前同に發表した論文中に記載されて居るものについて述べる。

(2) Ann. Obs. Smithsonian. Ins. 3 200 (1913)

(3) C. R. 175 156 (1922)

(4) 最初の論文では 260°K が用ひられた。

(5) J. de Physique 5 196 (1913)

(6) J. de Physique 8 254 (1927)

(7) Ann. d. Phys. 21 305 (1906)

を研究した。

e) 水蒸氣に対する α の値については Fowle⁽¹⁾の研究がある。彼は $1-60 \mu$ 迄の値を示して居る。併し研究に用ひられた水蒸氣は不純であつたので、その影響を考へて、此れより適當に撰出された。

f) オゾンの垂直分布に關しては未だ正確なる決定を見て居ないので Gowan は最初より種々なる假定を設けた。併し最後の論文に於いては彼は計算に際し最初に假定した大氣温度を基として、各高さに於けるオゾンの量を計算したと述べて居る。此の際最後に得られる温度と最初の推定温度との差によるその誤差は小さいものとして無視された。水蒸氣の分布状態に關しても同様に求めて求められた。

4) 次に此等の材料を用ひ、上に得た輻射平衡の式により大氣の温度を求める事につき一言する。

上に述べた如く輻射平衡に於ける大氣の温度は吸収されるエネルギーの量と發揮されるエネルギーの量とが等しい事によつて決定される。此等は主としてオゾンと水蒸氣によつて其の役割が演ぜられる。併し一方オゾンと水蒸氣の量は温度の函数である。故に計算の方法としては先づ高さによる温度曲線を假定し、各層に於けるオゾンと水蒸氣の量を求め、それによつて輻射平衡の式より逆に各層の温度を求める。此の際若し假定した温度曲線が正しいならば其れは計算された温度曲線と一致しなければならない。此の方法によつて漸近法により大氣の温度を求める事が出来る。

大氣は高さによつて數層に分つて考へられた。⁽²⁾即ち $11-15 \text{ km}$ 迄を一層とし其れ以上は 5 km 毎に 55 km 迄 8 つの層に分けられた (但し緯度 25° の所では對流圏の高さを 15 km とされた)

今 $K_{\lambda e} + K_{\lambda w} = K_{\lambda}'$, $K_{\lambda e} + K_{\lambda w} = K_{\lambda}$, $s_{\lambda} + E_{\lambda} = E_{\lambda}$, $X_{\lambda} + Y_{\lambda} = A_{\lambda}$ とおけば (2.1) 式は

$$\frac{1}{2} \int_0^{\infty} K_{\lambda}' s_{\lambda} d\lambda + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} K_{\lambda} E_{\lambda} d\lambda + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} K_{\lambda} A_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} K_{\lambda} B_{\lambda T_0} d\lambda \quad (2.2)$$

となる。此の式を計算するにあたり K_{λ}' , K_{λ} は λ に對し實際不規則な變化をするから、圖式法を用ひなければならない。 A_{λ} は考へて居る層以外の温度に關係するから、漸近法を用ひなければならない。併し與へられた緯度に於いて季節、オゾン量及び水蒸氣の量が與へられて居る場合には其の漸近法の各階段に於て左邊の第三項の計算のみを繰返せばよい事になる。⁽³⁾左邊の積分は 50μ 以上は輻射は無視出来ると考へて $0-50 \mu$ 迄とられた。總べてエネルギーは一分毎の一平方厘に對する瓦カロリーにてあらはされた。

5) かくして求められた結果は下表に纏めて示されて居る。表中上の部分は大氣温度が求められ

(1) Smithon. Misc. Coll. 68 23, 51 (1917)

(2) Gowan は 1930 年の論文に於いては高さの代りに水蒸氣量によつて層を分けて居る。

(3) 尙 Gowan は實際計算の時間及び勞力を省くため此の外適宜の計算方法を案出して居る。

た各種の假定を示す。季節の欄中、S は夏、W は冬、B.D は夜明け前、Night は其の層に直接太陽光線が到達しないで其の層が平衡を保つて居る時を示す。

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
緯 度	50	50	50	50	50	50	25	25	25	25	50	50	50
季 節	S	S	W	S	S	S	S	W	S	W	Night	S(B.D)	W(B.D)
Cm. O ₃	0.280	0.200	0.260	0.280	0.280	0.280	0.200	0.200	0.100	0.200	—	0.280	0.280
%相對溫度	40	40	40	0	100	100	40	40	100	100	100	40	40
H ₂ O 分 布	Mixed	Mixed	Mixed	—	Mixed	Diff	Mixed	Mixed	Mixed	Mixed	Diff	Mixed	Mixed
50—55	370	370	365	600	290	225	390	245	300	280	205	347	320
45—50	395	390	340	535	315	250	405	365	335	310	210	363	301
40—45	370	365	280	480	310	270	380	350	325	300	215	338	262
35—40	290	285	255	335	260	245	300	280	270	255	215	276	246
30—35	260	255	250	305	245	230	265	250	245	240	215	256	244
25—30	245	240	240	390	235	215	245	235	230	225	210	243	237
20—25	240	235	230	285	220	205	230	225	210	205	205	239	229
15—20	230	230	220	285	195	205	205	205	190	190	205	230	220
11—15	225	225	205	290	200	205	—	—	—	—	205	225	205

オゾン量は N.T.P に於ける値が示されて居る。相對濕度は對流圏におけるものであつて觀測された其の平均溫度を用ひて “International Critical Table” より氷上の蒸氣壓をもつて示されて居る。水蒸氣の垂直分布中 Mixed は水蒸氣壓が全壓に比例するとした時の分布を示し、Diff は擴散平衡にあるとした時の分布を示す。

B.D. なる状態は下の如く考へる事が出来る。即ち太陽が没した瞬時には各層はそれ等の吸収する量以上のエネルギーを輻射する。其の過剩輻射のエネルギーは前に太陽より直接受けた所のものである。若し各層に對し其の中に含まれて居る大氣の質量が解れば、其の冷却の割合も計算される。此の割合は冷却の最大の割合と考へられるから、かくして計算された夜明け前の溫度は、實際低すぎるかも知れない。併し一方、日没時に於ける眞の溫度は正午に於ける太陽に對して計算された其の平衡溫度より確かに低い筈であるから此等が重なり合つて其の誤差は比較的小さいものとなる。

6) 尙 Gowan は此等の論文に附隨して 二、三 の注意を述べて居る。

上層の高溫が太陽輻射によつて保たれて居るとすれば、晝夜によつて其れに變化を起す筈である。即ち晝間は太陽によつて輻射を吸収するから溫度は其の平均值より高くなり、又夜間は低くなる。一方任意の高さ以上の大氣の全量は一定であると考へれば溫度が高くなると大氣は外方に引き上げられる。此の際 10°-30° 位の溫度の日變化が存在しても上層に於ける各層の高さに可なりの變化

が起り得る。此の大氣の變化は地球の晝夜の境界附近に於いて水平方向の壓力差を生じる。従つて風が起り重力平衡が考へられなくなる。かくの如き對流の存在は其の結果として大氣の溫度をより高くし、溫度日變化の較差を小さくする傾向を持つ。又かくの如き對流が存在しても Gowan の考へでは、其の程度の日變化は餘り大きくないので、此れが輻射平衡に影響する所は少さいであらうと云ふのである。

Gowan は又オゾン成生を考へないで其の解離が溫度に關係するものとしオゾンの量が半分に減少するために必要な時間と溫度とを各高さに對して計算した。此の結果と Dobson⁽¹⁾ 等の觀測を合せ考へ彼は上層大氣の溫度は可なり高温であつて差し支へないと云つて居る。彼は又太陽の天頂距離による大氣溫度差について計算したが甚しい差異は認められない様である。

オゾン及び水蒸氣の吸收係數の溫度及び壓力との關係は重要な誤差を導く可能性がある。併しオゾンについては今日未だ充分でない。水蒸氣に關しては Eva von Bahr⁽²⁾ の研究よりその吸収は全壓力と共に減少し又溫度と共に減少する。併し Gowan は此の計算では溫度と壓力との誤差は互に打消し合ふ様に働くから其の結果には大した影響を持たないと云つて居る。

Gowan は又最後の論文に於いてオゾン及び水蒸氣の外に酸素の吸収をも考へに入れた。併しそれは 55 km 以下に於いては殆んど重要視され得ない。同様の事が CO₂ の吸収について云はれる。更に他の空氣の成分についても云はれるが、若し此れ等の吸収を考へれば低空に於ける大氣の溫度が多少高くなる事は明らかである。

§ 9. R. Penndorf⁽³⁾ の研究

成層圏に於けるオゾンの存在が其の熱平衡に對して如何なる役割を演ずるかを見るため R. Penndorf は次の様な研究を行つた。

先づ假定としてオゾンの垂直分布の曲線に對し Götz, Meetham 及び Dobson が Arosa に於いて見出したものを採用する。大氣を 6 つの層に分ち、最上層のオゾン量 0.001 cm 最下層のそれを 0.07-0.10 cm (季節によつて變化す) となす。オゾン量の日變化及び 50 km 以上のオゾンを見無視する。太陽のエネルギー曲線は Abbot の値を採用す。但し 3000 Å-2000 Å に對するものは 5910°K の黑體輻射の曲線を用ひる。太陽よりの輻射は平行光線とし地球の反射率を 0.43 とする。オゾンの吸收係數に對しては紫外域は Tsi-Ze, Shoong Piaaw 及び Chalonge のもの、可視域は Colang のもの、又赤外域は Hettner のものを採用する。此等の壓力に對する修正値は實驗より見出された。

(1) Proc. Roy. Soc. (London) A. 110 660 (1926); 同上 114 521 (1927); 同上 122 456 (1929)

(2) Ann. d. Physik 29 780 (1909); 同上 33 585 (1910)

(3) Q. J. R. Met. Soc. 62 Supplement 37 (1936); Zeits. f. Geophys. 12 315 (1936)

擬オゾンが大気の温度を高める影響を見出すため次式が用ひられた。

$$I_B = \frac{\tau}{\pi} \int_{\lambda} I_{0\lambda} \int_0^{w_0} (a + b \cos w) e^{-\frac{K\lambda^m t}{a+b \cos w}} dw d\lambda$$

此處に

I_B = 大気中の考へて居る點 B に達する太陽エネルギー

$I_{0\lambda} = d\lambda$ なる範圍にをける大気外の太陽エネルギー

w = 時間を角度にて示せるもの

w_0 = 日没の時間

$k_\lambda = d\lambda$ なる範圍に於ける吸収係數

m_i = オゾン層 i の等量厚さ

a, b = 點 B の經緯度による常數

τ = 常數

此の式を解くためには圖解法が用ひられた。

吸収される熱量と温度の關係は次式により與へられる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\tau}{\rho c_p} \frac{dQ}{dV \cdot dt}$$

dQ = 吸収される熱量

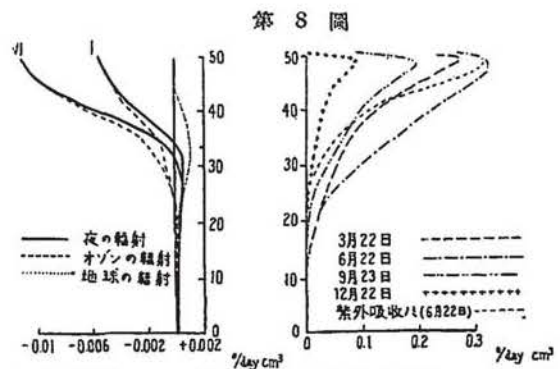
dV = 單位面積

ρ = 層 i にをける大氣密度

計算は Arosa の大氣についてなされた。

第 8 圖 B は其の結果を示す。圖に示される如く太陽エネルギーの吸収は 50 km 附近で最大であり、それがオゾン最大量の高さの遙か上空にある事は注目に値する。此れは 3000 Å 以下の太陽エネルギーが上層に於いて強く吸収されるためである。

温度の日毎の増加は太陽輻射の強さの變化とオゾン量の變化とによつて一種の年變化を起す。冬に於いて得られる熱量は夏の約 $\frac{1}{3}$ 乃至 $\frac{1}{6}$ である。



A 長波輻射による冷却

B 太陽輻射の吸収による加熱

次に夜に於いては地球より来る輻射とオゾン輻射とがある。此等を計算するためには、Möller 及び Mügge によつて與へられた Gold の擴散輻射の式が用ひられた。其の中地球より来る輻射に對しては第 8 圖 A に於いて點線にて示されて居る如く、25-42 km の大氣を温めるが其の影響は甚

ださくない。又オゾンの輻射を計算するために成層圏の温度分布に關し 6 種の假定がなされた。其の中 50 km 迄等温としたもの (曲線 I) 及び對流圏より 50 km 迄温度が上る (47 km にて 280°K) とされたもの (曲線 IV) は圖に示されて居る。

第 8 圖 A, B を比較する事により夜の輻射によつて失はれるエネルギーは太陽輻射によつて得られるエネルギーより少なくとも 10 倍大きい事が解かる。夏に於いてはそれは約 60 倍になる。又 Penndorf によれば此の加熱と冷却が同じ大きさであるためには、大氣の温度は 500°K でなければならないと云ふ。

此の結果によつて成層圏の温度は高さと共に増加する事が解かる。又オゾン層は温度の著しい上昇を與へる事が解る。

Penndorf の上記の結果には尙議論の餘地がある。⁽¹⁾Penndorf は夜間に於ける冷却のみを考へて居るが實際には勿論 24 時間を通じて冷却作用が行はれる。又 Penndorf はオゾンのみを考へて居るが勿論水蒸氣の作用も考へねばならない。Dobson は 35 km 以上に於いて、大氣を温める平均の割合は 6 時間に少なくとも約 15°C であると云つて居るが此れは上記 Penndorf の結果と合はない。

§ 10. オゾン層の温度

オゾンより大氣の温度を導いた研究として尙一、二を附け加へる。

オゾンの吸収係数が温度によつて可なり鋭敏に影響されると云ふ所謂 O. R. Wulf の温度效果によつてオゾン層全體の温度を推定する事が出来る。Wulf 效果は Wulf-Melvin, E. Vassey 等によつて葦外及び可視域について研究された。一般に温度が低くなると吸収係数が小になる。故に大氣オゾンの吸収係数を觀測すれば此れを實驗室内の値と比較してオゾン層の温度を得るのである。

Barbier, Chalonge 及び Vassey は琴座 α 星を用ひて大氣中のオゾンの吸収係数を觀測しそれを實驗内の 15°C のものと比較した。其の結果得られたオゾン層全體の温度は -30°C である。又 Déjardin, Arnulf 及び Cavassilas⁽²⁾は太陽光線を用ひ -35°C なる結果を得た。

オゾン層全體の温度 t_0 が得られればオゾンの垂直分布と或る高さ h 迄の大氣温度の垂直分布とを與へて、 h 以上のオゾン層の平均温度が得られる。次の表は Déjardin が求めた値である。表中 G.M.D. は Götz, Meetham, Dobson, 又 R は Regener, O'B.M.S. は O'Brien, Mohler, Stewart のオゾン垂直分布による事を示す

(1) Q. J. R. Met. Soc. 62 Supplement 52 (1936)

(2) C. R. 205 809 (1937)

t_0	$h=30\text{ km}$ 以上のオゾン層の平均温度 ($^{\circ}\text{C}$)			
	G.M.D.	R	O'B.M.S.	平均
-40°	-23	-18	-19	-20
-35°	-12	+4	+4	-1
-30°	0	+26	+28	+18

これによつて見ても 30 km 以上の大気温度が可なり高温であると云ふことが解かる。

§ 11. Maris-Hulbert の理論

II. B. Maris⁽¹⁾は大気の擴散層 (Diffusion level) の高さを 105 km-150 km と推定し、大気の輻射平衡の考への下に 250 km 迄の温度を導いた。彼の設けた假定としては 1) 上層に向ふ輻射は黒體輻射とみなす。2) 大気は灰色體として吸収及び再輻射をなす。3) 大気の光學的性質は高さに無關係に一樣である。又、太陽及び地表よりの輻射を吸収發散する物質として彼はオゾン及び水蒸氣の外に CO_2 を考へた。但し CO_2 は比較的低位に於いてのみ影響する。尙オゾンの垂直分布として Fabry⁽²⁾の結果が用ひられた。Fabry によれば 80 km 以上にオゾンが存在する。かくして大気が輻射平衡にあるためには下の如き温度を示さねばならないと云ふ。即 40 km 以上に於いては 1) 冬の夜約 220°K 2) 冬の晝約 240°K - 250°K 3) 夏の夜約 230°K である。併し夏の晝に於いては此等と大分趣きを異にし、40 km にて約 280°K それより急激に上昇して 80 km にて約 370°K になる。それ以上の高さに於いてはほぼ一定 (370°K) である。これによれば冬に於いて約 30° 、夏に於いて約 140° の日變化が存在する事になる。Maris の此の論文は上層大気一般の問題に關係して種々興味ある意見も含まれて居るが、オゾン層の高さに誤りがあり、又其れ以上の高さでは酸素原子の量も豊富になつて、輻射に可なり重要な役割を演ずるから此等の値は可なり修正を要すると思はれる。

此の論文に引き續いて Maris 及び E. O. Hulbert⁽³⁾は更に此の結果を擴張し、1000 km 迄の温度を求めた。但し此の際には擴散層の高さを 130 km-160 km とし、60 km 以上の高さではオゾンの割合が一定であると假定されて居る。かくして求められた温度は 1) 夜間に於いては 40 km 以上は 232°K 2) 晝間に於いては 80 km にて 560°K 、100 km にて 620°K 、150 km 及び其れ以上にて 1000°K である。但し此れは極光、磁氣嵐等のない靜穩な太陽の下に於ける温度であるが、太陽の活動ある時は更に高温になり、80 km にて 1120°K 、100 km にて 1220°K 、150 km 及びそれ以上にては 1500°K に達する Maris 及び Hulbert は此等をもつて極光及び磁氣嵐に關する彼等の理

(1) Terr. Mag. 33 233 (1929)

(2) Proc. Phys. Soc. 39 1 (1926)

(3) Phys. Rev. 33 412 (1929)

論の一つの基礎として居る。

§ 12. Das の理論

これはオゾンより温度を求めたものではないけれど、大気の輻射平衡より温度を求めたものの一つとして此處に紹介して置く。

A. K. Das⁽¹⁾は夜光 (Permanent Aurora) のスペクトル中の輝線 $\lambda 5577$ の理論を取扱い酸素原子による太陽光線の吸収及び發揮に關する平衡條件より温度を求めた。今光學的厚さ (Optical Thickness) τ_1 にして 且一様な温度を持つた無限の擴りを持つガス層を考へれば、若し其れが熱力學的平衡にあるなれば輻射論に従つて、此の層の上下兩面より外に逃げる全輻射は

$$2\pi I_\lambda \{1 - e^{-\tau_1} (1 - \tau_1) - \tau_1^2 E_1(\tau_1)\} \quad (2)$$

にて表はされる。同様に此のガス層の一面に入射する輻射は

$$\pi I'_\lambda \{1 - e^{-\tau_1} (1 - \tau_1) - \tau_1^2 E_1(\tau_1)\}$$

となる。(但し入射する輻射は等方性とする)。故に輻射平衡の條件として

$$2I_\lambda = I'_\lambda$$

一般に I_λ 及び I'_λ は温度 T の函数である。即ち

$$I_\lambda = F(\lambda, T)$$

$$I'_\lambda = F(\lambda, T')$$

若し黒體輻射を考へれば F は Planck の式によつて與へられる。上式に於いては入射して來る輻射は總べての方向に同様であると假定されたが、實際には其の輻射は一定の大きさの一天體 (太陽) より來る。而して其の天體は天球上で天球の $\frac{1}{R}$ を占めて居る。但し $R = \frac{4\pi}{Q}$ にて Q は入射する輻射によつて限定される立體角である。故に上式の平衡條件式は次の様に書き直される。

$$R \cdot F(\lambda, T) = 2F(\lambda, T')$$

此の F に Planck の式を用ふれば容易に

$$T = \frac{c_2}{\lambda} \left\{ \log R/2 + \log (e^{\frac{c_2}{\lambda T'}} - 1) \right\}^{-1}$$

となる。 c_2 は常數、太陽に對して $R=12.1$, $T'=6000^\circ\text{K}$ と置き上式より酸素原子の吸収波長, $\lambda 2972$, $\lambda 5577$, $\lambda 6300$, $\lambda 6364$ について T を求むれば夫々 2890° , 1576° , 1439° , 1435°K となる。

Das は又夜間の冷却によつて達する輻射平衡の温度を求めた。日没によつて太陽の輻射は中絶するので大気は冷却を初め、遂に星からの輻射と平衡する迄其の温度は下る。Eddington⁽³⁾ によれば

(1) Gerl. Beitr. d. Geophys. 47 136 (1936)

(2) 例へば Handb. d. Astrophys. III. Hälfte 1. 85 (1930) 参照

(3) Proc. Roy. Soc. (London) A 111 424 (1926)

全天の星からの輻射は毎秒 $2.3 \times 10^{-2} \text{ ergs/cm}^2$ ⁽¹⁾ である。此れによつて星の輻射と平衡を保つ溫度を計算すれば上記の各波長に對して 650°K – 1400°K となる。即ち夜間に於いても大氣の溫度は約 1000°K 位を保つ事になる。Das は $T=1000^\circ\text{K}$ と假定し、 $\lambda 5577$ 線の幅に關する Babcock⁽²⁾ の觀測を用ひ、Planck の式によつて此の線の發輝するエネルギーを計算したが Rayleigh の觀測値とよく一致して居る。

§ 13. 吟 味

オゾンの存在より上層大氣の溫度を求めた Gowan 等の結果は、音波、流星等より導かれた結果とほぼ一致する。併し此等には尙議論の餘地がある。

Gowan はオゾン層少なくとも 50 km 以下に於いて輻射平衡が成立すると考へた。併し種々の方面より立證される如く此の附近には可なり強い大氣の流れが存在する。若し完全なる熱平衡を論ずるには此等の因子につき、一つ一つ検討しなくてはならない。併し今日我々は此等の因子の大きさにつき殆んど何物をも知らない。

オゾンの吸収係數の溫度及び壓力による變化の様子が今日未だ判然と決定されて居ない事は此の種の研究にとつて大きな痛手である。又高空に於ける酸素分子、酸素原子、或は窒素分子等の分布状態も亦大氣を通過する太陽光線に影響を與へる。オゾンと酸素分子或は酸素原子との平衡状態についても研究する必要がある、⁽³⁾又オゾンの成生及び解離の物理化學的知識を一層深める必要がある。

本章の初めにも述べた如く此の種の研究にはオゾンの垂直分布の状態が甚だ重要な役割をす。今日では可なり確からしい曲線も得られたが Dobson⁽⁴⁾ も云つて居る如く、未だ不確實な點も存在する、其の年變化或は緯度による變化をより確實に決定する事は此の種の研究の將來にとつて甚だ重要な事である。

尙太陽の莖外エネルギー分布についても今日未だ一定した説はない様である。 $3000 \text{ \AA}$ 以下の區域はオゾン、酸素等の吸収によつて解らないが、 $3000 \text{ \AA}$ – $2000 \text{ \AA}$ の範圍では太陽を 5910°K の黑體輻射としたものが最も當を得たものと考へられて居る。併し Fraunhofer 線の存在等を考へると果して此れが何處迄真なるや解らない。M. N. Saha⁽⁵⁾ は極端莖外域に於ける水素の Lyman 系列の

(1) Eddington の推定は夜間に於ける輻射は 18000°K の星より 5%, 12000°K のものより 10% 9000°K のものより 20%, 6000°K のものより 40%, 3000°K のものより 25% と云ふ割である。

(2) §27 参照

(3) Mem R. Met Soc. 3 26, 103 (1930); Phil. Mag 10 369, 345 (1930)

(4) Q. J. R. Met. Soc. 62 Supplement 16 (1936)

(5) Proc. Nat. Inst. Scie. India 1 No. 3

線は其の脊裏の連續スペクトルの數十乃至數千倍強い強度を持つて居ると云つて居る。

Maris-Hulbert 及び Das の研究はそれが唯、大體の見積りに過ぎず、又其の結果の値も、少々高すぎる溫度を示す所もあるが、此等によつても高空が可なり高温を保持して居る事が解かる。

要之、本章の如き種類の研究は、大氣の構造がよく解かり、且各分子、原子の物理化學的性質が明らかにされて初めて充分に遂行されるものである。此の點 Gowan の研究は不完全なる今日の知識の上に立つて、甚大な勞力を費し、他と全く別個の立場より上層大氣の溫度を導いた點は特色があり又興味のある所である。

第三章 流星現象

§ 14. 序 流星現象は上層大氣の状態を窺ひ知る一つの鍵として興味深く存在する。流星は空間に浮遊せる微小物體が地球大氣に突入し上層大氣の作用を受けて發光する現象である。而して其の微小物體は大氣の作用により蒸發し、それが完全に蒸發し盡したる時、流星は消滅するものと考へられる。併し所謂隕石として地表面に迄落下して來るものもある。流星は其の觀測より解る如く

1) 地上約 120 km の高さに出現し、地上約 70 km の高さに消滅するものが最も多い。併し所謂火球と稱せられるものは往々地上約 20 km 以下の所迄落下して來る。

2) 流星の大氣中に於ける速度は毎秒 40 km 位のものが最も多い。併し稀には 100 km を超え或は 20 km 以下のものもある。

3) 流星の光度は満月を欺く程のものから、望遠鏡的微光流星迄種々あるが一般には 2, 3 等星位のものが最もよく眼につく。

前にも述べた如く上層大氣の高温が初めて指摘されたのは Lindemann 及び Dobson の流星に關する研究に於いてである。其後、音波、電波等の理論より全く獨立に上層大氣の高温の實在性が確められたので此の論文は益々重要性を加へ、十數年を経た今日尙屢々引用される。Lindemann-Dobson の論文は又流星現象を數理的に最も興味深く取扱つたものとしても有名である。此の意味で此處には特に詳しく此の論文を紹介する。

§ 15. Lindemann 及び Dobson の理論

a). Lindemann-Dobson の理論に適用される流星。

Lindemann 及び Dobson は彼等の理論を樹立する際に於いて上記の所謂火球及び望遠鏡的微光流星の如き特殊流星は除外し専ら普通の流星について考案した。

今、此の理論に適用され得る流星の一雛型を示せば、出現點の高さ 100 km, 消滅點の高さ 80 km, 流星の經路の長さ 60 km, 繼續時間 1.5 秒, 速度 40 km/sec, 光度 1 等星級の如きものである。

尙我々は若し流星の有する運動エネルギーが全部輻射となつて發揮されるものと假定すれば、此等の流星の大きさに關して或る目安を得る事が出来る。例へば上記雛型の流星が若し觀測者より 150 km の距離に見えたとすれば簡単な計算の後、其の質量は僅か 6.25×10^{-3} gr となる。故に若し其れが全部鐵をもつて構成されて居たとすれば其の直径は僅かに 0.115 cm に過ぎない事が解かる。故に一般に流星を構成する物體の大きさは甚だ小さいと考へてよからう。

b) 流星現象に對する Lindemann-Dobson の説明。

1) 流星が地球大氣に突入して暫くの間は大氣密度が甚だ稀薄なる故、大氣分子は直接流星と衝

突する。流星の運動エネルギーは甚だ大であつて大氣分子を破壊し又原子を電離するに充分である。かくして煽昂された大氣分子の一部は直ちに輻射として其のエネルギーを失ふ。併し此の輻射エネルギーの量は小さいので我々は未だそれを流星として認めるに至らない。一方此の衝突のエネルギーは流星にも傳はり流星の溫度を高め、又流星を構成する分子の部分的蒸發を起さしめる。併し熱の傳導の速度は音波の速さより速くあり得ないと云ふ事を考へれば、Stefan の法則を用ひて衝突によつて生ずるエネルギーは熱として流星に傳はる前に殆んど大部分輻射となつて發散して終ふ事が解かる。もつとも黒體輻射の法則は唯一つの分子の衝突の場合には適用され得ないが、兎に角、Lindemann-Dobson は流星の表面に直接大氣分子が衝突する過程では流星自身は殆んど熱せられないと考へた。

2) 流星が次第に落下すると共に大氣密度は次第に増加し或る一定の密度の所迄落下すれば、流星の前面には大氣分子の壓縮されたガス層が生じる。ガス層が初めて生じる所は大氣分子が衝突後に流星の通路より逃げ去るに要する時間内に、流星の通過する距離が、大氣分子の平均自由行程 L_1 に等しくなつた時である。即ち L_1 が $r \frac{v}{V_0}$ の程度になつた所である。此處に r は流星の半径、 v は流星の速度、 V_0 は大氣分子の速度を示す。

3) ガス層が生じてより後は大氣分子は流星の表面には衝突せずガス層にのみ衝突する。此のガス層は斷熱過程に於いて大氣が壓縮されて生ずるものと考へれば、ガス層の溫度は相當高溫度に上り、従つて其れが流星に傳はつて流星分子が蒸發し初める様になる。而して其の蒸發が盛んになると流星の前面にはガス層を通じて蒸氣の雲が出来る。此の雲は大氣分子の抵抗によつて次々に流星より置き去りにされ、間もなく大氣中に殆んど靜止する様になる。故に雲は流星を去る際持つて居た運動のエネルギー(其の速度はほぼ流星の速度に等しい)を失ふ。而してそれが全部輻射のエネルギーに變はると考へて、此處に初めて流星が我々に認められる様になると云ふのである。従つて其の際には流星分子の蒸發が可なり盛んになつて居なければならない。尙、此の雲は置き去りにされて流星本體の少し後方にて發光する筈であるが、其の間隔は僅かで我々より見ては判別出来ないものと考へる。

4) 流星の表面溫度が高くなり蒸發が盛んになつて流星が輝いて來ると、其の表面に達する熱量は殆んど全部流星を蒸發せしめる爲めに費される様になる。何故なれば、其の表面溫度は分子の解離或は電離を起す程高くないと考へられるので、輻射に費されるエネルギーは粒子の氣化熱に比し小さいからである。故に粒子は盛んに蒸發し、漸次其の大きさが減少し、遂に全く蒸發し盡す。其の時流星は消滅するものと考へられる。

扱、此の考へを次に數式をもつて表はす事にする。

c) 出現點附近の大氣の密度及び温度

上述の如く、流星が我々に初めて見られる頃には、流星は盛んに蒸發して居なければならない。其のためには、流星の表面はある一定の温度に達して居なければならない。併し前にも述べた如く流星の大きさは小さいものと考へられるから、流星全體が其の表面温度 T_2 に達して居るものとする事が出来る。今質量 m , 比熱 s , 單位時間に單位面積を通じてガス層より流星に傳はる熱量を K とすれば、流星の出現點に於いては

$$\int msdT_2 = \int \pi r^2 \cdot K \cdot ds^{(1)} \quad (3.1)$$

なる式が成立すると考へる事が出来る。

2) K の決定 流星直前のガス層の壓力 p は相當高いけれども(後述する如く、此れは 80 mm 乃至 4 mm 水銀柱位である)流星粒子がガス層に對して動く速度 V' は左程大きくないと考へられる。故にガス層より流星の單位表面を通じ單位時間に流星に流入する熱量 K は、ガス層が流星に及ぼす壓力に抗して流星がなす仕事に等しいと考へられる。即ち

$$K = pV'$$

扱て先づ p を求める。流星が v なる速度で大氣中を進行する時に、流星に衝突する大氣分子は衝突後に於いて、ほぼ v なる速度を與へられるものと考へられる。一方流星が大氣抵抗に對してなす仕事は大氣分子の運動エネルギーと位置のエネルギーとに變へられる。今單位時間に流星に衝突する大氣分子の質量を m' とすると其の運動のエネルギーは $\frac{m'v^2}{2}$ である。大氣の密度を ρ_0 とすれば單位斷面積の流星に對しては $m' = \rho_0 v$ になるから⁽²⁾

$$\text{運動のエネルギー} = \frac{m'v^2}{2} = \frac{1}{2} \rho_0 v^3$$

一方位置のエネルギーは流星の前面に斷熱的に壓縮されたガス層の形になつて現はれる。故に大氣が p_0 より p に壓縮される仕事は

$$m' (RT_0/M_0) \log \frac{p}{p_0} \quad (3)$$

(1) Lindemann-Dobson は流星の斷面積を考へて居る。

(2) 流星の斷面積を s とすれば sv なる體積内にある大氣分子が流星と衝突するものと考へられる。勿論此の體積外より來つて流星に衝突するものもあるけれども、其の額は僅かであると考へ Lindemann-Dobson はそれを無視して居る。

(3) 此の式は等溫變化の式であつて Lindemann-Dobson の誤りである。正しく斷熱變化の式を用ふれば、

$$(3.2) \text{ 式は } \frac{1}{3} V_0^2 \frac{m'}{\gamma-1} \cdot \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \text{ となる。従つて (3.3) 式は}$$

$$p = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 + \frac{V_0^2}{8} \cdot \frac{\rho_0}{\gamma-1} \cdot \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]$$

となる。併し此の式よりも (3.4) 式は近似的に成立する。(M. Radakovic:—Met. Zeits. 43 441 (1926) 参照。

となる (M_0 は大気分子の分子量). γ を比熱の比, V を音波の速度とすると

$$RT_0 = \frac{1}{3} M_0 V_0^2 = M_0 V^2 / \gamma$$

なるにより

$$\text{位置のエネルギー} = (m' V^2 / \gamma) \log \frac{p}{p_0} = \rho_0 v (V^2 / \gamma) \log \frac{p}{p_0} \quad (3.2)$$

E を運動エネルギーと位置のエネルギーの和とすると圧力 p は $\frac{E}{v}$ に等しいから

$$p = \frac{E}{v} = \frac{1}{2} (\rho_0 v^2) \left\{ 1 + \frac{2}{\gamma} (V^2 / v^2) \log \frac{p}{p_0} \right\} \quad (3.3)$$

となる. v は V に比して大きいから第二項を無視して

$$p = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 \quad (3.4)$$

と置く事が出来る.

次に V' を求める.⁽¹⁾ 速度 V_1 を持つた分子がガス層内に於いて流星の表面に角 ϕ をもつて飛び来る時は, 速度 V_2 , 角 ϕ をもつて飛び去る故⁽²⁾に流星の表面が其の重心に對して動く速度は $\frac{V_1 - V_2}{2} \cos \phi$ となる. ϕ と $\phi + d\phi$ との間に於いて此の衝突の起る機會は $2 \sin \phi \cos \phi d\phi$ なるにより, 其の平均速度 V' は次の如くなる.

$$V' = (V_1 - V_2) \int_0^{\pi/2} \sin \phi \cos^2 \phi d\phi = \frac{V_1 - V_2}{3} \quad (3.5)$$

(3.4), (3.5) より

$$K = pV' = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 (V_1 - V_2) / 3v \quad (3.6)$$

を得る. $\frac{1}{2} \rho_0 v^2$ は流星の大気抵抗に對して單位時間になす仕事であるから, 流星に流入する熱量の割合は, 其の $\frac{V_1 - V_2}{3v}$ 倍となる. 今便宜上

$$k = \frac{V_1 - V_2}{3v} = \frac{1}{3} \left[\sqrt{\frac{T_1}{T_v}} - \sqrt{\frac{T_2}{T_v}} \right] \quad (3.7)$$

と置く. T_1 はガス層の温度で

$$T_1 = T_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_0 (3v^2 / 2V_0^2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (3.8)$$

にて與へられる. T_2 は前述の如く流星表面の温度であつて後に更めて述べる. 尚

$$T_v = M_0 v^2 / 3R$$

(1) 此の際表面が運動の方向に角 θ だけ傾いて居る場合には $d\sigma$ なる部分の有效表面積は $\sin \theta d\sigma$ になる. 従つて流星の有效面積は $\int d\sigma$ より $\int \sin \theta d\sigma$ となる. 即ちその斷面積に等しい.

(2) V_1 はガス層の温度, V_2 は流星表面の温度によつて支配されると考へる.

にて與へられる。

故に (3.1) 式は

$$\int ms dT_2 = \int \pi r^2 \cdot k \cdot \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) dt$$

となる。今 L を流星経路の長さ、 χ をそれが鉛直線に對してなす角とすれば

$$v dt = dL = dh / \cos \chi$$

と置き得る故、若し $\rho = \rho_0 e^{-\rho_0 M_0 / RT_0 h}$ なる等温大氣を假定すれば (3.1) 式は結局

$$\rho_a = \frac{16}{3} \cdot \frac{T_2^2 r \rho_m s \cos \chi}{k v^2} \cdot \frac{g M_0^{(1)}}{R T_0} \quad (3.9)$$

となる。但し $\int$ を取る時、 k の平均値として其の初めの値 ($k=0$) と終りの値 (即ち出現點に於けるもの) の平均値を取り、又ガス層が形成される高さ以上の大氣の密度を無視する。尙 (3.9) 式に於いて r は流星の半径、 ρ_m は流星の密度を示す。

3) (3.9) 式の右邊に於いて ρ_m, s の精確なる値を定める事は困難であるが、我々は地上に落下する隕石よりその大體の値を推定する事が出来る。

又前に述べた如く蒸發分子の運動エネルギーが全部輻射に變はるものと假定すれば一般に $E_0 = \int E dt$ なる故 $E_0 = E t_0$ なる値 E を用ひて $m = 2 E t_0 / v^2$ (t_0 は流星継続時間) と置けるから

$$r = (3m / 4\pi \rho_m)^{1/3} = (3 E t_0 / 2\pi \rho_m v^2)^{1/3} \quad (3.10)$$

となる。

T_2 に對しては我々は流星の前面に形成される所の蒸發分子の蒸氣壓 p' との関係より此れを推定する。蒸氣壓 p' に於いて單位時間にガス層の單位表面より空間外に逃げる蒸氣の質量 $\frac{dm}{dt}$ は、平衡状態に於いては其のガス層の表面に單位時間に衝突する蒸氣分子の質量に等しい。即ち n' を單位體積内の蒸氣分子の數、 M' をその分子量、 V' をその分子の速度とすると

$$\frac{dm}{dt} = \frac{n' m' V'}{4} = \frac{3}{4} \cdot \frac{p'}{V'} = \frac{p'}{4} \sqrt{3 M' / R T'}$$

となる。前に述べた如く空間に出た蒸氣は直ちに靜止すると考へれば、そのため輻射されるエネルギー E は單位時間に

(1) 前にも述べた如く Lindemann-Dobson は流星の斷面積を考へて此の式を導いた。併し流星を球とした場合、その球面積を考へた方がよい。M. Radakovic によれば (Met. Zeits. 43 441 (1926)) その場合此の式は

$$\rho_a = \frac{16}{3} \cdot \frac{T_2 r \rho_m s \cos \chi}{f a k a v^2} \cdot \frac{g M_0}{R T_0}$$

となる。 $f a k a$ は出現點に於ける $f k$ の値で $2f = \frac{V_1 + V_2}{V_1}$ にてあらはされる。 $V_2 < V_1$ なる故 $2 > f > 1$ なることは明らかである。

$$E = \frac{v^2}{2} \cdot \frac{dm}{dt} \cdot 2\pi r^2 = \pi r^2 v^2 \frac{p'}{4} \sqrt{\frac{3M'}{RT'}}$$

となる。故に (3.10) を用ふれば

$$p' = \left(\frac{256}{9\pi} \cdot \frac{E \rho_m^2}{v^2 t_0} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{RT'}{3M'} \right)^{\frac{1}{2}}$$

となる。(a) に於いて述べた雛型の流星に對しては $E=3.3 \times 10^{10}$, $v=4 \times 10^6$, $t_0=1.5$ であるから ρ_m を鐵の程度即ち $\rho_m=7.86$, $M'=56$ とすれば $T'=2000^\circ K$ として $p'=2.52 \times 10^4$ 即ち 19 mm 水銀柱となる。 p' の値は實際に極端な流星の場合を除いては大體 80 mm 乃至 4 mm 水銀柱の間にある。 ρ_m を鐵の程度とすれば此等の p' の値より可なり精確さをもつて T_2 を計算する事が出来る。此れより T_2 の最も確からしい値を推定すれば $2000^\circ k$ 乃至 $2300^\circ k$ となる。

4) (3.9) 式より温度の決定 (3.8) 式に於ける T_0 即ち流星出現點の大氣温度は我々が最も知り度い所のものである。併し此の式に於いては T_0 及び ρ_a が未知の量であるから、此れから直接に T_0 を求める事が出来ない。⁽¹⁾ 併し今 T_0 及び M_0 を適當に假定して (3.9) 式によつて各流星について ρ_a を計算する。然らば例へば A なる流星に對する ρ_{aA} と B なる流星に對する ρ_{aB} の比, $\frac{\rho_{aA}}{\rho_{aB}}$ は (3.9) 式より解る如く $\frac{M_0}{T_0}$ には無關係になる。又、 ρ_{aA} , ρ_{aB} は夫々の流星に對する出現點の高さ h , h' に對應して居る。一方等温大氣の式 $\rho = \rho_0 e^{-gM_0/RT_0 h}$ より

$$\frac{\rho_{aA}}{\rho_{aB}} = \frac{e^{-gM_0/RT_0 h}}{e^{-gM_0/RT_0 h'}}$$

となるから $\frac{\rho_{aA}}{\rho_{aB}}$ を知れば $\frac{M_0}{T_0}$ の値を求める事が出来る。故に M_0 を適當に假定すれば T_0 が得られるのである。Lindemann-Dobson は M_0 に對し、少なくとも 130 km 迄の大氣は酸素、窒素が多いと云ふことより其の値を推定した。⁽²⁾

d) 消滅點附近の大氣密度及び温度

a) の 4) に述べた如く流星の表面に達する熱量は殆んど全部流星を氣化するエネルギーとして費される。所が其の表面に達する熱量は (3.6) 式によつて大氣密度 ρ_0 に比例する。故に其の蒸發の割合より大氣密度を決定する事が出来る。

今流星の落下に伴ひ、其の速度が減少する事を無視すれば、⁽³⁾ 流星直前のガス層の中の分子の速度 V_1 は變らないと考へられる。又其の蒸氣壓は其の温度によつて大いに左右されるから、其の際は流星表面温度の變化、從つて流星表面より飛び出す分子の速度 V_2 の變化を考へる必要がない。

(1) Lindemann-Dobson は彼等が T_0 を求めた方法を明示して居ない。併し、恐らくそれは次に述べる方法であらうと推定される。

(2) Lindemann-Dobson は彼等が用ひた M_0 の値を示さなかつた。§18 の 5 参照。

(3) f) の 2) 参照。

其れ故、今 l を流星の氣化熱とすれば、 dt 時間に氣化する流星の質量 ldm は其の間に流れ込む熱量に等しい。即ち

$$ldm = \pi r^2 \frac{(V_1 - V_2)}{3v} \cdot \frac{1}{2} (zv^3) dt \quad (3.11)$$

此れを流星の半径の減少の割合に書き直すと

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{24} (V_1 - V_2) \frac{v^2}{l} \cdot \frac{\rho_0}{\rho_m}$$

今 Δh を観測より求められた流星の出現點と消滅點の高さの差とし、 L を流星経路の長さとするれば

$$v dt = \frac{L}{\Delta h} \cdot dh$$

故に

$$dr = \frac{1}{24} (V_1 - V_2) \cdot \frac{v}{l} \cdot \frac{\rho_0}{\rho_m} \cdot \frac{L}{\Delta h} dh$$

今等温大氣 $\frac{dp}{dh} = -\rho g \frac{M_0}{gT_0}$ を假定すれば

$$r_0 = \frac{1}{24} (V_1 - V_2) \cdot \frac{vL}{l\Delta h} \cdot \frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{RT_0}{g} \left\{ \sum \frac{\rho_a}{M_0} - \sum \frac{\rho_a}{M_0} \right\}$$

r_0 は出現點附近の流星の半径にて (3.10) 式によつて大略の値が計算出来る。又 $\sum$ は大氣成分についての和を示す。 ρ_a , ρ_a は夫々消滅點及び出現點に於ける大氣密度。一般に ρ_a は ρ_a に比して無視出来ると考へれば上式は

$$\begin{aligned} \rho_a &= \frac{24r_0}{(V_1 - V_2)} \cdot \frac{l\Delta h}{vL} \cdot \rho_m \frac{gM_0}{RT_0} \\ &= \frac{8r_0 l \rho_m \Delta h}{kv^2 L} \cdot \frac{gM_0}{RT_0} \quad (3.12) \end{aligned}$$

となる。 $V_1 = \sqrt{\frac{3RT_1}{M_0}}$, $V_2 = \sqrt{\frac{3RT_2}{M_0}}$ であるから l を適當に假定すれば (3.9) 式の場合と同様にし、 ρ_a , T_0 を計算する事が出来る。

e) 結 果

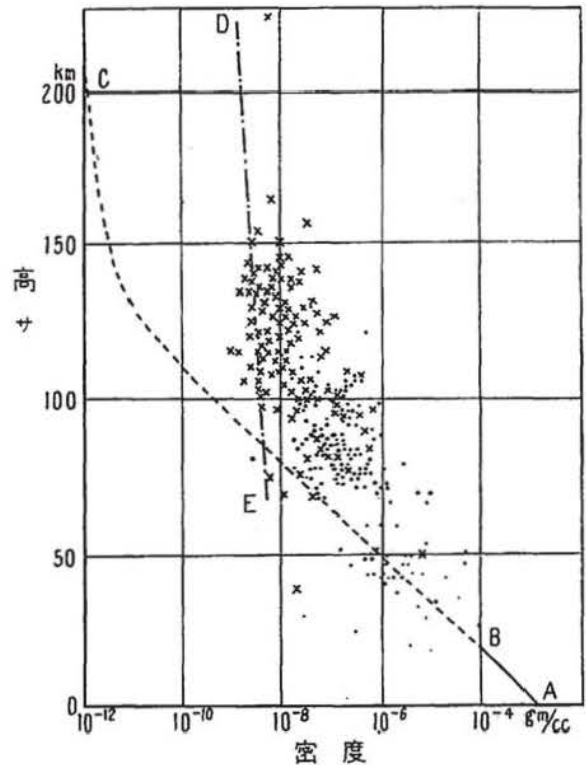
1) Lindemann-Dobson は W. F. Denning 其他の人々の観測を用ひ (3.9), (3.12) 式より流星

(1) 前脚柱と同様、M. Radakovic は此の式に對應して

$$\rho_a = \frac{8r_0 l \rho_m \Delta h}{fkv^2 L} \cdot \frac{gM_0}{RT_0}$$

を導いた。(Met. Zeits. 43 441 (1926)).

の出現点及び消滅点附近の大気密度及び温度を算出した。其の結果は第 9 圖に示す如し。圖に於ける十字印は (3.9) 式より、又点印は (3.12) 式より導かれたものである。曲線 BC は地上 20 km 以上を 20°K として計算された等温大気の密度を示す。圖より解る如く、流星観測より導かれた大気密度は、30 km-50 km の間では等温大気のものとはよく一致して居る。併し 50 km 附近より漸次流星によるものの方が大きくなり、150 km 附近では約 1000 倍の値になつて居る。又此れに相當する大気温度は c) の 4) によつて約 300°K となる⁽¹⁾。尙全く獨立な考への下に立てられた (3.9) 及び (3.12) 式によつて導かれた値が互に非常によく一致して居る事は注目し得る。



第 9 圖

2) 圖中 DE 線は流星の直前にガス層が初めて生ずる所の大気の密度を示す。此れは a) の 2) に示された考へから容易に導かれる。併し我々はガス層の形成される高さについては全く未知であるので、かくして導かれた大気密度は流星の出現点附近の大気密度の最低値を與へるものと考へられる。此れは Lindemann-Dobson の結果の一つの吟味として役立つ。

3) 更にもう一つの吟味は、流星が我々に見える様になるためにそれが持たねばならない最少の速度を求める事である。

流星が我々より D なる距離に於いて見える様になるためには單位時間に $4\pi D^2 E \min$ なるエネルギーを輻射しなければならない。今流星が v なる速度をもつて居るならば單位時間に流星より蒸發する質量によつて流星が輻射するエネルギー $\frac{dm}{dt} \cdot \frac{v^2}{2}$ は少なくとも $4\pi D^2 E \min$ より大きくなければならない。即ち

$$\frac{dm}{dt} \cdot \frac{v^2}{2} > 4\pi D^2 E \min$$

(1) Sparrow によれば § 16, b) の 4) によつて 480°K の方が正しいと云ふことである (Ap. J. 63 90 (1926)). 本文 § 16 の 4) 参照。

故に其處に流星として認められる最少速度が存在する。上式を書き換へて

$$\frac{1}{2\pi r^2} \frac{dm}{dt} > \frac{4\pi D^2 E \min}{v^2 r^2}$$

此れは流星が我々に見える様になるために、單位時間に單位表面より蒸發する質量である。(但 r は (3.10) 式に於いて $E=4\pi D^2 E \min$ とおいたものである。) 故に c) の 3) と同様に蒸氣壓 p' 及び表面溫度 T_2 を導く事が出来る。一方 $T_2 < T_1 = T_0 \left(\frac{M_0 v^2}{2RT_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$ なる故、若し p' が T_2 の函数として既知の場合には此の兩式より T_2 を消去する事によつて $v_{\min}$ と T_0 との關係式を得る事が出来る。

今流星が鐵より構成されて居るものと考へ、 $T_0=220^\circ\text{K}$ とすれば $v_{\min}=19\text{ km/sec}$ となり、 $T_0=300^\circ\text{K}$ とすれば $v_{\min}=12\text{ km/sec}$ となる。觀測より流星の速度を決定する事は多少の誤差を含み勝ちであるけれど 19 km/sec 以下の流星は可なり存在する様である。但し此の理論は流星の酸化が熱源として無視出来る場合に於てはまるが、Lindemann-Dobson によれば 60 km 以上の所では此の影響は少ないと考へられる。

f) 次に此等の結果に含まれる誤差について一言する。

1) (3.9), (3.12) 式を用ふる際に觀測の誤差の中最も影響するものは流星の速度である。此れを正確に觀測するのは甚だ困難であるので Lindemann-Dobson は最も熟練した觀測者の値のみを用ひた。

流星の高さの觀測は數軒程度の誤差で、又其の經路の長さも大きい誤差はない由である。

流星の光度は非常に見積り難いけれども計算には幸ひ $\frac{1}{3}$ 乗として、はいつて居る。

2) 次に (3.9), (3.12) を誘導する際に無視された一、二の考へにつき一言する。

上記の理論に於いては流星が出現して消滅する迄其の速度は減少しないものと假定した。此れに關しては (3.11) より $dv = \frac{\pi r^2 \rho_0 v^2}{2m} = \frac{3}{8} \frac{\rho_0}{\rho_m} \cdot \frac{v^2}{r} \cdot dt$ と置く事によつて v の減少を r の減少の函数として示す事が出る。此れより $V_1 - V_2$ が v と共に變化しないと假定して我々は流星が其の質量の $\frac{19}{20}$ 迄蒸發する迄は大なる速度の減少がないと云ふ事を知る。但し速度の緩やかなものは其の經路の後半に於いてやゝ速度を減ずる。

尙大氣中の酸素が流星の分子に作用して酸化し、其の化學反應熱が流星の溫度を高める熱源の一部となる事が考へられる。併し速度が早く溫度の高いものでは蒸發が盛んであるので、大氣中の酸素は蒸發分子を通つて流星表面迄殆んど到達し得ない。Lindemann-Dobson は一分子の酸化によつて生ずる熱は鐵の氣化熱に等しいと云ふ考へより、酸化の現象が起る場合流星の速度と、酸化現象を起す大氣密度との關係式を求めて、その大氣密度を計算した。其の結果、速度の遅い場合に於

いて極く低空にのみ其れが顯著になる事が示されて居る。

又、第 9 圖よりも解る如く、50 km 附近に出現或は消滅する流星の非常に少ない事は注意すべき事であり、此のため、彼等は温度の轉換點が此の附近にあるのではないかと云つて居る。尚 Lindemann-Dobson は上空に於ける此の高温を説明するために、其の附近にオゾンの存在を假定して居る。

§ 16. Sparrow の理論⁽¹⁾

C. M. Sparrow が 1926 年發表した流星の理論は Lindemann 及び Dobson のものと甚だ異なつて居る。

a) 流星現象に對する Sparrow の説明。

1) 今便宜上流星は靜止して居て大氣分子が流星の速度をもつて動いて居ると考へる。Sparrow は地上 20 km 乃至 160 km の間、即ち流星の出現點附近に於いては、大氣分子の自由行程が流星の大きさの程度であると考へ Lindemann-Dobson の如き流星前面のガス層は形成され得ないと考へた。故に大氣分子は直接流星の表面に衝突する。此の衝突は大氣分子と流星を構成する一分子との衝突と考へられる。此の際、大氣分子の速度は非常に大きく、其のエネルギーの一部は衝突した流星分子の配列を打破り又其の分子の解離或は電離を起すに充分である。而して力學的に其の衝突を考へる場合に、それを非弾性衝突と考へてよからうと述べて居る。

2) 扱、此の如き衝突が起つた場合、其のエネルギーは次の形に換へられる。

① 大氣分子のエネルギーの減少

② 流星分子の並進運動のエネルギー

③ 遊離されるエネルギー

イ) 大氣分子の解離のエネルギー

ロ) 流星分子の解離或はその配列を破るエネルギー

ハ) 解離した原子の電離エネルギー

此の中 ハ) に屬するエネルギーの割合は流星の速度が少なる場合は甚だ小さいと考へられる。又 イ) は明らかに流星の温度を高めるに關係しない。所が ロ) は明らかに我々の問題に關與する。

3) 煽昂された流星分子より輻射されるエネルギーは流星の表面又は其の表面近くに於いて發散される。故に流星は自分自身の輻射のエネルギーの約半分を吸収する。又隣接せる分子にエネ

(1) Ap. J. 63 90 (1926)

ギーが傳はる速度の割合として Sparrow は、弾性波⁽¹⁾以上のものを考へ、自由電子や輻射の速度の程度迄のものを假定した。もつとも此のエネルギーは流星の中心深く迄傳はる必要はない。

かくして Sparrow に従へば衝突が起つた場合、流星に流入するエネルギーは流星分子の並進エネルギーと遊離されるエネルギーの半分との和であると云ふのである。

4) 扱流星は大気分子との直接衝突によつてエネルギーを受け流星分子は蒸發する。而して Lindemann-Dobson の考へと同様、蒸發分子の有するエネルギーが輻射となつて現はれ、我々に見えるのである。其のためには流星は一定の温度に達し蒸發が盛んにならねばならない。其れは大気密度に關係する。故に次に述ぶる如く其の表面温度を假定して Stefan の法則より、大気密度及び温度を算出するのである。

b) 出現點附近の大気密度

1) 流星に流入するエネルギーの割合 (k) の決定。

第 10 圖に於いて質量 m_1 なる分子が質量 m_2 なる分子に相對速度 V をもつて非弾性衝突をなす場合を考へる。今衝突後に於いて兩分子の中心を結べる線に平行及び垂直なる各分子の分速度を夫々 $u_1, v_1; u_2, v_2$ とすれば

$$u_1 - u_2 = 0, \quad v_1 - v_2 = V \sin \theta \quad (3.13)$$

である。 θ は m_1 分子の進行の方向が兩分子の中心を結べる線に對してなす角。又運動量に關しては

$$m_1 u_1 + m_2 u_2 = m_1 V \cos \theta, \quad m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 V \sin \theta$$

を得る。此れより

$$u_1 - u_2 = \frac{m_1 + m_2}{m_2} u_1 - \frac{m_1}{m_2} V \cos \theta = V \cos \theta - \frac{m_1 + m_2}{m_1} u_2$$

$$v_1 - v_2 = \frac{m_1 + m_2}{m_2} v_1 - \frac{m_1}{m_2} V \sin \theta = V \sin \theta - \frac{m_1 + m_2}{m_2} v_2$$

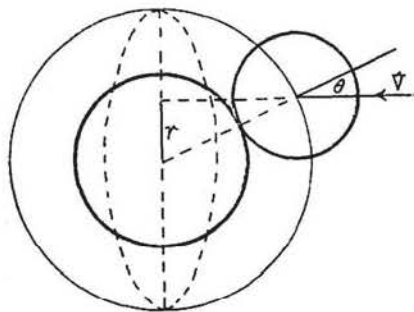
此等の式を (3.13) 式に代入すれば、 m_1 分子の衝突後のエネルギーとして

$$\frac{1}{2} m_1 V^2 \left\{ 1 - \frac{2m_1 m_2 + m_2^2}{(m_1 + m_2)^2} \cos^2 \theta \right\} \quad (3.14)$$

同様に m_2 分子の其のエネルギーは

$$\frac{1}{2} m_2 V^2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cos^2 \theta \quad (3.15)$$

(1) Lindemann-Dobson は弾性波の速度を假定して居るがそれは、その分子配列を破らない程度の速度に於ける分子の並進運動のエネルギーを考へる事である。



第 10 圖

故に此等の和と $\frac{1}{2}m_1V^2$ との差

$$\frac{1}{2}m_1V^2 - \frac{m_2}{m_1+m_2}\cos^2\theta \quad (1.16)$$

は遊離されるエネルギーとなる。

次に總べての可能な衝突に對する $\cos^2\theta$ の平均値を求める。 m_2 の中心を通り V の方向に直角な平面を考へると衝突の起るためには m_1 の中心を通つて引かれた V の線が m_2 の中心より半径 R なる圓の内部で此の平面と交らねばならない。但、 R は兩分子の半径の和である。而して此の交點は圓内の各所で同様の重みを持つて居るから、 m_2 の中心より r 及び $r+dr$ の距離で交る確率は $\frac{2rdr}{R^2}$ である。故に $r=R\sin\theta$ とおけば、 θ が θ と $\theta+d\theta$ との間にある確率は $2\sin\theta\cos\theta d\theta$ となる。故に總べての衝突に對して $\cos^2\theta$ の平均値は

$$\int_0^{\pi/2} \cos^2\theta \cdot 2\sin\theta\cos\theta d\theta = \frac{1}{2}$$

今 Merrill⁽¹⁾ の隕石の研究より流星の原子量を推定し (3.15). (3.16) を用ひて此等のエネルギーを計算すれば、大氣分子が水素の場合には流星の受ける並進エネルギーは全體の 0.01, 遊離されるエネルギーは 0.49 となり、又窒素分子の場合には其れ等は夫々約 0.20; 0.30 となる。

次に本節 a) の 3) に述べた如き考へをもつて流星の受ける全エネルギーを算出すると、水素の場合は 0.25, 窒素の場合は約 0.30 となる。即ち k の値として水素、窒素に對し夫々 0.25; 0.30 を得る。

2) 大氣密度の決定。今大氣分子の質量を m とすれば其れは流星に對し V なる速度を持つ。一方流星を直径 D なる球と考へれば、單位時間に其れは πD^2V なる體積中の分子と衝突する。此の體積内の大氣密度を ρ , 標準状態に於けるそれを ρ_0 , 且 Avogadro の數を N とすれば、其の體積内には $\frac{\pi D^2VN\rho}{\rho_0}$ 個の分子が存在する。故に流星が、其の衝突する大氣分子の全體より受けるエネルギーは

$$\frac{\pi k D^2 V^3 \rho}{2}$$

である。今若し流星が温度 T の黒體輻射をなすものとすれば單位時間に失ふエネルギーは

$$4\pi D^2 a T^4$$

である。 a は Stefan の常數。

出現點附近に於いて流星が平衡状態にあると考へれば、此等を等しくおいて

(1) Smithsonian Inst., U.S.N.M. Bull. No. 94 (1916).

$$T^4 = \frac{kV^3\rho}{8a} \quad (3.17)$$

を得る.

大気の成分が種々のものより成立つ時には $k\rho$ の代りに $\sum k\rho$ とする. 若し T が解れば此の式より ρ が出る.

3) 今獅子座流星群の場合を考へると出現點の最高は 160 km, $V=7 \times 10^6$ cm/sec である. 若し ρ の高さによる變化を Humphrey⁽¹⁾ の表によつて假定すれば, (3.17) 式より $T=3200^\circ\text{K}$ となる. 併し此れは流星の分子を完全に崩壊して終はずに, 流星が到達し得る温度としては少々高過ぎる. Sparrow は T の値としては $2000^\circ\text{K}-2500^\circ\text{K}$ が最も合理的であると云つて居る. 故に今 $T=2500^\circ\text{K}$ として, 又大氣を水素と假定して 160 km 附近の水素密度を出せば Humphrey の表より導かれるもの⁽²⁾の約 0.4 倍となり, 又 $T=2000^\circ\text{K}$ とすればそれは 0.16 倍となる.

4) 大氣の温度の決定. 今重力平衡にある等温大氣を考へる. 即ち

$$p = R\rho T; \quad \frac{dp}{dh} = -\rho g$$

此等の式より ρ を消去すれば

$$\frac{dp}{dh} = -\frac{gp}{RT} \quad \text{即ち} \quad \log \frac{p}{p_0} = -\frac{g}{T} \int_{h_0}^h \frac{dh}{T}$$

$T > 0$ なる故, 右邊の積分の値は $\frac{h-h_0}{RT_{\max}}$ より大きい. 故に

$$\frac{p}{p_0} \leq e^{-\frac{g(h-h_0)}{RT_{\max}}} \quad (3.18)$$

になる. T が一定の時は p は ν と同様に變化するから, p についても (3.18) 式は成立する. 我々は Humphrey の表を用ひて (3.18) 式によつて與へられる p に對する大氣の温度 $T_{\max}$ を計算する事が出来る. 例へば今 40 km 以上が T なる温度である等温大氣を考へる. Humphrey の表は 11 km 以上の大氣の温度を 219°K として各高さに於ける p を與へたものであるから若し 90 km に於ける大氣密度が Humphrey の表の 150 km の大氣密度に等しいと云ふ事が解れば (3.18) 式より

$$T = 219^\circ \times \frac{(150-40)}{(90-40)} = 480^\circ\text{K}^{(3)}$$

(1) "Physics of the Air".

(2) Humphrey の表は 140 km 迄しか與へてないので Sparrow は更にそれを 200 km 迄擴張した,

(3) Lindemann-Dobson の得た大氣密度と Humphrey の表とを比較すると, 前者の 150 km に於ける値が後者の 90 km に於ける値に等しい. 故に Sparrow は此の計算によつて Lindemann-Dobson の提出した 300°K と云ふ値は 480°K に訂正さるべきであると云つて居る.

になる。

故に今 30 km 以上の大氣を等溫と考へ、Sparrow の得た大氣密度の値を Humphrey の表に比較すれば 160 km 附近の大氣の溫度は 215°K より遙かに低くなる。⁽¹⁾

§ 17. 流星に関する其他の理論

流星現象より上層大氣の密度或は溫度を推定する問題は、流星の有するエネルギーが大氣の密度或は溫度と關係して、如何なる形式によつて他に轉換されるかと云ふ事柄に關係する。故に此の問題に関する他の理論をも、下に併記して置く。

1) W. Gaede の理論⁽²⁾

流星の現はれる高さに於ける大氣分子の自由行程は流星の大きさに比較して大きいので大氣分子は直接流星の表面に衝突すると考へた。而して此等個々の大氣分子の衝突によつて生ずる抵抗が其のまゝ流星に熱となつて傳はると云ふ考へである。今 N を流星の高さに於ける大氣分子の單位體積内の數、 μ を大氣分子の質量、 Q を流星の斷面積、 v を流星の速度とすると流量に流入するエネルギーは

$$W = \frac{1}{2} N \cdot \mu \cdot Q \cdot v^3 = \frac{1}{2} \rho \cdot Q \cdot v^3$$

になる。Gaede はかくして加熱された流星が黑體輻射を行ふものと假定し、 $v=60$ km, 高さ 100 km の場合に流星の表面溫度を約 5000°C と計算した。

此の理論は勿論甚だ不完全であるが、上述の Sparrow の理論の前驅をなすものとして興味がある。

2) C. Hoffmeister の理論⁽³⁾

大氣分子が直接流星に衝突しても流星の中には目立つ程熱が貯積されないと考へ、流星の發光に寄與するものは、唯流星に流入する熱量の時間的割合のみであると考へた。一方此れは流星の速度 v , 大氣の壓力 p , 及び流星の質量 m に關係すると考へられるので

$$\frac{dE}{dt} = av^x p^y f(m)$$

と置く。此處に a は常數、 $x=2$, y は觀測より決定される。此の式を基として Hoffmeister は流星の質量及び光度の高さ及び速度に對する變化を論じて居る。

此の理論に従へば流星の光度は壓縮された大氣の密度の函數である。故に流星は其の壓縮の狀態が一定の値に達した時初めて發光し、且此の値は流星の密度と質量が同じならば、總べて同一の値

(1) Sparrow は大氣溫度の値を示して居ない。

(2) Ann. Physik 41 378 (1913).

(3) A. N. 221 353 (1924); A. N. 223 79 (1924); A. N. 241 1 (1931).

を持つ 故に流星は其の速度を異にしても質量が同じならば、悉く同じ光度を持つて出現する事になる。

3) E. Öpik の理論⁽¹⁾ Öpik は流星の高さに於ける大氣密度は壓縮が起らない程稀薄であると考へた。而して大氣分子と流星分子との衝突を原子物理學的見地より論じた。即ち彼は原子の衝突に於ける相互作用の力は、相互の原子の電子エネルギー準位の關係によつて、原子の相對距離の函數として決定されると假定した。かくして流星の發光は大氣分子が流星の蒸發原子と衝突した際、其れによつて原子が煽昂される事によるのである。流星の光は主に其の蒸發によつて流星を取巻く“コマ”から發せられると云ふのである。

此の理論に従へば、流星のスペクトルは黒體輻射と全く異なつたエネルギー分布を示さなければならぬ。特に短波に於いて強い線が存在する事になる。

流星のスペクトルの研究は今日未だ充分でないが Öpik の此の理論は異色あるものとして甚だ興味がある。

4) F. J. W. Whipple の理論⁽²⁾

既に知られて居る如く、地表面近く迄落下して來る流星は屢々爆音を伴ふ。故に爆音を聞く迄に要した時間より其の音波の通過した大氣の溫度を推定する事が出来る。Whipple は此れによつて地上 40 km 附近迄の大氣の溫度を推定し、150° K 乃至 200° K と算出した。併し此れは同じ Whipple によつて研究された他の結果⁽³⁾に比し甚だ低き溫度を與へる。其の原因は主として流星による音響の發源場所が不確である事、又其れが突發現象にて觀測に誤差のは入り易い事のためであらうと思はれる。

5) H. B. Maris⁽⁴⁾ 及び A. B. Severny⁽⁵⁾ の理論。

流星の痕の觀測より S. Kahlke⁽⁶⁾ が指摘した様に、地上 80 km 附近に於いて尙大氣の不安定が窺はれる。Maris は對流の影響を受けない様な混合大氣が重力平衡によつて擴散されて行く場合、其の擴散層の高さの時間的變化を考へて上層大氣の密度を推定した。其れによれば上層大氣の密度は從來考へられて居たものに比して甚だ小さい割合となる。故に Maris は流星の現象は Sparrow の如く大氣分子と流星が直接衝突して惹起さるものと考へた。

(1) Acta et Comm. Univ. Tartu (Dorpat) A 26 Nr. 2 (1933); Harv. Repr. 100.

(2) Natur. 112 759 (1923).

(3) §4 参照.

(4) Nature 120 839 (1927).

(5) Russ. Astr. Journ. 11 138 (1934).

(6) Ann. Hydrograph u. marit Meteorol. 49 294 (1921).

Severney は此の Maris の考へを取り入れ、大氣の擴散層の高さを地上 90 km とし P. Broch⁽¹⁾ の流星表にある 108 個のペルセウス流星群を用ひ、大氣の溫度、密度を計算した。即ち流星の高さと其の絶體光度とには或る相關關係が見出されるが⁽²⁾、此れは流星の質量と大氣の状態とに關係すると考へられる。流星の光は流星を取巻くガス層より來るものとすれば流星消滅點に於けるその絶對光度と此のガス層の溫度との關係を知る事が出来る。Lindemann-Dobson の理論によつて

$$T = T_0 \left(\frac{M_0 V^2}{2RT_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

V は流星の速度、 T はガス層の溫度

より漸近法にて大氣溫度 T_0 の高さに関する變化を知る事が出来る。但し大氣の成分の變化に伴ふ流星の速度の變化に對し、或る假定が設けられた。かくして得られた最も合理的と思はれる大氣溫度は 50 km にて約 300°K、150 km にて約 500°K である。(大氣成分は 80 km-90 km より 150 km 迄はヘリウムが豊富にあり、150-200 km 迄は水素が主成分であると假定された。) 此の結果に對しては、其の假定に不満があり又用ひられた材料に多少不確實な點もあるので、贅意を表しない人もある。

6) 尙 W. J. Fisher⁽³⁾ は流星の質量の減少は其の運動エネルギーの減少に比例すると考へ、地球の大氣中に於ける速度について論じた。又 K. Stanukovich⁽⁴⁾ は Sparrow の理論に準じて流星の高さから大氣密度を決定しようとしたが、都合よき結果が得られなかつた。尙 P. Burgatti⁽⁵⁾ は流星現象を電氣的現象として取扱ひ、L. Vegard⁽⁶⁾ は極光觀測より此れに贅意を表して居る。

§ 18. 吟 味

1) 一般に流星が大氣中に突入した場合、其の運動のエネルギーの一部は、流星分子を蒸發せしめ得ると考へられる。其の蒸發は流星が高溫度に熱せられた場合にも起るし、又大氣分子が直接、流星分子に衝突した場合にも起り得る。Maris⁽⁷⁾ によれば流星が 40 km/sec の速度で大氣中の一窒素分子と衝突した場合、流星の表面より 56 個の鐵の分子を蒸發せしめ、其の溫度を 3000°K とす事が出来ると云ふ。故に其れは局部的爆發に似たもので大氣の一分子毎に流星の表面より 10 乃至 100 個の分子が飛出すと考へられるのである。又 Sparrow の如く流星中に流入するエネル

(1) Denkschriften d. Kais. Akad. d. Wiss, Wien, Abt. 11a, 28, 467-504.

(2) 消滅點の高さが高い程絶對光度は大きい。

(3) Harvard Circ. 385 (1934).

(4) Russ. astr.-geod. Ges. Bull. Nr. 32 (1935).

(5) Rendiconti Accad. dei Lincei 5 614 (1927).

(6) Phil. Mag. 46 193 (1923); Zeit. f. Geophys. 6 42 (1930).

(7) Terr. Mag. 34 309 (1929).

ギーの速度に對し音波の速度以上のものを許すとすれば流星は大氣分子の直接衝突によつても高温になり得る。一方 Lindemann-Dobson に従へば、此の作用は無視して差し支へない。此の點が兩者の假定の根本的相違であつて、彼等の結論の甚だしく異なる由故である。陽極線の實驗によれば微粒子の有する運動エネルギーは殆んど全部其の衝突する電極に熱として與へられる。⁽¹⁾ 併し陽極線の微粒子の場合が、そのまま流星に適合出来るや否やは疑問である。又 Sparrow の如く、流星の如き不透明體に對し、果して輻射の速度が許され得るや否やは解らない。且又、今日我々は電子のエネルギー傳達の速度に關して未だ充分なる知識を持たない。⁽²⁾ 故に我々は今日、大氣分子と流星が直接衝突した場合流星分子が如何程蒸發するか或は又流星が如何程熱せられるかを正確に推定する事は困難である。

2) Lindemann-Dobson は大氣が斷熱的壓縮によつて流星の前面に高温なるガス層を作ると考へたが、Sparrow は流星の速度が大氣分子のそれに比して甚だ大きいから、その様な斷熱的壓縮は考へられないと述べて居る。彼は此の場合の例として下の如き事項を掲げて居る⁽³⁾。即ち今 0°C 、1 氣壓の水素ガスを斷熱的に(即ち水素分子の速度より遅い速度で)其の體積を $\frac{9}{10}$ 迄壓縮すれば、其の溫度は 285°K となる。併し若しピストンの速度を 60 km/sec (0°C に於ける水素分子の速度は $1.8 \times 10^5\text{ cm/sec}$) とすれば、其の溫度は 18200°K になると云ふのである。併し Lindemann の考へでは⁽⁴⁾流星の大氣分子に對する速度は成程速いけれども、一旦ガス層が形成されてからは、流星のガス層に對する速度は左程速くないと云ふのである。

3) 次にガス層の形成と大氣密度との關係を考へて見る。Sparrow 等は簡單に流星の高さに於ける大氣密度は非常に稀薄であつて、大氣分子の自由行程が流星の大きさの程度になるからガス層は生じ得ないと考へた⁽⁵⁾。併し Lindemann-Dobson に従へば大氣分子の自由行程が $r \frac{v}{V_0}$ (r は流星の半径、 v は流星の速度、 V_0 は大氣分子の速度)の程度になれば既にガス層は形成される。今 Humphrey の表より地上 140 km 附近の大氣の全壓力を取れば 4×10^{-3} 水銀柱(mm)である。一方 0°C 、 760 mm の空氣内の分子の平均自由行程は 6×10^{-6} とせられて居るから、 $4 \times 10^{-3}\text{ mm}$ の壓力では約 18 cm となる。勿論此は大氣の溫度、大氣の成分等によつて變るけれども、假りに 140 km 附近の溫度を 273°K とし且地表面の大氣成分と大差ないと假定する。一方 0°C に於ける

(1) Wien & Harms: Handb. d. Experimentalphysik 14 473 (1927).

(2) F. A. Lindemann: Astrophys. Jour. 65 121 (1927).

(3) Ap. J. 63 98 (1926).

(4) 同上 65 121 (1927).

(5) 同上 63 96 (1926).

(6) W. A. Roth. & K. Scheel: Konstanten d. Atomphysik 20 (1923).

大気分子の速度を平均 10^5 cm/sec と假定し、流星の半径を 10^{-1} cm, 又其の速度を 5×10^6 cm/sec とすれば $r \frac{v}{V_0}$ は 5 cm となる。即ち Lindemann-Dobson の考へに従へば、かかる大気密度の所では未だガス層が形成され得ない場合が多い事になる。併し後に述べる如く其の附近の大気密度は Humphrey の表に比し、甚だ大きいと考へられるので、ガス層の形成は大いに可能性があると思はれる。

4) 流星の光は蒸發した流星分子の蒸氣より來るものであると云ふ考へは、2, 3 の人を除き皆一致した意見である。勿論流星そのものも表面が高温になるから或る輻射をしなければならない。併し Maris⁽¹⁾ によれば、其れは全輻射の僅か 1% 位である。又流星のスペクトル寫眞より解る如く、流星の核の輻射に起因すると思はれる背後の連続スペクトルの強さは甚だ弱い。其れ故、流星の光を其の核の輻射に歸せしめるのは不穩當と思はれる。然らば其の蒸發した流星分子が如何にして輻射をなすかを考へなければならない。此の點に關しては流星分子が大気分子と衝突してエネルギーを受け、それによつて輻射を行ふであらう事は考へられる。流星より蒸發して逃げ去る流星分子は大気分子に對してほぼ流星の速度程度のものを有するから、流星分子の有する運動エネルギーは甚だ大である。其れは分子を解離せしめ或は原子を電離せしむるに充分である。Lindemann-Dobson 或は Maris 等も考へた様に、此の流星分子の運動エネルギーが全部輻射に轉換されるものならば、其の輻射は多く紫外線か或は軟 X 線の如き短波であつて可視光線は僅かであらう。Maris⁽²⁾ によれば可視光線は僅かに全輻射の $\frac{1}{10}$ であると云ふ。勿論短波輻射は更に可視光線として再輻射されるであらうけれど、かくの如き考へでは Lindemann-Dobson の計算の如く全部可視光線として取扱ひ得ないので、流星の質量は Lindemann-Dobson のものより大きくなる。一方 P. H. Millman⁽³⁾ は流星のスペクトルに於ける鐵の多重線の強度比較より其の有効温度を 1680°K 乃至 3400°K と見積つた。此の點は更に進んで原子物理學的に取扱はねばならない所である。

次に、大気分子の燭昂は當然考へられる事であるけれども、流星スペクトル中、大気分子に同定される線は今の所ない様である。此れは其のスペクトル寫眞の低分散率のため波長測定の困難にもよるであらうが又 Millman⁽³⁾ の考への如く酸素分子の豫期される線は極端紫外域に存在し、又窒素分子に對しては其の燭昂ポテンシャルの高いと云ふ原因にもよると思はれる。故に流星スペクトル中に大気分子の線がないと云ふ事は、流星の光が全く大気分子の光を含まないと云ふ事にはならない。此等の點に關しては尙將來に残された問題が多々ある様である。

(1) Terr. May 34 309 (1929).

(2) Nature 120 839 (1927).

(3) Harvard Annals 82 No. 6 (1932): 同上 82 No. 7 (1935).

5) 尙 Lindemann-Dobson の理論につき一言する。§ 15. c) の 4) に述べた如く Lindemann-Dobson の方法より大氣溫度を導く際には大氣の分子量が大いに影響する。此の點に關し Lindemann-Dobson は大氣は地上 130 km 迄は酸素と窒素とが多く存在するとのみ記して、計算に用ひた値を明記しなかつたけれど若し H, He の如き氣體を假定すれば其の溫度はより低くなる。

又 Lindemann-Dobson は 220°K より 300°K への溫度の上昇が地上約 55 km の所にあると考へた。此れは此の附近に於いて出現或は消滅する流星が非常に少ない事に其の根據を置いて居る様であるが、Whipple⁽¹⁾ の音波の理論によれば約 40 km に此の變化點が存在する事になる。若し Whipple の結果が正しいとすれば Lindemann-Dobson の溫度は更に上昇する。

尙 B. Gutenberg⁽²⁾ は Lindemann-Dobson の理論に基いて上層の大氣密度及び溫度を再吟味した結果、50-100 km の高さに於いては、流星より導かれる大氣密度は、混合状態にあるとして計算される大氣密度とよく一致し又其の溫度は 50-200 km に於いて 500°K - 1000°K となる。

Lindemann-Dobson の理論にとつて有利な事は、極く低空迄飛來する流星に對して直接觀測と比較して其の理論を吟味出来る事である。即ち氣球をもつて直接觀測し得る如き低空迄飛來する流星に對し、試みに (3.12) 式をもつて ρ_a を計算すれば、其れは直接觀測の値と非常によく一致する由である。⁽³⁾ 更に前述の如く全く獨立した考への下に誘導された ρ_a , ρ_s の式はそれによつて與へられる大氣密度が互に非常によく一致するので ρ_a の式によつても眞に近い大氣密度が算出出来るものと考へられる。尙 D. F. Martyn 及び O. O. Pulley⁽⁴⁾ によつて電波傳播より見出された 100 km 附近の大氣密度は Lindemann-Dobson の値とよく一致する。かくして Lindemann-Dobson の理論は最も早く提出されたものに拘らず、今日尙甚だ興味あるものである。

6) C. Hoffmeister⁽⁵⁾ によれば流星觀測には種々誤差がは入り得るが特に流星の同時觀測に於いては、其の觀測點間の距離によつて流星の高さ、速度等に系統的誤差がは入り得る。又流星の色は其の溫度にのみ關係し大氣のガスに關係しない。故に Hoffmeister は此等の誤差を悉く消却しない内は、流星現象より上層大氣の状態を推定するのは危險であると云つて居る。

7) 最近 F. L. Whipple は北米 Harvard 大學に於いて寫眞機の前面に回轉シャッターを取りつけ、流星の速度の高さによる減少の割合を觀測して、上層大氣の溫度を求めた由である。此れによれば地上 60 km 附近に於いては其の溫度約 373°K 、又地上 110 km 附近にては約 293°K となつ

(1) Q. J. R. Met. Soc. 61 285 (1935), 本文 § 4 参照.

(2) Handb. d. Geophys. 9 85 (1932).

(3) Ap. J. 65 119 (1927).

(4) Proc. Roy. Soc. (London) A. 154 455 (1936), 本文 § 32 参照.

(5) Met. Zeits. 44 464 (1927).

て居る。此れは又 Lindeman-Dobson の値と可なりよく一致する。

要之、流星觀測に關し未だ幾多の問題が取殘されて居る今日、此れより上層大氣の溫度を推定する事は可なり困難である。而して、其の結果は少なくとも電波より導かれたものに比し、不確實なるを免れない様である。

第四章 夜光雲

§ 1. 序 下層大氣がすっかり日照圏外に置かれた時或は極地方に於いては眞夜中頃にも大空に雲様の輝いた物質があらはれる事がある。色は銀色或は青味がかつた白色を呈し巻雲に似て居る。此れを通常、夜光雲 (Noctilucent Cloud) と稱して居る。

夜光雲については其の観測より次の様な事が知られて居る。夜光雲の見える時には下層の大氣は地球の蔭になり全く日光を受けて居ないが數十軒以上の大氣は未だ直射日光を受けて居る。夜光雲の形は太陽の位置によつて刻々變化する。分光學的観測では夜光雲のスペクトルには全く輝線を認めない。それは晝間の大空のスペクトルに似て居る。星の光は夜光雲を通して殆んど變化を起さないから夜光雲は非常に稀薄な物質より出来て居なければならない。

最近、C. Störmer⁽¹⁾は Norway に於ける夜光雲の測定を精しく行ひ、其の高さ及び運動に關し可なり正確な材料を得た。それによると夜光雲の平均の高さは地上約 82 km 位 (80 km-90 km の範圍) である。其の速度は 1932 年 7 月 11-12 日には NNE に 44-45 m/sec, 又 1934 年 6 月 30 日には E→W に 80 m/sec 以上に達した。

夜光雲は可成り古くより見られた記録があるが、かつて O. Jesse は 1885 年に此れについて研究し、其の速度は 177 m/sec であると云つて居るが、其の原因については何等の解決も下し得なかつた。現在に於いても未だ其の正體に關して定説なく、たゞ下に述べる如き諸説があるのみにて、従つて此れに基く上層大氣 (80 km 附近) の溫度も不確實である。

§ 2. 夜光雲に關する諸説並に大氣溫度

W. J. Humphrey⁽²⁾は夜光雲は水蒸氣の氷結したものであると云つて居る。此れに關し彼は次の如く述べて居る。夜光雲の現はれる時は大氣下層は地球の蔭の中にあり、80 km 附近は尙日光の直射をつけて居るので夜光雲は 80 km 附近にある大氣中の物質が丁度通常の雲の如く日光を反射散亂して見える現象と考へられる。又夜光雲が紅色を示さない事は水滴でない事を意味し恐らく氷結した水蒸氣であらうと思はれる。今高緯度に於いて種々なる方面より見出された大氣の溫度の垂直分布を次の如く假定する。即ち 10-18 km は 228°K, 18-25 km 間は一様に溫度が下り 25 km にて 210°K, 25-30 km 間は溫度の上昇一様にして 40 km にて 315°K, 40-60 km は 315°K, 更に 60 km 以上は 7°C/km の割にて溫度が下るものとする。若し各層に於ける水蒸氣の量をそこに存在するすべての他のガスの $\frac{1}{4000}$ とし、又 100 km 迄の大氣の成分は不變であると假定する。(但しオゾン

(1) Publ. Univ. Oslo. 1933; Astroph. Norvegia 1 87 (1935)

(2) M. W. Rev. 61 228 (1933)

層を除く)。しかる時にはほぼ 80-83 km の高さに於いて溫度は 160°K となり水蒸氣は飽和し氷結する。又オゾン層の溫度が高いとすれば、其の上に垂直の對流が起らねばならない。其のために上昇した水蒸氣は丁度對流圈の場合と同様に氷結する。

1883 年 Krakatowa の爆發に際し、歐洲に於いて約 2 年間も夜光雲が見えた事がある。又 Katomai 山の噴火の際も夜光雲があらはれた。故に噴火の際に、非常に細かい塵が 80 km 附近迄打上げられ、其處に夜光雲を形成すると云ふ説もある。A. Wegener⁽¹⁾ は此のため 80 km 附近の大氣の成分に不連続な所があると考へた。併し此れは今日我々の知識よりうけ入れられない。尚噴火の時には微塵と共に水蒸氣も可なり上空に吹き上げられる。Humphrey によれば此の量は可成り大きくて例へば Vesuvius が 18 時間に噴出する水蒸氣の量は 1 立方杆の水に相當すると云ふ。

CO_2 が其の高さに於いて凝結するであらう事は一應考へられる。併し其の含有量が甚だ少ないので、此のガスが大氣より遊離して凝結し、それが夜光雲の如き密度を持つたものになるとは容易に考へられない。又氣壓の甚だ稀薄なる 80 km にて CO_2 が凝結するためには其の附近の溫度は 100°K 位にならねばならない。

Vestine⁽²⁾ は流星雨によつて夜光雲が出現すると考へた。1908 年 Siberia に大隕石が落下し其の直後夜光雲が現はれた事は此の説に好都合である。又彼によれば夜光雲の出現頻度最大の時期には常に流星雨があると云ふ事である。

又最近 L. Vegard⁽³⁾ は強烈な磁氣嵐に際して極光スペクトル中に水素線を觀測した。此れより彼は、磁氣嵐の時に太陽より來る微粒子は水素を含まねばならないと考へ、其の水素が大氣の中に突入し、大氣酸素と化合して水蒸氣となり夜光雲を作ると云ふ説を出して居る。⁽⁴⁾

§ 21. 吟 味

夜光雲の正體に關する上記の諸説を大別すれば塵埃説と凝結説とになる。夜光雲が紅色を呈さない事より散亂の法則によつて其の粒子の大きさを推定する事が出来る。即ち粒子は概略赤外線の波長即ち $8 \times 10^{-5} \text{ cm}$ 程度の大きさとなる。此れは微少塵埃説に有利である。併し Vestine⁽⁵⁾ によれば火山の噴火と夜光雲との間に明瞭な相關はない様である。又 Vestine の考への如く流星埃とすれば、其れが天球上で夜光雲の如き小範圍に限定される理由は考へ難い。故に凝結説によつて其れを水蒸氣と考へるのが最も穩當であると思はれる。80 km 附近に水蒸氣が存在するであらう事は

(1) Thermodynamik d. Atmosphäre 22

(2) J. R. Astr. Soc. Canada 28 244, 303 (1924)

(3) Nature 144 1059 (1939)

(4) Terr. Mag. 45 5 (1940)

(5) J. R. Astr. Soc. Canada. 28 244, 303 (1924)

種々の理由より想像出来る。C. Störmer は夜光雲の中に長さ 9 km 位の波紋を観測したが、此れを説明するためには凝結説の方が好都合である。⁽¹⁾ オゾンのために 50 km 附近が、より高温になつて居るとすれば其處に第二の對流圈が考へられ、従つて若し水蒸氣を含んだ氣流が上昇すれば凝結を起すであらう。Martyn 及び Pulley⁽²⁾ は夜光雲圈の溫度を 160°K とし、E 層の氣壓を計算すれば、電波の観測より直接求められる値とよく一致すると述べて居る。併し夜光雲が 2 ケ年間も繼續して観測されたと云ふ事には凝結説は不利である。

夜光雲圈の溫度は夜光雲を塵埃と考へるか、凝結物質と考へるかによつて、凡そ定まる、併し後に述ぶる如く⁽³⁾ 最近の電波の観測は此の附近の溫度の低溫説を支持して居る。

(1) B. Haurwitz によれば夜光雲圈の氣流が突然中絶したと考へれば塵埃説によつても此の波紋を説明することが出来ると云つて居る “The Physical State of the Upper Atmosphere” Reprint from J. R. Astr. Soc. Canada. (1937)

(2) Proc. Roy. Soc. (London.) A 145 (1936)

(3) § 39 参照.

第五章 薄明現象

§ 22. 序 大氣の日光散亂に關しては有名な Lord Rayleigh の式があり、天空の明るさは大氣密度に關係する。薄明の進行によつて天空の明るさが變はるので此れを適當に觀測すれば上層の各層に於ける日光の散亂率が解かり、從つて其の密度分布に關する材料を得る。故に大氣の性質を假定すれば此れより大氣の溫度を導く事が出来る。

§ 23. Staude-Vetchinkin; B. Fassenkoff の理論

B. Fassenkoff は 1915 年-1916 年に於いて薄明中の空の明るさを觀測した。⁽¹⁾Staude 及び Vetchinkin⁽²⁾は此れを用ひ 150 km 迄の大氣の溫度を推定し併せて地表近くの水素の量に言及した。彼等の理論を略述すれば下の如きものである。

先づ假定としては

- 1) 大氣は酸素、水素及び窒素より構成されて居る。
- 2) 大氣ガスは 150 km の高さ迄理想ガスとして取扱ひ得る。
- 3) 大氣ガスは分壓に關する Dalton の法則に従ふ。
- 4) 大氣中には對流等の擾亂は存在しない。
- 5) 大氣の密度及び反射係數に關しは Rayleigh の法則に従ふ。

大氣密度を ρ (任意の單位にて示される)、分子量を M 、高さ h に於ける反射係數を $F(h)$ とすれば、Rayleigh の式は

$$K\rho = \frac{F(h)}{MC^2} \quad (5.1)$$

となる。但し屈折率を n とすれば

$$c\rho = n - 1$$

次に大氣が重力平衡にあると考へれば

$$\left. \begin{aligned} dp &= -\gamma \bar{g} dh \\ p &= \gamma RT \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

此處に γ は kg/m^3 なる單位にて表はされた密度、 $\bar{g}$ は h に於ける重力加速度と地表面に於けるものとの比、 p は kg/m^3 單位の壓力。

故に

$$p = K\rho RT \quad (5.3)$$

(1) Publ. de l'Observatoire Central Astrophysique Tom. II.

(2) Russ. Astr. Journ. 4 267 (1927)

$$p = K \int_h^{\infty} \rho(h) \cdot \bar{g}(h) dh \quad (5.3')$$

を得る. 又 (5.2) 式より

$$\frac{d\gamma}{dh} = -\frac{\gamma}{T} \left(\frac{\bar{g}}{h} + \frac{dT}{dh} \right)$$

従つて

$$\frac{d \log \gamma}{dh} = \frac{d \log \rho}{dh} = -\frac{1}{T(h)} \left(\frac{\bar{g}(h)}{R} + \frac{dT}{dh} \right) \quad (3.4)$$

となる. (5.3)(5.3') より

$$T = \frac{\int_h^{\infty} \rho'(h) \cdot \bar{g}'(h) dh}{\rho(h) R(h)} \quad (5.5)$$

を得る.

此等の式を用ひて實際計算するには漸近法を用ひる. 即ち先づ 11 km に於ける大氣の組成及び其の密度を假定し同時に高さの函數として大氣の溫度 $T(h)$ を假定する. 此れより (5.4) 式によつて酸素, 窒素, 水素の各々に對して $\rho_e(h)$ を計算する. 斯くして導かれた理想的大氣より各高さに於ける MC^2 を計算する. 次に其れを (5.2) 式に代入して觀測材料 ($F(h)$) を用ひて, 逆に大氣密度 $\rho_0(h)$ を求める. 最後にそれを (5.5) 式に代入して $T'(h)$ を求める. $\rho_0(h), \rho_e(h)$ の曲線は h の低い所に於いてはほぼ一致する様に考へられた. 其の時若し高空に於いて此等二つの曲線が離れる場合には水素の量を加減して曲線の上下を一致せしめて後, $T'(h)$ が計算された. 此の計算は假定した $T(h)$ と求めた $T'(h)$ が一致する迄続けられる.

Staude 及び Vetchinkin は此等の計算の結果, 次の結論を得た.

大氣を理想氣體を考へると

1) 高空に於ける大氣ガスを水素のみと假定すると (水素の量は 70 km にて 50 %, 100 km にて 100%) 100 km 以上の大氣溫度は 50°K-40°K になる.

2) 又 60 km 迄は約 200°K 餘, 60 km-80 km に溫度の上昇があり 70 km にてほぼ 330°K になる.

3) 11 km 附近の水素の割合は Humphrey の表よりやゝ多くなる.

60 km-80 km に溫度の上昇があると云ふ事は Lindemann-Dobson の結果と一致する. 併し 100 km 以上の溫度が甚しく低いのは大氣の組成に原因する. 60 km 以下の大氣溫度は音波及びオゾン

の結論と一致しない. 併し Staude-Vetchinkin の與へた圖を見ると, 40 km 附近に於いて小さい山がある. 水素の割合を加減すると 40 km に於いて約 290°K の値が得られる. 従つて此の附近が

多少とも溫度の高くなる傾向があると云ふ事は興味深い事である。

尙 B. Fassenkoff⁽¹⁾は此れと別に、重力平衡を假定し、又 11 km-40 km の溫度を -57°C として上記とほぼ同様の方法により、大氣の溫度を導き、50 km-100 km にて少なくとも 0°C 以上可成りの高温が存在しなければならないと云ふ結果を得た。

§ 24. M. F. Link の研究

E. Link⁽²⁾は薄明中の天頂の明るさの變化より大氣密度を導いた。

先づ等温大氣にては大氣密度 ρ は

$$\rho = \rho_0 e^{-\beta h}$$

にて變化する。同時に Link は天頂の明るさ (b) の變化をあらはす式として

$$\frac{db}{dU} = \beta \sin U$$

を用いた。⁽³⁾此處に U は太陽の伏角である。

観測より b と U との曲線を畫く事が出来る。而して其の曲線の傾きは上式より $\beta \sin U$ に比例する。故に此れより β を U の函數として求める事が出来る。一方地球の幾何學的影の天頂大氣に投ずる高さ (h) と U との關係は

$$h = 1 - \cos U$$

なる式にて示される。故に ρ を高さの函數として表はす事が出来る。

Link は海拔 2300 米に於ける観測を用いた。求められた結果は 150 km 迄は Lindemann-Dobson の結果とよく一致して居る⁽⁴⁾即ち 150 km 附近に於いて $\rho = 10^{-8} \text{gr/cc}$ となる。従つて大氣の溫度も前の如く 300°K 以上になる。

一般に大氣の散亂光は大氣分子、原子、イオン、電子、凝結物、塵埃、地物等より來り、此れを一括して Rayleigh の式にてあらはす事は勿論出来ない。且高次の散亂光迄考へれば其の理論は甚だ複雑になる。荷電粒子の散亂光に對する役割は現在殆んど知られて居ない。若し此れ等が判然と解れば、皆既日食時に於いて甚だ有利に上層の大氣密度を導く事が出来ると思ふ。上記 Fassenkoff 等の研究はたゞ、一つの試みとして興味があるのみにて其の結果は他に比して、可なり精度が劣ると思はれる。

(1) Russ. Astr. Journ. 1 53 (1924)

(2) C. R. Acad. Paris 200 (1935)

(3) C. R. Acad. Paris 199 (1934)

(4) Link は其の結果を Lindemann-Dobson の曲線(本文第 9 圖)と比較した。Link の方が僅かに密度が大きい。

第六章 輕ガス

§ 25. 序 氣體論の示す所によれば分子の運動速度は其のガスの温度に關係し、温度が高くなると運動速度は速くなる。故に若し上層に於いて高温が存在し分子の速度が地球外脱出速度より大になれば、分子は空間に投出され、永久に地球には歸つて來ないであらう。一方、大氣が擴散平衡にあるものと考へれば、上空に於いては水素、ヘリウム等の輕ガスが多量に存在して居る事になる。併し今日迄極光、夜光の分光觀測より此れ等のガスの存在が平常、全く認められない。其れ故にかゝる原因によつて、上層に輕ガスの存在を否定するなれば、此れより大氣の温度の極小値を推定する事が出来る。此れに關しては、さきに J. H. Jeans が種々なる分子に對し、其れが適當の年數の間に地球外に脱出するに要する平均速度を計算した。Jeffreys, Helge-Petersen, Lindemann 等は此れに基いてヘリウムに對する研究を行ひ大氣の温度を推定した。

§ 26. Jeans⁽¹⁾ の理論

大氣が重力平衡にあるとすれば 800 km 附近の大氣分子の平均自由行程は約 10 米程度である。併し未だ此の程度では大氣分子相互の衝突は可なり頻繁に行はれて居る。更に高空に昇つて 3200 km に到れば分子の自由行程は約 10000 軒位になつてその衝突回數が甚だ稀になる。併しかゝる状態でも 1 立方糎の中には尙 300000 個の分子が存在する。

假地球を含んで半径 R なる球を考へる。球の中心は地球の中心と一致する。 $(R > a, a$ は地球の半径) 今此の球の表面より外に於いては分子の衝突は殆んどないと假定しやう。球の表面に於ける重力ポテンシアルは ga^2/R であつて、速度 c をもつて此の表面に到着する分子は $c^2 < 2ga^2/R$ 或は $c^2 > 2ga^2/R$ なるに従つて楕圓或は双曲線軌道を畫く。

$\sqrt{2ga^2/R}$ より大なる速度をもつて單位時間に此の表面の單位面積を横切つて外方に流れ去る分子の數は Maxwell の分布法則を假定すれば

$$\nu \left(\frac{hm}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \iiint e^{-hm(u^2+v^2+w^2)} w du dv dw \quad (6.1)$$

となる。 ν は其の表面に於ける分子密度、 u, v, w は夫々分速度、但し w は表面に垂直なる分速度を示す。又 $h = \frac{1}{2RT}$ (R はガス常數)、 m は分子の質量とする、積分は w の正なるあらゆる u, v, w の値に對して行はれる。

$$\text{且} \quad u^2 + v^2 + w^2 > \frac{2ga^2}{R}$$

(1) "The Dynamical Theory of Gases" p. 342 (1921)

なる関係がある。(6.1) 式によつて示される分子は双曲線軌道を畫いて居るので、球の外へ出た分子は衝突しないから永久に地球に歸つて來ない。(6.1) 式を積分する場合極座標を用ひ $c=\sqrt{2ga^2/R}$ より ∞ 迄積分すると

$$\frac{v}{2\sqrt{\pi h m}} e^{-h m \frac{2ga^2}{R}} \left(1 + h m \frac{2ga^2}{R}\right) \quad (6.2)$$

となる。今大氣をある高さ以上は等温と考へ、 v_0 を其の等温大氣の底の分子の密度とすると

$$v = v_0 e^{-h m a \left(\frac{R-a}{R}\right)}$$

なるにより (6.2) に代入すれば半径 R なる球の表面の單位面積を通り單位時間に外方に流れ出る分子の數として

$$\frac{v_0}{2\sqrt{\pi h m}} e^{-2h m a} \left(1 + h m \frac{2ga^2}{R}\right) \quad (6.3)$$

を得る。故に等温大氣の底に於いて其のガスの一層の厚さの層に等しい量が流れ去るに要する時間 t_0 は

$$t_0 = \frac{2\sqrt{\pi h m}}{1 + 2h m g a^2 / R} e^{2h m g a} \text{ 秒} \quad (6.4)$$

となる。等温大氣底を地上 10 km とすれば $a=6370$ km なる故、それは 6380 km となる。又 R の大きさは (6380+3200) km 以下であると考へられる。今 t_0 の概略値を求むるため $\frac{R}{a}=1$ とし $2h m = \frac{3}{C^2}$ とすると (6.4) は近似的に

$$t_0 = \frac{4.34}{C \left(1 + \frac{3ga}{C^2}\right)} e^{\frac{3ga}{C^2}} \text{ 秒} \quad (6.5)$$

となる。考へて居るガスの全量は等温大氣の底に於ける此のガスの密度で厚さ H を持つた層に等しいと考へられる。此の底に於ける此のガスの分壓は近似的に $v_0 m g H$ であり、又 $\frac{1}{3} v_0 m C^2$ と考へることが出来るから $H \Rightarrow \frac{1}{3} C^2 / g$ となる。故に其のガスの全量が (6.5) 式の割合で全部大氣外に流れ出る時間 t_1 は

$$t_1 = \frac{C^2}{3g} t_0 = \frac{145C}{g \left(1 + \frac{3ga}{C^2}\right)} e^{\frac{3ga}{C^2}} \text{ 秒} \quad (6.6)$$

となる。今 10 km に於ける等温大氣の温度を 220°K とすれば水素に對し $C=1.65 \times 10^5$ cm となる。更に $a=6.37 \times 10^8$ cm, $g=981$ を用ひて $t_1=2.8 \times 10^{24}$ 年となる。此れは天文學的に考へても甚だ長すぎる歲月である。

今等温大氣の温度を 550°K とすれば $t_1=10^7$ 年となる。此れは天文學的にも合理的の値である。

故に若し今より 10^7 年前より上層大氣の溫度が 500°K であつたとすれば今日では上層には水素ガスは全く存在しない事になる。

Jeans は地球及び其他の惑星或は衛星に對する m_i の種々なる値に對する C を與へ、又種々なるガスの種々なる溫度に對する C を與へて居る。此の表より他のガス或は他の惑星に對する値を任意に求める事が出来る。

§ 27. ヘリウムに関する研究

火成岩等の放射能を有する岩石は空中に α 粒子を送り出すので、大氣中に現存するヘリウム量と地球の過去の歴史に於いて大氣中に送り出されたヘリウム量とを比較する事によつて上層大氣の溫度を概略推定する事が出来る。併し現在迄如何程のヘリウムが此等岩石より生成されたかを的確に推定する事は困難である。此れに關し Lindemann⁽¹⁾は次の様に述べて居る。

地表面には約 1.4×10^{14} 個のヘリウム原子があり、成層圏の底には 3×10^{13} 個のそれが存在するので溫度には無關係に大氣中には一平方呎の柱の中に約 5×10^{20} mol のヘリウムがなければならぬ。若し地球が生成されてから 10^9 年間経過したとすれば現存する水成岩一瓦毎に 3.8×10^{10} 個のヘリウム原子を大氣中に送り出した事になる。⁽²⁾併し此處に於いて地球に含まれて居る水成岩の總量を求める事は困難である。併し其の概略値は海水中の Na より推定する事が出来る。即ち海水に含まれて居る Na の總量は 1.53×10^{23} gr である。若し此れが全部火成岩に歸因して居ると假定すれば、火成岩は 2.85% の Na を含んで居るから、少なくとも、 5.4×10^{23} gr の火成岩が洗ひ去られた事になる。實際に水成岩は約 35% の Na を含むから洗ひ去られた火成岩の全量は 8.3×10^{23} gr となる。一方地球の全表面積は $5.1 \times 10^{18} \text{cm}^2$ であるから上記の値を用ふれば地表一平方呎毎に 6×10^{21} 個のヘリウム原子が現在迄に大氣中に送り出されたことになる。然るに現在に於いては上記の通り 0.5×10^{21} 個のヘリウム原子が存在するのみであるから、残り 5.5×10^{21} は地球外に脱出したと考へられるのである。⁽³⁾

又 H. Jeffreys⁽⁴⁾は次の如く述べて居る。地表面にあるヘリウムの量は 25 萬分の一氣壓で其れは標準大氣にして 3.2 cm の厚さに相當する。一方放射能のある岩石は一瓦について一年間に 1.7×10^{-12} cm のヘリウムを作ると考へられるから、上記大氣中に現存するヘリウムは、厚さ 40 米の露出した此の岩石によつて 1.6×10^8 年間に完全に生成される事になる。併し、岩石中に含まれるヘリウムの大部分が火成岩より生成される所の水成岩に保たれて居るとすれば此の厚さは尙大きく

(1) Q. J. R. Met. Soc. 65 330 (1939)

(2) 火成岩は平均毎秒毎瓦につき 1.2 個の α 粒子を作ると考へる。

(3) He は他原子と化合しない。

(4) "The Earth" p. 313 (1929)

なるが併し、せいぜい其れは 100 米の厚さであらうと思はれる。地球の成生以來今日迄には 10^8 年以上の年月が経過した事は種々の方面より推定されるので、大氣中に送り出されたヘリウム量は現存せる量より多くなければならない。

何づれにせよ、其の推定は甚だ大雑把とは云へ、今日迄に大氣中に送り出されたヘリウム量の大部分は失はれて居る事になる。此の原因として、上層大氣の高温を考へれば、前記 Jeans の理論より、少なくとも 900°K 以上の高温が 10^9 年間續けばよい事になる。極光スペクトル中にヘリウムの線が観測されない事より上層大氣中にヘリウムが存在しないと考へれば此の高温説は好都合な説明を與へる。併し、上層に全くヘリウムが存在しないと断定するのは今日未だ早い様である。

第七章 電波傳播

§ 28. 序 無線通信の發明及び Kennelly-Heviside 層の發見以來四十數ヶ年の間に電波傳播の研究は驚くべき長足の進歩を遂げた。元來地球磁氣の日變化の理論より其の原因の主要部が上層大氣中に存在するであらう事は、既に Gauss によつて豫想せられた所であるが、無線科學の研究より、所謂電離層の存在が立證せられ、地球磁氣學に劃期的材料を提供すると同時に上層大氣の物理的研究に甚だ重大なる貢獻をしたのである。電波によつて研究される 100 km 以上の上空は、極光或は流星等によつても研究され得るけれども、目下の所は電波によるものが最も優れて居る様である。電波傳播に關する理論及び其の測定觀測に關しては既に夥しい研究文獻が山積して、此處に其等を逐一記載する事は到底不可能である。よつて後述の諸論の助けとするために、此處には基本的事項のみ二、三述べるに止める。

電波の觀測によつて測定せられる主なるものは大別して次の三つに分つ事が出来る。

- 1) 電波が電離層迄往復する時の、其の群速度の測定
- 2) 電波の空中に於ける吸収
- 3) 反射波の偏り

先づ (1) の測定よりは電離層の高さ及び其の層の最大電子密度が解かる。電離層の高さを知るためには、電波の傳播時間 (t) を知らなければならない。即ちある電波が發信所を出てから電離層で反射し再び地表面の受信所へ歸り來る時間を測定する。此の測定方法には a) 周波數變化の方法及び b) 振幅變化の方法の二種が用ひられる。a) は Appleton 及び Barnett⁽¹⁾ によつて提唱されたもので一名“干涉法”とも呼ばれる。此れは發振器の周波數を連續的に少しづつ (Δf づつ) 變化をして行くので、其れによつて地面波と空間波との干涉の極大數が測かられる。其れと、變化させた周波數の Δf との比は地面波と空間波との到着時間の差に等しいので直に t を求める事が出来る。b) の方法は Breit 及び Tuve⁽²⁾ によつて提唱されたもので一名“インパルス法”と呼ばれる。此れは電波を極く短時間 (10^{-4} 秒程度) だけ適當な間隔ををいて發信し、地面波と反射波との時間差を測定するものである。此の方法では多重反射が容易に認められ、又 t の時間的變化或は周波數の變化等を都合よく觀測する事も出来るから、一般に最も多く用ひられて居る。

傳播時間 t と光速 c との積 P' は所謂相當經路であつて

$$P' = c \int \frac{ds}{U} \quad (7.1)$$

(1) Nature, 115 333 (1925); Proc. Roy. Soc. (London) A. 109 621 (1925).

(2) Phys. Rev. 28 571 (1926).

にてあらはされる。\$U\$ は経路 \$ds\$ に沿つての電波の群速度である。電波が電離層に垂直に入射する場合には、電離層の相当高度 \$h'\$ は相当経路 \$P'\$ の半分になる。又電離層内の電波の通路の微少部分 \$ds\$ に於ける屈折率を \$\mu\$ とすると電波の通路の全長即ち所謂光學的経路 \$P\$ は

$$P = \int \mu ds \quad (7.2)$$

となる。\$P'\$ と \$P\$ との間には次の關係がある。

$$P' = P + f \frac{\partial P}{\partial f} \quad (7.3)$$

又 \$\mu=0\$ なる場合は電波が電離層へ鉛直に入射する場合の反射を決める條件式であるから、電波傳播の基本式より電子密度 \$N\$ の値を知る事が出来る。一般に電波は電離層によつて正常波と異常波とに分たれるものであるが正常波に對する \$N\$ は次式にて示される。

$$N = \frac{\pi m f^2}{e^2} = 1.24 \times 10^{-8} f^2 \quad (7.4)$$

此處に \$m\$ は電子の質量、\$e\$ はその荷電。異常波に對しては

$$N = 1.24 \times 10^{-8} (f^2 - f f_H) \quad (7.5)$$

となる。\$f_H = \frac{eH_0}{2\pi mc}\$ にて \$H_0\$ は考へて居る點の地球磁氣の大きさである。此の式は Darwin⁽¹⁾ の考へにより \$\frac{1}{3}\$ なる Lorentz の偏りの項が無視されて居る。此れは其の土地によつて差異があり例へば英國東南部に於いては \$1.32 \times 10^6\$ 回/sec 位である。⁽²⁾ 今周波散を漸次増加すれば或る一定の周波數以上に於いては正常波又は異常波が電離層を貫通して、もはや地上に歸つて來なくなる。通常此の極限の周波數を極限(貫通)周波數と呼んで居る。Appleton⁽³⁾ は此の極限周波數を測定し此れを上式に代入する事によつて電子密度 \$N\$ の最大數 \$N_{max}\$ を求めた。

次に (2) の場合即ち電波の空中に於ける吸收を測定する事は云ひ換へれば電離層の反射係數を測定する事である。反射係數とは電波が電離層には入る場合その入射波と反射波との強さを電離層のすぐ下の電離されて居ない空中で測つた時の値の比である。此の値を \$\rho\$ とし吸收係數を \$\kappa\$ とすれば

$$\log \rho = - \int \kappa ds \quad (7.6)$$

なる關係がある。反射係數の測定は Appleton⁽⁴⁾ によつて考へられた。即ち此れには多重反射の電

(1) Proc. Roy. Soc. (London), A. 146 17 (1934).

(2) (7.4) 式及び (7.5) 式の適用される範圍については Appleton が次の文獻に述べて居る。Proc. Roy. Soc. (London), A. 137 36 (1932); Proc. Phys. Soc. 45 675 (1933).

(3) Nature 127 197 (1931).

(4) J. Instn. elect. Engrs. 71 430, 645 (1932).

波の強さを用ひる。例へば二度反射して來た電波は電離層に二度到達した事を示すにより、電離層に鉛直に入射した場合は其の二次電波と一次電波との成分の比より測定出来る。實際の測定方法は Hollmann, F. W. G. White 等によつて考へられた。

正常波の周波數が電子廻轉周波數より大きい時には電波傳播の基本式より

$$\left. \begin{aligned} \mu^2 - \frac{c^2 \kappa^2}{p^2} &= 1 - \frac{p_0^2 p^2}{p^4 + p v^2} \\ 2\mu \frac{c \kappa}{p} &= \frac{p_0^2 p v}{p^4 + p^2 v^2} \end{aligned} \right\} \quad (7.7)$$

なる關係が得られる。 p は角振動數をあらはす。若し $\frac{c^2 \kappa^2}{p^2} \ll \mu^2$ と假定すれば

$$\kappa = \frac{v}{2c} \left(\frac{1 - \mu^2}{\mu} \right) \quad (7.8)$$

を得る。此れは κ と μ とに關する重要なる關係式である。但し v は大氣分子と電子との衝突回數を示す、又正常波に關し電波の摩擦による影響を無視すれば近似的に

$$\mu^2 = 1 - \frac{p_0^2}{p^2} \quad (7.9)$$

が得られる。又其の場合には

$$p' = \int \frac{ds}{\mu} \quad (7.10)$$

となる。此れより (3.8) 式は (7.2) 及び (7.10) を用ひて

$$\int \kappa ds = \frac{v}{2c} (P' - P) \quad (7.11)$$

となる。故に若し (7.6) 式を用ひ (7.3) 式を併せ考へれば電子と氣體分子との衝突回數 ν は

$$\nu = - \frac{2c}{f} \frac{\partial (f \log \rho)}{\partial P'} \quad (7.12)$$

となるのである。但し此の式が適用出来るのは P' と P が著しく違ふ様な経路に就いて ν が略々一樣な場合に於いてのみである。

次に (3) の場合即ち反射波の偏りの測定よりは其の高さに於ける地球磁場の強さが求められ、Appleton 其他の人々によつて種々なる方法が考案されたが、以下述べる所の上層大氣の溫度に關しては大なる役割を持たないので此處には省略する事となる。

尙電波傳播の理論に關しては Eccles⁽¹⁾ 及び Larmor⁽²⁾ が既に提唱した所のものがあるが、

(1) Proc. Roy. Soc. (London) A 87 79 (1912).

(2) Phil. Mag. 48 1025 (1924).

Breit,⁽¹⁾ Appleton⁽²⁾ 等は其れに地球磁場の考へを入れて此等を補正し、又 Appleton⁽³⁾ は電波の吸収をも考へて、一般的な傳播式を導いた。尙 Hartree⁽⁴⁾ は波動光學的立場より傳播を論じて居るが、其の結果は實際上 Appleton の幾何光學的の傳播の結果に大きい影響を持たない様である。

電離層の構造に關しては Appleton 其他によつて盛んに研究された。此處に一、一それを述べる事は出来ないが、其の中特に重要な性質について二、三記載しておく。此等電離層の研究に關し相當經路 P' と周波數 f との關係をあらはす曲線即ち所謂 $(P'f)$ 曲線は種々の結果を導き出すので甚だ重要なものである。

地上約 100 km 附近に所謂 E 層 (Kennelly-Heviside 層) が存在する。E 層は E_1 , E_2 層に分かれる。又地上 200-300 km 附近に F 層 (一名 Appleton 層) が存在する。F 層も F_1 , F_2 に分れる事がある。最近 E 層の下に C, D 層が発見された。C 層の高さは 6-15 km, D 層は 55 km 附近にある。又 F 層以上にも例へば 600 km 附近に反射層が存在するらしい事が Appleton⁽⁵⁾ によつて提唱された。又 1100-1800 km 附近にも電離層がある事が一、二の人によつて發表されたが未だ確かではない。 E_2 層の電子密度は E_1 層の約 1 倍半であり、 F_1 層は E_1 層の 2 倍、又 F_2 層は E_1 層の 3 倍半位である。

E_1 層の電子密度の變化は正午に最大である。又其の高さの變化は電子密度の變化とほぼ反對である。 E_1 , E_2 , F_1 層はほぼ相似的な年變化をなす。電子密度の最大は夏にある、又其の最少は冬にある。又其れ等の高さは夏に於いて最低、冬に於いて最大である。但し E_2 , F_1 層は夜間には E_1 , F_2 層と一緒に實際には觀測されない。此れに反し F_2 層の變化は著しく異狀を呈する。 F_2 層の高さは正午頃最大に達し、又冬季に於いて最大である。又其の電子密度も正午前及び夕方に最大になり、又春秋に於いて大きい。併し夜間に於ける値は 6, 7 月頃がむしろ最大となる。⁽⁶⁾ 尙此等の各層の特殊の時期に於ける變化例へば日蝕時、磁氣嵐の時、流星雨の時等に際する研究も數多の人々によつて行はれて居り、又太陽黒點或は月の潮汐作用等による特殊の研究もある。此等によつて見ると、E 層、 F_1 層は太陽の輻射によつて大いに支配されるが、 F_2 層のみは全く特異の存在である事が解かる。

電離層にはイオン及び電子が存在する。Appleton⁽⁷⁾ は F 層の反射に對し電子が其の主役割を

(1) Proc. Inst. Radio Engrs. N. Y. 15 709 (1927).

(2) Proc. Union Radio Sci. Int.: Washington (Oct. 1927).

(3) J. Instn. elect. Engrs. 71 642 (1932).

(4) Proc. Camb. Phil. Soc. 25 97 (1929); 27 143 (1931); Proc. Roy. Soc. (London) A. 131 428 (1931).

(5) Proc. Phys. Soc. 44 81 (1932).

(6) 此等の値は各地により多少異なる。尙年變化に關しては § 31 に於いて更に述べる。

(7) Proc. Roy. Soc. (London) A. 141 697 (1933).

演ずる事を示した。かくの如き電離現象は如何なる作用によつて生ずるか即ち電離層の成生原因については、太陽光線によると云ふ説が有力である。併し磁氣嵐等の場合には此の外 S. Chapman の所謂微粒子も考へられる。又 V. F. Hess, W. Kolhörster, R. A. Millikan 等の透過力の強力な宇宙線も作用するかも知れない。尙 Eddington の恒星の輻射もあり、又太陽の散亂光線による影響も考へに入れなければならぬであらう。併し電離層の成生の主原因としては太陽光線特に短波の光が上層大気中の酸素等の分子、原子を電離すると考へる S. Chapman の考へが最も妥當である。特に最近數ヶ年間に實驗によつて得られた結果の解釋は S. Chapman の太陽單色光による電離層の成生に關する理論に負ふ所が多い。此れは又本文に於いても後述の如く所々に引用される理論であるので、以下特に一節を設けて、それに関係のある部分のみを記載しておかう。

§ 29. S. Chapman の理論⁽¹⁾

高さ h に於ける大気密度 ρ は

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}$$

にて與へられるものとする。 H は均一大気の高さをあらはす。今高さ h に於いて鉛直と χ なる角をもつて入射する S なる強さの輻射が大気によつて吸収される割合を I とすれば ds なる厚さに對しては $I ds = -dS$ だけ吸収される。即ち $I = -\frac{dS}{ds}$ である。一方 A を吸収係數とすれば $I = A \rho S = A \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} S$ であるから

$$\frac{dS}{ds} = -A \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} S$$

地球を平面と考へれば、 χ は一定であるから、上式より

$$S = S_\infty e^{-A \rho_0 H \sec \chi e^{-\frac{h}{H}}} \quad (7.13)$$

を得る。 S_∞ は $h = \infty$ なる所の輻射の強さである。又 $\chi = 0$ なる時に I が最大となる高さ h_0 に於ける I を I_0 とすれば $\left(\frac{dI}{dh}\right)_{\chi=0} = 0$ なるにより

$$h_0 = H \log A \rho_0 H \quad \text{及び} \quad I_0 = \frac{S_\infty}{H \exp. 1}$$

となる。故に (7.13) を書き換へれば

$$I = I_0 e^{1-z-e^{-z} \sec \chi}$$

となる。此處に

$$z = \frac{h-h_0}{H}, \quad I_0 = \frac{S_\infty}{H \exp. 1}, \quad h_0 = H \log A \rho_0 H \quad \left. \vphantom{\frac{h-h_0}{H}} \right\} \quad (7.14)$$

扱て Chapman は單位體積中にイオンの生ずる割合 q は此の I に比例すると假定した。 I は

(1) Proc. Phys. Soc. 43 26 (1931); 43 483 (1931).

上述の如く高さ h 及び χ によつて變化するものであるから, q は h 及び χ の函數となる. 今 $\chi = 0$ のときの q の値を q_0 とすれば

$$q = q_0 \sec \chi \quad (7.15)$$

となる. 一方, 生じたイオンは電子と再結合して消滅するものと考へられるが, Chapman は其の再結合を大氣の總べての高さに於いて等しいと假定した. α を再結合係數, N を一立方厘米中に存在する正イオン又は電子の數とすると

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2 \quad (7.16)$$

となる. Chapman の結果よりは N の値を種々の高さ或は時間に對して示す種々の曲線が得られる. 今或る特定の時期即ち $\frac{dN}{dt} = 0$ を考へれば

$$q = \alpha N^2 \quad (7.17)$$

故に

$$N = \left(\frac{q}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{q_0}{\alpha} \cos \chi \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.18)$$

α を一定と考へれば

$$N \propto (\cos \chi)^{\frac{1}{2}} \quad (7.19)$$

又 (7.4) 式より

$$f_c \propto (\cos \chi)^{\frac{1}{4}} \quad (7.20)$$

を得る. f_c は極限周波數を示す.

又 $q_{\max}$ の層については (7.14) より

$$q_{\max} = \gamma S_{\infty} \frac{\cos \chi}{H \exp. 1} \quad (7.21)$$

となる. γ は單位量の輻射を吸収した場合に生ずるイオンの量である.

又イオン成生の極大層に於ける空氣密度は

$$\rho = \frac{\cos \chi}{AH} \quad (7.22)$$

にて與へられる.

上述の Chapman の理論は F_2 層に對しては適合しない. 此れは前にも述べた如く F_2 層の變化は直接太陽の輻射に關係しない事から想像する事が出来る. 以前には F_2 層の高さの變化が太陽の加熱によるものと考へられたが南半球の觀測より此れは否定された. F_2 層の成生に關しては今日未だ解らない.

扱て本章の目的たる電波傳播の觀測及び理論より如何にして上層大氣の溫度が決定されるかと云

ふ問題には入る。此れに關しては現在迄に大體次の如き三つの方面より研究された。

- 1) 電離層の厚さよりの推定
- 2) 電離度の季節變化よりの推定
- 3) 電離層の日變化よりの推定

以下順を追つて此れを述べる。

§ 30. 電離層の厚さよりの推定

J. Fuch⁽¹⁾ は電離層 F_1 及び F_2 の厚さより夫々の温度を推定し、又 E. A. W. Müller⁽²⁾ は E 層の厚さより其の最大温度を推定した。先づ J. Fuch の理論を下に略記する。

前節 S. Chapman の理論に於いて I の最大になる高さを h_m とすれば (7.14) 式は次の様に書ける。

$$\frac{I}{I_m} = e^{\left[1 + \frac{h_m - h}{H} - \sec \chi e^{\frac{h_m - h}{H}}\right]} \quad (7.23)$$

今 (7.17) 式が成立する様な場合を考へると上式は

$$\frac{N}{N_m} = e^{\frac{1 + \sec \chi e^{\frac{h_m - h}{H}}}{2}} \quad (7.24)$$

と書ける。但し、 $\frac{h_m - h}{H} = z$ とする。

又

$$H = \frac{\kappa T}{gm} = H_0 \frac{T}{273} \quad (7.25)$$

但し κ は Boltzmann の常數、 T は絶対温度、 g は重力加速度、 m は大氣の分子量、 H_0 は $T = 273^\circ \text{K}$ に對する H の値である。故に若し χ , $\frac{N}{N_m}$, $h_m - h$ を知るなれば (7.24) 式より z 或は H が解かり從つて m を知れば (7.25) より T が解かる。

扱て實際に觀測値を此等の式に入れる際に (7.24) 式中の h には電離層の眞の高さを用ひなければならぬ。併し觀測より得られる値は所謂相當高度であるから此れを眞の高さに直さなければならぬ。其のため、今電離層の下限界の高さを h_0 とし M をその下限界より眞の頂點迄の高さ、又 M' を相當頂點の高さとする

$$h = h_0 + M, \quad h' = h_0 + M'$$

となる。更に

$$h_m - h_0 = W$$

(1) Met. Zeits. 53 41 (1936).

(2) Zeit. f. Geophys. 11 Heft 3, 126 (1935).

と置くと, $\frac{M}{W}$ 及び $\frac{M'}{W}$ は $\frac{f}{f_c}$ の函数となる.

一方 K. Forsterling 及び H. Lassen⁽¹⁾ は此れに關し次の關係を見出した.

$$\frac{M}{W} = 1 - \sqrt{1 - \alpha^2} \quad (7.26)$$

$$\frac{M'}{W} = \frac{\alpha}{4} \ln \frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \quad (7.27)$$

此處に α は

$$\alpha^2 = f^2 \cdot \frac{\pi m}{e^2 N_m} \quad (7.28)$$

にて與へられる. (7.4) 式を参照すれば

$$\alpha = \frac{f}{f_c} \quad (7.29)$$

となる. 併し此の式は高さと電子密度との關係式として (7.24) と少々異なつた關係式を假定して求められたので (7.24) と同様の精度を持つために Fuch は次の如き補正を加へた.

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{f}{f_c} \sqrt{\frac{2}{1 + 2A - A^2}} \\ A &= \frac{M}{W}, \quad A' = \frac{M'}{W} \end{aligned} \right\} \quad (7.30)$$

但し

(7.26), (7.27), (7.30) によつて相當高度を眞の高さに直す事が出来る. 又 Fuch は電子密度と A とは $X=0$ なる場合に次の如くなる事を計算した.

$$\frac{N_m}{N} = A(1 + A - A^2) \quad (7.31)$$

而して此の式は

$$Z = 2.25(1 - A) \quad (7.32)$$

なる場合に (7.24) 式の代りに充分の精度をもつて使用出来ると述べて居る. 故に若し $X=0$, $A=0$ の時には此れより $Z=2.25$ となり W は

$$W = 2.25 \times H \quad (7.33)$$

となる. $Z=2.25$ なる高さは, 電離層の最大電子密度の層の下で實際上 $N=0$ となる高さをあらはすから h_0 と同一であると考へられる.

此等の理論に於いて注意すべきは Chapman の式 ((7.24) 式) は電子の再結合のみを考へ, 電子の附着作用を考へに入れてないと云ふことである. Fuch は實際此れを計算した結果, 附着作用を

(1) Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 42 158 (1933).

考へに入れれば、上式の計算より出された温度の $\frac{1}{4}$ だけ低い温度を示すと云つて居る。故に上の計算より出る温度は其の最上限のものと考へなければならない。

(7.24) 式は $\chi=0$ のときに $\sec \chi=1$ となつて簡単になるから成るべく赤道近くの観測を用ひる方が便利である。Fuch は Perú の Hauncayo に於いて 1934 年 2 月の正午に Berkner 及び Wells⁽¹⁾ によつてなされた観測を用ひ $\chi=0$ とおいた。観測より h', f, f_c の夫々の値が解るから (7.4) 式により N_m が解かり、又 $\frac{N}{N_m} = \left(\frac{f}{f_c}\right)^2$ が解かる。次に $\Delta M' = \Delta h'$ なるにより $\frac{M'}{W} = A'$ より

$$\frac{\Delta h'}{\Delta A'} = W \quad (7.34)$$

となり又 (7.33) より H が解かる。従つて T を求める事が出来る。但し此の際大気は酸素及び窒素の原子より構成されて居るとし、Fuch は m の値として其の平均値を用ひた。

かくして Fuch によつて得られた結果は次の如きものである

F ₁ 層			F ₂ 層	
	h' (km)	T (K°)	h' (km)	T (K°)
1934 年 2 月 14 日正午	182	373°	345	1670°
	192	308	360	1570
	200	782	380	1960
	221		400	1960
			420	
1934 年 2 月 28 日正午	180	435	385	1175
	190	460	400	980
	200	1040	420	1430
	220		440	1050
			460	

即ち F₁ 層は 190 km 位迄は約 400°K にて其れ以上は増加し、最大電子密度の附近にては約 1000°K になる。F₂ 層にては 350 km 位にては平均 1400°K, 420 km にては 1900°K に達する。

又 Müller⁽²⁾ は此れと略々同様の考へから E 層の温度を推定した。E 層の厚さに關し Rukop⁽³⁾ の観測結果は約 30 km と出て居るので Müller は此れと計算の結果と比較した。即ち P. N. Pederson⁽⁴⁾ によれば $\alpha = 2.24 \cdot 10^{-9} + 2.15 \cdot 10^{-11}$ (180°C にて) であるので $T = 218^\circ\text{K}$, 323°K , 400°K とすれば E 層の厚さは夫々 15 km, 22 km, 37 km となる。其れ故に E 層の温度は 370°K を超え

(1) Terr. Mag. 39 215 (1934).

(2) Zeits. f. Geophys. 11 Heft. 3: 126 (1935), 但し Müller は此の中に於いて、其の結果のみを述べ其の温度誘導式を殆んど與へてない。

(3) E. N. T. 10 54 (1933).

(4) Dan. Nat. Samf. 15 a), b), 1927).

る如き高温とは考へられないと云ふのである。もつとも此の中には S. Chapman の理論の様に電離作用を與へる光線を單色と假定し又大氣は完全に混合状態にあると云ふ假定がは入つて居る。故に此等の假定の精度に従つて E 層の溫度はもつと低くなり得る。更に此れ等の結果は α の値によつて左右される。E 層に於ける大氣密度に對して α が如何程になるかは正確に解らない。Chapman の理論よりはイオン密度が單位體積にて $1 \cdot 10^8$ 對程度になれば α は 10^{-12} 位になる。又 E 層の中に於ける各點に於いて α の値が異なる。此等の差異を考へれば E 層の溫度は確かに 370°K より小であると考へられる。尙此れに對し Appleton⁽¹⁾ が英國に於いて測定した E 層の厚さの最近の結果は Rukop の値より遙かに小であるので、其れを用ふれば E 層の溫度は約 100°K になる。而して Appleton は此れは果して E 層がかかる低温であるか、或は S. Chapman の理論が其のまゝでは E 層に適用出来ないのか、恐らく後者ではなからうかと云つて居る。

又此の理論は電離層附近の大氣の分子量を假定して居る。Fuch は窒素或は酸素分子と假定して居るが、若し此れをヘリウムとすれば F_1 層にて 160°K 、 F_2 層にて 300°K となる。⁽¹⁾

§ 31. 電離度の季節變化よりの推定

Appleton 及び Naismith⁽²⁾ は彼等自身の觀測を基として電離層の年變化より F_2 層の溫度を導いた。

彼等は 1933 年 12 月より 1934 年 11 月迄英國の南東部の Slough (緯度北 $51^\circ 29' .5$) に於いて正午に於ける E_1 , F_1 , F_2 層の極限貫通周波數の測定を行なつた。用ひられた方法は Breit 及び Tuve の方法である。

得られた結果は、 E_1 , F_1 層に對するものは顯著な年變化を示して居る。正常波の E_1 層に對する夏に於ける其の平均値は 8.3 Mc/sec 、又冬に於けるそれは 2.45 Mc/sec であつて即ち夏の方が多より値が高い。故に (7.4) 式を参照すれば夏の電離度は冬の電離度の 1.8 倍であることが解る。又 F_1 層に對するその値は 1.86 と出る。併し F_2 層に對する其の年變化は全く異なつた模様を示して居る。其處に於いては毎日の値が大いに異なるのみならず、夏に於いて反つて低く、3 月と 10 月に最大になつて居る。Appleton 及び Naismith は此の結果と Chapman の理論とを比較して E_1 , F_1 , F_2 層の溫度について論じた。

先づ E_1 及び F_1 層について述べる。Chapman の理論よりイオンの生ずる最大の割合は (7.21) 式によつて與へられ、又其處に於ける大氣密度は (7.22) 式によつて與へられる。今電離度が夏と冬とに於いて正午に最大であり、又イオンの消失は電子との再結合によるものとすれば (7.16) 式が成

(1) Q. J. R. Met. Soc. 62 Suppl. 23 (1936).

(2) Proc. Roy. Soc. (London) A. 150 685 (1935).

立し夏冬とも正午に於いては (7.17) 式即ち

$$q = \alpha N^2$$

が成立する. s, w をもつて夏及び冬の値を表はすものとすれば上式より

$$\frac{N_s}{N_w} = \sqrt{\frac{q_s \alpha_w}{q_w \alpha_s}} \quad (7.35)$$

になる. 又 (7.21), (7.25) より

$$\frac{q_s}{q_w} = \frac{\cos \chi_s}{\cos \chi_w} \cdot \frac{T_w}{T_s} = \frac{\sin(\theta + \delta)}{\sin(\theta - \delta)} \cdot \frac{T_w}{T_s} \quad (7.36)$$

を得. θ は観測地の餘緯度, δ は太陽の最大の赤緯をあらはす.

(7.35), (7.36) より

$$\frac{N_s}{N_w} = \sqrt{\frac{\sin(\theta + \delta)}{\sin(\theta - \delta)} \cdot \frac{\alpha_w}{\alpha_s} \cdot \frac{T_w}{T_s}} \quad (7.37)$$

を得る. 更に Milne⁽¹⁾ の理論より再結合係数 α と電子温度 τ とには次の関係がある.

$$\alpha \propto \tau^{-\frac{1}{2}}$$

故に (7.37) を書き換へると

$$\frac{N_s}{N_w} = \sqrt{\frac{\sin(\theta + \delta)}{\sin(\theta - \delta)} \cdot \frac{T_w}{T_s}} \cdot \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_w}} \quad (7.38)$$

となる.

上述の Chapman の理論は電子の中性分子への附着作用を考へて居ない. 併し電子が中性原子又は分子に附着して負荷電のイオンを作ると電波傳播に影響を與へる. 此れに関する Appleton-Naismith の考へは次の様である.

附着作用によつて自由電子が消失する割合は, 單位體積内の電子の數と中性原子或は分子の數に比例する. 又附着作用の割合は中性粒子と電子との衝突回數 ($\tau^{\frac{1}{2}}$) に比例する. 故に自由電子の附着作用による消失の割合は

$$\frac{dN}{dt} = \beta \rho N \tau^{\frac{1}{2}} \quad (7.39)$$

となる. β は常數, 併し Appleton 及び Naismith によれば此の際再結合の時の様に最大イオン成生層が最大電離の層と一致すると假定する事は出来ないといふのである. 即ち N が常定である正午に於いて若し (7.39) 式が成立し而して再結合を無視するならば, 電離度は高さと共に一様に増加し, 其の最大値は N が分子密度と同程度なる様な非常に高所に於いて達せられる. 併し實際は分子密度が電子密度より甚だ大きい高さに於いて電離度が最大になる. 故に附着作用をもつて電子

(1) Phil. Mag. 47 209 (1924); M. N. 85 750, 768 (1925).

消失の主過程となすことが出来ないと云ふのである。但し Appleton 及び Naismith は附着作用を再結合程大きくないと考へて、實際に附着作用の影響を計算すれば附着作用は前記年変化の割合を小さくするので、此れは大気密度が夏の方が冬より大きいと考へれば (7.39) 式より了解される事であると述べて居る。

扱 Slough に於いては (7.38) 式は

$$\frac{N_s}{N_{10}} = 1.8 \left(\frac{T_{10}}{T_s} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_s}{T_{10}} \right)^{\frac{1}{4}}$$

となる。故に再結合を自由電子消失の過程と考へ、分子及び電子の温度が夏冬とも其の最大電離度の層に於いて等しいならば、夏の正午の電離度は冬の正午の電離度の 1.8 倍にならねばならない。但し附着作用が考へられる時には此の値は減少する。下に E₁, F₁ 層に對し Slough に於ける計算と観測値を比較して載げる。(1)

電離層	観測値	計算値
E ₁	1.80	1.84
F ₁	1.86	1.84

何れも兩方の値は非常によく一致して居る。故に Appleton は E₁, F₁ に於いては再結合のみを考へれば充分であると云つて居る。又同時に E₁, F₁ 層に於いては其の分子密度及び電子温度の年

変化は此れを無視してよいか或は $T\tau^{-\frac{1}{2}}$ の年変化が無いかわれかであると考へなければならぬと述べて居る。

次に F₂ 層について述べる。前にも述べた様に F₂ 層の日変化或は年変化は E₁, F₁ 層とは全く異なつた模様を示す。此處では其等の層の様に正午或は夏に N が最大にならない。夏の正午に於ける値は冬のそれより反つて小さい。其の理由として先づ附着作用の影響が與へられる。併し E₁, F₁ 層に於いては上述の如く再結合のみによつて十分に説明される。故に電離度のより小さい E₁, F₁ 層に於いて附着作用が無視出来るならば、元より、より上空の分子密度の小さい F₂ 層においては當然無視出来ると考へられる。其れ故 Appleton 及び Naismith は此れを分子温度 (T) の變化に歸した。一方 F₂ 層は分子密度の稀薄なるため太陽輻射によつて甚しく加熱される事が考へられる。此れは分子を解離せしめ或は一般に電子にエネルギーを與へる結果となる。太陽の加熱は二つの影響が考へらる。第一に温度の上昇によつて大気は鉛直の方向に膨脹し従つた $N_{\max}$ の値が小さくなる。第二に温度の上昇によつて H の値が變り更に (7.22) 式によりイオン成生が最大である所の密度が小さくなり従つてイオンの成生が少なくなる。故に此等によつて夏期正午の F₂ 層の電離度の低い事が説明されると云ふのである。

(1) 原文獻には此れと共に米國に於ける値を載げて居るが此等二つの値は何れも大體よく合つて居る。

更に Appleton 及び Naismith によれば夏と冬とでは電子温度が不変であつて、分子温度のみ夏の方が冬より 3 或は 4 倍だけ大きいと假定すれば、 F_2 層の年變化の大きさの實測値が (7.33) 式より説明出來ると述べて居る。尙電子温度が變化すると云ふ假定は Appleton 及び Naismith の夜明けに於ける F_2 層の異常觀測を説明出來ないと云つて居る。

此等の理由をもつて Appleton 及び Naismith は最後に F_2 層の冬期正午の温度として Angenheister⁽¹⁾ による 300°K を取り、夏期正午に於ける其の値は少なくとも 1200°K に達しなければならぬと結論して居る。

上記 Appleton 及び Naismith の理論に對し D. F. Martyn 及び O. O. Pulley⁽²⁾ は概略次の様な意見を述べて居る。

先づ第一に Appleton 及び Naismith は F_2 層の温度變化を考へる際に電子温度 τ は變らないものと假定して居る。併し Townsend 等⁽³⁾ の研究によれば電子温度は分子温度に比例して變化する。そうすると $\frac{T_s}{T_w}$ は 10 に達する事になる。

次に Appleton 及び Naismith は電子の附着作用を考へるとイオン成生の最大の層が最大電離の層と一致しないと云つて居る。Martyn 及び Pulley は此れに對し次の様に述べて居る、即ち Appleton 及び Naismith の方法は均一大氣の場合にて其の密度が對數的に上方に向つて減少する際に適用される。併し電離層附近に酸素原子が可なりの濃度に集中して居ると考へられる理由があり且それは高さと共に變化する。尙電子の酸素に對する附着の確率は分子と原子とで異なる。其れ故に電子の附着率は高さと共に變化すべきである。今此れを概略數式によつて示すと次の様になる。先づ 1, 2, をもつて電子及び酸素原子に對する値を示すとすれば

$$\frac{dN_1}{dt} = I_1(\chi, z) - \gamma N_1 N_2 \tau^{\frac{1}{2}} \quad (7.40)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = I_2(\chi, z) - r N_2 \quad (7.41)^{(4)}$$

$$z = z_1(\chi) - a_1 H = z_2(\chi) - a_2 H \quad (7.42)$$

此處に r は酸素原子の再結合係數、 γ は其の附着係數。

一方 S. Chapman の理論よりイオン成生の割合の最大である所の高さは

(1) Terr. Mag. 37 43 (1932).

(2) Proc. Roy. Soc. (London) A. 154 455 (1936).

(3) "Motion of Elektrons in Gases". Oxford (1925).

(4) 此の式には負電荷酸素原子を分離して考へてないから嚴密なものではない。

$$\exp \left\{ \frac{z(\chi)}{H} \right\} = \alpha \rho_0 H \sec \chi \quad (7.43)$$

となるから, (7.14), (7.43) より上の N_1 に對して

$$N_1 = K \frac{r^{\frac{1}{2}} \cos^{\frac{1}{2}}(\chi) \exp(a_1 - \exp. a_1)}{T^{\frac{1}{2}} \tau^{\frac{1}{2}} \exp. (a_2 - \exp. a_2)} \quad (7.44)$$

を得る. 此れを高さにつき微分すれば最大電子密度は次式にて與へられる高さに於いて起る事になる.

$$\exp \frac{z'(\chi)}{H} = \left(2 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \exp \left\{ \frac{z'_1(\chi)}{H} \right\} \quad (7.45)$$

次に附着作用を考へた場合には (7.44) 式より直ちに

$$\frac{N_s}{N_w} = \sqrt{\frac{\sin(\theta + \delta)}{\sin(\theta - \delta)} \cdot \frac{T_w \cdot \tau_w \cdot r_s \cdot \gamma_w^2}{T_s \cdot \tau_s \cdot r_w \cdot \gamma_s^2}} \quad (7.46)$$

を得る. 一方 Appleton 及び Naismith によつて導かれた (7.38) 式に於いて, 若し電子温度と分子温度とが互に比例するとすると電離密度は $\frac{1}{T^4}$ で變化する. 故に冬と夏の電離度は

$$\frac{T_s}{T_w} = (1.84)^4 = 11$$

の時に等しくなる. Appleton 及び Naismith の導いた $\frac{T_s}{T_w} = 4$ と云ふ値は太陽輻射の考へからは到底説明出來ない程大きい. 併し電子の附着作用を考へた (7.46) 式では

$$\frac{T_s}{T_w} = 1.84$$

となる. かかる温度變化でも尙大きく過ぎる嫌ひはあるけれども r 及び γ が温度と共に變化する事を考へれば此の値は更に小さくなる.

尙 Appleton 及び Naismith は F_2 層の冬の値として Angenheister のものを採用して居るけれど, 此の値は別に確かな根據を有するものと思はれない.

§ 32. 電離層の日變化よりの推定.

1935 年 D. F. Martyn 及び O. O. Pulley⁽¹⁾ は濠洲 (緯度南 $33^\circ 25'$) に於いて Breit 及び Tuve のインパルス法を用ひて夜間に於ける E 層及び F 層の相等高度と其の電離度との同時觀測を行なつた. 此れは, さきに Martyn⁽²⁾ によつてなされた觀測の續きである. Martyn は F 層の觀測結果として其の層の高度は日出前 2-3 時間に最低に達し一日中の其の動きは約 60 km に達する事

(1) Proc. Roy. Soc. (London) A. 154 455 (1936).

(2) Proc. Phys. Soc. 47 340 (1935).

を見出したが, Martyn-Pulley の今回の観測は更に此れを確め, 且 E 層の高度変化は時に 90 km に達することを見出した. 相当高度と電離度の相関は F 層に於いて相当高度の上昇の時には電離度が低くなり, 又前者の下降する時は後者は大きくなる. 且相当高度の変化の激しい時は電離度の變化も激しいと云ふことである. 尚 E 層の高さは殆んど變化しないが電離度は夜間に於いて二度最大値に達する.

Martyn 及び Pulley は此の如き夜間の變化を説明するために大氣の收縮及び膨脹を考へた. E 層の高さには大した變化がないので大氣の此の運動は E 層より遙かに下迄行はれて居るとは考へられない. Martyn-Pulley は其の下限界を 80 km と考へ, 80 km-300 km の間に於ける此の運動について論じた. 今 F 層の観測より F 層附近の大氣の全體に對する夜間收縮を求めて見ると 25% となる. 又一方 F 層の電離度變化の此の割合は 22% になる. 此れは観測された總べての日の夜に於いて成立する關係であつて大氣の運動を立證するものと考へられる. 更に此の運動の原因として二つの事が考へられる. 其の一つは大氣が F 層の上の空氣の水平移動によつて壓縮されると考へる事, 第二は大氣が夜間冷却されると考へる事である. 併し第一の考へは明らかに不穩當であるので, 第二の考へを採用しなければならない.

上述の如き考へをもつて, Martyn 及び Pulley は F 層に於ける大氣の温度を次の如くにして導いた.

$$\text{重力平衡にある大氣を考へると} \quad \log_e \left(\frac{p}{p_0} \right) = \frac{T_0}{H_0} \int_z^{z_0} \frac{dz}{T} \quad (7.47)$$

が成立する. p は高さ z に於ける壓力, z は p_0 なる基準層上の高さ, H は均一大氣の高さで,

$$H_0 \text{ は} \quad H_0 = \frac{\kappa T_0}{\bar{M}g}$$

κ は Boltzman 常數, $\bar{M}$ は分子量, g は重力加速度. 故に T_0, H_0, Z_0 を既知のものとして p/p_0 が解れば, T を z の適宜の函數と假定する事によつて z に於ける T の値が得られる. 併し我々はいる上層に於ける氣壓については直接何物も知らない. 併し自由電子と大氣分子との衝突回數は電波傳播より測定され得る. 而して此の値は大氣の氣壓に比例するものである. Martyn-Pulley は此れに對し, E 層の衝突回數として Bailey-Martyn の値を採用し, 又 F 層のそれとして Farmer-Ratcliffe の値を採用した.⁽¹⁾

(1) 原文獻には Bailey-Martyn と同様 Martyn (Proc. Phys. Soc. 47 323 (1935)) の文獻を載せ, そこに於いても $\nu = 3 \times 10^5$ なる値を得て居る如く記載せるも下の如くそこに於いては $\nu = 1.1 \times 10^6$ なる値が得られて居る. 即ち, D. F. Martyn は E 層の吸收について考へ, E 層の高さに對する電離度指數函數 ($N \propto e^k$ の如き) として變化すると考へると, E 層の相等高度に對する觀測値をよく説明することが出来ることを示した. 故に Martyn は此の假定の下に E 層に於ける吸收値を論じ, その衝突回數 ν を求め 1.1×10^6 なる値を得た.

即ち Bailey 及び Martyn⁽¹⁾ は電波の相互作用の理論より E 層の電子の衝突回數 (ν) を求めた。さきに B. D. H. Tellegan⁽²⁾ はオランダの Eindhoven に於いて, Beromünster の放送 ($\lambda = 460$ m) に Luxembourg の放送 ($\lambda = 1190$ m) が重なつて聴取された事を發表したが, Bailey 及び Martyn は此れを電波の相互作用によるものと考へた。而して, ある電波が他の電波の上に重なつて聴える時に其の電波の Modulation の係数を理論的に導き, 此れより若し E 層の ν が 3.0×10^5 なる時には Tellegan の現象がよく説明し得ることを結論した。

又 F. T. Farmer 及び J. A. Ratcliffe⁽³⁾ は, T. L. Eckersley⁽⁴⁾ が反射して来るエコーの吸收係數と所謂 "Group Retardation" の比較より F₂ 層の ν を求めた事に刺激され, Eckersley と全く同様の方法で, ある特定の時間の間だけ F₂ 層の觀測をした。其の結果 F₂ 層の ν として 1.6×10^5 なる値を得た。⁽⁵⁾

扱て Martyn 及び Pulley によれば E 層の ν が 3×10^5 なる事は氣壓が 10^{-3} mm 水銀柱なることに相當する故, E 層と地上では氣壓は 10^6 違ふことになる云ふ。然るに E 層と F 層とでは ν は 2×10^5 だけ異なるから, 電離層にはいると氣壓の減少が甚だ緩慢になる。此の原因としては大氣の平均分子量が減少するか, 或は大氣の温度が 3 或は 4 倍増加したかの二つの場合が考へられる。併し極光の觀測より上層には水素又はヘリウムの存在が認められず, 200-300 km 附近には窒素分子, 酸素分子, 酸素原子及び水蒸氣が存在して居て其の平均分子量は略々窒素分子のそれに等しい事が解つて居る。従つて F 層の温度は 100 km 以下の温度より高くなければならぬ事になる。

今 100 km-250 km 間に於いて温度は一様に上昇すると假定する。即ち

$$T_F = T_E(1 + 150a) \quad (7.48)$$

E, F は夫々 E 層, F 層の値を示し, a は比例常數を示す。此れを (7.47) 式に入れて積分すると。

$$P_F = P_E(T_E/T_F)^{1/aH_E} \quad (7.49)$$

となる。更に

$$\frac{P_E}{P_F} = 10 \frac{\nu_E}{\nu_F} = 2000$$

(1) Phil. Mag. 18 369 (1934).

(2) Nature 131 840 (1933).

(3) Nature 135 585 (1935); Proc. Roy. Soc. (London) A. 151 370 (1935).

(4) Nature 135 435 (1935).

(5) 又 F. W. G. White 及び L. W. Brown (Proc. Roy. Soc. London, A. 153 639 (1935)) は Breit 及び Tuve の方法で F₁ 層の反射係數を測定し Appleton の式に基いて ν を求めた。其の結果は $\nu = 5 \times 10^5$ となつて居る。

と考へられるので

$$\left(\frac{T_E}{T_F}\right)^{1/\alpha H_E} = 2000$$

となる. 又 Vegard⁽¹⁾ 等の研究によれば E 層附近の溫度は約 300°K である. 従つて

$$H_E = H_0 \frac{\bar{M}_0 T_E}{\bar{M}_E T_0} = \frac{7.99 \times 14.4 \times 300}{14 \times 273} \text{ km} = 9.05 \text{ km}$$

となるから

$$T_F = 1200^\circ \text{K}$$

が得られる.

Martyn 及び Pully は此の高温を説明するために F 層附近にオゾンの存在を假定した. 而して晝間其のオゾンによつて吸収されるエネルギーの割合を夜間における熱の發散の平均の割合と等しいと置いて其の高温を保つに必要なオゾンの量を計算した. 其の結果, 單位體積に對する濃度として $1/10^4$ を得た. 此れは可なり大きい濃度であるけれども, かくの如き量のオゾンが F 層附近に存在し得ないとは云へないと彼等は云つて居る.

§33. 吟味.

電波は上層大氣特に E 層及び F 層附近の状態を知るに最も好都合なものである. 電波の傳播が研究される前には, かくの如き上空の研究は専ら極光及び流星によつてなされて居た. 併し此等は突然現はれる現象であるので研究上種々の不都合に遭遇する. 此の點電波は誠に都合よく, 隨時人意によつて種々なる條件の使者を送り得るものである. さきに Martyn-Pulley⁽²⁾ は E 層の電離度と地上の氣壓との甚だ密接なる關係を公にしたが, 此等は又夜光, オゾン, 地電流等についても最近研究せられつゝあり, 電離層附近の上層大氣の状態は種々の地球物理的研究に益々重要性を加へつゝある.

電離層の成生に關する S. Chapman の理論は, 電子消失の過程として附着作用を考へて居ない缺點がある. 上述の如く Martyn 及び Pulley は再給合を無視して附着作用のみを考へ, F 層の日變化に對する觀測を説明しようとした. F 層附近の酸素分子を假定し附着係數を適宜選べば自由電子は日没後僅かに 5 分間位にして全部消失する事になる. 此れは, 夜間に於いてほど定常に 10^5 個の電子が F 層に存在すると云ふ觀測の結果に合はない. 故に夜間に於いて尙電子を成生する何かの機構がなければならない. 此の機構として Martyn-Pulley は夜光を考へた. 即ち夜光の綠線

(1) Geofy. Pub. 9 No. 11 (1932); Rosseland: "Univ. Obs. Oslo. Pub. No. 7" (1933).

(2) Proc. Roy. Soc. (London) A. 154 455 (1936).

($\lambda 5577$) を發揮する過程の中に負酸素原子が一つの役割を演じ、それが中性酸素原子と結合する際に自由電子を成生すると云ふのである。かくの如き考へをもつて、夜光の觀測より推定される酸素原子の轉移度 ($\lambda 5577$ を發揮するための) と比較すれば可なり満足な結果を得る。併し現今夜光の發光高度は E 層附近にあると云ふ説もあるから Martyn-Pulley の此の考へは未だ充分でない。

一般に自由電子消失の過程が再結合によるか附着作用によるかと云ふ問題は未だ判然と解らない。Eckersley⁽¹⁾ は大西洋横斷無線通信の研究より再結合の法則が行はれて居ると結論し、再結合係數 $\alpha = 4.25 \times 10^{-11} \sim 9.5 \times 10^{-11}$ なる値を得た。又 Appleton は電波の鉛直入射の方法を用ひて $\alpha = 3.7 \times 10^{-10} \sim 6.0 \times 10^{-10}$ なる値を得た。此れは Eckersley の値の約十倍である。此の差異に關し Appleton⁽²⁾ は此れは恐らく時間及び場所によつて電波が通る路が異なるためであらうと云つて居る。 α は溫度によつて大なる影響を受ける。Chapman⁽³⁾ は理論的に電子と酸素原子との再結合に對して 400°K に於いて $\alpha = 3.2 \times 10^{-10}$ なる値を得たが此れは實驗値と大なる相異はない様である。§30 に述べた Müller の理論に於いて彼が用ひた Pedersen の α の値は、此等に比し少々大きすぎる。此れは Müller 自身も述べて居る如く彼の結果を不安定にする一つの原因である。再結合及び附着作用は電波の理論より上層大氣の状態を研究する上に一つの重要な役割を演ずる。最近負イオンの研究が漸次盛んにならんとする傾向があるので此等の方面も次第に明らかになるであらうと思はれる。

上層大氣が全體として内外に運動する事は考へられる事である。勿論此れは大氣溫度の高低による膨脹收縮もあらうが又潮汐作用も存在するであらう。併し此の大氣振動が大氣溫度變化に如何程支配されるかと云ふことは重要な事である。J. Bartels⁽⁴⁾ は地球磁氣の太陽日變化と太陰日變化の大きさの比較より上層大氣の運動を肯定し、更に F 層附近の溫度には 100° 以上の日變化が起り得ない事を結論した。

100 km-200 km 間の溫度は現在全く知られて居ない。Martyn-Pulley の假定した如く、其れが直線的に上昇するものや否やは疑問である。E 層と F 層の中間より、時には反射波の歸り來る事を考へれば、それは不規則なる曲線を畫くものと考へてよからう。併し F 層の溫度が E 層のそれより少なくとも高い事は確かと思ふ。併し此れは次章に述べる極光の觀測結果と合はない。此れは

(1) J. Instn. Elect. Engrs. 71 405 (1932).

(2) Proc. Phys. Soc. 45 673 (1933).

(3) Report on Progress in Physics II. (Physical Society, London) (1936).

(4) Proc. Roy. Soc. (London) A. 132 353 (1931).

(5) Zeits. f. Geophys. 12 363 (1936).

今日、上層大氣に關する一つの問題である。此れに關しては再び後述する筈である。

要之、電波によつて上記三つの異なつた考へより E 層、F 層の温度が推定されたけれども、その中最も有力な理論は Martyn-Pulley のものである。將來此れが如何に變るかは豫測出來ないけれども、上層大氣の研究の將來は、電波によつて益々發展するであらう。

第八章 極 光

§ 34. 序 極光の現はれる高さに関しては Norway に於いては C. Störmer,⁽¹⁾ Canada に於いては T. Alty 及び F. J. Wilson,⁽²⁾ B. W. Currie,⁽³⁾ J. C. Lennan, H. S. Wynne-Edwards 及び H. J. C. Iredon⁽⁴⁾等の研究がある。此等によれば極光は地上 100 km 附近に最も頻繁に現はれ、其の底部の最底は約 80 km である。併し稀には 1000 km を超える事もあり、又 80 km 以下の所に観測された事もある。⁽⁵⁾大氣の上層が未だ太陽光線を受けて居る時にも、其處に極光が見える。併し此の極光は太陽光線を受けて居ない部分に現はれる極光の様に緑がかつて居ない。分光器で調べても此の二つの間に判然と差異がある。

極光が如何なる機構によつて現はれるかと云ふ事は先づ最初 Goldstein 及び Birkland⁽⁶⁾によつて假説が立てられた。其れによれば極光は太陽より發射される荷電粒子が地球に到達し其れが地球の磁力線に沿つて運動して惹起されるものである。Birkland は磁化した球に陰極線を發射し實驗的に此の説を支持した。C. Störmer⁽¹⁾は理論的に荷電粒子の地球磁場内に於ける運動を研究した。此等の説は多くの観測事實を説明して好都合であるけれども Schuster によつて指摘された如く、荷電粒子の流れは太陽より地球迄來る間に互に電氣的反撥力を受け四散して終ふであらうと考へられる。此れに對して S. Chapman 及び V. C. Ferraro⁽⁷⁾はイオン及び電子の混合した全體として電氣的に中性な粒子線を考へた。此れは同時に E. A. Milne⁽⁸⁾の輻射平衡論より來る Ca⁺ の太陽脫出速度と結びつけられて其の粒子の速度は 1600 km/sec と考へられた。併し此の説にも難點がある。例へば其の様な速度をもつた粒子の地球大氣に對する透過率について、或は又磁氣嵐の周期性及び繼續時間について、尙一つの假定を設ける必要がある。此等の粒子説に對して E. O. Hulbert 及び H. B. Maris⁽⁹⁾は莖外線説を提唱した。即ち太陽の局部的爆發によつて、強力な莖外線が地球に到達し、上層に於ける大氣分子が電離される結果、其等分子は地球磁場の影響で兩極に近づき、

(1) Arch. Sc. Phys. et Nat. 5 113, 221, 317 (1917) Erg. d. Kos Phys. I. 1-86 Leipzig (1931)

(2) Nature 133 687 (1934)

(3) Terr. Mag. 39 293 (1934)

(4) Can. Journ. of Res. 5 2:5 (1931)

(5) Alty 及び Wilson は 59 km に於ける極光を觀測した。尙稀に地表面近く迄見える事があるがそれは一種の幻影であらうと云はれて居る。

(6) Norwegian Aurora Polaris Expedition. Sect. 1 (1908) Sect. 2 (1913)

(7) M. N. Roy. Astr. Soc. 89 470 (1929); Terr. Mag. 36 77, 171 (1931); 37 431 (1932); 38 79 (1933)

(8) M. N. Roy. Astr. Soc. 86 459 (1926)

(9) Phys. Rev. 33 412 (1929)

そこで放電すると云ふのである。併し Chapman⁽¹⁾によれば此説は極光の高さ及び磁氣嵐の模様等を説明するのに尙困難がある。

上述の如く極光の現はれる機構に関しては現在未だ満足すべき説がない様である。併し太陽より来る何等かの輻射によつて地球の上層大氣の分子或は原子が煽昂され或は電離されて兩極に於いて發光するために極光が現はれる事は確かであらう。其れ故に、極光を分光的に研究すれば、極光の現はれる高さに於ける大氣の狀態が解り従つて大氣の溫度も解かる事になる。

極光の分光學的研究は Ångström によつて既に數十年前より初められて居たが、其後 Rayleigh, Vegard, Mc. Lennan, Kaplan 其等多くの人々によつて漸次其の正體が明らかにされて來た。現在極光のスペクトル中には數十本の輝線或は輝帯が知られて居るが、此等の大部分は窒素及び酸素へ同定されて居る。唯不思議な事には水素及びヘリウム等の輕ガスのスペクトル線が存在しない事である⁽²⁾。併し此れによつて上層大氣中に此等輕ガスが全く存在しないと考へるのは未だ早計である。極光のスペクトルより上層大氣の溫度を導くために用ひられる輝線(又は帯)は此等の中、比較的強度の強いものである。即ち中性酸素原子に對する綠線(λ 5577, $^1S_0 - ^1D_2$)及び赤線(λ 6300, $^1D_2 - ^3P_2$)或は窒素分子(N_2^+)に對する First Negative Band ($(N^4S + N^3P) \rightarrow (N^2D + N^3P)$)の如きものである。此等は極光スペクトル中に最も強く輝いて現はれるものであつて、其の觀測が他に比して容易なるためである。極光スペクトルより上層大氣の溫度を導いたものに Vegard, Rosseland, Babcock 等があり、又 Angenheister は太陽に照らされて居る部分に現はれる極光とそうでない部分に現はれる極光との高さの差異より其の溫度を推定した。

§ 35. L. Vegard の理論

L. Vegard は 1921 年以來極光のスペクトル線より極光區域の溫度を導く事に努めた。彼は極光のスペクトルと實驗室に於いて得られるスペクトルとの比較をして此の目的に進んだ。其の第一報は 1923 年に發表された。⁽³⁾更に實驗室の研究を J. Aarts と共同し、極光と比較すべきスペクトルの、より完全なものを得た。⁽⁴⁾かくして彼等は N_2^+ の Negative Band の強度分布及び最大強度の位置より次の如くして溫度を求めた。⁽⁵⁾

用ひられたスペクトル帯は λ 4278 にある N_2^+ の First Negative Band の Rotational Series

(1) M. N. Roy. Astr. Soc. Geophys. Suppl., 2 296 (1930)

(2) 最近 L. Vegard は磁氣嵐の際に極光のスペクトル中に水素の線が現はれた事を報じて居る。Nature 144 1089 (1939)

(3) Phil. Mag. 46 577 (1923); Zeits. Physik 16 567 (1923)

(4) Ann. Physik 1 216 (1929)

(5) Terr. Mag. 37 389 (1932)

である。分子スペクトルに関する量子論によつて帯の R -枝の強度分布は次の式にて與へられる⁽¹⁾

$$I = c j e^{-K(j+\frac{1}{2})^2} \quad (8.1a)$$

$$K = h^2 / 8\pi^2 J k T \quad (8.2)$$

此處に c は常數, j は其の電子の高き準位に於ける廻轉量子數, h は Planck の常數, J は N_2^+ の高準位に於ける慣性能率, k は Boltzman 常數, T は絶對温度である。(8.1a) 式を書き換へて

$$\ln(I/j) = c' \left[-K \left(j + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \quad (8.1b)$$

以下 Fassbender の研究を用ひるため j の代りに m とする。但し $m = \left(j + \frac{1}{2} \right)$ (8.1a) を書き換へて

$$I = c \left(m - \frac{1}{2} \right) e^{-K m^2} \quad (8.1c)$$

極光のスペクトルに於いては R -枝は連続帯の形をして居るから, (8.1) 式の j (又は m) は連続的に變はる量と考へ, R -枝中の強度分布は j の函數として變ると考へる。次に $\ln(I/i)$ と $\left(j + \frac{1}{2} \right)^2$ との關係を圖に畫けば直線を得る。而して其の直線の傾斜度より K が解かり從つて T が解かるのである。

尙 R -枝中の最大強度の所より T を決める事が出来る。即 (8.1c) を m に関して微分して最大の條件を求めると

$$T = (h^2 / 8\pi k J) (2m_1^2 - m_1) = 2.96 (m_1^2 - m_1) \quad (8.3)$$

此處に m_1 は最大強度に對應する m の値である。

又 R -枝中の與へられた點の量子數を見出すためには, 其の位置を P -枝の頭より測つたものを用ひる。其の量を $\Delta\lambda_R$ とし, P 枝の頭の波長を λ_P とすると, 與へられたる點の波長 λ_R は

$$\lambda_R = \lambda_P - \Delta\lambda_R \quad (8.4)$$

となる。Fassbender は λ と m との關係を與へて居るので此れより與へられたる λ に對する m を求める事が出来る。而して R -枝中の強度分布を λ の函數として I 及び j (或は m) のそれに對應した値を得。それから $\ln(I/j)$ と $\left(j + \frac{1}{2} \right)^2$ の圖を畫く事が出来る。同時に最大強度に對する m_1 を用ひて (8.3) 式より温度を求める事が出来る。(8.3) 式より求められた T は實驗室内の既知の温度の光源より得られたスペクトル線と比較して補正を施す事が出来る。

極光のスペクトルとして Vegard は適當な 6 枚の乾板を撰んだ。此等は $\lambda 4278$ にて 27 Å/mm である。又實驗室内のスペクトルとして J. Aarts の結果を用ひた。此等の實驗に於いては $\lambda 4278$

(1) 例へば Hand. d. Astrophys. III 436

にて $34 \text{ \AA/mm}$ である。極光のスペクトルと比較するためには室温と液体空気の温度に於いて撮影されたスペクトルが用ひられた。最大強度の点より導かれた T は室温に對して 238°K 、液体空気に對して 40°K 、極光に對して 195°K である。

併し此れ等は低くすぎる。なんとなれば當時の室温は 291°K 、液体空気の温度は 85°K であるからである。故に簡単な挿入法により極光の T に 51° を加へ、結果として 246°K を得る。又此の挿入法として次の方法も用ひられた。即ち (8.3) 式に於いて $T=291^\circ\text{K}$ とし、その最大強度の波長を求め、此れとスペクトルより得られる波長とを比較して極光スペクトルに於ける最大強度の波長を補正するのである。かくして求められた極光区域の温度は 242°K となる。又 R -枝中の強度分布より求められたその T は 240°K である。此等の平均として極光区域に於ける温度は 242°K (-31°C) となる。

R -枝中の強度分布より T を求める際には実験室内のスペクトルと比較する必要はない。此等の二方法によつて求められた温度は互によく一致する事は注目すべきである。但し此處に求められた温度は數度の誤差があると云ふ。又極光スペクトルは數週或は數ヶ月間撮影が續けられたものであるので極光の高さの統計的研究⁽¹⁾より Vegard は此の高さを 100 km – 125 km と見積つて居る。

尙 Vegard は J. Aarts の研究よりガスの一定の温度に於いてはスペクトルの模様は、ガスの壓力及び陰極線の速度に無關係であると云つて居る。

次に L. Vegard⁽²⁾は Appleton, Martyn⁽³⁾等によつて提唱された F 層附近の高温を極光スペクトルの観測より吟味した。さきに Vegard 及び L. Harang⁽⁴⁾は極光の緑線を用ひ、その干渉縞によつて温度を推定する可能性を論じ、それによつては絶對的の値を求める事は困難であるが、相對的の温度差なら求め得る事を示した。一般にガス分子の運動は其のガスの温度に支配される。温度が高くなれば、ガス分子の運動は大きくなり従つて Doppler 効果が顯著になつてスペクトル線は幅廣になり擴散して來る。Appleton, Martyn 等によつて提唱された如く若し 100 km にて 300°K 250 km にて 1000°K 以上の温度が存在するならば 100 km に於ける干渉縞と 200 km のそれとの間に縞の太さに可成りの相違があるわけである。L. Vegard はかくの如き考へをもつて Fabry-Perot の Etalon を用ひて極光を撮影した。撮影は二方法で行はれた。即ち其の一つは器械を初め極光の下部に向け次に上部に向け、此の二枚の像を互に比較する事である。又他の一方法は極光の

(1) L. Vegard and O. Krongress: Geophys. Pub. 1 No. 1. (1920)

(2) Phil. Mag. 24 588 (1937)

(3) § 32 参照

(4) Geophys. Pub. 11 No. 1 (1934)

同じ部分より来る總べての光線は乾板上の一點に集合する様にする。若し極光が觀測點より相當遠方にあるならば、其の下部は地平線に近く来る。此の際乾板上に於いては縞の一方が極光の下部より来る光に對應し、他方が上部より来る光に對應する様にする事が出来る。かくして一組の干涉縞の像をもつて極光の各高さに於ける溫度を調べる事が出来るといふのである。

此の様な方法をもつて 1936 年 10 月 16—17 日に Oslo に於いて觀測が行はれた。用ひられたスペクトル線は $\lambda 6300$ である。尙同年の 5 月 4—5 日には $\lambda 5577$ を用ひて觀測された。觀測に際し適當なフィルターが併用された。此等の結果は注意して測定されたが、其の結論として Vegard は次の様に述べて居る。

100 km 及び 200 km に於ける干涉縞の幅には互に相違を認める事が出来なかつた。故に其れらの高さに於ける溫度は干涉縞に影響する程大きくないので、200 km に於ける大氣溫度も 100 km のものとほぼ同様のものであらう。従つて Appleton 及び Naismith 或は Martyn 及び Pulley によつて提唱されたる如き溫度の上昇を示す何等の指示を得る事が出来なかつた。

一方 S. Rosseland⁽¹⁾は L. Vegard と同じく窒素の Negative Band を用ひて、極光區域の溫度を求め、347°K を得、且 Vegard の結果を補正した。

§ 36. G. Angenheister⁽²⁾の理論

G. Angenheister は太陽に照らされた部分に現はれる極光と、そうでない極光との高さの相違より上層大氣の溫度を推定した。

先づ極光は微粒子の飛來によつて起るものと考へる。C. Störmer の 1920 年 3 月 22—23 日及び 1929 年 3 月 15—16 日に於ける觀測によれば日照部分に現はれた極光と夜の部分に現はれた極光との高さの差異は下の如くである。

	夜の部分に於ける極光		日照部分に於ける極光	
	1920 年 3 月 22-23 日	1929 年 3 月 15-16 日	1920 年 3 月 22-23 日	1929 年 3 月 15-16 日
下端の高さ	100 km	100 km	250 km	00 km
上端の高さ	400	300	700	550

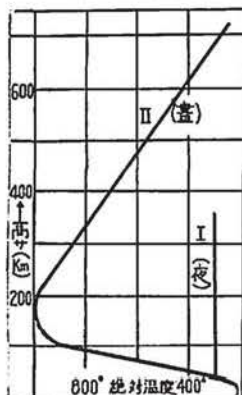
大氣の電離層は無線の觀測より知られる如く晝と夜とで高さが變る。此れは大氣分子の分布狀態が變化するためであつて、大氣の溫度が變ると考へるのが最も合理的である。而して大氣の日照部分に於いては飛來する微粒子は高さ 200 km 迄で完全に大氣に吸収されて終ひ、又夜の部分では

(1) Unib. Obs. Oslo. Publ. Nr. 7 (1933); Rossland and G. Steensholt: Norske Vid-Ak. Avh. I. No. 5 (1933)

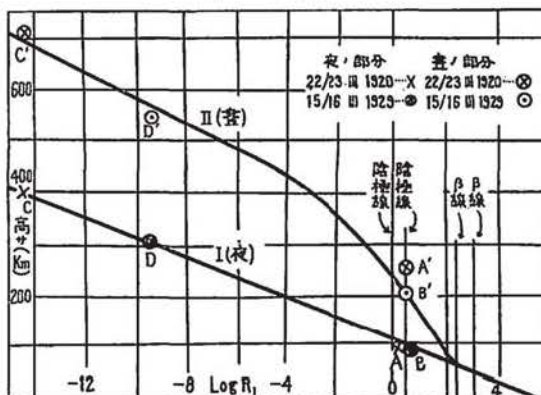
(2) Terr. Mag. 37 431 (1932)

100 km 迄で吸収されて終はねばならない。一方飛來する微粒子が大氣中へ侵入する高さは其の微粒子の性質及び此の高さ迄に存在する大氣の質量に關係する。故に微粒子が一定の時にはたゞ大氣の性質のみに關係する。従つて日照部分に於ける 200 km 迄の高さの大氣の質量は夜の部分の 100 km 迄のそれと同じであると考へられる。同様に前者の 700-500 km は後者の 400-300 km に對應する。

第 11 圖



第 12 圖



扱て先づ夜の部分の大氣について考へる。今其の温度の垂直分布を第 11 圖の如く假定する。即ち 0-10 km はポリトロプ大氣⁽¹⁾ ($\Delta T/\Delta h = -0.6^\circ/100 \text{ m}$, $T_0 = 283^\circ \text{K}$); 10-35 km は等温 ($T_{10-35} = 223^\circ$); 35-43 km はポリトロプ大氣 ($\Delta T/\Delta h = +1^\circ/100 \text{ km}$, $T_{35} = 223^\circ$, $T_{43} = 303^\circ$), 43-400 km は等温 ($T_{43-400} = 303^\circ$), 且大氣の組成は各高さに於いて變らないとする。此の假定より各高さに於ける氣壓を標準大氣の厚さ (cm) にてあらはし其れを P_n とする。 $\log P_n$ と高さとの關係を畫けば第 12 圖の曲線 I になる。一方飛來する粒子を電子, β 線, α 線と考へ實驗室に於いて知られて居る各線の透過率を用ひて, 其れ等が透過する標準大氣の厚さ P_n を求める。此等の値を各微粒子につき夫々第 12 圖に書き入れると圖の縦線の如きものとなる。此等の線と曲線 I との交點は電子, β 線, α 線がそれぞれ上層大氣中に如何なる高さ迄侵入するかと云ふ事を示す。即ち電子は大體 100 km の高さ迄侵入する事になり最もよく觀測事實と一致する。⁽²⁾ 尙上記の Störmer の觀測によつて極光の下端及び上端の高さを曲線 I の上に書き示す(圖に於ける A, B, C, D)。

次に日照部分に於ける大氣を考へる。今其の温度の垂直分布を第 11 圖曲線 II の如くする。即

(1) ポリトロプ大氣に於いては $P_1/P_2 = (T_2/T_1)^{1/(1-n)}$ } p_1, p_2 は夫々高さ h_1, h_2 に於ける壓力, T_1, T_2 は
 $n = 1/(1 + B(\Delta T/\Delta h))$, $h_2 - h_1 = (T_2 - T_1)/B(\Delta T/\Delta h)$ } そこに於ける絶対温度。
 又等温大氣では $\log \text{nat}(p_1/p_2) = (h_2 - h_1)/BT_1$

(2) §34 參照。

ち 0-35 km は曲線 I と同様、35-113 km はポリトロップ大氣 ($\Delta T/\Delta h = +1^\circ/100 \text{ m}$, $T_{35} = 223^\circ\text{K}$, $T_{113} = 1000^\circ\text{K}$), 113-200 km は等溫 ($T_{113-200} = 1000^\circ\text{K}$), 200-700 km はポリトロップ大氣 ($\Delta T/\Delta h = -0.14/100 \text{ m}$; $T_{200} = 1000^\circ\text{K}$, $T_{700} = 300^\circ\text{K}$), 又前と同様大氣の組成は各高さによつて變らないとする。此れに對する P_n と高さとの關係を畫けば第 12 圖曲線 II となる。同時に上記 Störmer の觀測より, A, B, C, D に對應する點 A', B', C', D' を圖中に畫けば其れ等の點は曲線 II に可なり近い所に畫かれる。

此の事實より解かる如く若し極光の上端及び下端に於いて, 其の高さ以上の大氣の質量が日照時とそうでない時とで全く等しいと考へるならば 100-200 km の大氣の溫度は夜より晝にかけて 300° より 1000°K 迄昇らねばならない。

尙 Argenheister は此の高温をオゾンの存在によつて説明しようとし, 又かゝる急激なる溫度變化は上層大氣が稀薄なるために許されるべきだらうと云つて居る。⁽¹⁾

§ 37. H. D. Babcock の研究²

Babcock は Fabry-Perot Etalon を用ひて夜光中の輝線 $\lambda 5577$ の波長を測定した。數個の違つた Etalon を用ひて其の波長が決定された結果 $5577.350 \pm 0.005 \text{ \AA}$ なる値を得た。而して其の線は鮮明であつて二重線其他の複雑性は認められなかつた。又線の幅は $0.035 \text{ \AA}$ 以下であると結論された。Babcock は此の値を用ひ, 次の如くつけ加へて居る。

Fabry 及び Perot⁽³⁾ は, さきに燭昂の適當な状態に於いては線の幅は氣體論によつて其の輻射の中心の運動による Doppler 效果として測られる事を實驗的に吟味した。其の式は

$$\Delta = 0.82 \times 10^{-6} \times \sqrt{\frac{T}{M}}$$

Δ は線の幅 (但波長にて示す)。 T は絶對溫度, M は分子量。

故に Δ に對して上記の觀測値を用ひ, M に中性酸素原子の値を代入すると上式より $T = 900^\circ\text{K}$ となる。但し Babcock は $\lambda 5577$ を發揮する層の高さについては何等述べて居ない。

§ 38. 吟味.

L. Vegard の結果が電波より導かれるものと甚だしく異なつて居るのは上層大氣に關する一つの問題である。スペクトル帯の強度分布とガスの溫度との關係は古來多くの人々によつて研究され

(1) Gowan は上層大氣の日没後の冷却率は一時間約 2° 位だらうと云つて居る。併しそれは 40 km 以上の大氣の全量が, 同様の方法によつて冷却されると假定した場合であつて, 極く上層に於いては大氣が稀薄になるので冷却 (或は加熱) の速度も速くなるであらうと Argenheister は云つて居る。

(2) Ap. J. 57 209 (1923); Contr. from Mt. Wilson Obs. No. 259

(3) Journ. de Phys. (5 series) 2 442 (1912)

た. R. T. Birge⁽¹⁾ は CN 帯に關する彼の研究より此の方法を太陽に應用し反彩層の溫度を求めた. 又 Orustein⁽²⁾ 等は此の方法で電弧の溫度を求めた. 併し此等に於いて實驗室に於いて得られた結果を其のまゝ觀測と比較するのは往々危険な場合がある.

L. Vegard によつて用ひられた強度分布の式 (8.1a 式) は一般に分子の燐昂が熱作用によつて行はれて居る場合にのみ精確に I と T との關係をあらはす. 併し他の方法によつて分子が燐昂される場合には必ずしも其れはガスの溫度を與へない.⁽³⁾ 又其れが純粹なガスか或は混合ガスかによつて導かれる溫度には相違がある. 例へば O. S. Duffendack, R. W. Revans 及び A. S. Roy⁽³⁾ は N_2 の中に He を混じて其の Rotational Negative Band の強度分布より溫度を實驗的に求めた結果, 溫度は He の混合率に比例して變ることを見出した. 即ち N_2 中に He の量が多くなれば求められる溫度は甚だ低溫になる. 此の事は L. Vegard の結果が電波より低溫を示す一つの原因であるとも考へられる. 併し上層大氣の組成が未だ解決されない今日では實驗室内で此れに對する補修値を求める事は困難であらう.

Angenheister の理論は溫度による大氣の伸縮を考へて可成り合理的と思はれるが, 100 km に於ける溫度を 300°K と假定した事には確かな根據があるわけではないらしい. 又夜間及び晝間に於ける其の大氣の模型に對しても同様である. 又飛來する粒子の性質が未だ解らない今日では此れを其のまゝ受け入れる事は出来ない.

夜光の發光高度は現在解つて居ない 中には, 100 km 餘りと云ふ説もあるが⁽⁴⁾, 若しそうならば Babcock の値は高溫すぎる. 又 Babcock の値は其の性質上, 夜光層の最上限の溫度を示すものと考へられる.

極光の分光觀測は古くより初められ, 其れによつて幾多の貴重なる貢獻が上層大氣の問題にもたらされたけれど電波の出現以來, 少なくとも溫度に關しては, それに比して少し劣る様に思はれる. 併し觀測の方法の改良と分光學の進歩とによつて, 將來に於いて尙依然として重要な位置を占める事は疑ひない事である.

(1) Ap. J. 55 273 (1922) 又最近 L. Blitzer も同様の研究をして居る (Ap. J. 61 421 (1940))

(2) Zeits. f. Phys. 49 315 (1928); Proc. Amst. Acad. 33 44 (1630)

(3) Phys. Rev. 45 807 (1934)

(4) 併し最近 N. E. Bradbury 及び W. T. Sumerlin は夜光と E 層との相關はない様であると云つて居る (Terr. Mag. 45 19 (1940))

第九章 一般的考察及び結論

§ 39. 一般的考察.

以上各章に於いては、40 km 以上の上層大氣の溫度に關し、今日迄なされた研究の主なるものを大約記載し、且各章の終りに於いて其の吟味を行なつた。本章に於いては其れと多少重複する所もあらうが、更に此等を一般的に吟味し、併せて最も確からしい結論を指示しやうと思ふ。

先づ吟味には入る 前に 40 km 以下の大氣に關して一言しておき度い。1893 年 Hermite 及び Besançon が氣球を用ひて以來、成層圏探索のため幾多の氣球が上昇されたけれど 30 km 以上に達したものは極く稀である。其の中、最も高く達した氣球の高さは 36 km であつて、⁽¹⁾ 其邊に於ける氣壓は約 5 mb、又氣溫は 223°K であつた。此の高さは恐らく氣球の達し得る最上の高さであらうと思はれる。此等の氣球によつて畫かれる氣溫の垂直分布は、地上より約 10 km 迄は 1 km 毎に約 6° の割合に減少し、それ以上の高さでは總べて 210°-225°K の範圍にある。但し 30 km 以上に幾分溫度の上昇が見られる様にも思ふ。又此等は季節或は場所によつて多少の相違がある。氣壓の減少はほぼ指數曲線に従ふ。大氣の成分に關しては何れの所も大した差はない。⁽²⁾ 但し F. A. Paneth⁽³⁾ によれば 20 km 以上の所では He の量が多少多くなり、又酸素の量がやゝ減少する傾向が見られる。併し、此れをもつて直ちに 20 km 以上が完全に擴散平衡にあると斷定するのは早計であらう。

一般に流體は密度が上方に向けて増加して居る場合には不安定である。空氣の様に壓縮性のある氣體は溫度がその斷熱傾度より早く減少する場合にのみ不安定である。對流圏に於いては其の割合に斷熱傾度より小であるから安定である。等溫區域に於いては更に安定である。又溫度が高さと共に増加する所では尚更安定である。故に大氣は比較的安定な狀態に置かれて居る。併し高所に於いても尚諸種の氣流が存在する事が知られて居るので、今日我々の知識に於いては擴散平衡の起る高さを確實に知る事が出来ない。併し此等の氣流は存在しても、100 km 以上の高所に迄昇れば、僅かでも此の平衡狀態が考へられるのではないかと思ふ。

超音波の異常傳播並びにオゾン存在によつて指示される、40 km 附近に於ける溫度上昇について考へる。上に述べた如く 36 km に達した氣球より我々は少なくとも 35 km 迄は溫度は 220°K である事を知る。此の溫度は又輻射平衡論よりも結論される所のものである。若し 40 km 附近に

(1) 1930 年 9 月 3 日の氣球

(2) 1936 年 5 月 6 日の氣球により約 29 km 附近迄の大氣が分析された。

(3) Q. J. R. Met. Soc. 56 304 (1939)

300°K の温度を考へる時には僅か數軒に數十度の温度差が存在する事になり可なり不自然に見える。此のため音波異常傳播を大氣の比熱の比 (γ) に歸する人もある。⁽¹⁾ 併しオゾンによつて 50 km 附近にその程度の高温が存在しても差し支へないと云はれるので、筆者は此の考へを採用し、45 km 附近にて約 300°k, 50 km 附近にて約 340°k⁽²⁾ 位と推定する。尙 O_3 及び O_2 は比較的容易に電離され得るものであるから、其れが所謂 D-層の成生に大いに關與して居るものと思ふ。⁽³⁾

E 層 (100 km) 附近の温度が 300°K 以上である事は、電波、極光、流星現象、薄明現象等より各々別々に見出されて居る所で、ほぼ眞實であると思はれる。今より約 20 年前に Lindemann 及び Dobson によつて初めて指摘された此の高温が、最も近代的な電波の觀測より確められるのは愉快である。此の附近ではオゾンに代つて酸素分子が其の熱源として役割を演ずるものと考へられる。2900Å-2000Å 或は 2000Å 以下に於いて O_2 は強力なる吸收帶を持つて居る。吸收された光量子は又再發されるが其の一部は分子を解離し、又分子を "Oscillatory Energy" の形に置いて熱源を作る。100 km 附近には單位體積内にほど 10^{11} 個の酸素分子が存在するが、其れが如何なる温度を示すかは其處に存在する水蒸氣の量に關係する。尙 O_2 の電離ポテンシアルは 12.2 V である。此れに相當する短波光線 (1000Å) は僅かでも 100 km 附近にも到達する。今若し毎秒一平方厘米につき 4×10^{-2} エルグのエネルギーが此のために用ひられるとすれば、生ずる電子の數は電波による觀測値 (單位體積に 10^5 個) を充分説明し得られる。故に O_2 の電離は E 層の成生に大いに關與することが出来る。

次に問題になるのは 80 km 附近の温度である。夜光雲を若し氷晶として Humphrey に從へば温度は 160°K となる。一方微細塵埃説に從へば必ずしもかかる低温を考へる必要はない。Martyn 及び Pulley⁽⁴⁾ は 50 km 附近に高温を假定すれば此れによつて計算される E 層の氣壓が觀測と一致するためには 80 km 附近に低温が必要であると云つて居る。一方輻射平衡の考へより、大氣中には 200°K 以下の温度が存在し得ないと云ふことが證せられる。故に假りに 80 km が低温であつても 160°K ではあり得ない。併し近頃では 200°K 位でも此の附近に氷晶が生じ得ると考へられて居る。更に最近此の附近の温度が電波より求められた。即ち J. C. Ratcliffe, Budden 及び Wilks⁽⁵⁾

(1) Martyn 及び Pulley:—Proc. Roy. Soc. (London) A. 154, 455 (1936)

(2) 此れは次に述べる 80 km 附近の低温と釣合を保ち、E 層の氣壓の觀測値 (10^{-6} 氣壓) と一致せしむるために選んだ。

(3) 最近, W. M. Preston は、水素のリーマン線に對する吸收係數の實驗的結果より、D 層は此等の線よりも遙かに波長の短い X-線あたりの光によつて電離されるものであらうと云ふ見解を述べて居る (Phys. Rev. 57 867 (1940))

(4) Proc. Roy. Soc. (London) A. 154, 455 (1936)

(5) Q. J. R. Met. Soc. 65 330 (1939)

は 18 km 許りの長波を用ひて 75 km 附近よりの反射波を得た。若し大気の成分が地上と變りなければ、此の結果より 80 km 附近の温度は約 200°K となる。80 km 附近に氷晶の存在を考へれば C 層と關聯して電波の反射の問題について興味がある。此等によつて 80 km 附近の温度はまづ 260°K と考へられ、此れと E 層の氣壓の測定値を参照して 50 km の温度を約 340°K と推定した。尙大氣温度の垂直分布圖に於いて D 層の下に低温なる成層圈があり、今又 E 層の下に寒冷なる部分がある事は興味がある、⁽¹⁾

E 層以上の高空の大氣温度は現在上層大氣に於ける一つの問題である。電波及び極光によつて導かれた結果は餘りに其の差異が甚だしい。以下暫くこれにつき述べる。200 km-300 km 附近には超短波の光線が相當の強度をもつて到達する。 O_2 は $1400\text{\AA}$ - $1500\text{\AA}$ の光線を吸収して解離することが出来るので此等の光線によつて容易に酸素原子となる。同時に成生された O は再び O_2 になり或は O_3 になるけれども、此れには三體衝突が必要である。併し此の附近の氣壓は甚だ低いので三體衝突の機會も亦少ない。故に O は比較的安定であり、從つて此の附近では O_2 よりも O の方が優勢であると考へられる。此れは 200 km 附近の大氣の分子量を變へ得るものと思はれる。次にも前に述べた如く E 層以上に於いては擴散平衡が漸次現はれて來るものと考へると輕ガスの存在が少しづつ優勢になつて來る。併し極光のスペクトルよりは平常水素及び He の痕跡も認められない。S. Chapman は此れにより上層大氣中に He の存在を否定して居るが極光の起る機構の未だ判然と解らない今日其の可否は尙疑問である。併し若し極光が太陽より來る微粒子の極地方に於ける再結合によつて生じるものと考へれば其處に生ずるエネルギー場は比較的小なるものであると考へられる。此れは比較的容易に現はれるべき N_2 の positive band が極光スペクトル中に存在しない事でも解かる。 He の輝線の發揮のためには其處に約 23 V のエネルギー場を必要とし、又それが充分の強度を持つためには、その 2 倍或は 3 倍のエネルギーを要する。更に又 He の輝線は多く莖外域に存在するので觀測され難い。此等の事實により上層に He が全く存在しないとは今日未だ確言し得ないと思ふ。

扱 200 km 附近に於ける大氣の成分として上述の如き考へを取れば、 O , N_2 及び幾らかの He を考へる事が出来る。 N_2 は $850\text{\AA}$ の光によつて N に分解されるが若し存在しても僅かであらう。何れにしても此の附近の分子量は地上に於けるものとは可なり異つて居ると思ふ。電波より見出されるものは所謂 "Scale Height" $\left(H = \frac{kT}{mg}\right)$ であつて分子量の假定によつて温度の推定が著しく變はる。第七章に導かれた大氣温度は總べて m の値を地上と變りなしとして居るか或は酸素窒素大

(1) 電離層は其の部分の氣温を上昇せしめる様にも思はれるので第 13 圖に於いて E 層附近の温度曲線には此の考へを取り入れた。

氣として居る。⁽¹⁾ 若し m を小にすれば T が小になる。故に電波によつて求められる F 層の溫度は一種の上限値と考へられる。一方極光スペクトル觀測より導かれる溫度は第八章に述べた如く可成り不確なものであるが實際の溫度はそれより高いものと考へられる。然らば此等の間にあつて如何なる溫度が適切なるかは大氣成分を如何に考へるかと云ふ事にあつて、確たる根據を持つ事は出来ない。併し今假りに 300 km の平均分子量を地上の $2/3$ とすれば第七章に於ける電波の理論を参照して、 F_2 層の溫度は約 800°K 位となる。又 F_1 層の溫度は 500°K 餘りと考へられる。晝夜或は夏冬によつて溫度の變化は勿論期待出来るけれども、上記の値は其のほぼ平均値であると推定する。又月面に於ける溫度の變化を参考にすれば上層にをけるそれは、それより幾分小さい値であるであらう。⁽²⁾ 第八章に述べた如く Bartels は地磁氣の日變化より、 100°K 以上の高温が上層に起り得ないと結論したが、筆者は短期間なれば F_2 層附近に於いても 1000°K を超えても差し支へないと思ふ。第六章より解かる如く He が全部地球外に脱出するのは 900°K であるので、上層に於いては、尙何程かの He が存在して居る事になる。

尙 F_1 層の電離は O が大いに關與すると考へられるが F_2 層については説明が困難である。Lindemann⁽³⁾ は地球外より來る粒子を考へて居るが尙一考の餘地がある。

F 層以上の大氣溫度は全く推定に困難である。此れの手掛りとしては 600–700 km 附近の極光或は其の附近の電波の反射があるけれども未だ不確である。Angenheister⁽⁴⁾ は 700 km にて 300°K 、又 Maris-Halbert⁽⁵⁾ は 1000°K 以上の溫度を與へて居るが、かゝる上空に到れば恐らく大氣の状態も大いに異なり、氣體論に用ひられる式が其のまゝ適用出来るや否やが問題になつて來る。

§ 40. 結 論.

上層大氣の溫度に關して今迄述べ來つた諸説の主なる結果を纏めて表示すれば次の如くなる。

(1) 電波より求められる E 層の溫度が他とよく一致する事は E 層附近に於ける大氣の分子量が地上と尙餘り變らないことを示す。

(2) 月面の日照部分と日蔭の部分との溫度差は $200^\circ\text{--}400^\circ$ 位と觀測されて居る。最近 E. Pettit は熱電對を用ひ、1939 年 10 月 27 日の月食に於いて月面の溫度を測定し皆既によつて 371°K より 175°K 迄溫度が下ることを觀測した。(Ap. J. 91 408 (1940))

(3) Q. J. R. Met. Soc. 65 334 (1939)

(4) § 38 參照。

(5) § 11 參照。

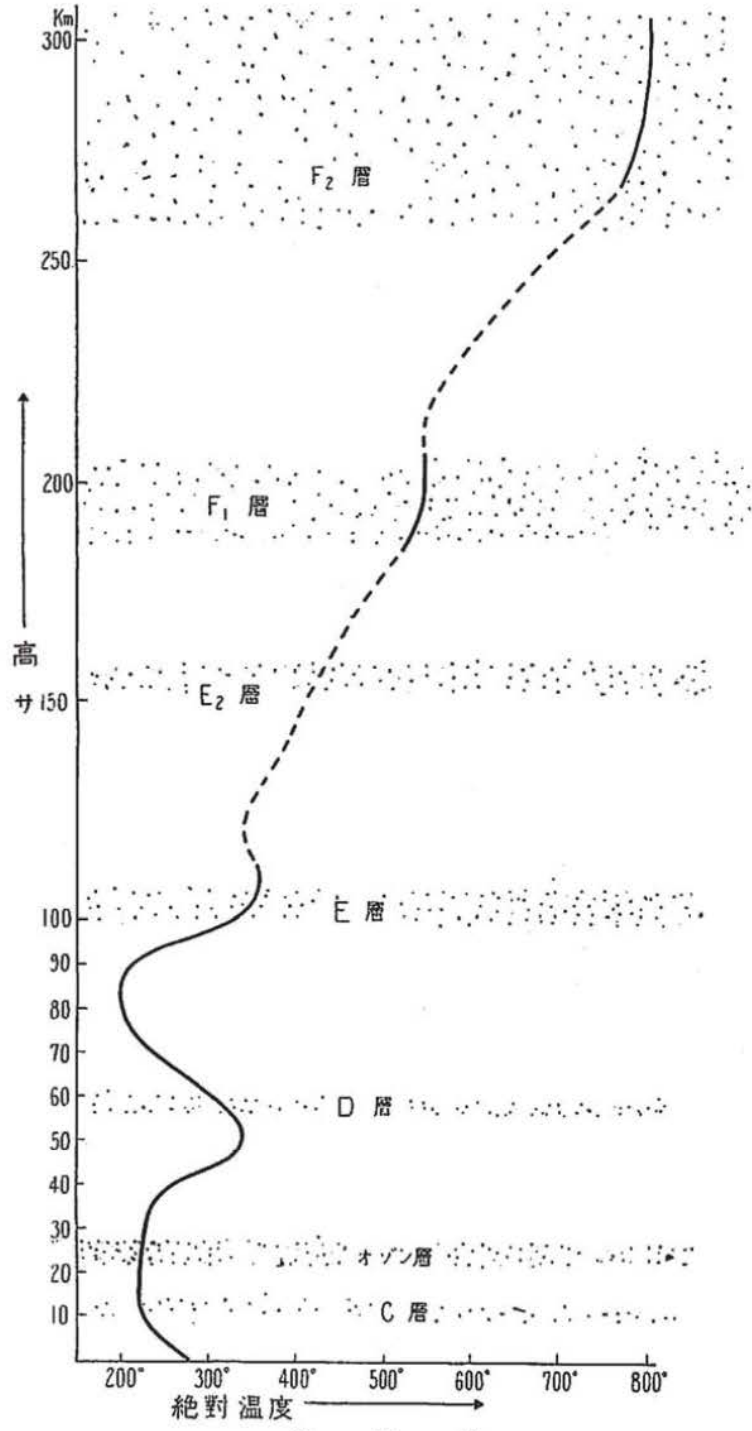
上層大氣の溫度に關する主なる研究者及び其の結果

	研究者	40km	50km	60km	70km	80km	90km	100km	200km	300km	700km
音 波	B. Gutenberg	350°									
	Duckert	350°(夏)									
	Regula	300°									
	F.J.W. Whipple	350°(夏)									
オゾン	Gowan	370°(夏)									
	Déjardin	280°									
輻射平衡	Maris-Hulbert	80°2(夏)				560°(夏)		620°(夏)		1000°(夏)	
	Das							>1000°			
流 量	Lindemnn-Dobson			300°							
	Sparrow							<200°			
	F. L. Whipple			373°				293°			
	B. Gutenberg					500°—1000°					
夜 光 雲	Humphrey					160°					
薄 明	Staudé-Vetchinkin	200°		330°				50°			
	Link				300°						
輕 ガ ス	Jeffreys, Lindemann. 等							>900°			
電 波	Ratcliffe 等				200°						
	Müller							<370°			
	Fuchs								500° 1500°		
	Appleton-Naismith						300°			1200°(晝)	
	Martyn-Pulley						300°			1200°(晝)	
極 光	Vegard							242°			
	Rosseland							347°			
	Angenheister					300°(晝)		300°(夜) 1000°(晝)			300°(晝)
夜 光	Babcock							900°			

扱、此の表を参照し、前節に述べた考へを併用して 300 km 迄の最も確からしいと筆者が考へる溫度の垂直分布を圖に畫けば第 13 圖となる。

上層大氣の溫度は、その密度及び組成と共に鼎の三本の足をなすものである。而して此の中一つが判明すれば他は比較的容易に推定され得る。其の何れもが未だ、充分でない今日上層大氣の溫度を的確に推定するのは全く無謀である。第 31 圖の曲線が上層大氣の觀測及び理論の進歩と共に如何様に改正されて行くかは甚だ興味ある所である。

最後に本報告に對し種々便宜をお與へ下さつた岡田中央氣象臺長閣下、又終始甚大なるに御援助を賜はつた今道柿岡地磁氣觀測所長及び貴重なる文獻の貸與を賜はつた高谷前水戸測候所長、中央氣象臺川端幸夫博士、東京帝大藤田良雄講師、京都帝大渡邊敏夫講師、其他に對し、深く感謝する次第である。



第 13 圖