

## 電離前面の安定性

岡 本 功\*

Ionization Front (電離前面; 以下 I.F. と書く) というのは H II 領域から H I 領域への薄い境界層のことで、これを境として物理状態が大きく変わっている。H II 領域は高温星からの Lyman limit より短波長の光によって水素が電離している領域で、H I 領域はその周囲に広がる中性水素の領域と考えられている。H II 領域の進化については、大谷浩氏<sup>1)</sup>が本誌に解説を載せておられるのでそれを参照されたい。ここでは、それに省略されている I.F. の安定性について簡単に紹介しよう。

H II 領域と H I 領域の境界はそこでは星間ガスの運動が不安定であることを示すような形をしていることが古くから観測されていた (Duncan<sup>2)</sup>, Struve<sup>3)</sup>)。その特長は“elephant trunk (象の鼻)”とか、“comet-tail structure”と呼ばれており、暗い物質が H I 領域から H II 領域へ長い舌のように突出している。その縁は明るい H II 領域よりもっと明るい“bright rim”によって縁どられていて、その輝いている面は H II 領域を電離している O9 よりも早期の星に面している。これは特に散光星雲によく見られ、もっともよく知られているのは、星雲 IC1396 である。これらの形のくわしい観測的研究は Osterbrock<sup>4)</sup>, Pottasch<sup>5)</sup> によって行なわれている。

このような H II 領域の不規則な形が、一見重力場のなかで軽い流体の上に重い流体をのせたときに生ずる形に似ているので、これを Rayleigh-Taylor の不安定性によって説明しようとする試みがなされた (Spitzer<sup>6)</sup>, Frieman<sup>7)</sup>)。Pottasch<sup>8)</sup> は一定の重力場のなかで生ずる Rayleigh-Taylor 不安定性と、星間で H II 領域の熱くて軽いガスが H I 領域の冷たく重いガスを押ししているのとは、条件がまったく違っていることを発見し、理論と観測結果との比較からも「象の鼻」は Rayleigh-Taylor 不安定によって生じるのではないと結論した。Pottasch<sup>8)</sup> や Kahn<sup>9)</sup> はこのような H II 領域の境界の不規則な形の原因として、最初から密度の濃い部分があって、そこへ I.F. が到達して観測されるような不規則な形をつくるのであろうと述べている。

しかし、H II 領域の境界で起るかもしれぬこれらの不安定性を理解するためには、I.F. の安定性を注意深く研究しなければならない。これは最初 Kahn<sup>9)</sup> によって考えられた。彼は I.F. の不安定性は観測されるような

特徴をつくるのに大事ではないといっているが、これはむしろ特別な場合で、取り扱いも不正確であった。Vandervoort<sup>10)</sup> は weak-D type の I.F. の安定性を詳細に調べた (I.F. の分類については文献<sup>1)</sup> を参照されたい)。彼はモデルを単純化して、I.F. は平面であるとして、輻射による平滑化を考慮して等温変化を考えた。取り扱いは一次の摂動論を展開して、いわゆる分散式を導き成長率の正負によって、任意の波長の摂動を加えたときにそれが指数関数的に増大するかどうかを判定する。分散式は I.F. から無限に離れたところで摂動がゼロという境界条件を満たすような H I, H II 領域での運動方程式の解を求めて、それを I.F. で連続的につなげることによって求められる。彼は分散式を  $\eta = \frac{c_1}{c_2}$  ( $c_1, c_2$  はそれぞれ H I, H II 領域での音速) がゼロの極限で調べたところ、光が I.F. に斜入射するときには overstable、垂直に入射するときには unstable であることを示した。

Axford<sup>11)</sup> は Vandervoort の解析を發展させて、H II 領域での光子の吸収の影響を調べた。彼の結論によれば、吸収は安定化する方向に働き、非常に小さい波長を除き weak-D type の I.F. は安定であるという。Saaf<sup>12)</sup> は  $\eta$  の値が有限の大きさ (実際に  $\eta=0.1\sim 0.3$ ) であることの影響を厳密な分散式にもとずいて数値的に調べた。 $\eta$  が有限であると、吸収のあるなしにかかわらず、安定化する方向に働き成長率を 20% から 30% 減少させることが判った。最近 Newman and Axford<sup>13)</sup> は strong-D type および weak-R type の I.F. の安定性を  $\eta \rightarrow 0$  の近似で論じている。これらの I.F. は weak-D type と異なって、H II 領域でのガスの速度は超音速になって解の自由度が一つ増すので、I.F. の構造を考慮して I.F. での連続の条件を補わなければならない。彼らの結果によれば、strong-D type は全然不安定性を示さないが、weak-R type は H II 領域の吸収を考慮してもかなり不安定である。

星間ガスの間にはかなりの磁場が存在する。したがって、磁場も I.F. の安定性にはかなり影響するであろう。星間磁場が存在するときの I.F. の分類は Lasker<sup>14)</sup> によってなされているが、一般的にはかなり複雑で数値的に取扱わなければならない。筆者<sup>15)</sup> は星間磁場が I.F. に平行にあると仮定して、weak-D type の I.F. に対する磁場の影響を調べた。磁場の作用は磁気圧と磁気張力とに分けて考えることができる。磁気張力は磁場が曲げ

\* 緯度観測所

I. Okamoto: On the Stability of Ionization Fronts.

られると、もとにもどるように働く。このため、I.F. に対する摂動の方向が磁場に平行であると磁場によって安定化される。摂動の方向が磁場に垂直であると磁気張力は働かず、I.F. はガス圧だけで不安定であるのに磁気圧が付加わる結果、摂動の振幅は増幅されてしまう。 $\eta \rightarrow 0$  の極限では磁場に垂直な方向から  $\pm 34^\circ$  内にある摂動は磁場によって不安定性が助長されることが判った。Axford<sup>11)</sup> は weak-D type の I.F. は星間磁場によっても安定化されるであろうと述べているが、磁場が不安定化の方向にも働らくというのは常識(?)とは異なっておもしろい結果である。磁気圧のこの不安定化作用は Helmholtz<sup>16)</sup> 以来よく知られている。相対運動をしている二つの流体の境界面 (tangential discontinuity) の不安定性にも現れる。この不連続面では不安定性の成長率は速度差の方向に最大で、速度差の方向に垂直な方向ではゼロである。筆者の研究<sup>17)</sup> によれば、二つの流体にそれぞれ平行な磁場を考えると、磁場の方向が速度差の方向と一致するときには磁気張力の作用が効いて不安定性は除かれる。しかし、磁場の方向が速度差の方向に垂直であれば、磁気張力はきかず磁気圧によって不安定性は助長されてしまう。strong-D type や weak-R type に対する磁場の影響をしらべるには、磁場を考慮して I.F. の構造から境界条件を補なわなければならない。これは

まだ行なわれてはいない。

このように、「象の鼻」が形成される原因をさぐるには、地道に I.F. の安定性など一つ一つしらべていかなければならないであろう。

#### 参考文献

- 1) 大谷 浩, H II 領域の進化, 天文月報, **60**, No. 8, 1967 (8月号)
- 2) J. Duncan, Ap. J., **51**, 4, 1920.
- 3) O. Struve, Ap. J., **85**, 208, 1937.
- 4) D. Osterbrock, Ap. J., **125**, 622, 1957.
- 5) S. Pottasch, B.A.N., **13**, 77, 1956.
- 6) L. Spitzer, Ap. J., **120**, 1, 1954.
- 7) E. A. Frieman, Ap. J., **120**, 18, 1954.
- 8) S. Pottasch, I.A.U. Symposium No. 8, Rev. Mod. Phys., **30**, 1053, 1958.
- 9) F. D. Kahn, I.A.U. Symposium No. 8, Rev. Mod. Phys., **30**, 1058, 1958.
- 10) P. O. Vandervoort, Ap. J., **135**, 212, 1962.
- 11) W. I. Axford, Ap. J., **140**, 112, 1964.
- 12) A. F. Saaf, Ap. J., **145**, 116, 1966.
- 13) R. C. Newman and W. I. Axford, Ap. J., **149**, 571, 1967.
- 14) B. M. Lasker, Ap. J., **146**, 471, 1966.
- 15) I. Okamoto, Publ. A.S.J., to be published in 1968.
- 16) H. von Helmholtz; see Lamb, Hydrodynamics (New York; Dover Reprints), p. 373, 1945.
- 17) I. Okamoto, in preparation.

### 雑 報

**太陽の扁率** 数年来プリンストン大学のデイックは重力常数  $G$  の変化する相対論を提唱している。このことは新聞などには、アインシュタインの一般相対論があやまりでニュートンがよいと誤解されるような伝わり方がされているがそうではない。

ただ  $G$  が変わると水星の近日点の一般相対論による 100 年で  $43''$  という前進速度が多少へることになり、観測とあわなくなる。デイックはこれをおぎなうため太陽は球でないと考え、実際に特種な方法でその扁率を測定した (Phys. Review Letters, **18**, 313, 1967)。その結果によると、赤道半径と極半径の差は、半径の  $(5.0 \pm 0.7) \times 10^{-7}$  で、このために水星の近日点に 100 年に  $3''.4$  前進することになる (古在)。

**(地球+月)の質量と1天文単位の長さ** ここ数年来金星や水星までの距離がレーダーで測られるようになり、1964年のハンブルグにおける IAU 総会ではレーダー観測にもとずいて1天文単位の距離として  $1.496 \times 10^8$  km を採用した。この値を使うとケプラーの第3法則から日心重力常数  $GM_\odot$  の値が cgs 単位で求まり、地上の重力測定や、月の運動から決めた地心重力常数  $GM_\oplus$  とから (地球+月) と太陽との質量の比が計算できる。こうして決めた質量は  $1/328912$  である。

一方、地球にかなり接近する小惑星エロスの軌道は、(地球+月)の引力でかなり乱されるので、エロスの観測から (地球+月)の質量がよく決る。ラーベに与れば、

この比は  $1/328452$  となり (A.J. **55**, 112, 1950) これから計算される天文単位は  $1.495 \times 10^8$  km となる。

このレーダーとエロスによる差がここ数年来問題になっていたのだが、最近ラーベの計算に間違いのあることが発見され、誤りを直すところエロスの観測もレーダーとほとんど同じ結果をあたえることが分かった (A.J. **72**, 852, 856, 1967)。

一方レーダーの観測もより精密となり、1天文単位としては  $1.49598 \times 10^8$  km という値がとられてきている。最近 MIT のシャピロなどが、レーダーの観測とワシントンの子午環の観測とをくみあわせ、水星、金星、地球の質量や軌道要素改良をこころみている (A.J. **72**, 338, 1967)。この結果によると、1天文単位の距離は光速で  $499.004785$  秒に相当する。これを km に直すことは、光速度が6桁の精度でしか分っていないで無理である。ふたたび1天文単位は km で表わされなくなってしまうわけだ。

シャピロなどはまた、月と地球との質量の比として  $81.303$  分の1という値を、さらに水星と金星との半径をそれぞれ 2440 km, 6056 km とだしている。

この研究では、観測の整理をニュートン力学と一般相対論との二つの方法で行ない、水星については一般相対論にもとずいた方がかなり残差のへることを見出した。これはシャピロの提唱している (Phys. Review Letter, **13**, 789, 1964; Phys. Review, **141**, 1219, 1966) レーダーを使っての一般相対論の第4検証とともに興味深い、

(古在)