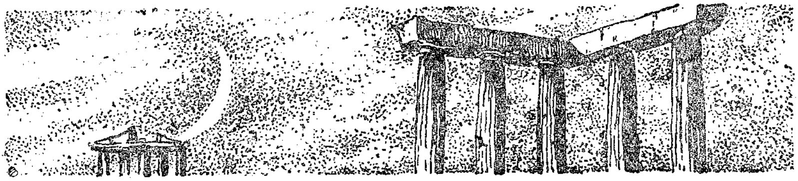


彗星の物理的性質 (3)

竹 田 新 一 郎

第四章 彗星の質量こ密度

(I)

§ 14.

彗星の眞の質量は今日も尙全く知られて居ない. 遊星が圓錐曲線を畫いて運動して居る事が發見された當時は, 彗星も初の程は重い物體こ見られ, 彼等も又生命を宿して居るのであらうこさへ眞面目に考へられて居た. 併しながら, 千七百七十年, Lexell 彗星が近づいた時, 地球の軌道の少しも亂されなかつたこ云ふ事實から見て, 彗星の質量は多くも地球の質量の五千分の一以下でなければならない事を Laplace が計算により示して以來, 意見の變化を來し, Babinet の如き彗星は單に見ゆるものに過ぎないのだこ書いて居る. して今日でもその質量は先づ先づ極めて些細のものに思はれて居る. この事は又, 彗星を通うして見ゆる恒星が一般に目に見ゆる程は光を減ぜぬこ云ふ觀測事實により裏書きされて居る.

併しながら一方, 彗星が "單に見ゆる" ものでない事も明かである. 少くこも一つにかたまるだけの重力がなければならない. 更に又, 彗星が極めて些細の質量を持つならば, 既に大氣を失へる輕い遊星に於けるが如く, 瓦斯體をいつまでも保持する事は出來ない筈である.(而して吾人の知る所では彗星に事實瓦斯體が發見されて居る.) 彼等は又尾の形を經て瓦斯體や固形分子を常に失ひつゞけて居る. 勿論, 一回歸毎の損失の全量もその本體の質量に比べては極めて僅少のものであらうが, これが先きにも云へる如く, いつかは彗星が隕星群に分裂し行く一つの理由である.

彗星について案じ得るこの様な性質はそれが質量の極限値を計算するに役立つ．で今らか嘗て發表された二三の方法を略記して見よう．

§ 15. Roche の方法

彗星の核を包んで，核こ共に太陽をめぐる大氣の形を研究するにある．この大氣は太陽及び彗星の引力を受け，同時に自轉をして居るものこする．

今これらの力の下にあつて流體の彗星が瞬時々々平衡にあるこしよう．すれば一般に等ポテンシヤル面の方程式を立てられる．このニボーの式から Roche は次の如き不等式を導いて居る．

$$m > \frac{1}{4}\left(\frac{\rho}{r'}\right)^3 \sin^3 \delta$$

こゝに m は彗星こ太陽この質量比をあらはし，δ は彗星が太陽より r'，地球より ρ の距離にある時の視直徑をあらはして居る．

時こしては，ρ/r' が一になる樣な位置で彗星の視直徑 δ が略 $1'$ になる樣な事がある．今この條件が正しく滿足されて居るこすれば，上式より

$$m > 1/4 \sin^3 1' > 1/(162.\ 10^9)$$

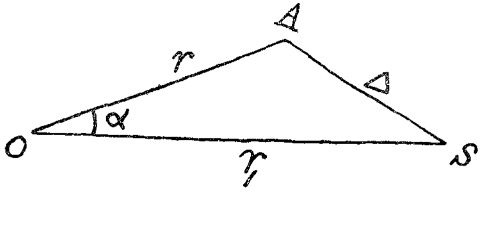
これはかゝる場合には彗星質量が地球の質量の五十萬分の一よりは大きかるべき事を示して居る．

この式を導くために Roche は自轉の大きさについては別に何等の假定を置いて居らないが，自轉軸を太陽の方向に直角にこつて居る．併しながら前にも云つた樣に彗星の自轉に關する知識は皆無こ云つてよいので．この樣にして導いた Roche の結果は只一つの參考こして止めて置かう．

§ 16. Schiaparelli の研究

この有名なイタリーの天文學者は，尾の發展する以前の彗星について考察して居る．先づ彗星が微粒子の均質な集りよりなり，中心部に凝集はないものこ考へ．一つ一つの粒子の間には關係のないものこ假定して居る．

第　二　圖



ある種の彗星は實際これらの條件をみたして居る樣に思はれる.

第二圖に置いて，O 點を彗星の重心，A を表面上の一點，S を太陽とする。して $OA=\gamma$, $OS=\gamma_1$, $AS=\Delta$ と置く. すれば中心 O に關する A 點の相對運動に置いて，太陽の起す擾亂作用の方向 AO に於ける分力は

$$\sum=\frac{fM}{\gamma_1{}^2}\frac{\gamma}{\gamma_1}(1-3\cos^2\alpha)$$

となる.

$\alpha=0°$ 及び $\alpha=180°$ に對しては

$$\sum=-\frac{2fM}{\gamma_1{}^2}\frac{\gamma}{\gamma_1}$$

となり，　$\alpha=90°$ に對しては

$$\sum=+\frac{fM}{\gamma_1{}^2}\frac{\gamma}{\gamma_1}$$

となる.

故に太陽の起す擾亂は，太陽と矩象にある粒子群に對しては，彗星自體の引力を增加する傾向を有し，之に反して太陽と合或は衝にある部分に對しては引力を減少する事になる.

それ故に若し後者に對し，外力(擾亂)が引力に打勝つならば分解が起り得るわけである. 今 m を彗星の質量とすればこの極限の場合に對して.

$$\frac{2fM}{\gamma_1{}^2}\frac{\gamma}{\gamma_1}=\frac{fm}{\gamma^2}$$

或は書きかへて

$$(1)\quad \frac{m}{\gamma^3}=\frac{2M}{\gamma_1{}^3}$$

を得る. で若し

$$(2)\quad m<2M\left(\frac{\gamma}{\gamma_1}\right)^3$$

なりとすれば，分解が起り得るであらう. 一例として，彗星の直徑が 100,000 哩，近日點距離が 1 の場合，その質量が地球の百萬分の一よりも小さいならば物質は恐らく彗星を去り初め，その前後，その道をたどつて次第に遠ざかり行くであらう.

不等式 (2) を書きかへて簡單に之を意味づける事ができる. 卽ち

$$\frac{m}{\frac{4}{3}\pi\gamma^3} > \frac{\alpha M}{\frac{4}{3}\pi\gamma_1{}^3}$$

こ書けば，彗星が一體こなつて止まるためには，その平均密度は，太陽の全質量がかりに半徑 γ_1 の球圓に均齊に分布された時の平均密度の二倍よりも大きくなければならないこ云ふ事を示して居る.

§ 17. Charlier 及び Luc Picart の研究

前節にお話した樣に Schiaparelli は彗星の分解について研究した. 卽ち彼は，彗星の重心からの表面の一點に引けるしレディヤス・ベクトルに沿うての太陽の及ぼす擾亂作用の分力が，彗星自體のその點に作用する引力よりも大きくならば，その彗星は分壞し得る可能性のある事を示した. Charlier はこの問題を更に嚴密にやり直した. 後 Luc Picart はこの Charlier のやり方を簡單にし，又その結論の上に重要な添加をなした.

次に兩氏の研究の結果を引用する.

"お互に引き合ひ，又同時に太陽によつて引かるゝ，球狀の粒子の均質な集團を考へて見よう. 卽ち斥力は存在して居らぬものこ假定する."

更に彼等は，この集團（彗星）の重心の軌道を圓なりこ假定して，その集團の安定を保つための條件こして，先づ考ふる點（粒子）が集團の內部にある場合には，Mを太陽の質量こすれば

$$(3)\quad \frac{m}{M} > 3\left(\frac{\rho_0}{a}\right)^3;$$

を導いて居る. こゝに m は彗星の質量，ρ_0 はその半徑，a は重心の圓軌道の半徑である，一方 Schiaparelli の與へた式は前揭の如く

$$\frac{m}{M} > 2\left(\frac{\rho_0}{a}\right)^3$$

である. 第二に，考へて居る粒子が集團の外部にある場合の安定の條件は

$$(4)\quad m > 3\left(\frac{\rho_2}{a}\right)^3, \quad 或は \quad m > 3\left(\frac{3b}{a}\right)^3.$$

こ與へられて居る. こゝに ρ_2 は

$$3\left(\frac{\rho}{a}\right)^3 - \frac{m}{b}(\rho - 2b) = 0$$

の根を意味し，$2b$ と $3b$ との間にある値を持つ．常數 b は，考へて居る分子が，太陽からの引力がなかつたならば集團の重心の圍りを畫くであらう軌道の長軸の半分の長さを表はして居る．

彗星の軌道が圓でない場合はこゝには省略する．

§ 18.

更に Darwin の研究によれば二つの天體が極めて徐々に相近づく時，第一の天體が及ぼす潮汐作用のために，第二の天體は，M'/R^3 が $0.125504\,\pi\rho$ に達する迄は絶えず增加する一系の延びた球狀を移り進んで行く．こゝで M' は第一の天體の質量，ρ は第二の天體の密度，R は兩者の距離を表はして居る．M'/R^3 がこの値を越せば變化は動的のものとなる．卽ち第二の天體の平衡狀態が安定たる極限の條件として

$$(5)\quad \frac{M'}{R^3}=0.125504\,\pi\rho$$

を得るのである．或は D を第二の天體の直徑，M をその質量とすれば(5)式は

$$(6)\quad M=M'/0.1530\times(D/R)^3$$

となる．

そこで今彗星の分割乃至分裂が太陽のかもす潮汐作用に基くものとするならば，彗星が太陽の附近に於て分裂せずに居るためには，その密度はある値よりも大きくなければならない．卽ち(5)式に於て R を近日點距離 ρ にとるならば，その彗星の密度の極限値を得るわけである．又更に，彗星の分裂が起つた時には直ちに(5)式は分裂當時のその彗星の密度を與へる．從つて若しその時の彗星の大きさを觀測によつて知つて居るならば(6)式よりその全質量をも計算する事ができるのである．

この理を應用して E. O. Fountain は實際に分裂した彼の Biela 彗星の質量を出して居る．この場合疑はしい數字は D のみである．と云ふのは彗星の形は必ずしも圓形でないのみならず又その密度は均一でもない．更に核の大きさにも問題はある．卽ち所謂有效直徑を幾何にとればよいか．こゝで彼は二つの假定をして居る．第一には密度を均一と考へ，第二には十分

の一の大きさの核の中に全ての質量が集中せるものと假定する．して計算の結果によれば，それぞれ地球の質量の $1,084\times10^{-4}$ 及び $1,084, 10^{-7}$ なる値を得て居る．

この二つの數字の中第一の者は明かに大き過ぎるが第二の値は恐らく小さ過ぎるであらう．そこで彼は更に稍々異なれる方法により見當を付けて，Biela 彗星の分裂當時の質量として，地球の質量の百萬分の一を與へて居る．

Encke 彗星（これは Biela の近日點距離の$\frac{3}{8}$乃至$\frac{3}{6}$の近くに於ても尙分裂しなかつた）については，彼は，若しも Biela 彗星と同じ大きさを持つて居たとすれば，その密度は Biela よりも十七八倍も大きいのであらうと云つて居る．

§ 19.

H. Thiele の觀測によれば Taylor 彗星（1915 e）が 1916 年二月及び三月に分裂をした時に，この彗星の割れた二つがお互の圍りに三十日の週期で廻轉して居つたと云ふ．この觀測材料から，彼はこの彗星の全質量を 10^{-10} と出して居る．併しながら，この同じ彗星について Barnard は何等相互廻轉の模樣を見て居ない．更に不幸な事には，これらの觀測は滿月の前後になされて居るので，Thiele の結果に大した信を置くわけにも行かず，こゝに詳しく論ずる必要もあるまいと思ふ．

§ 20.

彗星の透明度からその質量の當りを附ける一例として，Fountain の示した計算を引用しよう．「屢々證められて居る樣に，彗星が或る恒星の上を通過しても，感知される程にはその光輝を減ぜぬと云はれて居るけれども，二三これに反する樣な例がないでもない．例へば 1828 年九月二十八日，Genoa で H. Wartman は或る八等星が Encke 彗星のために完全に見えなくなつたのをたしかめて居る．若しもこれにして信賴し得るならば，吾人は彗星の質量について某かのヒントを得るわけである．今かりにこの星が八等より九等に迄只一等級だけ減光せるものとしよう．更に直徑 D の彗星に於て，單位體積中に平均半徑 γ を持つ粒子が δ 個だけあるとすれば，これを通過する光の割合は $\rho^{-\pi\nu^2\delta\tau}$ であり，これが(2.512)に等しかるべき

である.

地球が隕星群を通過する時に2グレンの隕石は各自の效果を現はすは充分だと云はれて居る. 粒子の密度を普通の石のそれに等しと假定し, 又彗星の直徑を 150,000 キロメートルとすれば, 彗星の全質量は約 $1,416\times10^{14}$ 噸と出て來る. これは地球の質量の約四千萬分の一に當る. 併しながらこれは只, 彗星中に於ける固形物のみを含み, 瓦斯は勘定に入つて居ない. 又星は一等級以上減光されたかも知れないのである.」

§ 21. 光度觀測による質量の決定

只今迄は, 彗星の分裂について只重力のみを勘定に入れて居つた, が輻射壓も又或程度迄は之にたづさわり得るのである. 即ち彗星を構成する粒子が或る大きさよりも大きくないならば, 彼等は輻射壓のために相反斥し, 彗星は分散し分裂して來るであらう. この大きさについて Lindemann は次の如く與へて居る.

$$\left(\frac{4\pi}{3}R^3\rho\right)^2 f=\frac{4\pi R_0{}^2\sigma T_0{}^4}{4\pi\gamma^2}\cdot\frac{(\pi R^2)^2}{4\pi c}$$

或はかきかへて

$$R\rho=\frac{3}{8\sqrt{\pi}}\frac{R_0}{\gamma}\sqrt{\frac{\sigma T_0{}^4}{fc}}$$

こゝで R 及び ρ はそれぞれ粒子の半徑及び密度であり, γ は太陽からの距離である. 又 R_0 は太陽の半徑 T_0 はその溫度である. 更に c は光の速さ, f は重力の常數, σ はステフアンの常數を表はして居る. 太陽より γ_0, 地球より γ_1 だけ距隔たれる場所で, 平方センチメートル毎に彗星より受ける光 L は

$$L_0\frac{R_0{}^2}{\gamma_0{}^2}\cdot\frac{N\pi R^2 A}{4\pi\gamma_1{}^2}$$

で與へられる. L_0 は太陽より R_0 隔てる場所で一平方センチメートルに受ける光の量である. 彗量の質量は $M=N(4\pi/3)R^3$ であるから, R の値を上式に代入すれば

$$M\gtreqless 2\sqrt{\pi}\sqrt{\frac{\sigma T_0{}^4}{fc}}\cdot\frac{\gamma_0{}^2\gamma_1{}^2}{\gamma R_0}\frac{L}{AL_0}$$

となる．こゝにアルベドー A 及び光量 L を除けば全べての量は既知である．而もこれとても光度計的に決定され得るのである．

Lindemann は又 M の上限値を與ふべき第二の方法を示して居る．彼は更に若し充分な材料だにとゝのへば質量の精密な値をも決定し得ると迄云つて居る．太陽の方に引かるゝ力は引力と斥力（輻射壓）との差なれば

$$\frac{M_0 M f}{\gamma_0^2} - \frac{4\pi\gamma_1^2 L}{c}$$

である．若し彗星が少しも變らないものとするならば $\gamma_1^2 L$ は γ_0 の二乘に逆比例するであらう．併しながら實際は變るのであるから，全力は距離の二乘に逆比例すると云ふ法則から外れを來す．從つて L を嚴密に觀測すればこの法則からの外れを知り得，彗星の軌道が眞の楕圓からの外れを觀測する事によつて，併せて M の値を求め得るのである．

勿論この理論は，觀測材料の貧弱なためにまだ實地には應用されて居ない．

§ 22.

上記の如く只今迄に彗星の質量について知られて居るのは，只想像的の彗星か乃至は極めて例外的のものについて而かも大部はその極限値のみが誘導されて居るに過ぎない．彗星の樣な密度の稀薄な天體に關しては，殊に太陽の近傍に於ては輻射壓が大きな役目を演ずる事は疑を入れない．從つて彗星の分散や分解を論ずるに當つても，太陽の及ぼす潮汐作用の外に輻射壓をも勘定に入れるべきかも知れない．すれば彗星の質量の極限値は今迄よりも稍大きく出て來るであらう．勿論いつかは機會があるかも知れないが，實際の彗星の分裂に際して，この方法によつてその眞の質量を知らうとするのは寧ろ空々たる事であらう．實際，Lindemann が提示して居る樣に精密な光度觀測と嚴密な位置の測定とを行へば，彗星の質量を求め得て，却つて此の方面に赫しい未來が開けるかも知れないが，數多の擾亂の下にあつて，彗星の重力のみによる軌導からの外れを發見するのは可なり困難な事ではなからうか．此所に於てか吾人は，これらの錯雜を避けて，個々の彗星によつて示される物理的性質の何れかによつて，彗星の質

量を計算し得る，全く別箇な方法を誘導して見たいと願ふのである．これは彗星の物理的性質が遙かに明かにされる迄は寧ろ虫のいゝ希望かも知れない．とは云へ必ずしも不可能とは云はれない．若しも我々が，彗星の光度の週期的變化が彗星自體の振動によるならんとの新城敎授の暗示を受入れるならば，少くもこゝに一つの道が開ける．そこで次に私は彗星の光度に關するデータ及びこの見地から計算せるそれが密度及び質量を與へて見やうと思ふ．

天文映畫「宇宙の驚異」來る

アクメ商會の手により最近にドイツ國 UFA 會社製作の天文學の活動映畫が日本に輸入された．原名は Wunder der Schöpfung といひ，アクメ社では之れを「宇宙の驚異」と譯した．原作者は Hans Walter Kornblum 氏で，學術監督としてはベルリン大學天文台長グトニク（Paul Guthnick）敎授，ポツダム天文台長ルーデンドルフ（H. Ludendorff）博士，ドイツ暦編計算局長コプ（A. Kopff）博の三巨頭が名を列し，實に堂々たるものである全部七篇十二卷，2300 メートルの長尺であつて，

第1篇　眞理の探究
　第1卷　天動説より地動説へ
　第2卷　望遠鏡の發明からアイシンタインまで
第2篇　夜の天空
　第3卷　月
　第4卷　恒星々座
第3篇　太　陽
　第5卷　太陽の祕密
　第6卷
第4篇　月世界の訪問
　第7卷
第5篇　遊星界の訪問
　第8卷　水星，金星，火星，小遊星
　第9卷　木星，土星，天王星，海王星
第6篇　無限の門に立ちて
　第10卷　恒星界の探險
第7篇　天體の進化
　第11卷　恒星の運動
　第12卷　地球の生滅

京都の新城山本上田荒木竹田諸敎授も，東京の平山台長早乙女萩原兩敎授等も之れを見られ，皆大に賞讃してゐられる．