

目 次

白色矮星の話.....	大 脇 直 明	35
ミルン教授の追憶.....	萩 原 雄 祐	39
彗星の雲の構造とその起源.....	高 瀬 文 志 郎	40
Guiding Telescope——干渉単色光フィルター・復活祭.....		44
太陽コロナ観測の新方法.....	長 澤 進 午	45
アメリカ便り II.....	藤 田 良 雄	46
會員諸氏の太陽黒點観測.....		47
本會及び東京天文臺に報告された掩蔽観測.....		47
3 月 の 天 象.....		48

表紙寫眞——1950 年 12 月 14 日に撮影された双子座流星群に屬する火球。中央の明るい星はシリウス。(東京天文臺撮影)

本 會 記 事

日本天文学會年會

来る5月1日2日の兩日、東京麻布・東大天文学教
室において、日本物理學會と共同主催にて開催の豫
定。講演申込みは3月15日までに演題、所要時
間、講演アブストラクトを添えて本會年會係宛御送
附下さい。

天文学普及講座

3月17日(土)午後1時半より國立科學博物館に
て本會及び科學博物館主催。

天文ニュース解説

大澤清輝氏

水野良平氏

ニ ュ ー ス

★東京天文臺に到着した天文發見電報によれば、skalnate Pleso 天文臺の Pajdusakova は9等の彗星を2月4日 $5^h4.0^m$ U.T. $\alpha 20^h34.0^m$ $\delta +15^{\circ}0'$ に發見した。運動は不明。又 Uccle 天文臺の Arend 及び Rigaux は2月5日 $20^h22.0^m$ U.T. $\alpha 7^h22.8^m$, $\delta +23^{\circ}39'$ に11等の彗星を發見した。これは東へ日々 56° 、北へ29動く。

★東京天文臺の宮地孜司博士(本會副理事長)は3カ月の豫定で米國へ赴かれることになった。出發は3月上旬の豫定。

昭和26年2月20日 印刷 發行

定價金30圓(送料3圓)

編輯兼發行人 東京都三鷹市東京天文台内
印刷所 東京都港区芝南佐久間町一ノ五三
發行所 東京都三鷹市東京天文臺内

廣 瀬 秀 雄
笠 井 出 版 印 刷 社
社團法人 日 本 天 文 學 會
振替口座東京13595

I

宇宙には地球上の實驗室では到底實現出來ず、星という自然の實驗室に於て始めて認められる事實が澤山ある。その一つに白色矮星がある。

白色矮星 (white dwarf, Liliput star とも云う。Liliput とは Galiver の行つた小人國の名) はその密度が極めて大(大體平均 10^5 gm/cc) ということが觀測上の特質である。更に矮星であるにもかかわらず、スペクトル型が早期 (B, A 乃至 F 型) である事でも他の矮星と斷然と區別される。この様な外見的特徴は内部構造上他の星と本質的に異つた特質に對應するのである。

白色矮星は現在迄百數十個發見されている。しかしそのうち、質量・光度・半徑が比較的正確に測られているものは數個に過ぎない。第1表にその代表的なものを挙げる。

第 1 表

	質量 M $\log (M/M_{\odot})$	光度 L $\log (L/L_{\odot})$	半徑 R $\log (R/R_{\odot})$
Sirius B (シリウス伴星, α CMaB)	-0.01	-2.52	-1.71
α_2 Eri B	-0.35	-2.25	-1.74
van Maanen 2	+0.53	-3.85	-2.05
	平均密度 (gm/cc)	表面重力 (cm/sec ²)	スペク トル型
Sirius B	1.2×10^5	5.2×10^7	A 5
α_2 Eri/B	1.0×10^5	3.6×10^7	B 9

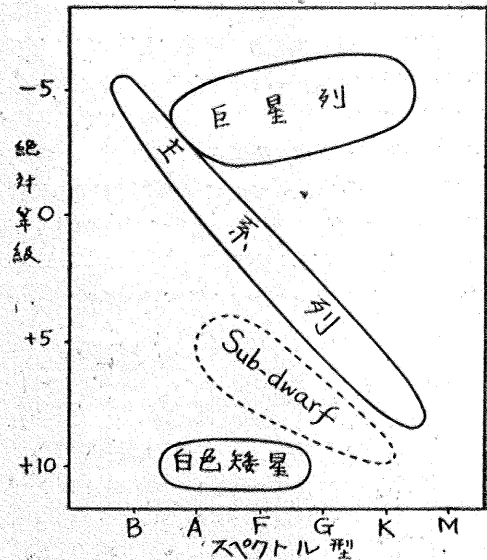
白色矮星の絶對等級は +10 等内外であつて、Russell-Hertzsprung 圖上では左下隅に位する。勿論肉眼で認められるものは一つもない。(第1圖)

白色矮星の發見は二つの意味で天體物理學上歴史的な事件であつた。第一は白色矮星そのもの、即ち極度に密度の大きい物質の星が存在すること、第二は一般相對論の實驗的證明である。W. S. Adams は 1914 年白色矮星を發見したが、更に Eddington の示唆にもとづいてスペクトル線の赤方偏移を測つて 1925 年成功した。Eddington がこの成功を "Prof. Adams has killed two birds with one stone." といつたことは有名である。

II

白色矮星を解明するには、非常に高い密度の下にお

* 東大天文學教室



第1圖 Russell-Hertzsprung 圖

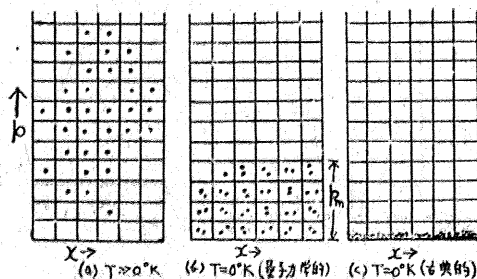
ける物質の状態を研究することが必要である。最初、Eddington は白色矮星が理想氣體からなるものと考えてその模型を作つたが、これは原理的の矛盾をも含み且つ理論的質量・光度關係も觀測と一致しなかつた。かかる高密度物質の存在は量子力學によつて始めて明かに説明される。白色矮星を作る物質は理想氣體ではなく、量子統計力學で云う縮退した電子氣體から成るのであつて、これが他の星と本質的に異なる點なのである。このことを始めて云い出したのは英國の R. H. Fowler であつた。その後白色の矮星理論は縮退電子氣體の球の理論を基礎として發展して行つた。

縮退という状態は量子力學で始めて考えることのできる状態であつて、これは溫度が極めて低いか、又は高くても密度がそれを上廻つて十分大きい時に起るものである。量子力學では位相空間*は體積 h^3 の單位細胞 (h は Planck の常數) に分たれるが、その中には多くとも2個の電子しか入れない。この禁制は Pauli の原理という量子力學特有の原理によるものである。

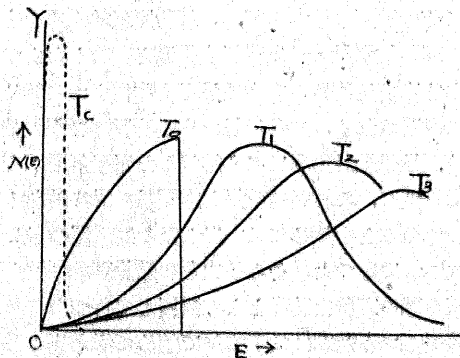
* 一般には N 個の粒子がある時、各粒子の空間座標 $x_1, x_2, x_3, \dots; x_{3N-2}, x_{3N-1}, x_{3N}$ 、及び運動量成分を $p_1, p_2, p_3, \dots; p_{3N-2}, p_{3N-1}, p_{3N}$ 軸とする $6N$ 次元空間をいうが、ここでは一つの粒子の位置を表わす x, y, z とその運動量成分 p_x, p_y, p_z の6つを軸にとつた6次元空間を位相空間という。

(古典力學では電子は無限に入れる)。

さて温度が十分高い時には電子氣體の各電子の運動は熱運動であつて、運動エネルギーの分布は第3圖のような曲線であらわされる。位相空間内の有様を模式的に第2圖で示した。ここで一つ一つのコマは體積 h^3 の細胞をあらわす。さて温度が次第に低くなると電子氣體の熱エネルギーは小となり、エネルギー分布は第3圖の T_3 から T_2 , T_1 となつて行くであろう。第2圖の模型圖で云えば、全電子が次第に下へ、即ちエネルギーの低い状態にうつて行き、最下段の細胞から順々につまつて行く。絶対0度になつた時熱エネルギーは0となるのだから全電子はエネルギーの一番低い状態、即ち第2圖(c)の如く最下層に全部入つてし



第2圖 簡單のため位相空間を2次元的に表した。各點は電子を表す



第3圖 運動エネルギーが E と $E+dE$ 中に在る電子の數 $N(E)dE$ の圖、温度が高いければ T_3 の如き曲線で温度が低くなるにつれて左の方にうつる。 $T=0^\circ\text{K}$ では古典力學では T_0 の如き曲線を経て OY 軸に一致してしまうが、量子力學では T_0 の如き曲線となる。

まうと考えるのが古典論的の考えである。ところが量子力學では前に述べた Pauli の原理のために各細胞に電子は2つしか入れない。結局第2圖(b)のような様相になる。第3圖の分布曲線はその時 T_0 のような曲線(?)となるのであるが、古典力學では次第に縦軸に近

ずいて行き、 0°K で一致してしまう。古典力學では體積 h^3 なる細胞は考えられないし、又 Pauli の原理もないのでこういうことになるのである。縮退した氣體で注意すべきことは第2圖(b)のように絶対零度で最下層のエネルギー状態にある電子を除いて、全部が運動エネルギーをもっていることである。その最大値 E_m は第2圖(b)の p_m に對應するもので*、電子の個數のみの函數である。通常理想氣體では個數と温度とに依り、ここに縮退氣體と理想氣體との非常な違いが表われてくるのである。 E_m を縮退エネルギーという。

以上は温度が十分低い時に縮退の起ることを示したのであるが、前に述べた如く高温度でも十分密度が大きければ電子氣體は縮退を起す。

縮退は電子のみならず總ての粒子の氣體で起る。しかし質量が大きい程低い温度と高い密度が必要となつて来る。電子は今迄知られている粒子の中で最も質量が小さく、従つて最も縮退が起り易い。

先に縮退氣體のエネルギーは密度のみの函數であることを述べた。密度が極めて大きくなると電子の運動エネルギーは非常に大きく速度が光速に比して無視小でなくなり、遂には特殊相對論を考慮に入れねばならないようになる。このようなことは實際白色矮星の中で起り得る。

縮退電子氣體と理想電子氣體との特徴を比較して書くと次のようになる。

縮退氣體	非縮退理想氣體
1. 壓力は温度に殆ど無關係	1'. 壓力は温度に比例する。
非相對論的 $P = K_1 n_e^{\frac{5}{3}}$ (1)**	$P = n_e k T$ (1)**
相對論的 $P = K_2 n_e^{\frac{4}{3}}$ (2)**	
2. 熱傳導度が極めて大	2'. 非常に小さい。
3. 輻射に對する不透明度(radiative opacity)は小さい。	3'. 大きい。

白色矮星の内部では非常に高密度のため原子間の距離が非常に小さい。従つて核外電子は隣の原子の電子のために原子核よりはぎとられてしまつて、原子は殆ど完全に電離している。このような電離を壓力電離と

* $E_m = \frac{p_m^2}{2m_e}$ (m_e は電子の質量)

** $K_1 = 9.87 \times 10^{12} \text{ C. G. S.}$

$K_2 = 1.23 \times 10^{15} \text{ C. G. S.}$

k は Boltzmann 常數, n_e は單位體積の電子數

いう。電離した自由電子は縮退気体をなすが、原子核は質量が大きいため縮退せず、理想気体を造っている。単位体積の電子の数 n_e は $n_e = \rho / \mu_e m_H$ (m_H は水素原子核の質量 ρ は、物質の密度) で表わされる。ここで μ_e は有効分子量と呼ばれるもので、電子一個當りの粒子の質量 (但し水素原子核を 1 とした) をあらわす。完全電離の場合には μ_e は水素に對して 1, 他の元素では 2 に近い値をとる。これは非常に重要な量であつて、水素の量を示す一つの尺度となるものである。

III

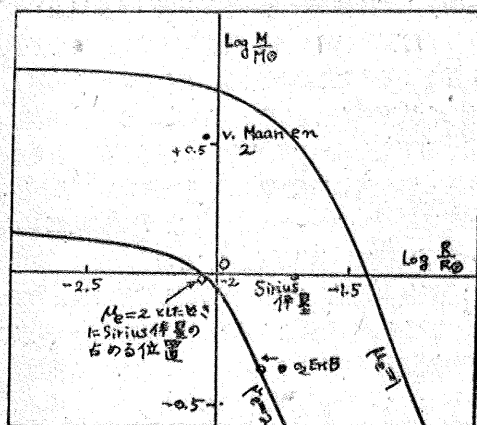
星の特性や他の星との關聯・進化上の位置を明らかにするためには、内部構造や化學組成が良くわかつていなければならない。一般に星の内部構造は二つの條件を満足するような式から出發する。第一は力學的平衡を表わすことで、これは星の重力と氣體壓とがつりあつて膨脹も收縮もしない静止状態にあることを記述する。第二はエネルギー流の保存で、内部で發生したエネルギーと星の表面から出て來るエネルギーとが等しいことを表わす。一般にこの二つの要請は密度 ρ , 温度 T , 壓力 P を未知函數とする複雑な連立微分方程式となつて、これを解くのは中々容易なことではない。ところが白色矮星即ち縮退電子氣體を持つ星では氣體壓の大部分は電子氣體の壓力であつて、原子核による理想氣體の壓力は無視出来る。従つて星の内部の壓力は前節の式(1)で表わされる。ところが、この式には温度が入っていないので、この場合に限り力學平衡とエネルギー流との問題は分離することが出來て、比較的簡単に解けるのである。この星は構造上少くも第一近似で温度に無關係な性質を有するので、かくして力學平衡に關する限り、縮退電子氣體の星はすべて一様に論ずることが出来る。白色矮星は絶対温度 0 の cold star とも呼ばれるのである。いわば骨格は皆同じということになるのである。

白色矮星、即ち縮退星骨格に關する數學的研究の結果重要な結論が得られた。即ち：

縮退星の質量には

$$M = \frac{5.75}{\mu_e^2} M_\odot$$

なる上限があること、及び第 4 圖に示す様な質量・半徑關係の存在することである。質量・半徑曲線は μ_e をパラメーターとして平行移動をする。 $\mu_e = 1$ は水素のみよりなる場合、 $\mu_e = 2$ は水素が全くなく重い元素のみから成る場合に對應する。従つて白色矮星を觀測して質量及び半徑を知れば、この圖から逆に μ_e が求められ、水素を多量に含むか否かを判定することが出



第 4 圖 質量半徑圖

・は觀測してのせたもの。

○は $\mu_e = 2$ とした時の位置。

來るわけである。

骨組みの研究は數學的操作の困難性を除けば、比較的單純であつたが、一步エネルギー發生の問題、それに伴つて水素量や内部温度の問題となると、白色矮星の理論は一大斷壁にぶつかつてしまつた。

この謎を取り上げる前に、白色矮星の温度分布について一言しておこう。一體白色矮星たりとも全體が完全に縮退しているわけではなく、極く表面では理想氣體をなしており、内部に進むにつれて急激に縮退が完全になる。この層は輻射平衡にあり、温度、密度等の分布を定めるには、上に述べた連立微分方程式を完全に解かねばならない。表面層では深くなるに従い温度密度共に上昇して行くが縮退部に入ると熱傳導度が非常に大きく、それから内部は殆ど等温となる。従つて白色矮星の温度は表面層の状態で、殆どきまつてしまふ。現在の理論では表面層の厚さは星の半徑の約 $1/100$, その底部の温度は約 10^8 度、星の中心で 5×10^8 乃至 1.5×10^9 度となつている。

IV

これから白色矮星の未だに解けない謎を述べて行こう。星のエネルギーの源泉は現在では原子核反應によるものと考えられている。そのうち星の内部で起りうるものとして所謂炭素・窒素循環反應と水素・水素反應とが挙げられている。炭素・窒素反應は水素原子核が炭素及び窒素原子核を觸媒としてヘリウム原子核に轉換し、その間に餘分のエネルギーを放出する。一方水素・水素反應は水素原子核同志が衝突して重水素を作り、それが更に轉換してヘリウム原子核となるのでその間にエネルギーを放出するのである。星のエネル

ギ-源としては前者は比較的高温度(10^7 度以上)の下でなければ意味はないが、後者は 10^6 度位で十分星の光と熱とを賄うことが出来る。どちらにせよ燃料として十分な水素がなければならぬし、前者の場合には炭素や窒素もなければならぬ。単位質量あたりのエネルギー発生量は温度 T に非常に敏感で、炭素・窒素反応では $T=10^6\sim 10^7$ 度辺りで T^{18} に比例し、水素・水素反応では T^6 に比例する。

白色矮星の質量と半径とを観測して第4圖にのせると μ_0 が推定出来、それより水素量を知ることが出来る。比較的観測値の正確に知られているシリウス伴星と α_2 Eri B について μ_0 を求めてみると夫々 $\mu_0=1.32$ 及び 1.74 となり、これから水素量の全質量に対する比 X を求めてみると夫々 $X=0.52, 0.15$ となる。

さて、このように出した水素量をもとにして星全体のエネルギー発生量を計算すると、観測値に比して非常に大きくなってしまふ。これを救うために先づ第一に考えられることは

1. 水素量を減ずること。
2. 内部温度を引下げること。

である。

先ず水素量を減じてみよう。計算された光度を観測値に合うように μ_0 を大きくして行くと、シリウス伴星の半径は第4圖に表わしたように観測値の約 $1/2$ となるという重大な難點が生じて来る。更に進化論的に云えば白色矮星は普通の矮星が C-N 反応の結果水素を使い果たしたなれのはと考へられているので、これが多いということは又少しおかしい。尤も進化論的根據等は論ずるに足らぬといへばそれ迄であるが、これは C-N 反応でも H-H 反応でも同様な結果となる。 α_2 Eri B については μ_0 を殆ど2としても観測と大體合う。一方温度を減少させることも難しい。前に述べた様に内部温度は表面層によつて殆どきまつてしまふ。表面層の温度は吸収係数、質量によつてきまつてしまひ、いくら引下げても 10^6 度以下にすることは難しい。

このような重大な難點を克服するため、いろいろな工夫がなされた。その代表的なものに Schatzman の理論がある。白色矮星は通常の矮星に比して温度が低く、且つ重力場が非常に大きい。このため水素の如き軽い元素は表面に浮いており、内部は重い元素ばかりから成ることが考へられる。Schatzman は白色矮星のエネルギー源は表面に浮ぶ水素層の主に底部に殻狀に分布していると考えた。その結果このような構造は同じ質量、同じ水素量では確にエネルギー源の一樣分

布の場合より光度は小さくなる。しかしもともと白色矮星は水素が少くなければならぬと主張する現在の星の進化論とは一致しない。水素量を0とすれば半径はやはり観測より小さくなつてしまふのである。

現在では新しいエネルギー発生機構が発見されるという希望は殆どないようである。それに代つていろいろな模型を考へてもやはり難點は残るであらう。今迄縮退電子氣體の各粒子間の相互作用は無視されていたが、電子同志、核同志又は電子と核との間の静電ポテンシャルエネルギーは考へられる程の量となることは以前 Fowler によつても指摘されていることである。これを考へに入れば状態方程式は (1) 又は (2) よりやや複雑な形となり、第4圖に示した M-R 曲線が變つてくるであらう。その結果與えられた質量と半径とから推定される水素量が變つてくることが豫想される。しかしこれもシリウス伴星の謎を解くには難しいと思われる。いづれにせよ白色矮星のエネルギー発生は大問題である。

V

最近白色矮星にも Russell-Hertzsprung 圖上の種族 I に屬するものと種族 II に屬するものとがあると云われて來た。種族 II に屬する星は若く從つて水素も多く、I に屬するものは古く水素が少いと考へられている。このように白色矮星に非一様性があるものとすれば、或いはシリウス伴星と α_2 Eri B とが異なる性質のものであるということになつて新な解決の道が見出されるかも知れない。白色矮星の成立條件とでも云うべきものは如何なるものかを明にする必要がある。與えられた氣體球が縮退電子星となり得るか、それとも通常の理想氣體星に成り得るかということは、質量と化學組成を與えただけでは決定されないのではなからうか。I で述べたように Sub-dwarf や主系列に屬する矮星との間の關聯をつけることも問題となつて來るであらう。これらの問題はエネルギー發生の理論や進化論と密接に關係するものと考えられる。

白色矮星に關しては以上の他、星の進化史上の地位や、元素の起源と關聯する問題があるが、これらはいづれも白色矮星そのものの理論が確立しない限り臆測の範圍を出ないものであるから、本稿では一切觸れなかつた。その他中性子星や一般相對論で論ぜられるべき超高密度の星の理論もあるが、これらは實際に観測されたものではなく、實在するかどうか怪しいのでこれも省いておいた。

Yours sincerely,

E. A. Milne

1921年私が大學を出た頃 理論天文學の問題としては Eddington の星の内部構造論と Saha の星の大氣の電離の理論について、星の大氣の構造とスペクトル線の強度の問題があつた。この第三の問題に活躍していたのは E. A. Milne で、Cambridge の Trinity College の tutor として、時代を割すべき数々の論文を書いていた。1923 年に待望の Cambridge に留學ができることになって、Eddington 先生に會つた後、Trinity College に Milne を訪ねた。小柄で元氣のよい人であつた。Cavendish Laboratory の colloquium で、R. H. Fowler が座長をしていたが、Cherry が Einstein の transition probability の考えから Planck の式を出す論文を読んだ時、Milne は猛烈な討論をふきかけた。その後に Milne の光電効果の論文が出て、それが星の大氣に續々と應用され始めた。Trinity College で Milne は星の大氣の熱力學という講義をしていたので聴いてみたが、講義中に十と一とが違ふと野次つて、Milne を暫く立往生させたことがあつた。Milne とは次第に仲がよくなって、Trinity College で tea によばれて、互に Jeffreys の仕事をくさしたりしていた。Milne は 1896 年生れである。その頃、Milne は Newall が director をしていた Cambridge の Solar Physics Observatory の assistant director をしていた。非常に勉強家でいつも神経がきびきびしていつも苛々しているという感じであつた。1925年の始め頃 Oxford の professor によばれて行つてしまい、あとには Carroll が Mt. Wilson から歸つて、assistant director になつた。1924 年の Royal Astronomical Society での Eddington の有名な mass-luminosity relation の發表に連れて行つてくれたのも Milne であつた。

1925年の暮に私は日本へ歸つてきたが、それからも手紙の往復があつたが、その度に Eddington との星の内部構造論に對する反駁を書いてよこした。1931年 Milne は非常に興奮して Emden equation の Emden 以外の解のあることを發見したと知らせてきた。相變らず Eddington の理論の反駁も書いてあつた。その間に Milne は星の大氣の理論の研究で Royal Astronomical Society の金メダルをもらつた。Milne の cosmology については批評も送つたが、1938 年の Stockholm の International Astronomical Union の

ミルン教授の追憶

萩原雄祐*

總會へ出席した時には、Milne が來なくてその弟子 Whitrow と種々の噂話をした。Mrs. Milne が病氣の由をきいた。Stockholm の會がすんでから Oxford に寄つて、Milne の宅を訪うた。大變に歓迎してくれて娘さんにも會ひ、葡萄酒をぬいて、互に cosmology について快談をした。大變な長い論文の原稿を見せてくれて、電磁氣の Maxwell の式からすつかり書き換えるので、大變に長くなるので出版が不可能であることなど話していた。それから Mrs. Milne が歿したことを聴いて戦争になつてしまった。戦争がすんでから稀に入る雑誌に Milne が猶 cosmology をやつているのを見て、まだ健在なのを喜んでゐた。

1948 年に Milne へ手紙を書いたら數ヶ月もたつて返事が來た。自分で打つたと覺いたどたどしいタイプでその中に次のような文言があつた。

「……君は丈夫だろうと思う。僕はおいおい年をとつたと感じてきた。以前ほども活動ができない。今は光量子の理論をやつている。私の本 Kinematic relativity では Planck 常數の長年變化の結果をば私の理論にうまく織り込んでではなかつた。出版したものには矛盾があつた。それは理論の缺陷ではないが、理論を立てる時の人的要素の缺點である。昨年脈動星の位相關係の論文を書いて愉快だつた。これには“あら”がなければよいが、Rosseland はこの批評を發表した。僕はまた Gravitation and Magnetism に関する論文を書いた。これも Kinematic relativity からの歸結である……」

1950年に歐洲に行くことになつたので、會える事と楽しみにしていた。旅費が少いので Oxford まででは行けないかも知れないから、Cambridge まで會ひに來てくれないかと手紙を出しておいた。Zürich の會がすんで London へ行き、Royal Astronomical Society へ寄つて、Secretary に Jeans と Eddington がなくなつたお悔みを言つていたら、いや、今一人の大天文學者がなくなつた。Professor Milne が Dublin の Royal Astronomical Society の會合へ出席のため Dublin へ行つて、市中を歩いていて突然死んだとのことである。死ぬ前からやはり病氣が悪く弱つていたので、Dublin へ出かけたのださうである。あれだけ身體の無理をしつづけて研究してきたのに、そしてその理論の大部分は未だに世界で受け容れられない儘で、死んで行つた異友を憶う時、轉た學者としての生涯の悲哀に胸をうたれないではいられない。

* 東大天文學教室、東京天文臺

彗星の雲の構造とその起源

高瀬文志郎*

本稿は J. H. Oort 教授の論文 The Structure of the Cloud of Comets Surrounding the Solar System, and a Hypothesis Concerning its Origin (Bull. Astr. Inst. Netherland, No. 478, 1950) の紹介である。未だにその正體や行跡の詳らかでない天界の放浪児たる彗星について、少し大膽ではあるかも知れないが、一つの統一的な理論を與えているのは興味深い。

I. 問題のアウトライン

彗星のうちでも、以下の議論で役割を演ずるのは、長週期の彗星、即ちその軌道半長径 a が非常に大きくて殆ど拋物線軌道に近いものである。

今迄に出現した長週期彗星の観測から、過去に遡つてそのもとの軌道要素を求めた E. Strömberg と Fayet の計算からよい結果のもの 19 箇をとり、その $1/a$ の分布を示したのが第 1 表である。これを見て直

第 1 表

$1/a$ (A.U. ⁻¹)	数	$1/a$ (A.U. ⁻¹)	数
< 0.00005	10	$0.00020 \sim$	25
$0.00005 \sim 0.00010$	4	$25 \sim$	50
$10 \sim$	15	$50 \sim$	75
$15 \sim$	20	< 0.00075	0

ちに氣がつくのは、 $1/a$ の減少につれて急に數が増すことであろう。 $1/a > 0.00005$ A.U.⁻¹ (A.U. は天文單位、即ち 1.5×10^{13} cm) の 10 個についての $1/a$ の平均値は 0.000018 で、これは $2a = 110000$ A.U. に相當する。即ち、長週期彗星の大部分は、太陽からの距離が少くとも 150000 A.U. から 200000 A.U. (これは $1/a = 0.00010$ に相當する $2a$ の値) の範圍の空間からやつて來ることが結論されるのである。太陽は恐らく、この程度の半徑を持つた彗星の雲とでもいふべきものに包まれているのに違いない。(15 萬 A.U. 即ち 2.4 光年といへば殆ど恒星に近い距離である)

さてこの彗星雲の中で、速度の方向が太陽附近を指している彗星は、やがて我々の視界に入ってくるわけであるが、これらは當然木星や土星の騷動をうけなければならない。van Woerkom の計算によれば、木星の影響は彗星の $1/a$ を平均 0.00053 A.U.⁻¹ 變化させる程度である。 $1/a$ の小さい長週期彗星にとつては、これは大きな値であり、軌道は完全な拋物線乃至双曲線となつて太陽系から永久に去つてゆくか、或は $1/a$ の大きな短週期の彗星となつてゆくべき運命を迎えるであろう。所がこのままだと、彗星雲中太陽を指した速

度をもつ彗星は次第に消耗し、遂には (Woerkom によれば 100~200 萬年の間に) 全部消失してしまうことになるが、我々の視界に入る彗星が最近の 200 萬年の間に出來ただけであるとはおよそ考えられないから、何かの作用で、彗星雲中のこの消耗部分の補充がなされなければならない。この論文では彗星雲を通過する星がこの役割を果すものとして解析が進められている。

II. 彗星雲に對する星の一般的作用

恒星空間近くまで擴がつた彗星雲の内外には、ある頻度を以て普通の星々が來去するであろう。たまたま彗星の周囲を通り過ぎる星は、當然彗星に對して何らかの影響を及ぼさずにおかない。こゝではその影響を、彗星のうける速度變化 ΔV について考えよう。 ΔV は明らかに通過星の質量、速度及び兩者間の距離に關係する。先づ一つの星による ΔV を計算し、これと上述した通過星の頻度とを考え合せれば、ある時間内に周囲を通過する全部の星によつて彗星がうける速度變化の總量を、太陽彗星間の距離 r の函數として表わすことができる。

第 2 表中の $[\Delta V^2]$ は、太陽系の年令と考えられる 30 億年間についての、かゝる速度變化の自乗の總量である。比較の爲に、各 r の所の彗星の離脱速度の平方の値 $V_e^2 = 2GM_\odot/r$ (但し G は萬有引力の常數、 $M_\odot$ は太陽の質量) を並記した。

第 2 表

r A.U.	$[\Delta V^2] \left(\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right)^2$ per 3.16 ⁹ year	$V_e^2 \left(\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right)^2$	$\bar{V}^2 \left(\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right)^2$
25000	0.99×10^8	7.18×10^8	3.74×10^8
50000	1.04	3.59	1.60
100000	1.11	1.80	0.53
200000	1.17	0.89	0

さてこの表をみると、 $r = 20$ 萬 A.U. の所では $[\Delta V^2] > V_e^2$ だから、彗星雲中のこの部分は、もし始に存在していたとしても、通過星の作用によつて現在迄には事實上すつかり太陽系から離脱し消失してしまつてい

* 東京天文臺

ることになる。ところが $[4V^2] < V_0^2$ である $r < 15$ 萬 A.U. あたり迄は、その一部は残存しているわけで、このことは前述の、 $1/a$ の直接観測に示された彗星雲の限界と非常によく合致するのである。

次に通過星が彗星雲の形にどんな影響を與えるかを見てみよう。次節で考えるように、彗星雲中の彗星の速度が球對稱分布をするものと假定すれば、その平均自乗速度 $\bar{V}^2$ は r が 50000 A.U. の所で 1.60×10^8 (cm/sec)² となる。一方第2表によれば $r=50000$ に對する $[4V^2]$ は 1.04×10^8 (cm/sec)² で、これらは同一程度の値である。従つて、假に極端な場合として最初彗星の速度が全部太陽の方向を指していたとしても、又は反對に全部黃道面に平行であつたとしても、現在に至る迄には、通過星の作用で他の方向をも等しくとつて、一樣な球狀の雲を形成したであろう。この一樣化の作用は r の大きな所程著しい(第2表に $\bar{V}^2$ の値をも並記した。) 尙現在、彗星の軌道面や、遠日點が、黃道面に對してそれ程の關連がないという事實もこうして説明されるわけで、その非關連性を以て、直に彗星が恒星界に起源をもつものであるとするのは連斷であろう。

III. 彗星雲中の速度及び密度分布

一般に星系内の速度 V の分布函數 $f(V)$ は Maxwellian ($f(V) \propto e^{-V^2/l^2}$, l 常數) であると考えられているが、彗星雲中の各彗星の速度がやはりこの分布をするとして計算してみると、例えばこれから導かれる密度分布の様子は観測事實とは凡そ違つたものになつて来る。それで、こゝでは前節の終にもちよつと述べたように、彗星雲中の速度分布としては、次のような球對稱分布を採用することにした。

$$(1) \quad f(V) = 3L^{-3}V^2$$

$$\text{ただし} \quad L = \sqrt{\frac{2GM_{\odot}}{r} - \frac{2GM_{\odot}}{R}}$$

こゝで R は彗星雲の外徑(20 萬 A.U.) であり、 r は雲中の考えている部分と太陽との距離である。即ち L は兩距離における離脱速度の差であつて、これを r の所の彗星の持ち得る最大速度であるとする。尙この時、雲中の速度の自乗平均値 $\bar{V}^2$ は $\int_0^L V^2 f(V) dV = \frac{3}{5} L^2$ となり、この式から第2表に入れた $\bar{V}^2$ の値が計算されている。

V のうちの太陽方向成分 (radial velocity) を u とし、それに直角な方向成分 (transverse velocity) を v とすると、(1) 式から、これら u, v の分布もきまる。さて、太陽中心の單位厚さの球殻を彗星が横ぎる時間を考えるとこれは u に逆比例し、従つて、い

ろな半径の球殻間に含まれる彗星の数もやはり u に逆比例するであろう。いま太陽中心、半径 r, r' の所

第 3 表

r A.U.	L cm/sec	$\nu(r)$	$N(r)$
		$\nu(100000)$	$N(100000)$
25000	25000	18.8	1.2
50000	16400	5.2	1.3
100000	9430	1	1
150000	5440	0.19	0.4

の彗星雲の密度を夫々 $\nu(r), \nu(r')$ とし、對應する L の値を夫々 $L(r), L(r')$ とすると、次のような關係式を得る。

$$(2) \quad \nu(r')/\nu(r) = (L(r')/L(r))^3$$

こうして密度比がわかれば、これから各球殻間の彗星の数の比 $N(r')/N(r)$ を求めることは簡單である。第3表には $r=10$ 萬 A.U. の所の値を單位にした各 r の部分の密度と数とが與えてある。

IV. 彗星雲中の速度の分散とその補充

次に、第I節の終でふれた問題について論じよう。いま彗星軌道の近日點距離 q が、ある値 q_0 より小さい爲には、太陽からの距離 r の所の彗星の transverse velocity v は $\frac{1}{r} \sqrt{2GM_{\odot}q_0}$ より小でなければならぬ。(ただし $r \gg q_0$ とする。) さて、我々の視界に入る彗星は $q \leq 1.5$ A.U. 程度のものであり、木星、土星の影響が及ぶ範圍は $q \leq 15$ A.U. と見なされる。 $r=50000$ A.U. ととるとき $q_0=1.5$ A.U. 及び 15 A.U. に對して夫々 $v \leq 104$ cm/sec 及び 328 cm/sec という値を得る。そこでいま、太陽の方向に軸をもち、半径が 104 及び 328 cm/sec なる、速度空間内の圓筒ともいふべきもの C_1, C_2 を考えると、 $r=5$ 萬 A.U. の所では、將來我々の視界に入るべき彗星は C_1 に含まれ、惑星の擾動をうけるべきものは C_2 に含まれる。

さて C_2 に含まれていた彗星が近日點を通過すると、惑星の作用でその軌道が變えられ、速度が分散する。これを言換へれば、圓筒 C_1 はある程度迄空白の状態になるであろう。 C_1 は C_2 に含まれ、従つてこの速度の分散によつて、我々の視界に入る彗星は、このまゝでは長年月のうちに遂になくなつてしまう外はない。

併しながら、こゝで第II節で見てきたような通過星の作用を思い起そう。 $r=5$ 萬 A.U. のところに遠日點をもつ彗星の半週期は $\frac{T}{2} \sim \frac{1}{2} (25000)^{\frac{3}{2}} \sim 2000000$ 年である。第2表によれば、 $r=5$ 萬 A.U. のところの $[4V^2]$ の 200 萬年に對する値は $1.04 \times 10^8 \times \frac{2 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^9}$

$=6.9 \times 10^4 (\text{cm/sec})^2$ となり、従つて transverse velocity については $dv = \sqrt{\frac{2}{3} [dV^2]} = 217 \text{cm/sec}$ という値を得る。これは C_2 の半径 328 cm/sec と同程度の値である。そこで先に一度空白になりかゝつた圓筒は、通過星の作用により、もとの出發點に歸る頃には再び大體一ぱいに滿されるのである。更に遠日點が 6 萬 A.U. あたりにある彗星ならば dv は 320 cm/sec となつて、5 萬 A.U. の所へ歸つてくる迄に圓筒は完全に滿されるであらう。かくて彗星雲の速度空間に穴ができて、我々に見える彗星はいつか一つもなくなるのではないかという心配は取除かれた。やれやれ安心という所で、次に雲中の彗星の數を勘定してみよう。

V. 彗星雲中の彗星の總數及びその質量の推定

先ず我々の視界に入ってくる彗星の數から始める。こういへばすぐ思いつくのは前述の C_1 なる速度空間の圓筒であらう。 C_1 のうち radial velocity が $u_1, u_2 (\text{cm/sec})$ の間にある部分の體積は $104^2 \pi (u_2 - u_1) (\text{cm/sec})^3$ である。一方第 III 節で考えた所では、速度空間は半径 L の所迄一様に滿されているとしているから、 $r=5$ 萬 A.U. の所を考える今の場合、その全體積は $\frac{4}{3} \pi L (50000)^3$ となる。そこでこの兩者の比を p とすると、これは $r=5$ 萬 A.U. の所に於いて、そのうち我々の視界に入ってくるべき彗星の數のその全彗星の數に對する比を表すと考えてよい。さて u_1 と u_2 の間の速度をもち $r=5$ 萬 A.U. の球面を通つて、毎秒球内に入ってくる彗星の數 n_0 は次の式で表わされる。

$$n_0 = p \cdot \frac{1}{2} (u_1 + u_2) \cdot \pi \cdot 50000^2 \cdot \nu(50000)$$

但し $\nu(50000)$ は $r=5$ 萬 A.U. の所の彗星の密度である。これに 100 年の秒數をかけると、1 世紀あたりの新出現彗星の數を得るわけである。即ち

$$(3) \quad n = 6.08 \times 10^{-3} (u_2^2 - u_1^2) \nu(50000)$$

こゝで u は力學的に次式で與えられる：

$$(4) \quad u = \sqrt{\frac{2MG_{\odot}}{r} - \frac{MG_{\odot}}{a}}$$

r を與えると u は a の函數となる。第 4 表には、 $r=5$ 萬 A.U. の所の u の値と、これから計算される n の値を掲げた。

さて次の節でやるように、新彗星の出現數は 100 年當り 97 個と評價されるから、これと、第 4 表の各 n を a の全區間で總計した値 $1.7 \times 10^6 \nu(50000)$ を等置すれば

$$\nu(50000) = 5.7 \times 10^{-5} \text{ A.U.}^{-3}$$

従つて $N(50000) = 4\pi \times 50000^3 \times 5.7 \times 10^{-5}$

第 4 表

a A.U.	$u(50000) \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	n A.U. ⁻³
100000	1.637×10^4	$2.31 \times 10^5 \nu(50000)$
70700	1.518	3.10
50000	1.336	4.56
35400	1.022	6.32
25000	0	0.5
17700		0.14
12500		

となる。更にこれと第 3 表の $N(r)/N(50000)$ の値とから各 r に對應する $N(r)$ が求められ、それらの總和は雲中の彗星の總數 N を與える。結果は $N=1.9 \times 10^{11}$ 個である。

こういう大ざつばな勘定の序に、この彗星雲の全質量 M を求めておこう。彗星一個當りの平均質量として、今の所一番確からしい 10^{16}gr. という値をとれば $M=10^{27} \text{gr.}$ 、即ち地球質量の $1/10$ となる。

VI. 軌道半長徑及び軌道面傾斜の分布

先ず $1/a$ の値の分布について、惑星の攝動を考慮して計算した理論結果を、觀測から得られたものと比べてみることは興味深いことである。

いま、我々の可視範圍に於いて始めて近日點を通過する所謂“新彗星”の $1/a$ の分布、及び惑星の攝動による $1/a$ の變化量 Δ が共に Maxwell の形の分布をすると假定する。近日點通過が 2 回目以上のものを“舊彗星”と呼べばこれら新舊彗星を合せた總數の、 $1/a$ に對する分布は、近日點通過中に彗星の崩壊する確率 k と、新彗星の數 N_0 の函數として表わされる。

さてこの k としては、1600 年以來出現した彗星 576 個中 11 個が崩壊したという一つの資料から、 $k_1 = 11/576 = 0.019$ という値を採用し、同時にもう一つ假に $k_2 = 0.003$ という値に對しても分布を計算してみた。

第 5 表にはこれらの計算値と觀測値を比較して示している。觀測値の欄には、第 1 表に示した精度の高い觀測の外に、 $1/a > 0.001$ 以上では少し精度の低い觀測も含め、それらの加重平均をとつた。(個數が小數になつてゐるのはその爲である。)又 $\bar{n}$ の欄は $1/a$ の範圍 0.00005 A.U.⁻¹ 毎の値を與える。“觀測”という欄は勿論第一欄からの換算であり、次の二つの欄には上述の計算値を、各々の合計が觀測の欄の合計に等しくなるように比例數で示した。(従つてこれらの計算値に含まれてゐた N_0 なる因子は消える)これによつて兩者を直接比較し得るわけである。

さてこれを見ると、 $1/a$ の小さい第一行を除いては

第 5 表

$1/a$ A.U. ⁻¹	観測値	n		
		観 測	理 論	
			$k_1=0.019$	$k_2=0.003$
0~0.0005	24 個	2.40	0.48	0.34
~0.0010	3	0.30	0.22	0.18
~0.0020	3.2	0.16	0.18	0.17
~0.0040	3.6	0.09	0.12	0.15
~0.0100	5.5	0.046	0.035	0.084
~0.0200	2.9	0.14	0.004	0.031
~0.0400	1.8	0.004	0.0001	0.006

観測値と計算値がよく一致して居り、かくて上述のような假定に基づく理論は大體に於て事實をよく説明すると言えよう。なお、 k_1 と k_2 とに夫々 $2/3$ と $1/3$ 重みをつけて平均した $k=0.014$ という値をとる時の計算値は、観測値との一致が最もよい。

第5表の観測値欄の第一行の数 24 のうち、彗星雲の範圍である $2a > 2$ 萬 A.U. 即ち $1/a < 0.0001$ A.U.⁻¹ に含まれるのは 16 個である。表中の總數 44 個中、これだけが新彗星であると見なせば、その割合で行つて 1850~1936 年の間に近日點を通過した $1/a < 0.04$ A.U.⁻¹ の彗星の總數 228 個のうち 83 個、即ち 100 年當り 97 個の新彗星が我々の可視範圍に出現する勘定になる。(第 7 節 $\nu(50000)$ の計算の箇所参照)

さて次に彗星軌道面の黄道面に對する傾斜角 i の分布をしらべてみよう。第 6 表に観測結果を示したが、これによれば彗星の i の分布は大體に於て無作為的 (random) であるといえる。

第 6 表

i	數
順行 { 0° ~ 60°	46
60 ~ 90	58
逆行 { 90 ~ 120	37
120 ~ 180	57

VII. 彗星の起源についての假説

最後に、以上述べてきた彗星雲の生成、言換えれば彗星の起源の問題について論じよう。

先ず、それが恒星空間に發生したものでないことをいうには、彗星の運動が太陽と密接に關連している事實の外に、2~20 萬 A.U. の距離の恒星空間で小さな粒子の凝集や累加によつて彗星の大きさの物質が生成されるには、そのガス密度が小さ過ぎることを指摘すれば充分であらう。

こゝでは、彗星が小惑星と誕生を共にするものであるという假説を主張する。即ち、嘗て火星と木星との間に存在した惑星が何かの理由で爆發し、そこに出來た破片のうち、たまたま非常に大きな e の値を得たものが、木星などから大きな攝動をうけて次第に空間の彼方へ分散して行つたとするのである。そこへ更に星の作用が加わつて、これらの破片の一部は a が 10000~100000 A.U. の軌道に落着き、もはや大惑星には接近しない安定性を得て彗星雲を形成したものと考えるのは不合理ではない。星の作用が其後も連續的に働いて、これら彗星の速度分布を一様化している状況は既述の通りである。

彗星が小惑星と同一起源をもつにしては、併しながら、その外觀の相違が少々氣にならぬでもない。所が幼少にして太陽の許を去り、その輻射の及び難い程の距離に己の所を得た破片は、現在に至るも尙始めに含んでいたガスの大部を保っているのは自然であらう。さきに Minnaert は、太陽コロナを通つて動いた 1843 I の彗星について、その固體部の直徑を計算し、それが少くとも $1/3$ km の大きさであることを發表した。既知の小惑星はすべてこれより大きいけれども、微光のものの發見が增加するに従つて、その差は縮少してゆくに違いない。又 Minnaert によつて指摘され、最近更に Levin が再論している事實、即ち小惑星が燃せられたときには彗星と同じガスを出すということ、ならびに流星の火球と隕石との間の恐らくは連續と見られる移り變りの現象なども、上の考えに有利な論據を與えるのである。隕石の特殊な内部構造から、多くの人々はそれが崩壊した惑星の殘片らしいとの結論を與えているが、多くの小惑星の不規則な形状も同様な推測に我々を導いてゆく。

彗星の起源についての他の有名な說である噴出說 (木星の表面物質の噴出を起源とする說) は短週期彗星の不安定性などを論ずるのには好都合であるが、長週期のものについては默する外はない。尙最近 Lyttleton が發表した說、即ち彗星は、嘗て太陽が星間微粒子層の間を緩慢に動いていた間に捕捉した小さな固體粒子から成つているという推定について一言加えよう。恒星間微粒子層の性状について現在知られているいささかの資料からすれば、太陽がその生存中充分小さな速度でこの中を歩く機會は極めて少ないといつてよい。更にこの節の始に述べたように小粒子の凝集、累加という考えは殆ど信ぜられないのである。

干渉単色光フィルター

皮肉なもので虹の色から希望通りの部分をぬき出してくれるフィルター、即ちそれを作る色素というものは無い。それだけに科学寫眞などで望み通りの範囲の波長の光を得るということはいつも悩みの種になっている。科学者もこうして色については随分苦勞させられる。

この身上相談に一つの解決策を與えてくれたのが干渉単色光フィルターである。その原理は別に新しいものでもないが、かなり狭い波長域の光をフィルターでぬき出してくれるので、分光器を使つたモノクロメーターに比べて色々都合のよい點が多い。

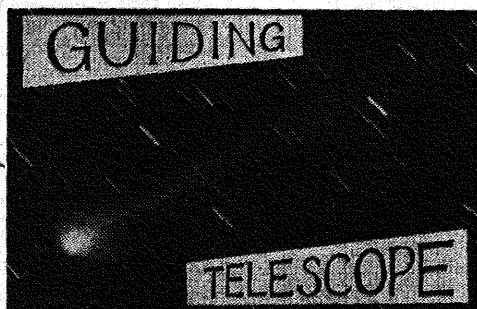
水晶の施光性ということは先刻御承知の通りで、その光學軸に平行に切つた平板に平面偏光を通すとその偏光面が廻轉する。平面偏光は近頃は偏光フィルターという便利なものが作られているので、それを使えば簡単に得られる。この施光の廻轉角は色即ち波長によつて違つてゐる。これが有難いのであつて、例えば二枚の偏光フィルターによつて水晶板のサ

皮肉なもので虹の色から希望通りの部分をぬき

ンドウィッチを作つて、その偏光面を同じ方向にしておくと、通つて出た光は波長によつて強弱の波が繰返されたものになる。水晶板の厚さを變えればその波長がずれてくるのも當然である。

それで水晶板の厚さの倍のもので更にサンドウィッチを作るとそれを通つた強弱の波は倍の數になっている。だからその二つのサンドウィッチを重ねてやると干渉によつて最初の強い波の巾がせばめられたものになる。こうして倍・倍の厚さにしたサンドウィッチを更に重ねていけば残つた強い波の巾はますます狭くなつてしまう。5, 6 枚も重ねれば5オングストロームというようなものになる。例えば水素のアルファ線が残るようなフィルターをつけて太陽を直接覗くと、平地でもプロミネンスがそのまゝ見られるという工合になる。更に巾を狭くして平地でコロナを測ろうとする企てさえある。

もの固い水晶の中で干渉に干渉を受けて色の巾がいともせばめられたものを有難がる天文學者の氣持はその道の者でなければ分るまい。



キリスト復活記念の祝日にて、その降誕節即ちクリスマスと並んで教徒間に祝われる、とものゝ本には出ている。映畫「イースター・パレード」などで讀者諸君もおなじみの筈。この日は教會ではミサが行われ、家庭では親しい友人寄りあつて祝いあう、といへばこゝで取上げる問題とはならないが、復活祭の日はどうして決めるか、となると曆やさんの御苦勞をわずらわさなくてはならない。

クリスマスの日付は12月25日ときまつていて、曆にのせるのに何の心配もいらぬが、復活祭となるとその定義が「春分のあとに來る最初の満月につゞく最初の日曜日」といふ複雑なものだけに一寸面倒である。なにしろキリスト教の方の祭日には移動祭日と稱する20ばかりの祭日があつて、それらが復活祭の日を基準にして毎年かわる。萬一復活祭の日の算出を間違えてこれら澤山の大切なお祭の日がずれたりしたらそれこそ大變、日食の豫報を間違

えて死刑になつた中國の天文博士の運命の再現ともなる。

復活祭

一體どうしてこんな面倒な日の決め方をしたんだらう。3月の下旬まだ北風の寒いころに當るかと思

と、4月も終りに近くなつて櫻の花もすつかり散つてしまつたころ復活祭を祝わなければならない年もある、などとおつしやる御仁のために申上げておくが、ユダヤ曆の方では月というものは新月からはじまり、年というものはその月の満月が春分後はじめて來る満月であるような月の新月にはじまると決められている。いゝかえればユダヤ曆の「1月の満月の次の日曜日」と簡単に定義された祭日が、現今に換算されてかくも面倒なことゝなつた次第なのである。

因に最も早く來る復活祭は春分が3月21日、その日が満月で翌日が日曜日の場合であるから3月22日、最もおそいのは春分の次の満月が4月18日に起りこれが日曜日の場合で4月25日、本年は3月25日。明1952年は4月13日がまきれもないその當日であるからお間違えのない様。

太陽コロナ観測の新方法

本誌1月號の萩原東京天文臺長の歐洲天文臺視察談の中に B. Lyot 博士による新しいコロナ観測が紹介されたが、その詳細を最近の論文 (C. R. t. 231, p. 461~464) から東京天文臺の長澤進午氏に譯出して頂いた。

コロナの主な輝線の強さを各位置角に於て測定し、又その時間的變化を研究する事は太陽現象の理解を深め更に電離層現象の豫報の基礎になる。此の爲にピクデュミディ及び他のいくつかの山上の観測所に於て大氣の状態の許す限り規則的に測定が行われているのである。測定はコロナグラフにより分光器を使つて行われるが、これにはたゞ天氣がよいだけでなく塵埃のない又シーラスの薄雲のない空が必要である。

此の論文の對象となつてゐるコロナの分光測光は今迄の裝置とは全く違つてゐる。此の役目は光の散亂を少なくするのではなく、非常に強い連續スペクトル、しかも強い吸収線のあるスペクトルの中にまぎれている完全には單色でない弱い光をあばき出して測定するのである。此はコロナグラフも分光器も更に高山に於けるけがれのない空も必要としない。

2月にムードンに於て完成した此の裝置は口径 16 cm 焦點距離 2.40m の望遠鏡を使用する。此の望遠鏡の對物鏡によつて一つの金屬圓板の上に角度で數秒大きい像が出来る。此の圓板の周圍を通過する光は環狀の遮蔽板に當つて此で正確に太陽の像を中心に置くことが出来る。コロナの光は太陽周邊から角度1分の所で直徑が 0.7mm の穴のある小さな遮蔽板を通して採り入れられる。

コロナの光の光束は太陽の強い光と一緒になつて二回反對のプリズムによつて望遠鏡及び金屬板の軸と一致した方向に持つてこられる。此等の裝置全體が此の軸のまわりに回轉するので太陽像を動かしたり射出する光を動かしたりせずに太陽の周邊から1分の場所のコロナを調べることが出来る。観測する點の位置角は目盛板の上に指示される。

研究すべき光の發散光束は環狀の遮蔽板を通過して一つのレンズに當つて平行光線となり、次に單色偏光フィルターを通過して最後的光電偏光測定裝置に入る。

單色偏光フィルターに就ては先に述べた (Annales d'Astrophysique 7, fasc. 1~2). これは 1939 年に製作され、更に 1941 年に方解石の偏光板をとりつけたも

のである。光源側に透過波長域の廣い偏光フィルターと硫酸銅の立方體と黃色ガラスをつけ加へて、此のフィルターは 5303Å の附近で相當透過波長域が 2Å で透過率の非常によいものである。光電偏光測定裝置に就ては前に報告した (C. R. t. 226, p. 137, 1948)。

1943 年に作られてこれは單色偏光フィルターの最後の偏光板を通過して出てくる光の偏光面に平行と直角な振動の光の強さを比較できる様になつてゐる。勿論この場合は完全偏光を示す。

今この偏光板を取り除いて見る。そうすれば偏光は非常に弱い値となる。實際平行な分振動は 2Å の幅のバンドとその兩側に二次的な弱いいくつかのバンドがあるに反して、直角な分振動はこの兩側に全體で 4Å の 2つのバンドと、これに二次的に附隨した弱いバンドから出來ている。もし此のフィルターによつて透過される狭い波長域内で光源の起す光電効果が此の波長に於て $(n_e - n_o)/\lambda$ の函數として (n_e, n_o は水晶の屈折率) 直線的に變るならば、この 2つの分振動は同一の光電流を生ずる事を證明出来る。

實際的に此の様な事の起るのは白熱燈のような連續スペクトルをもつ光源に對してであるが、太陽の中心の光に對しては偏光測光裝置はかなり強い偏光を示す。これはフィルターの溫度、從つて透過域の波長によつて變化し正負の極大ができる。負の極大の1つは $^{16}/_{1000}$ の値で $\lambda = 5302.45$ にある。此の偏光は太陽の光によるものでコロナ線のある $\mu = 5302.85$ にフィルターを調整して穴の向側で太陽の像を移動させると、太陽の北極と南極に於て偏光が $^{110}/_{10000}$ 強くなり、これは太陽周邊近くで線の巾が廣くなることから起るもので、一方東側と西側では太陽の自轉から起るのだが $^{150}/_{1000}$ の差が生ずる。周邊から1分の所の散光中でもコロナの光に比べて太陽の光が強いので此の効果は無視出来ない。

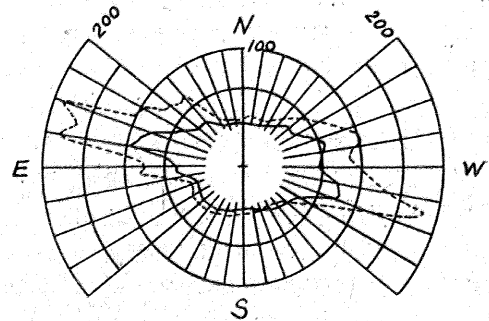
これを除くためにフィルターを $\lambda = 5302.45$ に調製しておいて此の偏光を傾斜鏡によつて周邊から適當にとつた距離にある太陽の一點に對して補償した。感度を少し下げてやると此の様にして得られた零點は $^{10}/_{1000}$ の程度で安定である。太陽像を金屬板のうしろに作ると偏光測光裝置の最後にコロナの光だけの強さと増幅器の感度、空の透明度に比例する光電流を生ずる。このあとの 2つの量は特別な裝置で一定の割合に弱められ又偏光させた太陽の光を使つて手早く又何度も調整が出来る。これによつてコロナの光の強さを太陽連續スペクトルの 1Å の強さと比較して計算して出す事が出来る。

測定は5°おきに、変動の影響を少なくする爲にマイクロアンメーターの針の5秒間の平均の位置を讀んで行われる。太陽の周囲を一周するのに約40分かかり、これはピク・デュ・ミディのコロナグラフによるより少し早い。測定は100萬分の2の精度であつてこれはピク・デュ・ミディの實視観測の場合の弱い光に對するものと同程度で、強い光に對する精度よりすぐれている。

この新しい分光測光が舊來のものとは異なる所は此の方が散光に對して感度が弱いということである。實際この散光を少なくする何の注意もしていない。我々の使っている對物レンズは磨き方も完全ではなく泡も澤山あり、その内側の曲率半径の殆んど同一な二つの面からの反射で邪魔な太陽の像が出來てこれによるハローが太陽の $\frac{1}{200}$ の明るさになる。然しこれでもよい測定が可能である。一方ピク・デュ・ミディの装置ではこの100分の1の程度の明るさのものでも観測を非常に邪魔する。我々は吸収の多い濃いシーラスによる $\frac{1}{100}$ の明るさの散光のもとも測定を行う事が出來た。

最初の圖は2月28日に得られ、これは3日後にピク・デュ・ミディで得られたものとよく似ている。その後同時観測の結果を何度も比較することができた。

こゝに掲げた圖はその一例で、曲線の様子がピクとムードンと似ていること、極大極小の位置が一致していることからこの二つが同一の現象を現わしていることを示している。



外側の曲線は太陽の連続スペクトルの $1\text{\AA}$ の強さの100萬分の1を単位としたコロナ線線の強さ。ピク・デュ・ミディで1950年V月6日7:10~8:10にコロナグラフ分光器を使つて測定したもの。(空の明るさは上の單位で30)

内側の曲線はムードンで新しい分光測光法で7:30~8:36に得られたもの。(空の明るさは同一單位で5000)

アメリカ便りⅡ

ヤーキス天文臺にて 藤田良雄

暖いカリフォニアから急に寒いヤーキス天文臺に来て少々面喰つています。来て四五日後マイナス16度の朝を迎えた時はさすがに寒いと思いました。しかし家の中が餘りに暖いのでうつかり錯覺を起しそうな時があります。オーバーも滑ないで一丈外に出て見てあわてて家の中に飛び込むといった調子です。私はヴァンピースブレッック氏夫妻の家に厄介になつています。私の外所謂大學院の學生が数名居りますし食事の時は天文臺の人達も三四人集つて來ますので、リックのダイニング・ホールを思い出しますが感じは全然違います。何といつても學生が大多数ですから氣分的には樂で又却々活氣旺盛です。ヴァン・ピースブレッック氏を皆ヴァンピースさんといつています。ヤーキスでは最初學生と話している時「ドクター……が……」といひましたところ、ここではドクターは使わないでミスターというのがスルーヴェ臺長時代からの慣例だと注意されました。星雲のページさんは目下この食堂の常連の一人(但し臨時)ですが、いつも犬を連れて來ます。犬の名はハチ公でなくキヤプテンミッドナイトというのだそうですが、略してキヤップといつています。チャンドラさんは朝早くから夜おそくまでよく勉強して居られます。講義は今學期はないそうで残念です。今學期のスケジュールはカイパーさんの太陽系、バイ

デルマンさんの恒星系の力學、ホールさんの天體寫眞測光學で因みに開講は1月2日です。二三日前圖書室の掲示に左記書物を無斷帶出したが心當りの者は早速返却されたし、但し料料1ドルというのが出ました。すぐ圓に換算したくなりますが私は勿論その仲間ではありません。

この實驗室は却々立派で21呎のグレーティング、フィリップさんの使つていたファーン等揃つています。マイクロフォトメーターも却々使いよく出來ています。天文臺の久達はチャンドラセカール・カイパー・モルガン・ページ・ヒルトナー・ホール・バイデルマン・マイネル・ミンチ・ヴァンピースブレッック・紅一點ミス・ロマン等のスタッフの外にスインクス・キーベンホイアーの兩氏が來て居られます。

ヤーキス天文臺はリック天文臺に比べると大分下界に近くなつていますので、ここでは例えば床屋などに一月以上も行かないとそれこそエチケットを云々されそうです。約15分歩くと村の繁華街がありまして床屋さん、ドラッグストア(何でも屋)食料品店、郵便局等が並んでいます。しかし映畫館はありません。映畫を見たい時は約6哩位、それこそカーをとばさなければならぬわけですが。先日學生さんに連れて行つてもらひ始めて映畫館に入りました。明日は愈々1951年、ストレームグレン新臺長が到着される筈です。大分いろいろと脱線しましたが近況御報告まで。

會員諸氏の太陽黒點觀測 (1950 年 11 月 ~ 12 月)

觀測者	觀測地	口径倍率	方法	K	觀測日數
草地重次	北海道・旭川市	mm 25(75×)屈	投影	2.0	27
盤城高校	福島・平市	58(64×)〃	投影	1.5	8
加賀谷金光	秋田縣	30(40×)〃		3.1	24
武蔵高校	東京・練馬區	80(60×)〃	投影	0.7	34
富士高校	東京・中野區	60(64×)〃	投・直	1.5	25
立川高校	東京・立川市	100	〃 投影	1.4	40
千葉高校	千葉市	80(25×)〃	投影	2.2	18
秦野高校	神奈川縣	100(80×)〃	直視	0.8	13
河原郁夫	神奈川縣・横須賀市	30(40×)〃	投影	2.0	40
清陵高校	長野・諏訪市	75(50×)〃	投影	1.7	26
後藤晶男	名古屋市	81(60×)〃	投影	1.2	31
桑野善之	大分・日田市	54(53×)〃	投・直	1.7	25
佐治達也	佐賀縣	40(66×)〃	直視	1.5	26

黒點觀測報告は毎月7日までに到着する様、東京天文臺太陽係宛御送り下さい。

1950	會員ウォルフ黒 點數日別平均値	東京天文臺(日別) ウォルフ黒點數		
月				
日	XI	XII	XI	XII
1	106	—	84	—
2	112	159	88	145
3	104	—	—	117
4	95	139	102	108
5	135	105	122	103
6	—	82	—	113
7	142	90	—	127
8	106	152	102	166
9	102	154	138	155
10	108	156	—	187
11	101	153	—	160
12	100	153	—	143
13	82	137	89	209
14	91	72	75	160
15	130	71	92	129
16	120	21	94	50
17	109	35	115	26
18	114	24	—	23
19	74	9	95	11
20	58	0	51	0
21	38	0	37	—
22	12	0	37	0
23	24	0	27	0
24	25	17	—	27
25	20	37	18	42
26	41	46	45	47
27	80	56	71	67
28	123	53	86	62
29	—	39	—	48
30	138	25	101	29
31		23		18

本會及び東京天文臺に報告された掩蔽觀測 (1950年)

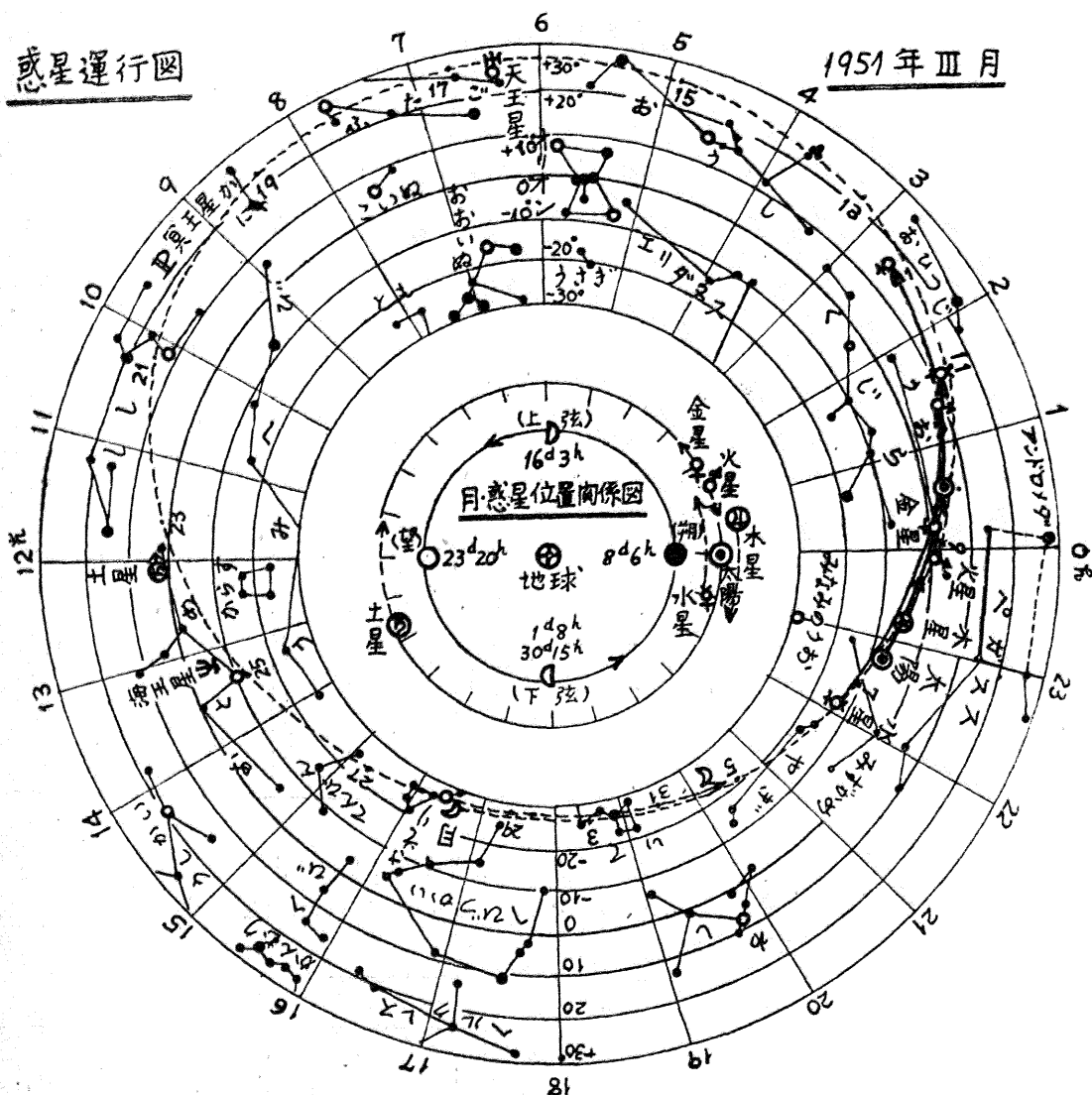
觀測の整約結果は Tokyo Astronomical Bulletin に掲載される豫定です。
觀測をされて未報告の方は至急お送り下さい。

觀測地	觀測者	觀測數	觀測地	觀測者	觀測數
佐熊廣岡鳥	賀校島山取	1	新群	湯馬	3
岡岡路頂京	山山校都	5	秦野高校	草野盤	2
日市高宇治山	校田	17	熊谷	半田郁夫	7
四宇岐高加茂	山阜校	3	立川高校	小松佐藤	8
愛知	野々山了停	4	日本學	伊藤	8
伊那北高校	伊藤富田	1	東武藏高校	新井賢二郎	10
諏訪文庫校	太田加藤	1	京崎國	箕輪敏行	1
清水東高校	渡邊	10	京校	岡田近藤	27
山型		5	春日部高校	原	7
		8	市若	伊藤精二	7
		8	松	天文氣象部	9
			今津工業高校	天象部	5
			柿岡女子高校	姫野みち子	13
			郡山女子高校		3
			旭前川		5
			廣		1
					3
					11
					14

- 1) 片山, 山内, 菊池, 村中, 中田, 能登
- 2) 得永, 清原, 澤田, 齋藤, 土居, 堀川
- 3) 近藤, 林, 橋本, 日々野, 矢島, 佐々木
- 4) 清陵高校天文氣象部, 金子, 河西, 伊藤, 阿部, 立石, 名取, 片山, 雨角, 藤森
- 5) 内田, 中島, 志村, 河野
- 6) 西部, 戸張, 保坂
- 7) 吉川, 戸塚, 源關, 仲田, 荒井, 伴場, 大谷, 廣岡, 高崎, 鎌田
- 8) 國府臺高校天文部, 長谷川, 市村, 高槻, 西, 松崎, 熊谷
- 9) 大田, 菊谷, 佐々木, 横野
- 10) 橋本, 齋藤, 堀江, 今泉, 矢戸, 鈴木, 大内, 渡邊, 武藤

☆ 3月の天象 ☆

惑星運行図



アルゴル種変光星

星名	変光範囲	周期	極小 (日本標準時)	D
WW Aur	5.6-6.2	2 12.6	2 23, 8 0	6.4
RZ Cas	6.3-7.8	1 4.7	3 18, 4 22	4.8
YZ Cas	5.7-6.1	4 11.2	4 19, 13 17	7.8
R CMa	5.3-5.9	1 3.3	1 20, 9 19	4
δ Lib	4.8-5.9	2 7.9	2 0, 8 23	13
β Per	2.2-3.5	2 20.8	16 22, 19 19	9.8
RW Tau	8.1-11.5	2 18.5	3 21, 28 19	7.9
TX UMa	6.9-9.1	3 1.5	4 21, 7 23	8.9

惑星現象

11日19時	水星外合	14日20時	天王星留
12 2	木星合	20 19	土星衝

日出日入及南中 (東京)

月	出	入	方位角	南中	南中高度
1	時 6 13	時 17 35	-9.2	時 11 53.7	46° 26'
11	時 5 59	時 17 44	-4.4	時 11 51.4	50 18
21日(春分)	時 5 45	時 17 53	+0.4	時 11 48.6	54 14
31	時 5 31	時 18 1	+5.3	時 11 45.6	58 10

東経L度の場所に於ける春分の日の日出日入南中の時刻を求めるには上記の東京の値に次式で與えられる4Tを加えればよい。

$$4T = 4 (139.7 - L) \text{ 分}$$

エンケ彗星

中旬近日點通過・光度8等

月	α1950.0	δ1950.0	r
5日	0h 27.3m	+8° 31'	0.442 A. U.
15	0 12.3	1 30	0.339
25	23 12.4	-11 01	0.418