

# WEYMANN の 経 路

斎 藤 泰 通

## I. 結 言

衝撃波が気体中を伝播するとき、後面のエントロピーは前面のそれよりも大きい。この増加は気体の運動が非可逆的であることを示す。すなわちエネルギーが散逸される。このとき気体は二つの経路を通過して初期状態に戻る。一つはSCHATZMANの経路<sup>10)</sup>である。残りの一つはWEYMANNの経路<sup>14)</sup>である。前者の経路は太陽の影響やコロナの加熱の問題に適用されているが、後者の経路はまだ適用されていない<sup>9)</sup>。WEYMANNによれば気体流が衝撃波に流れ込むとき、最初のエントロピーに戻る迄一定体積のまま放射によってエネルギーを失い、その後初期状態までゆっくり断熱膨張するとして、エントロピー項のみから放射に使われるエネルギーが計算されている。しかしながら、このエネルギーはエンタルピーの変化を計算することによって決定される。このため我々はWEYMANNの経路を、最初のエントロピーに達するまで、一定圧力のまま放射でエネルギーを失ない、その後ゆっくり初期状態まで断熱膨張するように修正した。故にこの経路はエントロピー経路であるといえる<sup>22)</sup>。この経路ではエンタルピーの変化はエントロピー項の変化と同一で、弱い衝撃波の極限ではSCHATZMANの経路に沿っての変化と一致する。

次に気体流が二つの経路のうち、どちらの経路に沿って進むかは、放射機構と物質の状態に依存するがまだよくわかっていない。しかしながら放射損失は、最初熱放射損失であり膨張速度より千倍以上速く、かつ光子の平均自由行程も長いから瞬間的に前面に向かって光子を放出する。また他の原因による放射も存在するから断熱膨張にはならない。従って後者の経路をとる可能性が十分ある。その結果、衝撃波の構造は放射損失のないときに比較して衝撃波が強いとき著しく変化する。我々は放射輸達の方程式を拡散近似で取り扱い、前面と後面の気体の物理状態を調べた<sup>17-19)</sup>。このとき、前面の気体の光学的厚みは我々の得たエンタルピーの変化をこの部分の気体のエンタルピー変化に等しいとおくことによって決定される。これが決定されると波面直前の物理状態をもつ領域の広がりを光子の平均自由行程、すなわち吸収係数と密度を与えると導びくことができる。

熱放射後は以前に比較して温度は下降するが、密度は増加する。そして後面がH II領域(10<sup>4</sup>K)であるとき、再結合の放出スペクトルが大部分を占める。一方前面は光学的厚みが1より小さい場合と大きい場合とでは事情が異なり、前者の場合前面の状態は初期状態とほとんど変わらないが、後者の場合温度上昇領域が生ずる。

WEYMANNの経路は一般に爆発現象によって発生した衝撃波又はブラスト波が伝播する気体流に適用できる。大気中では光学的厚みを決定できるが、太陽の彩層やコロナでは密度は星間ガスよりはるかに大きいにもかかわらず衝撃波の強度が約10のため問題にするには小さい<sup>10), 12)</sup>。ところが我々の銀河内ではこれよりずっと巨大な爆発現象が存在する。このとき発生する衝撃波やブラスト波は極めて強い。たとえば超新星の爆発で発生した衝撃波は周囲の星間ガスを掃き集めて高温度・高密度の領域をつくり出すか、周囲の媒質をピストンの運動と同様に押し出す。または星間雲と衝突してこの内部を衝撃波が伝播する。この現象に関して流体力

学の見地から HEILES<sup>4)</sup>, COX<sup>2,3)</sup>, MANSFIELD と SALPETER<sup>6)</sup>, STRAKA<sup>11)</sup> 等によって研究されており, *Cygnus Loop* や *Shajn 147* のようなフィラメント構造をもつ薄い殻は衝撃波面そのものであり, 再結合過程による熱的不安定によって形成されたものであることを計算を遂行することによって示した。一方, 観測面では TUCKER<sup>14)</sup> により X線は約  $4 \cdot 10^6$  (°K) の高温プラズマから生ずる熱的放射であることが得られている。彼はその証拠として OⅧの, 2P-1S 遷移に対応した  $19\text{\AA}$  の線スペクトルを確認している。しかしながらここではエネルギー損失の機構として黒体放射を考えることにする。この放射のみで定性的に後面の温度や数密度を見積るとそれぞれ約  $10^4$  °K,  $10^{2-4} \text{cm}^{-3}$  となる。このように超新星残骸の構造と進化を計算によって研究する必要がある。超新星残骸の進化は WOLTJER<sup>16)</sup> によって要約されている。またもっと規模の大きな銀河中心の爆発現象にもこの過程を含める必要がある。

本論文では以下, IIにおいて WEYMANN の系路を修正して正しいエンタルピー変化を導びき, これを SCHATZMAN の経路に沿ってのエンタルピー変化を単純な数値計算によって比較し, IIIにおいて衝撃波の構造をエンタルピー変化と結びつけて調べ, IVにおいて考察と要約を行なう。

## II. WEYMANN と SCHATZMAN の経路

本章以降で使用する物理量の記号と意味は下記の通りである。

- $a$  : 音速  $= (\partial P / \partial \rho)_s$
- $c$  : 光速度
- $c_p$  : 定圧比熱
- $c_v$  : 定積比熱
- $h$  : 比エンタルピー
- $l$  : 平均自由行程
- $m$  : MACH 数  $= U/a_1$  又は  $u/a_2$
- $n$  : 気体の数密度
- $q$  : 発熱量 ( $> 0$ ) 又は吸熱量 ( $< 0$ )
- $s$  : 比エントロピー
- $u$  : 波面の後面の気体に対する速度
- $x$  : 空間座標
- $B$  : 黒体放射エネルギー密度
- $F$  : 放射エネルギー流束
- $M$  : 質量
- $P$  : 気体の圧力
- $R$  : 気体定数
- $T$  : 気体の絶対温度
- $U$  : 衝撃波の伝播速度
- $V$  : 比体積
- $\gamma$  : 比熱比  $= c_p / c_v$
- $\delta$  : 衝撃波の厚さ
- $\epsilon$  : 気体の比内部エネルギー

- $\zeta, \eta$  : 粘性係数  
 $\kappa$  : 熱伝導係数  
 $\mu$  : 平均分子量  
 $\xi$  : 体積比 =  $V/V_1$   
 $\pi$  : 衝撃波の強度 =  $(P_2 - P_1)/P_1$   
 $\pi_{av.}$  : 衝撃波の平均強度 =  $(P_2 - P_1)/P_{av.}$   
 $\rho$  : 気体の密度  
 $\sigma$  : STEFAN—BOLTZMANN 定数  
 $\tau$  : 光学的厚み

### II-1) WEYMANN と SCHATZMAN の経路

気体は一次元非相対論的運動としている完全気体であると仮定して論ずる。気体流は衝撃波面に固定した座標系でみると、この波面に流れ込みそれ以前にもっていた圧力、密度、温度より増大する。この増大は質量流束、運動量流束、エネルギー流束の保存式によって規定される。これらの3つの保存式は、最初気体が静止しているとき、

$$\rho_2 u = \rho_1 U, \quad (1)$$

$$P_2 + \rho_2 u^2 = P_1 + \rho_1 U^2, \quad (2)$$

$$\epsilon_2 + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{u^2}{2} = \epsilon_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{U^2}{2} \quad (3)$$

で表わされる。ここに添字“1”と“2”はそれぞれ衝撃波の前面と後面を意味する。(1)~(3)式と気体の状態方程式と内部エネルギー式、

$$P = \frac{R}{\mu} \rho T \quad (4)$$

$$\epsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \cdot \frac{R}{\mu} T \quad (5)$$

を用いると、

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \pi}{1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \pi} = \frac{(\gamma - 1)m_1^2 + 2}{(\gamma + 1)m_1^2}, \quad (6)$$

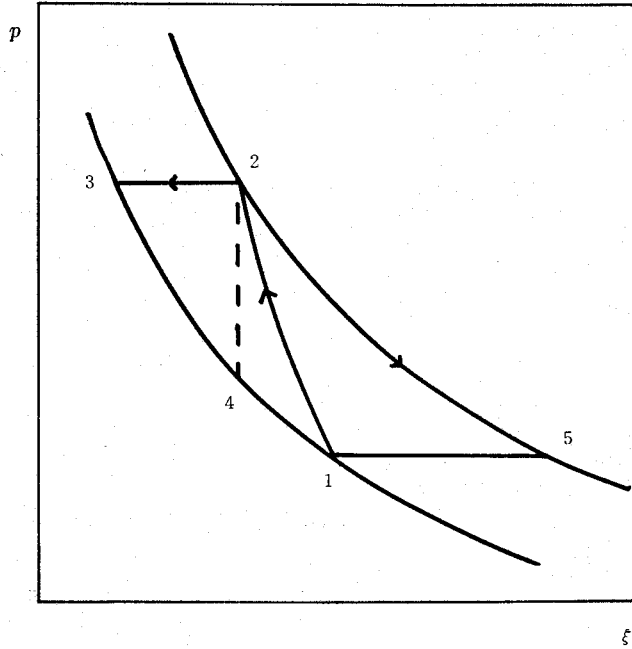
$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(1 + \pi) \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \pi \right)}{\left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \pi \right)} = \frac{2\gamma m_1^2 - (\gamma - 1) \{ (\gamma - 1)m_1^2 + 2 \}}{(\gamma + 1)^2 m_1^2}, \quad (7)$$

$$\pi = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (m_1^2 - 1) \quad (8)$$

が得られる。(6)式は RANKINE—HUGONIOT の断熱曲線と呼ばれている。

波面を通過した気体流は(6)~(8)式から比内部エネルギーと圧力を増大する。そしてこの気体は二つの経路、すなわち SCHATZMAN の経路<sup>10)</sup>と WEYMANN の経路<sup>15)</sup>とを通過して獲得したエネルギーを失う。二つの経路は第1図で描かれている。SCHATZMAN によれば、気体は後面

の圧力  $P_2$  から初めの圧力に戻る逆断熱膨張し、その後この圧力のまま放射しながら冷えてゆっくり初めの状態に戻る。一方、WEYMANN によれば気体は後面の比体積  $V_2$  が一定のまま放射しながら冷えて初めの圧力  $P_1$ 、比体積  $V_1$  を通る断熱曲線上に達し、その後ゆっくり断熱膨張しながら初めの状態に戻る。従って前者を力学経路、後者をエントロピー経路とも呼べる。このとき利用できるエネルギーは比エンタルピーの変化を考慮することによって得られる。



第 1 図

- (1→2→5): SCHATZMAN の経路  
 (1→2→4): WEYMANN の経路  
 (1→2→3): 修正した WEYMANN の経路  
 点 1 は第 5, 6 図の点 A に対応している。

第一の経路に沿って進むとき、比エンタルピーの変化は、

$$\begin{aligned} \Delta h_1 &= \frac{1}{2} \cdot \frac{P_1}{\rho_1} \left( \frac{P_2}{P_1} - 1 \right) \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} + 1 \right) - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{P_2}{\rho_2} \left\{ 1 - \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{1}{\gamma} - 1} \right\} \\ &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_1 V_1 \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \pi \right)^{-1} \left\{ (1 + \pi)^{\frac{1}{\gamma}} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \pi \right) \right. \\ &\quad \left. - \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \pi \right) \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

となる。また衝撃波が周期  $W$  で発生するとき、比体積、圧力、速度が時間に関して鋸歯状の横断図をもっているならば、(9)式を平均強度  $\pi_{av.}$  で書くと、

$$\begin{aligned} \Delta h_{1,av.} &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_{av.} V_{av.} \left( 1 - \frac{\pi_{av.}}{2} \right) \left\{ \left( 1 - \frac{\pi_{av.}}{2\gamma} \right) \left( 1 + \frac{\pi_{av.}}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \left( 1 - \frac{\pi_{av.}}{2} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \right. \\ &\quad \left. - \left( 1 + \frac{\pi_{av.}}{2\gamma} \right) \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

となる。ここに、

$$P_{av.} \text{ (or } V_{av.}) = \frac{1}{W} \int_t^{t+W} P \text{ (or } V) dt = \frac{P_2 + P_1}{2} \left( \text{or } \frac{V_2 + V_1}{2} \right) \quad (11)$$

である。第二の経路に沿って進むとき、WEYMAN は比エントロピーの変化を計算して

$$\begin{aligned} \Delta s_{av.} = & \frac{1}{\gamma - 1} P_{av.} V_{av.} \left( 1 - \frac{\pi_{av.}}{2\gamma} \right) \left\{ 1 + \frac{\pi_{av.}}{2} - \left( 1 - \frac{\pi_{av.}}{2} \right) \left( 1 + \frac{\pi_{av.}}{2\gamma} \right)^\gamma \right. \\ & \left. \times \left( 1 - \frac{\pi_{av.}}{2\gamma} \right)^{-\gamma} \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

を得た。しかしながらこの経路に沿っては比エントロピーと比エンタルピーとは一致せず、比エンタルピー変化は

$$\Delta h'_{2,av.} = \gamma \Delta s_{av.} \quad (13)$$

となる。ところで衝撃波が極めて弱いとき両方の経路に沿うエンタルピーの変化は一致し、さらに理論から予想されるように強度の 3 乗に比例しなければならない。その結果は、

$$\Delta h_{1,av.} \xrightarrow{\pi_{av.} \rightarrow 0} \frac{\gamma + 1}{12\gamma^2} P_{av.} V_{av.} \pi_{av.}^3 = \frac{2}{3} a_1^2 \frac{(m_{av.}^2 - 1)^3}{(\gamma + 1)^2} \quad (14)$$

$$\Delta h'_{2,av.} \xrightarrow{\pi_{av.} \rightarrow 0} \frac{\gamma + 1}{12\gamma} P_{av.} V_{av.} \pi_{av.} \quad (15)$$

となり一致しない。ここに、

$$m_{av.} = \frac{\frac{\gamma + 3}{2} m_1^2 - 1}{\sqrt{(m_1^2 + 1) \left( m_1^2 + \frac{1}{\gamma} \right)}} \quad (16)$$

である。WEYMAN が導いた  $\Delta s_{av.}$  の極限值は一致する。それゆえにこれまで(12)式が引用されてきたが<sup>4), 9)</sup>、第二の経路を後面の圧力  $P_2$  のまま初期状態を通過する断熱曲線上に達し、その後ゆっくり断熱膨張しながら初期状態に戻る経路と修正しなければならない。それゆえに後面の圧力が一定であるにもかかわらず比体積は更に減少する、すなわち高密度になる。このとき両経路は RANKINE—HUGONIOT の断熱曲線 (1→2) に関して対称となる。この経路では比エンタルピーの変化は比エントロピーの変化に等しい。比エンタルピーの変化は第 1 図で点 2 から点 3 まで進むときなした仕事であるから

$$\Delta h_2 = \int_{s_1}^{s_3} T(-ds) = \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_2 (V_2 - V_3) \quad (17)$$

となる。ここに、

$$V_3 = V_1 \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (18)$$

であり、上式は点 1, 4, 3 を通過する断熱曲線である。(18)式を(17)式に代入し  $\pi$  を用いて書き換えると

$$\Delta h_2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 (1+\pi) \left\{ \left(1 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \pi\right) \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \pi\right)^{-1} - (1+\pi)^{-\frac{1}{\gamma}} \right\} \quad (19)$$

となり,  $\pi_{av}$  を用いると

$$\begin{aligned} \Delta h_{2,av} &= \frac{\gamma}{\gamma-1} P_{av} V_{av} \left(1 + \frac{\pi_{av}}{2}\right) \left\{ 1 - \frac{\pi_{av}}{2} - \left(1 + \frac{\pi_{av}}{2\gamma}\right) \left(1 - \frac{\pi_{av}}{2}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 + \frac{\pi_{av}}{2}\right)^{-\frac{1}{\gamma}} \right\} \quad (20) \end{aligned}$$

となる。

(19)式と(20)式は弱い衝撃波のときそれぞれ,

$$\Delta h_2 \sim \frac{\gamma+1}{12\gamma^2} P_1 V_1 \pi^3 \left(1 - \frac{\gamma+2}{2\gamma} \pi\right) + O(\pi^5), \quad (21)$$

$$\Delta h_{2,av} \sim \frac{\gamma+1}{12\gamma^2} P_{av} V_{av} \pi_{av}^3 \left\{ 1 + \frac{2\gamma^2-1}{2\gamma(\gamma+1)} \pi_{av} \right\} + O(\pi_{av}^5) \quad (22)$$

と展開でき, 上の両式右辺第1項はいずれも SCHATZMAN の経路を通過したときの比エンタルピー変化と一致する。従って  $\pi \ll 1$  の範囲では WEYMANN の結果とはほぼ一致するが  $\pi$  が大きくなるにつれて相違がでてくる。しかしながら, 弱い衝撃波の極限で比エントロピーの変化が一致するにもかかわらず, 両経路は物理的には全く異なる経路であることは注目される。また第2項の係数は異なるが, これは平均のとり方に依存するものと考えられる。本論文で仮定した線型近似は一番単純なものである。 $\pi \gg 1$  のときは,

$$\Delta h_1 \sim \frac{\gamma}{\gamma+1} P_1 V_1 \left( \pi^{\frac{1}{\gamma}} - \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right),$$

$$\Delta h_2 \sim \frac{\gamma}{\gamma+1} P_1 V_1 \pi^{1-\frac{1}{\gamma}} \left( \pi^{\frac{1}{\gamma}} - \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)$$

と展開できる。

次にこの経路における主な物理量の変化は

$$\frac{T_3}{T_2} = (1+\pi)^{\frac{1}{\gamma}-1} \leq 1, \quad (23)$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \pi\right) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \pi\right)^{-1} (1+\pi)^{-\frac{1}{\gamma}} \leq 1 \quad (24)$$

である。 $\pi \ll 1$  のときは当然のことであるが,  $T_3 \sim T_2$ ,  $V_1 \sim V_2$  となり,  $\pi \gg 1$  のときは

$$\frac{T_1}{T_2} \sim \pi^{\frac{1}{\gamma}-1}, \quad \frac{V_3}{V_2} \sim \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \pi^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (\gamma \neq 1) \quad (25)$$

となり1より相当小さくなり, たとえば  $\gamma = 5/3$ ,  $\pi = 10^5$  のとき  $T_3/T_2 \sim 0.01$ ,  $V_3/V_2 \sim 0.004$  となる。

また比内部エネルギーの変化と圧力による仕事を比較すると,  $\gamma$  は一定, すなわち物質が変らなければ  $(\epsilon_2 - \epsilon_3) / \{P_2(V_2 - V_3)\} = 1/(\gamma-1) = \text{一定} (> 1)$  となり,  $\gamma = 5/3$  のとき1.5 となり比内部エネルギーの方が圧力による散逸より5割多く消費される。 $\gamma$  が1に近づくほど

この比は大きくなる。これは第一の経路における値と同じである。

更に第一の経路と第二の経路とにおける比エンタルピーの変化を比較すると

$$\frac{\Delta h_2}{\Delta h_1} = (1 + \pi)^{1 - \frac{1}{\gamma}} > 1 \quad (26)$$

となる。この結果は経路 (2 → 3) における温度比 ((23)式) の逆数である。(26)式よりつねに  $\Delta h_2 > \Delta h_1$ , すなわち衝撃波後面のガスが外部になす仕事は第二の経路の方が衝撃波が強くなればなるほど大きくなる。 $\gamma$  が 1 に近いときは  $\Delta h_2 \sim \Delta h_1$  となる。 $\gamma = 1$  のとき、第一の経路では点 4 が最初の状態を表す点 1 に一致するから不可能となり、第二の経路では  $T_3 = T_2 = T_1$ ,  $V_1 = V_2$  となるため  $\Delta h_2 = 0$  となるから無意味である。

気体流が衝撃波を通過したとき解離や電離が生じると (3) 式の右辺に  $q (< 0)$  を付加する必要がある。このとき  $|q| < P_1 V_1 \{(\gamma + 1)^2 / (\gamma - 1)^2 - 1\} / \{2(\gamma + 1) / (\gamma - 1)\}$  の領域では RANKINE—HUGONIOT 断熱曲線に近い曲線が得られる。 $q < 0$  のときの力学的並びに熱的不安定はまだよくわかっていない<sup>7)</sup>。

気体が第二の経路を進むとき、エネルギー流束比  $\sigma T^4 / U \rho s \sim (B_{rad} / \rho s)(c / U)$  はエネルギー密度比より因子  $c / U$  だけ大きい。 $U = 100 \text{ km/sec}$  とすると  $c / U = 3 \cdot 10^8$  である。後面の気体流から遷移層を通過して前面に光子が放射されるから遷移層の構造と前面の気体流の状態が変化する。衝撃波が弱いとき放射輸達が存在すると、後面と前面では比エントロピー変化は強度の 3 乗に比例するが、遷移層と前面での変化<sup>21)</sup>は

$$s - s_1 = \frac{\kappa P_1^2}{16 V T_1} \cdot \frac{2 \rho a^2}{\frac{4}{3} \eta + \zeta + \kappa \left( \frac{1}{c_V} - \frac{1}{c_P} \right)} \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_s \left( \frac{\partial^2 V}{\partial P^2} \right)_s \cdot \frac{\pi^2}{\cosh^2(x/\delta)} \quad (27)$$

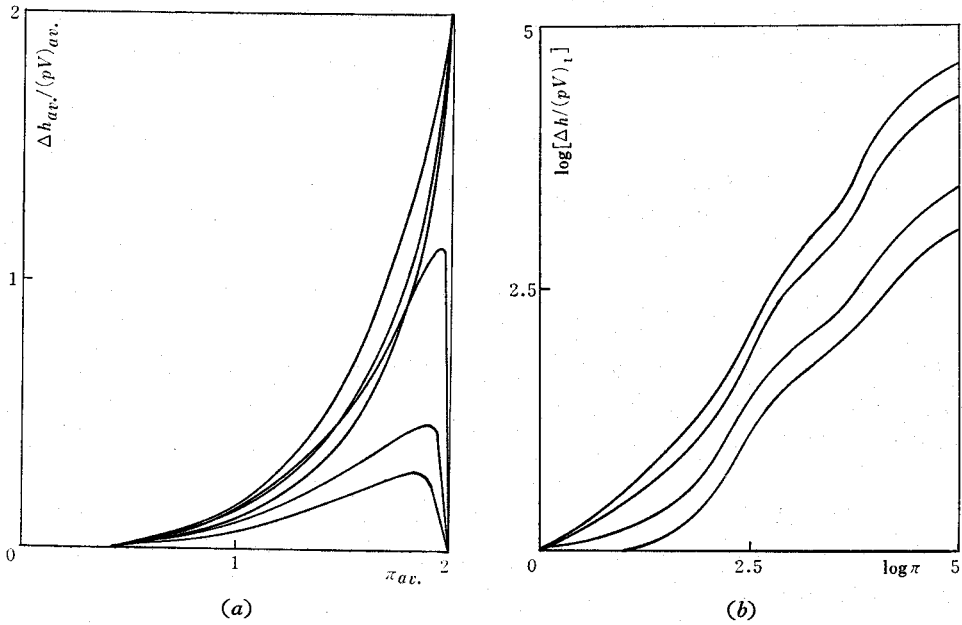
$$\delta = \frac{4 V^2}{\pi P_1 \rho a^2} \cdot \frac{\frac{4}{3} \eta + \zeta + \kappa \left( \frac{1}{c_V} - \frac{1}{c_P} \right)}{\left( \frac{\partial^2 V}{\partial P^2} \right)_s} \quad (28)$$

であり座標の原点は前面と遷移層との境界で後面に向かって正とする。従って強度の 2 乗に比例し、厚みは逆比例し、この層の中を放射しながら前面に流出するから衝撃波の構造と関連づける必要がある。この問題には (27)式と (28)式から熱伝導や粘性が重要な要素となるが、次章で放射エネルギー流束と光学的厚みの問題として簡単に調べることにする。

## II—2) 数値計算の結果

比エンタルピー変果  $\Delta h_{av}$  と  $\Delta h$  とを単純に  $\gamma$  をパラメタとしそれぞれ  $\pi_{av}$  と  $\pi$  とを独立変数にして数値を求め第 2 図 (a) と (b) に描いた。 $\pi_{av}$  の値は定義から予想される範囲 0 から 2 までとるが、 $\pi$  の値は任意に大きくとれるので 0 から  $10^5$  までとった。

第一に  $\Delta h_1$ ,  $\Delta h_2$ ,  $\Delta h_{1,av}$ ,  $\Delta h_{2,av}$  は  $\pi$  の単調増加関数であり、 $\pi \geq 10$ ,  $\pi_{av} \geq 1$  で、急激に増加しはじめるが、 $\Delta h_{1,av}$  は  $\pi$  が 2 に近い位置で極大値をもち、この点からさらに 2 に近づくとき急激に 0 になる。極大値における  $\pi_{av}$  の値は  $\gamma$  が 1 に近いほど 2 に近い。 $\gamma = 5/3$  では  $\pi_{av} \sim 1.85$ ,  $\gamma = 7/5$  では  $\pi_{av} \sim 1.90$  である。一方  $\Delta h_{2,av}$  は  $\gamma$  の値のいかにかわらなく  $\pi = 2$  のとき一致し、 $2 P_{av} V_{av}$  となる。 $\Delta h_1$  は  $\gamma = 5/3$  のとき  $\pi$  は 10 まで殆ど 0 である。また  $\Delta h_2$  は  $\gamma$  が変化してもほとんど変化しない。



第 2 図

- (a)  $\pi_{av.} = 2$  のとき 0 になる極大値をもつ曲線と  $\pi_{av.}$  の単調増加関数が 3 つずつ描かれている。どちらも値の大きい方から頂に  $\gamma = 1.1, 7/5, 5/3$  の場合である。  
 (b) 値が一番大きい曲線は  $\Delta h_2$  を示し、残った 3 曲線は上から順に  $\gamma = 1.1, 7/5, 5/3$  の  $\Delta h_1$  である。

第二に  $\gamma$  が  $5/3$  から 1 に近づくにつれて、 $\Delta h_1, \Delta h_{1,av.}, \Delta h_{2,av.}$  は同一の  $\pi$  又は  $\pi_{av.}$  に対して大きくなるが  $\Delta h_2$  は逆に小さくなる。さらに  $\Delta h_2$  は  $\Delta h_1$  より  $\Delta h_{2,av.}$  は  $\Delta h_{1,av.}$  よりつねに大きい。また  $\Delta(h_2 - h_1), \Delta(h_{2,av.} - h_{1,av.})$  の差は小さくなる。

第三に  $\Delta h_1, \Delta h_2$  は  $\pi$  の値が大きいところまでとるので、 $\Delta h_{1,av.}, \Delta h_{2,av.}$  より凹凸が多い。

第 1 表

$$\pi = 10^5, \pi_{av.} = 1.5$$

$\gamma$	$\Delta h_1/(PV)_1$	$\Delta h_2/(PV)_1$	$\Delta h_{1,av.}/(PV)_{av.}$	$\Delta h_{2,av.}/(PV)_{av.}$
5/3	$5.70 \times 10^2$	$6.23 \times 10^4$	0.20	0.43
7/5	$2.04 \times 10^3$	$5.83 \times 10^4$	0.28	0.49
1.1	$1.80 \times 10^4$	$5.24 \times 10^4$	0.50	0.60

以上の結果から、 $\gamma$  が 1 に近いときは等温変化に近いから衝撃波後面の温度は前面と大体同じであるが、密度は(6)式から極めて大きくなり、比エンタルピー変化の計算では温度依存項、すなわち比内部エネルギー変化項は無視でき、密度変化に著しく依存することになり、 $\Delta h_1$  と  $\Delta h_2, \Delta h_{1,av.}$  と  $\Delta h_{2,av.}$  は共にほとんど等しくなる。これは放射損失・断熱膨張において最初の温度とほとんど同一の温度のまま状態で変化することを意味する。 $\gamma = 5/3$  のときは断熱変化で、後面の密度は 4 倍になるが温度は(7)式より衝撃波が強ければ強いほど上昇する。



従ってこの過程では、放射は温度の4乗に比例するので、WEYMANNの経路の方が、大きな比エンタルピー変化をもつ。平均エンタルピーの変化は $\pi_{av.}$ に関して2価となり、極大値における $\pi_{av.}$ より大きい値は無意味になる。しかしながら、 $\pi_{av.} = 2$ は $\pi = \infty$ に対応しており実際には2価性を考慮する必要はないだろう。 $\Delta h_{2,av.}$ が $\gamma$ の値のいかんにかかわらずほぼ一致することもこのためである。また $\Delta h_2$ が $\gamma$ の値にかかわらず大体一致するのは比内部エネルギーと密度変化の大小と因子 $\gamma/(\gamma-1)$ の積で決まるからであり、 $\Delta h_1$ の場合は後面の密度と圧力増大に強く依存し、温度はやや小さい役割をする。次に、凹凸の多少は $\pi_{av.}$ は平均化されているからであり、多いときは経路に沿って気体流が収縮・膨張するとき2次以上の非一様性が存在することを示す。これは衝撃波の構造と密接に関連し、この原因としては粘性が一番効果を及ぼすことを意味する。

WEYMANNの経路では放射平衡成立後、断熱膨張期間に気体流を構成する原子や分子又は電子間の衝突より再結合過程によるスペクトルの放出により単純に断熱経路をとるとは限らないが、今後の課題である。

### III. 衝撃波の構造

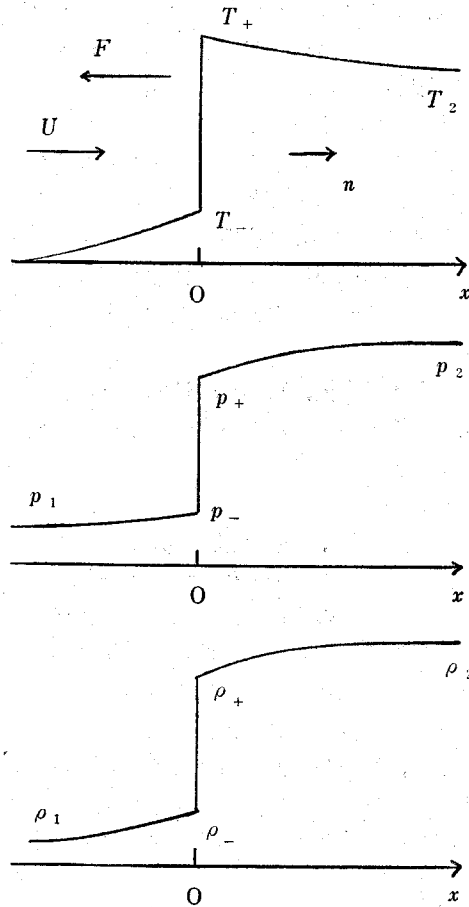
ZEL'DOVICHとRAIZER<sup>19)</sup>は比熱一定の完全気体流中の不連続面で放射熱交換が存在するときこの面の構造を研究した。彼らは問題の分析に際して、粘性流体中で熱平衡状態にある遷移層をもつ圧縮衝撃波は不連続な物理量によって数学的に関係づけられるが、放射熱交換においては緩和過程、熱伝導（プラズマ中では電子によるものを含む）を無視すること、並びに衝撃波は強いが、関係的に放射エネルギー流束を含むが、放射エネルギーと放射圧とを含むほどには極端に強くないものとする、衝撃波前面における放射エネルギー流束を0に仮定することによって前面から後面へ流れる少量の低エネルギー光子流束を無視することを仮定した。本論文では最後の仮定を「前面における放射エネルギー流束は極めて小さいので無視する」と少し変更する。

上述の仮定を用いると、一次元流体力学の基礎方程式の積分のうち、質量流束と運動量流束の保存式は(1)、(2)式と同一で、エネルギー流束の保存式だけが異なる。この式は(3)式の左辺に放射エネルギー流束項を付加して

$$\epsilon + \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2} + \frac{F}{\rho_1 U} = \epsilon_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{U^2}{2} \quad (29)$$

と表わされる。ここで、放射エネルギー流束 $F$ は気体流が正の $x$ 方向に運動するのに対して反対向きであるから $F < 0$  ( $U, u > 0$ )である。前面の $x = -\infty$ においては $F = 0$ であり、全ての変数はそれぞれ初期値、最終値をとる。さらにここでは遷移層を含めて考えているので3つの保存式の左辺の各物理量から添字“2”を除いた。

放射エネルギー流束を決定するためには(1)、(2)、(29)式に放射輸達方程式を付加しなければならない。我々は光子の角度分布を拡散近似するので、この強度に対する厳密な運動方程式を使用しなくてすむ。拡散近似は公式に放射エネルギー密度が平均値に近いとみなす仮定をしない。従って放射熱伝導近似とは全く異なるものである。この近似は光子の角度分布のみを近似的に（しかしながら、恒星内部や光球面では放射場は弱い非等方性を持ち、かつ局所熱平衡にあるので2つの近似は一致する）考察することによって非平衡放射を記述するのに用いられる<sup>19)</sup>。我々は計算において積分された放射エネルギー密度 $B$ 、流束 $F$ を用いる他に振動数



第 3 図

衝撃波が余り強くないとき、放射熱交換を含んだ温度、圧力、密度の断面図。

に関して適当に平均された光子の平均自由行程を導入する。最後にこの近似は厳密に言えば、極限の場合のみ可能であるが放射輸達を支配する関係は定性的に不変である。それ故にここでは十分よい近似といえる。

この近似における放射輸達方程式<sup>17)</sup>は

$$\frac{dF}{dx} = -\frac{c(B_p - B)}{l}, \quad (30)$$

$$F = -\frac{lc}{3} \cdot \frac{dB}{dx} \quad (31)$$

と書ける。ここに  $B_p = 4\sigma T^4/c$  (点  $x$  における流体の温度に一致している) であり。添字“ $p$ ”は平衡状態を意味する。

(1), (2), (29), (30), (31) 式は  $x$  を陽に含まないから,  $x=0$  から正の  $x$  方向にとら

れる新しい座標  $\tau$  に変換する。

$$d\tau = \frac{dx}{l}, \quad \tau = \int_0^x \frac{dx}{l}. \quad (32)$$

$l$  が温度と密度の関数として与えられるとき、(32)式によって、各物理量を光学座標に関する分布から  $x$  に関する分布に容易に変換できる ( $l$  = 一定のとき、分布は両方とも同じになる)。輸達方程式を  $\tau$  で書き換えると、

$$\frac{dF}{d\tau} = c(B_p - B), \quad (33)$$

$$F = -\frac{c}{3} \cdot \frac{dB}{d\tau} \quad (34)$$

となる。

流体力学の保存式 (1), (2), (29) と放射輸達方程式 (33), (34) は境界条件

$$\tau = -\infty, \quad F = 0, \quad B \sim 0, \quad T \sim 0 \quad (35)$$

$$\tau = +\infty, \quad F = 0, \quad B = B_{p_2} = \frac{4\sigma T_2^4}{c}, \quad T = T_2 \quad (36)$$

を与えると、問題にしている衝撃波の構造を完全に記すことができる。境界条件 (35), (36) はそれぞれ衝撃波前面の冷たい気体中では放射をほとんど 0 に等しいこと、並びに後面の放射は熱平衡状態になっていることを意味している。微分方程式系は  $\tau$  に関して 2 階であるが、方程式 (33) と (34) をかけると  $\tau$  が消去でき 1 階の微分方程式になる。

$$\frac{dF}{dB} = \frac{c^2}{3} \cdot \frac{B - B_p}{F} \quad (37)$$

となる。

放射エネルギー流束  $F$  は衝撃波の強度に依存して、波面直後の温度が変化するため、特別な強度のとき近似解が得られる。衝撃波を次第に強くしていくと、波面直前の温度 ( $T_-$ ) は不連続面から放出されるエネルギー流束  $-F_1 \sim \sigma T_-^4$  に比例して急激に上昇する。一方衝撃波直後の温度 ( $T_+$ ) と最終温度 ( $T_2$ ) との差  $T_+ - T_2 \sim T_-$  も増大する。従ってさらに衝撃波が強くなると  $T_- = T_2$  となる。しかしながらこれ以上衝撃波が強くなっても  $T_-$  が  $T_2$  より大きくなると熱力学の第二法則と矛盾するから、このような状態は実現できない。実際には、前面で  $T_- \sim T_2$  の領域が拡大し、等温衝撃波になり、遷移層の厚さは放射平均自由行程よりずっと小さくなる。 $T_- = T_2$  になるときの温度を臨界温度 ( $T_{cr}$ ) という。太陽コロナの底や大気ではこの温度は約  $3 \cdot 10^5$  °K に達する。衝撃波の構造はこの臨界温度によって 2 つの型に分けられ、衝撃波は  $T_2 < T_{cr}$  のとき "subcritical",  $T_2 > T_{cr}$  のとき "supercritical" と呼ばれる。衝撃波の前面 ( $\tau < 0$ ) では、前者の場合  $B_p$  は無視できて、微分方程式 (33) と (37) より、

$$-F \sim \frac{cB}{\sqrt{3}} \sim -F_1 e^{-\sqrt{3}|\tau|} \quad (38)$$

が得られる。ここに

$$|F_1| \sim \sigma T_-^4 = B_{p_1} \epsilon(T_-) \quad (39)$$

である。

(1), (2), (29) 式と上で得られた (38), (39) 式を用いると,

$$T \sim T_- e^{-\sqrt{3}|\tau|}, \quad (40)$$

$$\rho \sim \rho_1 + (\rho_- - \rho_1) e^{-\sqrt{3}|\tau|}, \quad (41)$$

$$P \sim P_- e^{-\sqrt{3}|\tau|} \quad (42)$$

が得られる。この解から、各物理量は不連続面から離れるにつれて指数関数で減少する。後者の場合  $B \sim B_p$  とかくことができ、 $\tau < \tau_c < 0$  のとき、

$$\frac{T}{T_c} \sim \frac{cB}{4\sigma T_c^4} \sim \frac{\sqrt{3}F}{4\sigma T_c^4} \sim e^{-\sqrt{3}|\tau - \tau_c|}, \quad (43)$$

$$\rho \sim \rho_1 + (\rho_c - \rho_1) e^{-\sqrt{3}|\tau - \tau_c|}, \quad (44)$$

$$P \sim P_c e^{-\sqrt{3}|\tau - \tau_c|} \quad (45)$$

となり、 $\tau_c < \tau < 0$  (平衡層) のとき、

$$\frac{T}{T_c} \sim \frac{\sqrt{3}F}{4\sigma T_c^4} \sim \left( \frac{cB}{4\sigma T_c^4} \right)^{\frac{1}{4}} \sim \left( 1 + \frac{3\sqrt{3}}{4} |\tau - \tau_c| \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (46)$$

$$\rho \sim \rho_1 + (\rho_c - \rho_1) \left( 1 + \frac{3\sqrt{3}}{4} |\tau - \tau_c| \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (47)$$

$$P \sim P_c \left( 1 + \frac{3\sqrt{3}}{4} |\tau - \tau_c| \right)^{\frac{1}{3}} \quad (48)$$

が得られる。ここに、

$$|\tau_c| = \frac{4}{3\sqrt{3}} \left\{ \left( \frac{T_-}{T_c} \right)^3 - 1 \right\} \quad (49)$$

であり、添字“c”は  $B = B_p$  が成立する点を意味し、この点では温度 ( $T_c$ ) は

$$T_c = \left\{ \frac{\sqrt{3}}{4} \cdot \frac{R}{\mu} \cdot \frac{U\rho_1}{(\gamma-1)\sigma} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (50)$$

となる。温度は非平衡層で指数関係で減少し、 $|\tau - \tau_c| \sim 1$  になる  $\tau$  に対しては約  $1/5$  になる。両者の中間の場合は解析解を得ることはできないが、数値計算と比較すると 2 つの型の近似解は有効である。

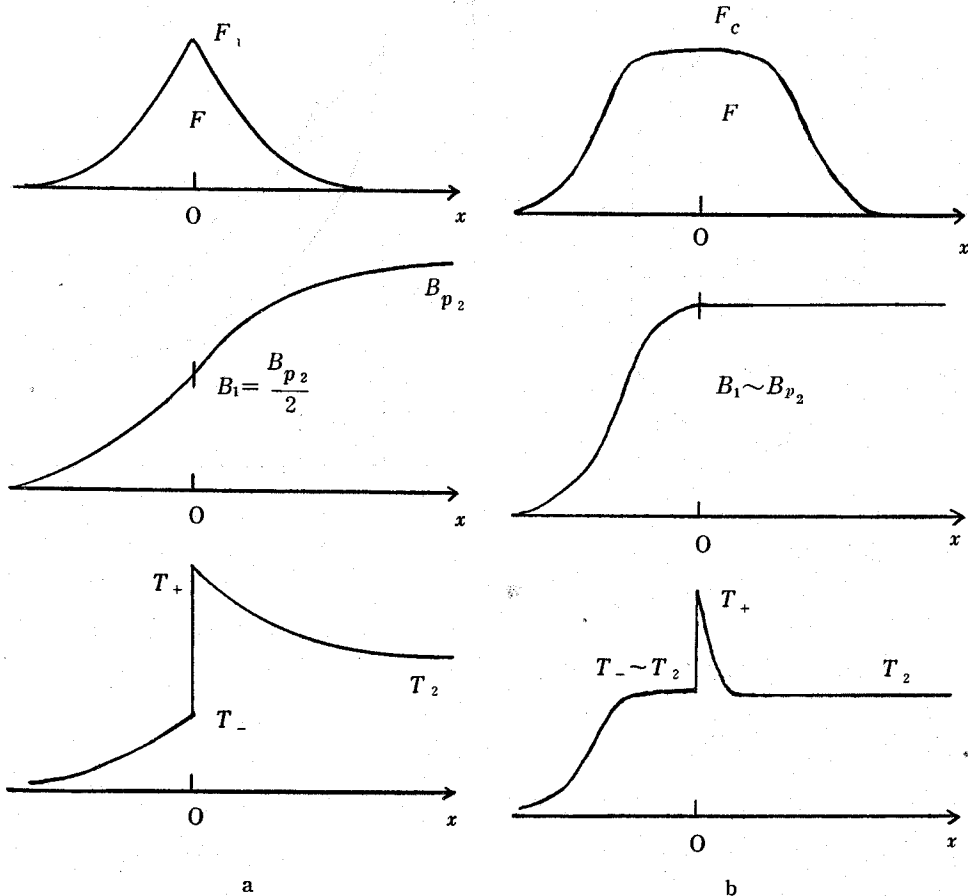
次に保存式 (1), (2), (29) 式より

$$P = P_1 + \rho_1 U^2 (1 - \xi), \quad (51)$$

$$\frac{T}{T_1} = 1 + \gamma m^2 (1 - \xi) \left( \xi - \frac{1}{\gamma m^2} \right), \quad (52)$$

$$F = -\frac{\rho_1 U^3}{2} \cdot \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} (1 - \xi)(\xi - \xi_1) \quad (53)$$

が得られる。また



第4図

(a), (b) はそれぞれ "subcritical", "supercritical" 衝撃波中の放射エネルギー流束エネルギー密度, 温度の断面図。但し (a) と (b) ではスケールが異なる。

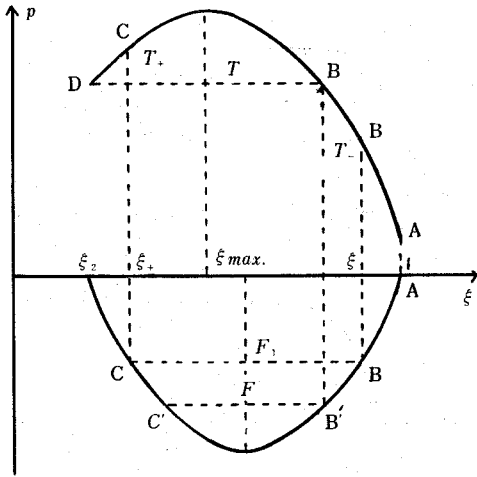
$$\xi_{max.} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{\gamma m^2} \right) \quad (54)$$

である。衝撃波中での放射は高次の電離状態にあるとき高温度でのみ重要となる。

関数  $T(\xi)$  と  $F(\xi)$ ,  $P(\xi)$  は第5, 6図で描かれている。

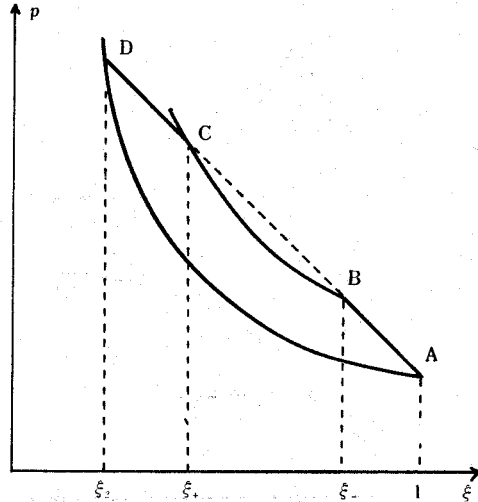
第5図は, 曲線  $T$  と  $F$  はそれぞれ (52), (53) 式から放物線の一部であるから, 2分枝をもつことを示している。そのうち  $F \rightarrow 0$  のとき  $T \rightarrow T_1$  ( $\xi \rightarrow 1$ ) になる分枝は初期状態に対応しそれゆえに前面の加熱前の領域に対応する。他方  $F \rightarrow 0$  のとき  $T \rightarrow T_2$  ( $\xi \rightarrow \xi_2$ ) になる分枝はほぼ最終状態に対応し, それゆえに後面に対応する。

第6図は前面が放射により圧力は密度と共に (51) 式に従って直線で上昇し (A→B), その後 RANKINE—HUGONIOT の断熱曲線に沿って上昇し (B→C), その後再び (51) 式に従って上昇し, 点Aを通る断熱曲線に達する (C→B)。点B, Cでは勾配が不連続である。点Bは遷移層と前面との境界であり, 点Cは遷移層と後面との境界である。前者は光学的厚み, すなわち光子の平均自由行程に依存し, 後者は粘性と熱伝導に依存する。



第5図

放射熱交換が存在するばあいの  $T-\xi$ ,  $F-\xi$  ダイアグラム。



第6図

同様なばあいの  $P-\xi$  ダイアグラム。

これまで述べてきたように、放射によるエネルギー損失があると、第3, 4図に示されているように波面と前面との境界からある領域まで、温度、圧力並びに密度が上昇する。この部分の気体のエネルギー変化 ( $\Delta h_-$ ) はIIで求めた  $\Delta h_2$  とほぼ等しいとおくことができる。衝撃波が“subcritical”なとき、(40) ~ (42)式から、

$$\Delta h_{2, sub} = \int_{\tau=-\infty}^{\tau=0} d\{\varepsilon(\tau) + P(\tau)V(\tau)\} \sim c_v T_- + P_- V_- = \Delta h \quad (55)$$

となる。ゆえに  $\Delta h_{2, sub}$  は前面の最高温度にのみ依存する。一方“supercritical”のとき(43) ~ (48)式から、

$$\begin{aligned} \Delta h_{2, sup} &= \left[ \int_{\tau=-\infty}^{\tau=-|\tau_c|} + \int_{\tau=-|\tau_c|}^{\tau=0} \right] d\{\varepsilon(\tau) + P(\tau)V(\tau)\} \\ &= c_v T_c \left(1 + \frac{3\sqrt{3}}{4} |\tau_c|\right)^{\frac{1}{3}} + \frac{P_c V_c}{1 - \frac{V_c}{V_1} \left\{1 - \left(1 + \frac{3\sqrt{3}}{4} |\tau_c|\right)^{-\frac{1}{3}}\right\}} \end{aligned} \quad (56)$$

が得られる。(55), (56)式を導ぶくとき  $\tau = -\infty$ における比エンタルピーを無視した。(56)式より衝撃波が“supercritical”のとき、温度  $T_c$  の状態とこれに対応した光学的厚みに依存する。

次に上の2つの結果に基づいて簡単に議論する。まず(55)式より前面の最高温度  $T_-$  は、

$$T_- = T_1(1+\pi) \left\{ \left(1 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \pi\right) \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \pi\right)^{-1} - (1+\pi)^{-\frac{1}{\gamma}} \right\} \quad (57)$$

となり、気体の構成要素と前面の初期状態における温度と衝撃波の強度に依存することが、わかる。(7)式と(57)式から

$$\frac{T_-}{T_2} = 1 - \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \pi\right) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \pi\right)^{-1} (1+\pi)^{-\frac{1}{\gamma}} < 1 \quad (58)$$

が成立する。(58) 式より  $T_- < T_2$  は成立するが、 $T_1 < T_-$  となるためには  $\gamma, \pi$  に依存し、 $\gamma = 5/3$  では  $\pi \geq 10$ 、 $\gamma = 7/5$  では  $\pi \geq 12$  となる必要がある。このとき  $T_-$  が存在することが確定する。次に具体的に  $T_-$  を見積ると、 $\gamma = 5/3$ 、 $\pi = 10$  とすれば  $T_-/T_2 \sim 0.3$  となる。このとき  $T_2 = 5 \cdot 10^4 \text{ K}$  とすれば、 $T_- \sim 1.5 \cdot 10^4 \text{ K}$  となる。また  $\gamma = 7/5$  のとき、 $\pi = 15$  とすれば  $T_-/T_2 \sim 0.37$  となり、 $T_2 = 10^4 \text{ K}$  とすれば、 $T_- \sim 3.7 \cdot 10^4 \text{ K}$  となる。太陽の彩層の温度は  $\gamma = 5/3$ 、 $\pi = 10$ 、 $T_2 = 10^4 \text{ K}$  とするとき  $T_- \sim 3 \cdot 10^8 \text{ K}$  となり、この  $T_-$  に近い。第一の場合  $|\tau| \sim 0.05$  となり、光学的厚みが極めて小さく、温度に関しては十分であるが彩層の上部にも適用できない。第2の場合  $|\tau| \sim 0.8$  となり、大気の振動数平均をとった平均自由行程 ( $l$ )  $110 \text{ cm}$  を使うと  $x \sim 88 \text{ cm}$  となる。光学的厚みが小さいので拡散近似は十分とはいえないが、前面の電離領域は後面の電離領域より非常に狭いといえる。

次に (56) 式より

$$\begin{aligned} c_v T_c \left(1 + \frac{3\sqrt{3}}{4} |\tau_c|\right)^{\frac{1}{3}} + \frac{P_c V_c}{1 - \frac{V_c}{V_1} \left\{1 - \left(1 + \frac{3\sqrt{3}}{4} |\tau_c|\right)^{-\frac{1}{3}}\right\}} \\ = \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_1 V_1 (1 + \pi) \left\{ \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \pi\right) \left(1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \pi\right)^{-1} - (1 + \pi)^{-\frac{1}{\gamma}} \right\} \end{aligned} \quad (59)$$

が得られる。上式を  $|\tau_c|$  式について解くと、

$$|\tau_c| \sim \frac{4}{3\sqrt{3}} \left( \frac{\lambda + \left\{ \lambda^2 + \frac{4\gamma}{\gamma + 1} c_v T_c P_1 V_c \left(1 - \frac{V_c}{V_1}\right) \pi \right\}^{\frac{1}{2}}}{2c_v T_c \left(1 - \frac{V_c}{V_1}\right)} \right)^3 \quad (60)$$

が得られる。ここに、

$$\lambda = \left(1 - \frac{V_c}{V_1}\right) \left(c_v T_c + \frac{\gamma}{\gamma + 1} P_1 V_1 \pi\right) - (c_v T_c + P_c V_c) \quad (61)$$

である。また  $\pi \gg 1$  として近似した。

$\pi = 10^5$  とし、 $T_c \sim T_{cr}$  とすると大気の場合  $|\tau_c| \sim 10^2$  となり (49) 式より  $T_- \sim 10 T_c \sim 3 \cdot 10^6 \text{ K}$ 、エネルギー輸達には大部分高エネルギー光子が主役を演ずるので、ROSSELAND の平均自由行程を用いると、 $l \sim 3 \cdot 10^8 \text{ cm}$  となり、 $x \sim 30 \text{ km}$  が得られる。すなわち爆発によって、極めて強い衝撃波が発生すると、一瞬のうちに (上の例では  $10^{-4} \text{ sec}$ ) 長い距離にわたって高温の領域が生ずる。その後数百  $\text{km}$  の速さで拡がるものといえる。

最後に遷移層の構造に関しては、特にプラズマ中の衝撃波の問題で研究がなされている<sup>13)</sup>。衝撃波面背後で電子とイオンの温度が異なるために、これら2種類の粒子間でのエネルギー交換が存在することと電子の高易動度から両粒子の MAXWELL 分布は衝突時間程度で急速に一致するが、質量差が大きいために平衡温度分布は極めてゆっくり達せられる。この平衡に達するとき、前面の温度は後面の温度と同程度になり、厚さは遷移層と同程度になる。衝撃波が非常に強いとき、その厚さは  $D \sim 1.3 \nu_2 / U \sim lc/4$  となる。ここに添字 "c" はクーロン場を意味する。

## IV. 考察と要約

気体流が衝撃波に流れ込むとき、エンタルピーが増大し、これによって後面の流れ込んだ気体は外部に対して仕事をし、仕事が  $P$ - $\xi$  ダイアグラム上で2種類の経路をとるが、どちらの経路をとるかは、放射機構と物質の状態に依存するがまだよくわかっていない。この事実に関連して定性的に論じる。静止系からみた気体全体の並進運動を除外すると、放射損失があるときエネルギー流束比  $\sigma T^4 / (U\rho c) \sim (B_{rad.} / \rho c) (c/U)$  の内で、 $(c/U) \sim 3 \cdot 10^8$  であるから最大の膨張速度を  $U$  としても、光子は約三千倍速く運動するので、エンタルピーは大きいにもかかわらず瞬間的に WEYMANN の経路をとる可能性が大きい。これは黒体放射のみを考慮したが、気体流の構成物質固有の種々な型のスペクトルも存在するが、これらのスペクトルは多価のイオン同志、電子同志、イオンと電子の非弾性衝突による励起から生ずるにもかかわらず、一般に衝突速度は伝播速度 ( $U$ ) に比べて小さいため衝突期間が膨張時間に比べて長くなるので最初のうちは無視してよい。また低密度のときは、平均自由行程が系の大きさ以上になるので光子は前面に飛び出すであろう。WEYMANN の経路では II-2) におけると同様に、強い衝撃波 ( $\pi=10^5$ ) のとき、 $\gamma=5/3$ ,  $T_1=50^\circ\text{K}$ ,  $n=10\text{ cm}^{-3}$  とすると、 $T_2\sim 10^6\text{ K}$ ,  $n_2\sim 40\text{ cm}^{-3}$  となるが、 $T_3\sim 10^4\text{ K}$ ,  $n_3\sim 10^4\text{ cm}^{-3}$  となり初期状態より非常に高温・高密度になる。 $\pi$  が大きくなればなる程、初期状態と終状態との差は大きくなる。上の例は星間ガスの H I 領域が高密度の H II 領域に変化することを示している。そして H I 領域は光学的厚みが小さいので、後面からの光子はほとんど前面の近くでは吸収されず遠方に行ってしまう。従って前面の温度は衝撃波によっても低上昇で  $10^3\text{ K}$  以下と考えられる。この H II 領域の進化は熱放射後断熱膨張して初期状態に向かう。この過程では種々の元素の再結合線や束縛-束縛遷移スペクトル放出並びに原子と固体微粒子との衝突によりエネルギー交換が存在するためエネルギーを失うであろう。その結果エントロピーは初期値より減少するから、断熱曲線に乗らなくなる。我々は第1図で熱放射は2の少し手前で終了すると理解する。従って超新星の爆発によって生ずる強い衝撃波 (約  $10^{51}\text{ erg}$ ) が周囲のガスを圧縮したり、またはプラスト波として飛んで行って星間ガスを掃き集めるとき、ガスの構造と進化は高密度であるが比較的低い温度における平衡値に達するであろう。詳細は系の十分な初期状態を認識することと計算によって明らかにされるであろう。

次に、WEYMANN の経路を進むとき、後面のガスは力学的不安定になることが予想される。熱的不安定も衝撃波の構造 (第6図 (a), (b)) から可能性が存在するが本論文では言及しない。掃き集められた星間ガスの質量 ( $M$ ) を約  $10^4 M_\odot$  とすると JEANS のスケール  $\lambda_J \sim \sqrt[3]{M / (m_H n)}$  は約 3 pc. となり、これは Cygnus Loop の半径 (約 20 pc.) より小さいから重力不安定を生ずる。ここに  $m_H$  は水素原子1個の質量であり、記号  $\odot$  は太陽を意味する。もしこのような現象が生じてもフィラメントの構造と結びつくかどうかは収縮時間尺度を十分考慮して計算の結果明らかになるだろう。これまで超新星の爆発を例にとって定性的に論じてきたが、これよりもっと大きな我々の銀河中心部での爆発の結果である 4 kpc 腕や 270 pc 膨張リングにおける構造や、QSO や SEYFERT 銀河の爆発等でもまず第1に熱放射によるエネルギー放出を考える必要がある。

初期状態において密度がはるかに大きい例として大気や太陽の彩層が挙げられる。彩層の構造を決定する要素として衝撃波を仮定すると、 $\pi \sim 10$  で強くなく、光学的厚みが極めて小さくなる。また気体の非一様密度分布のため、衝撃波は屈折しコロナ迄達しないうちに減衰する<sup>9)</sup>。



大気中では強い衝撃波が発生したときは等温過程になり前面の長い距離にわたって電離領域ができる。

SCHATZMAN の経路の例としては必ずしも十分とはいえないが、星間ガス中で高温度星が誕生したとき、電離領域と非電離との境界の不連続面が急速に外方に拡がり、 $n_e = n_H$  に対応する STRÖMGREN 球面まで拡がって一応停止する。しかしこの両面の温度差による大きい圧力差があるために、やがてここに衝撃波が発生して、非電離領域内を伝播する。これに伴って電離ガスが膨張するので  $n_e$  は減少し、電離面も外方に拡がる。このようにして電離面と衝撃波面の間には高密度の中性水素からなる境界層ができるものと考えられる<sup>20)</sup>。古い惑星状星雲の膨張速度は 30km/sec と小さいが、半径は約 0.3pc でかなり小さく、遠方まで膨張を続ける可能性は少ない<sup>1)</sup>。

最後に本論文の要約は以下の通りである。

(1). WEYMANN の経路を修正し、この経路に沿って比エンタルピーの変化

$$\Delta h_2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 (1+\pi) \left\{ \left(1 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \pi\right) \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \pi\right)^{-1} - (1+\pi)^{-\frac{1}{\gamma}} \right\}$$

を決定し、 $\gamma=1.1$ ,  $7/5$ ,  $5/3$  に対し数値を求めた。 $\Delta h_2$  は  $\pi \ll 1$  の極限では SCHATZMAN の経路に沿う比エンタルピーの変化  $\Delta h_1$  と一致する。

(2). WEYMANN の経路は今迄応用されたことはなかったが、(1) の結果を用いて衝撃波の構造を調べ、前面、遷移層、後面における気体の状態を知ることができた。特に光学的厚みが大きいとき、強い衝撃波が気体中を伝播するとき等温過程になり、前面の高温度領域は  $\pi \sim 10^5$  のとき  $x \sim 30\text{km}$  になる。

(3). 宇宙物理学の諸問題のうち、特に星間ガスの構造を定性的に論じた。このとき磁場の影響を考慮すると、 $\Delta h_1 < \Delta h_2$  の関係は変わらず、 $\Delta h_1$ ,  $\Delta h_2$  はいずれも減少する。正確な計算には必要なものとなる。

数値計算は岩手大学計算機室の FACOM231 によって遂行された。

## 文 献

- 1) BOHUSKI, T. J., and SMITH, M. J. 1974, *Astrophys. J.*, **193**, 197.
- 2) COX, D. P. 1972, *Astrophys. J.*, **178**, 143.
- 3) COX, D. P. 1972, *Astrophys. J.*, **178**, 159.
- 4) HEILES, C. 1964, *Astrophys. J.*, **140**, 470.
- 5) KOGURE, T., and OSAKI, T. 1962, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **14**, 254.
- 6) MANSFIELD, V. N., and SALPETER, E. E. 1974, *Astrophys. J.*, **190**, 305.
- 7) ONO, Y., SAKASHITA, S., and OHYAMA, N. 1961, *Progr. Theor. Phys. Suppl.*, **20**, 85.
- 8) PARKER, E. N. 1963, *Interplanetary Dynamical Process* (Interscience Pub. New York).
- 9) SAITO, M. 1964, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **16**, 179.
- 10) SCHATZMAN, E. 1967, in *Solar Physics*, ed. J. N. Xanthakis (Interscience Pub. New York), **6**.
- 11) STRAKA, W. C. 1974, *Astrophys. J.*, **190**, 59.
- 12) THOMAS, R. N., and ATHAY, R. G. 1961, *Physics of the Solar Chromosphere* (Interscience Pub. New York).
- 13) TIDMAN, D. A. 1958, *Phys. Rev.*, **111**, 59.
- 14) TUOKER, W. H. 1971, *Science*, **172**, 372.
- 15) WEYMANN, R. 1960, *Astrophys. J.*, **132**, 452.
- 16) WOLTJER, L. 1972, in *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, ed. L. Goldberg (Ann. Rev. Inc.

- Palo Alto), *Supernova Remnant*.
- 17) ZEL'DOVICH, Y. B., and RAIZER, Y. P. 1966, in *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol. I, English transl.*, ed., W. D. Hayes and R. F. Probstein (Academic Pr. New York), §10, chap. 2.
  - 18) ZEL'DOVICH, Y. B., and RAIZER, Y. P. 1966, in *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol. I, English transl.*, ed., W. D. Hayes and R. F. Probstein (Academic Pr. New York), §13, chap. 2.
  - 19) ZEL'DOVICH, Y. B., and RAIZER, Y. P. 1966, in *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol. II, English transl.*, ed., W. D. Hayes and R. F. Probstein (Academic Pt. New York), chap. 7.
  - 20) 林 忠四郎: 岩波講座 現代物理学の基礎12, 宇宙物理学, I部 (岩波書店, 1973).
  - 21) ランダウ=リフシッツ (竹内均訳): 流体力学2, 第9章, §87 (東京図書, 1971).
  - 22) 齋藤 泰通: 日本天文学会春季年会講演予稿集, No. 72 (1975).