- 文献(4).
- 29) 成田信之: 風による橋梁部材の振動, 橋梁と基礎, 第5巻, 9月号, 1971.
 - 30) SAINSBURG, R. N. and KING, D.: The flow induced oscillations of marine structures, Proc. Instn. Civ. Engrs., 49, 1971.
 - 31) WOOTTON, L. R. et al.: Some aspects of the oscillations of full scale piles, Proc. Symp. Flow-induced Structural Vibrations, Karlsruhe, August, 1972.
 - 32) WALSH, D. E. J. and WOOTTON, L. R.: Preventing wind-induced oscillations of structures of circular sections, Proc. Instn. Civ. Engrs., 47, 1970.
 - 33) HARTOG, J. P. den: Mechanical Vibrations, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1956.
 - 34) PARKINSON, G. V.: Aeroelastic galloping in one degree of freedom, 文献(1), Vol. II.
 - 35) NOVAK, M.: Galloping oscillations of prismatic structures, J. Engrg. Mech. Div., Proc. A. S. C. E., Vol. 98, No. EM1, Feb., 1972.
 - 36) NAKAMURA, Y. and MIZOTA, T.: Galloping and vortex excitation of a rectangular block, Rep. R. I. A. M., Kyushu Univ., Vol. XIX, No. 64, 1972.
 - 37) OTSUKI, Y., WASHIZU, K. and others: Experiments on the aeroelastic instability of prismatic bars with rectangular sections, 文献(4).
 - 38) HOGG, A. D. and EDWARDS, A. T.: The status of the conductor galloping problem in Canada, 文献(1), Vol. II.
 - 39) RICHARDS, D. J. W.: Aerodynamic properties of the Severn crossing conductor, 文献(1), Vol. II.
 - 40) 中村泰治, 溝田武人: 矩形断面柱の振りフラッタについて, 土木学会論文報告集, 第216号, 1973.
 - 41) 吉村虎蔵, 吉村健, 水田洋司: H型断面の橋梁吊材の耐風安定に関する一実験, 熊本大学工学部研究報告, 第22巻, 第1号, 1973.
 - 42) WALSH, D. E. J. and RAYNER, D. V.: A further aerodynamic investigation for the proposed Severn suspension bridge, NPL/Aero/1010, 1962.
 - 43) WALSH, D. E. J.: The use of models to predict the oscillatory behaviour of suspension bridges in wind, 文献(1), Vol. II.
 - 44) 土木学会, 本州 - 四国連絡橋技術調査委員会: 本州 - 四国連絡橋技術調査報告書, 付属資料1——耐風設計指針(1967)および同解説, 1967.
 - 45) OKAUCHI, I., ITO, M. and OGURI, H.: Results of recent two measurements relevant to wind-induced vibrations of bridges, 文献(4).
 - 46) MUROTA, T. and ISHIZAKI, H.: Deformations and vibrations of some actual structures due to wind, 文献(4).
 - 47) DAVENPORT, A. G. and ISYUMOV, N.: The application of the boundary layer wind tunnel to the prediction of wind loading, 文献(2), Vol. I.
 - 48) CERMAK, J. E.: Laboratory simulation of the atmospheric boundary layer, AIAA J., Vol. 9, No. 9, 1971.
 - 49) COUNIHAN, J.: An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel, Atmos. Environ., Vol. 3, 1969.
 - 50) CAMPBELL, G. S. and STANDEN, N. M.: Progress report II on simulation of earth's surface winds by artificially thickened wind tunnel boundary layers, National Aero. Establishment, Canada, LTR-LA-37, 1969.
 - 51) DAVENPORT, A. G., ISYUMOV, N. and MIYATA, T.: The experimental determination of the response of suspension bridges to turbulent wind, 文献(4).
 - 52) 立川正夫: 角柱の振動と変動風圧に関する自然風中の実験, 構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム論文集, 1972.
 - 53) KAWASHIMA, S. and FUJIMOTO, N.: An investigation of the sinusoidal gust loads, 文献(4).
 - 54) SHIRAIISHI, N.: An investigation on aerodynamic responses of plate-like structures in fluctuating gusts, 文献(4).
 - 55) 釜口展宏, 坂田弘: つり橋の耐風安定性に関する基礎研究, 日本航空学会誌, 第13巻, 133号, 1965.
 - 56) 田中宏, 伊藤学: 充腹構造物の自励振動における空気力の特性, 土木学会論文報告集, 第168号, 1969.
 - 57) 土木学会, 鋼構造委員会, 本州 - 四国連絡橋耐風研究小委員会: 本州 - 四国連絡橋・耐風に関する研究, 土木学会誌, Vol. 57-8, 1972.

空気力学と天文学の境界領域の話題*

Topics of Cosmic Gasdynamics

桜井健郎**・松田卓也**

Takeo SAKURAI and Takuya MATSUDA

はじめに

飛行機やロケットのまわりの気体の流れを論ずる空気力学と, 恒星や銀河を論ずる天文学は, 一見何の関係もないように思える。しかし, 遠くて近きは, 男女の仲だけではない。論より証拠, 手近な天文学の本を開

いて見よう。そこには, 恒星が気体の塊であることが, その恒星の飛ぶ空間が気体で充たされていることが述べられている。そして, 悠久不変そのものに見える星空が, 実は, 超新星の大爆発, 銀河の腕の作る衝撃波, 星間空間を超音速で飛ぶ星のソニック・ブームなどの空気力学的過程に彩られ, 時々刻々変化する動的な空間であることも述べられている。一時期空気力学者の血を湧かせた電磁流体力学の創始者は, 当時ストック

* 昭和48年4月11日原稿受理

** 京都大学工学部航空工学科

ホルム大学の電子工学教室に籍を置いていた天文学者、アルフベンである。また、安定理論の大家チャンドラセカールは、シカゴ大学の天文学教室に籍を置き、長年アメリカ天文学会のジャーナルの編集委員長を勤めた天文学者である。こせこせと年寄りじみた固定観念にしがみつかず、虚心にこれらのことを見るならば、誰しも、天文学の中に空気力学の活躍できる広大な学問分野を見出すはずである。また、空気力学が天文学から受けてきた恩恵の深さを理解することもできよう。こういう事情を反映して、空気力学と天文学の境界領域（宇宙気体力学と呼ぶ人もある）では、銀河の腕を論じた、安定理論の大家、リン、地球磁気圏を論じた、遷音速理論の大家、スプライター、彗星の尾を論じた、極超音速理論の大家、プローブスタイン、太陽大気の運動を論じた、万能選手、ライトヒルなど、生粋の空気力学者と思われる人々の活躍が目立っている。この領域での研究活動を通じて空気力

学の発展に寄与する、という計画が誇張なく語れる現在なのである。ここでは、この分野における話題から、われわれの関与した二つの話題：経度依存性のある太陽風の非線型モデルと、宇宙乱流による音波の発生を取り上げた。

1. 経度依存性のある太陽風

ご存じのように、太陽からは太陽風と呼ばれる超音速のプラズマ流が吹き出している。これは、貯気槽内の静止気体がラバール管を通して超音速で流れ出す際と同じように、太陽コロナにある 10^6K の高温プラズマの熱エネルギーが運動エネルギーに転化してできたものである。その際、ラバール管のシボリに相当する効果が、太陽の重力の作用を介して現われる。1958年にこの機構を明らかにしたパーカーのモデルによると、地球近くの太陽風は、数密度 $\sim 5/\text{cc}$ 、速度 $\sim 500\text{ km/sec}$ 、温度 $\sim 10^5\text{K}$ である。このモデルは、1962年

第1図 マリナー2号の観測結果

磁場 B 、プラズマ速度 V 、プロトンの数密度 n_p の3時間平均がデジタルな形で書いてある・結果は太陽回転の周期 27 日ごとに一組にして再帰性を示す。

に飛んだマリナ II 号の観測とも、その後のさらに詳しい観測とも、大筋ではよい一致を示した。しかし明らかに、パーカーのモデルでは考えられていなかった現象も現われている。それ以来、太陽風研究の進歩は、これらの現象を解明する方向に沿ってきた。その方向での最近の成果の一つに、太陽風の経度依存性変動の解明がある。

まず、第 1 図にマリナ II 号の観測を見ていただく。ごらんのように、上のパーカーの予想はほぼ観測と一致しているが、他方、観測には一様な基準値に対する微小変動として片づけることのできぬ大きな変動がある。一般に、変動には一過性のものと再帰性のものがある。一過性の変動の典型は爆風によるものである。ところで、太陽表面にはしばしばフレアと呼ばれる大爆発が起こり、その影響で磁気嵐やデリンジャー現象が起こることはよく知られている。第 1 図の速度変動の立ち上がりが急峻なことから、変動の中にはフレアによる爆風として説明のつくものがあるはずである。近ごろは、水素の H_{α} 線で太陽面をパトロールし、フレアの出現を記録した図ができています。また、フレアと磁気嵐などの関係から、爆風が惑星間空間を伝播する様子もほぼ解っている。ところが、それを基にしてフレアによる一過性の変動を除いても、なお残る変動があり、その中には再帰性のものが多い。この変動の正体は一体何であろうか？

太陽面には黒点などの変動があり、それらが太陽風の源であるコロナの構造に経度依存性の変動を与えること、再帰性変動の周期が太陽自転の周期 27 日とよい一致を示すことから、これらが太陽コロナにある変動と関係していることは間違いない。しかし、太陽面での変動の経度依存性は、波形を変えずに、そのまま地球付近まで達するのであるか？ それとも、惑星間空間を伝播する間にひどく変形してしまうのであろうか？ また、変形するにしても、どのような機構が変形の過程に支配的なものであろうか？

ここでもう一度第 1 図に立ちもどって考えて見よう。速度変動は、細かい凹凸を無視すれば、急激に立ち上がって緩かに下るのが特徴だが、そういう形の変動は、空気力学のどの教科書にも書いてある。気体を入れた半無限の真直ぐな管の一端にピストンを設置し、ピストンに正弦振動をさせて見よう。ピストンの運動は疎密波となって伝播するが、その波形は、非線形効果によって、圧縮部では急峻に、膨脹部では緩かになる。そして、衝撃波が出る前の密度分布の形は第 1 図の速度分布の形によく似ている。このことから、変動の形は、変動が惑星間空間を伝播する間に、非線形効果によって変わることが予想される。話をもっと

具体的にしよう。後で数式によって見ていただくように、太陽風の動径方向の速度成分は、太陽から太陽半径の 30 倍以上離れると、流線に沿って一定になる。そこで、太陽半径の 30 倍の場所を始円とし、始円では動径方向の速度成分は径度の正弦関数に、密度は一定になっているものとしよう。太陽の角速度で回る座標から見ると、流線は後方になびくラセンになるが、その巻き込みは、動径方向の速度成分が小さいほどきつい。それゆえ、最初は正弦的な動径成分の分布も、太陽から遠ざかるにつれて、遅い部分が速い部分に追いついていく所、つまり、時間的に速度の立ち上がる所では急峻に、速い部分が遅い部分から逃げ去る所、つまり、時間的に速度の下がる所では緩かになる。これで速度変動の性質は説明がついた。

それでは、密度変動の方はどうであろうか？ 密度変動は、ほぼ一定の基準状態に重ね合わせたパルスのような形をしており、パルスの位置は、ほぼ速度の立ち上がる位置に相当している。ところで、前に述べたように、動径方向の速度成分は流線に沿って変わらず、速度の立ち上がる所では流線の間隔が、太陽から遠ざかるにつれてつまってくる。それゆえ、始円におけるのと同じ数の粒子を含む体積は、速度の立ち上がる所では、次第に小さくなり、密度が増加する。しかも、この傾向は、変動の変形過程が非線形過程であるため、速度の立ち上がる所に集中し、パルスが形成される。密度変動のこの性質は、密度パルスの現われない、通常の一次元非定常流れの場合とはよい対照である。これは、同じく非線形効果と言っても、その結果現われるものが、ここでは流線そのものの離合集散であるのに、通常は等密度線の離合集散だからである。

以上が太陽風における経度依存性変動の直観的理論である。これらの考えはシスコ、パーカーなどの人達によっても提唱されていた。次に、この直観的考察に沿って数式を立てて見よう。立て方の指導原理は簡単明瞭……球対称モデルを基準にして、そこからの微小変動の線形理論を作るといようなことをせず、変動の非線形性をまともに取り入れること、今考えている変動が再帰性のものであることを考慮して、回転系について定常な形で式を作ることである。ところで、パーカーやウェーバー・デービスのモデルによると、太陽風の動径方向の速度 v_r は、太陽から太陽半径で 30 倍ほど離れると、音速 C_s 、アルフベン波の速度 C_A 、太陽の重力場からの脱出速度 C_G のいずれよりも大きくなる。また、 v_r は回転方向の速度 v_ϕ に比べて大きい。そこで、その極限として、 C_s/v_r 、 C_A/v_r 、 C_G/v_r 、 v_ϕ/v_r の比が無視できるものとする、運動方程式の動径方向の成分と、連続の式は次のようになる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{N_2}{v_r} \frac{\partial}{\partial \phi}\right) v_r = 0, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{N_2}{v_r} \frac{\partial}{\partial \phi}\right) (\rho r^2) = -\frac{1}{v_r} \frac{\partial v_r}{\partial r} \cdot \rho r^2 \quad (2)$$

ここで、 N_2 は太陽と同じ角速度で回る点の始円 r_0 での回転方向の速度と、始円での代表速度の比である。また、物理量は、すべて無次元化してある。他の基礎方程式も書けるし、実際に解いてあるが、簡単のためここには書かない。ごらんのように、(1)、(2)両式とも非線型である。そこで、この近似方法によるモデルは、フントハウゼンらによって非線型モデルと命名されている。

上の2つの式は、空気力学を少し勉強した人なら、直ちに解ける。まず v_r は、流線：

$$\phi - \phi_0 = -\frac{N_2}{v_{r0}(\phi_0)}(r - r_0), \quad (3)$$

の上で一定：

$$v_r(\phi, r) = v_{r0}(\phi_0), \quad (4)$$

になる。ここで、 ϕ_0 は半径 r_0 の始円での角位置、 v_{r0} は ϕ_0 だけの関数である。(3)式から解るように、 (r, ϕ) 一面での流線の傾きは負で、絶対値は v_{r0} が大きいほど小さい。それゆえ、たとえば、第2図のように、先行する遅い流体粒子1Aに後続の速い粒子2Aが追いつく所では、流線の間隔がつまってきて、速度勾配が急峻になってくる。次に、密度は、始円での分布 $\rho_0(\phi_0)$ によって次のように表わせる。

第2図 速い流れ2Aの遅い流れ1Aへの追いつき現象

第3図 非線型モデルによる計算例
30 $R_\odot$ ($R_\odot$ は太陽半径)で正弦的なプラズマ速度 v_r , 一定の密度 ρ から出発した場合の変化を示す。

$$\rho r^2 = \frac{\rho_0}{1 + Sd} \quad (5)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} S &= (1 + \alpha)^{1/2} (r - r_0), \\ d &= \frac{v'_{r0} N_2}{v_{r0}^2 (1 + \alpha)^{1/2}}, \quad \alpha = \frac{N_2^2}{v_{r0}^2} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

この式から解るように、 d が負、つまり、第2図の例のように速度の立ち上がる所では、 r が増すにつれて ρr^2 は $\rho_0 r_0^2$ より大きくなる。特に、分母が零に近づくと、 ρr^2 は急激に増加してパルスを形成する。この結果の一例を第3図に示す。

上のように、非線型モデルによると、簡単な数式を用いて、太陽風における径度依存性変動の特徴をよく表わすことができる。最近、フントハウゼンらは観測を整理して上の結果と比較し、われわれの非線型モデルの妥当性を立証してくれた。彼らは密度変動がパルス型であることに着目した。そして、ベラ3号衛星の

第4図 再帰性変動の密度プロフィール
縦のバーはデータのばらつきを示す

第5図 再帰性変動の速度プロフィール

観測からフレアーによる一過性の変動を取り除き、残された変動の中から、数密度の3時間平均(第1図には、各物理量の3時間平均値がデジタルな形で書いてある)が、たて続けに2回以上12/c.c.以上を記録する、という単一の条件だけを目安として33箇の変動を取り出した。それらの変動の波形を、密度最高の時点を一致させて重ね合わせ、平均的な波形として第4図および第5図のような結果を得た。上に述べた単一の条件だけを目安としたのに、ごらんのように、密度変動のパルスの位置は速度の立ち上がりの位置に一致し、また、密度変動および速度変動の波形は非線型モデルの波形と見事に一致している。

最後に、これまでの話に対して、少なくとも、“非線型効果による変形の結果、太陽風の中には、ある所から定常な衝撃波ができる。そういう所では、ここでの近似は使うことができない。また、観測を注意して見れば、そのような衝撃波が見出されるはずである”という疑問が生じてくる。今のところ、この疑問に対してははっきりと答えられる材料を持ち合わせていない。ここでは、このことについて近い将来に何かでてくることを希望するだけにしておく。

2. 宇宙乱流による音波の発生

近ごろ、ジェット機から発せられる騒音について公害の観点から大きな関心がよせられている。ジェット・エンジンの噴流中の乱流から騒音が空気力学的に発せられる機構を初めて明らかにしたのはライトヒルである。ここではまずライトヒル理論を概説し、次にその天体現象への応用について述べよう。

音の発生はその機構により一重極、二重極、四重極……に分類できる。一重極の例は無限大のパッファーを持つスピーカーであり、これは質量の出入りがある場合に対応しており音波発生の能率は最もよい。二重極の例はベルである。ベルの表面と裏面がそれぞれ一重極をなし、表裏一体で二重極を形成している。この

場合、ベルの表面から運動量が入り出していると考えてよい。ところが乱流からの音波の発生はこれらのいずれでもなく、実は四重極輻射であり、能率は最も悪い。この場合、運動量束の出入りで音が作られると考えてよい。このことは流体の連続の式と運動方程式から得られるライトヒルの方程式を見れば明らかになる。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - C_s^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j) \quad (7)$$

この式で右辺がなければ単なる音波の伝播を意味するので、右辺は音の源であり、しかも $\rho v_i v_j$ の強さの四重極が空間に分布していると考えられる。これがライトヒル理論の概要である。

さて、このライトヒル理論の天体への応用の第一号は太陽大気である。前節で太陽風のことを述べたが、この太陽風のエネルギー源はコロナの 10^6K にもおぼる高温である。太陽の表面温度は $6,000\text{K}$ しかないのに、太陽の高層大気であるコロナがなぜこのような高温を保つのだろうか。そのエネルギーを供給しているのが、実は太陽の表面对流層で発せられた音波なのである。太陽の表面下には水素の電離に基づく不安定性によって生ずる対流層が常に存在する。その対流(乱流)によって空気力学的に発生した音波は太陽大気中を上層に伝播していくにしたがって衝撃波に転化していき、そのエネルギーを熱にかえるのである。太陽大気は一樣でなく成層流体であるのでライトヒルの理論は拡張を要するが、それは天文学者の海野、加藤達により行なわれた。興味ある点は太陽大気ではその成層性のため音波だけでなく内部重力波が発生し、それがかなり大きな寄与をすること、四重極だけでなく一重極、二重極の輻射も存在することなどである。

ライトヒル理論の第二の応用は宇宙乱流による銀河の形成の問題である。銀河の形成を論ずる前に“銀河”“宇宙”の概念を明らかにしておこう。銀河とは星が $10^9 \sim 10^{12}$ 個集まった集団であり、その形状には天体写真でおなじみの渦状のものから楕円状、不規則状のものまでいろいろあり、太陽も“わが銀河系”の $2 \cdot 10^{11}$ 個の星の一つにしかすぎない。宇宙とは、あらゆる時空、物質を含む世界として、しばしば定義されているが、この定義は漠然としていて実際のでない。なぜなら昔の人にとっての宇宙とはせいぜい地球であったのが、その後、惑星界に拡大し、さらに学問と観測の進歩に従って宇宙の内容は“わが銀河系”に、そして現在では光(電波)で観測しうるかぎりの半径 10^{10} 光年の空間へと拡大していったのである。この意味で、宇宙とは、その時代までに認識した宇宙なのであって決して究極的なものでない。そこで現在の“宇宙”は 10^{10} 年の時間的スケールと 10^{10} 光年の空間的スケ

階 層	質 量 ($M_{\odot}$)
星	$10^{-2} \sim 10^2$
星 団 (散開, 球状)	$10^3 \sim 10^5$
銀 河	$10^9 \sim 10^{12}$
銀河集団	$10^{12} \sim 10^{15}$
宇 宙	10^{22}

ールを持った時空であると言える。

さてこの宇宙の基本的構成要素は星であるが、星は宇宙に様に分布しているのではなく、集団をなしている。そしてその集団がさらに大きな集団の一員であるというように階層的構造をなしている。これらの階層の質量を表に示す。ここで、 $M_{\odot}$ は太陽質量で $2 \cdot 10^{33} \text{ g}$ である。

では階層はどこまでもあるのだろうか。

次々と大きな階層が存在するという無限階層論と、集団としては銀河集団またはせいぜい超銀河集団まででそれ以上はそれらが様に分布して宇宙そのものになるという考えがある。現在の宇宙論では後者の立場が主流で、観測的にも今のところその方がもっともらしい。

宇宙はあるスケール以上は様であり、かつ等方であるという仮定（これを宇宙論原理と呼ぶ）とアインシュタインの一般相対性理論を基にして宇宙のモデルを作ることができる。これをフリードマンのモデルとよぶ。このモデルでは、宇宙は、ある始点（約 10^{10} 年前）において非常に高密度の状態から大爆発をおこし膨脹を開始して現在もなお膨脹を続けている。この宇宙膨脹のどの段階で、さきに述べた諸階層はどのようにして作られたかを明らかにするのが宇宙進化論の重大な課題である。

最近まで有力であった考えに重力不安定説がある。宇宙の初期は密度一様なガスで充たされていたとすればそれがなぜひび割れをおこして密度の粗密ができるかを考えてみよう。いまガスの中に波長 λ で、かつ、まわりより密度が $\delta\rho$ だけ高い部分を考える。そのゆらぎは自己重力によって $G\delta\rho\lambda^2/\lambda^2$ の力で収縮しようとするが、一方圧力増加によって $\delta p/(\rho\lambda)$ の反発力で膨脹しようとする。 $\delta p \sim C_s^2 \delta\rho$ であるから、もしゆらぎのスケールが

$$\lambda > \lambda_J = C_s(G\rho)^{-1/2} \quad (8)$$

の条件を満たせば重力が勝って、そのゆらいだ部分は不安定となり収縮をはじめ。この臨界波長 λ_J をジョーンズ波長とよぶ。 $(G\rho)^{-1/2}$ はその時点での宇宙の年齢 t にほぼ等しいから

$$\lambda_J = C_s t \quad (9)$$

とも書ける。長さは宇宙膨脹とともに変化して固有な量ではないので第6図には半径 λ_J の球内に含まれる

第6図 宇宙の進化

M_J はジョーンズ波長 λ_J を半径とする球内の質量、 M_m は $l_m = vt$ (v は宇宙乱流の渦の代表速度、 t は宇宙の年齢) を半径とする球内の質量、 M_0 は宇宙音波の散逸スケール $\lambda_0 [= (\nu t)^{1/2}]$ を半径とする球内の質量、横軸は輻射温度…輻射温度は時間とともに下るので、図の左から右へ時間が增加する。

物質の質量 M_J の時間的変化を示した。横軸は時間そのもののかわりに、そのときの輻射温度が示してある。ちなみに現在の温度は 3°K である。 t_* は輻射密度と物質密度が等しくなる時点、 t_d はプラズマの中性化の時点を示す。図から分かるように M_J の特徴的な値は $10^5 M_{\odot}$ と $10^{17} M_{\odot}$ である。前者は球状星団の質量に対応しているが後者は対応がつかない。

上に述べた重力不安定説は宇宙の初期がほぼ一様でかつ乱流状態でないことを仮定している。これに対して宇宙の初期は乱流状態であったという、いわゆる銀河の乱流起源説が戦後まもなくガモフ、ワイゼッカー、成相達により唱えられていた。その理由は現在の宇宙を観測すればそれが乱流状態にあること、つまり銀河は約 200 km/s にもおよぶ速さで回転したり飛びかたりしていることを説明するためであった。重力不安定説ではたしかに密度のゆらぎは作られるが現在の銀河の角運動量などは量的にうまく説明できない。現在の角運動量を説明するためには宇宙初期に 10^4 km/s もの速さの乱流を仮定しなければならない。ところがそのような乱流速度はガス中の音速よりずっと速いので乱流はすぐに衝撃波を作って減衰してしまつてとても現在までもたないだろうという反論によって、この乱流説は一時みすてられて重力不安定説が熱心に研究された。

ところが 1965 年、宇宙通信の研究に従事していたベル電話会社のペンジアスとウィルソンはさきにも述べたように現在の宇宙は 3°K の黒体輻射で満たされ

ていることを発見した。この事実を外挿すれば宇宙の初期は非常に高温の輻射で満ちていてガスと光が強く結合した輻射ガスの状態にあったと考えられる。そのような輻射ガスの中では光の圧力が通常的气体圧よりはるかに大きいので音速は非常に大きく、極限では $C/\sqrt{3}$ にもなることが知られている。すると 10^4 km/s の乱流速度も亜音速となり、そのような乱流も普通の非圧縮性乱流に近いと考えてよく、減衰の問題はさけられる。宇宙の膨脹にともなって輻射温度が $4,000^\circ \text{K}$ にまで下がると、もはや輻射は水素を電離しておくことができなくなりプラズマは急速に中性化する。すると輻射圧は物質に働かなくなるので音速は急激に減少し、乱流は超音速になる。このときに密度ゆらぎが作られて銀河になる。このようなアイデアをソ連のオゼルノイ達が 1967 年に提出し乱流説を復活させたのである。著者の一人を含め日本のグループはさらに重力不安定説では第 6 図から分かるように銀河や銀河集団に特徴的な質量をうまく説明できないこと、一方、乱流説では、それが後に示すように説明できることを示し、さらに乱流説の定量的研究を行なった。

宇宙の初期に、現在の観測にあう程度に速いがしかし十分に亜音速である乱流があったと仮定しよう。その乱流渦はナビア・ストークス方程式の非線型性により、時間スケール $t_n = l/v$ でもって小さな渦にこわれる。ここで l , v は考えている渦の代表的な大きさと速度である。この t_n と宇宙膨脹の時間スケール (そのときの時刻 t をとる) の間に $t_n > t$ つまり

$$l > l_m = vt \quad (10)$$

なる関係があれば、その渦はこわれることができない。直観的に言えばそのような渦は時刻 t までに一回転できないわけである。このような渦を凍った渦と呼ぶ。他方、乱流の内部スケール $l_0 = (v^3/\varepsilon)^{1/4}$ より小さい渦は粘性のために消散する。ここで ε は非線型性による大きい渦から小さい渦へのエネルギー移動率であり $\varepsilon \sim v^3/l$ である。前述のようにエネルギーを供給する渦の最大のものは l_m のスケールを持ったものであることに注意すると

$$l_0 = (vt)^{1/2} / R_*^{1/4} \quad (11)$$

ただしここで $R_* = (v_m l_m / \nu)$ はレイノルズ数である。つまり $l_0 < l < l_m$ のスケール l を持つ乱流渦は準平衡状態にありコルモゴロフのスペクトル

$$v = v_m (l/l_m)^{1/3} \quad (12)$$

を形成している。

このような乱流はライトヒル・クライトンの理論によると

$$\bar{\delta \rho^2} / \rho_0^2 = 40 m^2 (R/l) \quad (13)$$

の密度ゆらぎを伴う音波を発射する。ここで $m (=v/$

$C_s)$ は乱流マッハ数、 R は乱流領域の大きさを、宇宙乱流の場合 Cst としてよい。 l として l_m をとれば $m \sim 0.15$ 程度の乱流で $(\bar{\delta \rho^2} / \rho_0^2)^{1/2} \sim 10^{-2}$ 程度の振幅の音波が発射される。発射された音波は粘性および熱伝導のため、 λ^2/ν の時間スケールで減衰する。ここで λ は音波の波長である。ゆえに $\lambda^2/\nu < t$ あるいは

$$\lambda < \lambda_0 = (\nu t)^{1/2} \quad (14)$$

の波長を持った音波は時刻 t までに減衰してしまう。われわれはオゼルノイ達のアイデアとは少しちがって、水素中性化の時刻 t_a まで生き残った音波が t_a 以後に重力によって収縮して銀河や銀河集団になると考える。第 6 図には半径 l_m , λ_0 の球内に含まれる物質の質量 M_m , M_0 の時間変化も示した。図から $M_0(t_a)$ が銀河の質量に $M_m(t_*)$ が銀河集団の質量に近い (v_m の大きさにもよるが) ことが分かる。このようにしてできた銀河の中では乱流が超音速になって、小さくこわれ最終的には第 6 図でみられる M_J の最小値 $10^5 M_\odot$ のかたまりが重力不安定性で成長して球状星団になると考えれば階層性の説明がすべてうまくいく。このように銀河の乱流起源説は宇宙の階層性、質量スペクトル、角運動量などを定性的にはあるがほぼうまく説明することができる。しかしながら乱流説は膨脹していく媒質中での乱流スペクトルの時間変化、この乱流によって発射される音波のスペクトル、輻射ガス中での散逸過程、超音速乱流のとり扱いなどまだ多くの研究すべき問題をかかえている。さらに、そもそも乱流が宇宙の初期になぜ存在したかという根本的な疑問も存在する (宇宙初期に物質と反物質が消滅して乱流のエネルギーを供給したという説もある)。このように銀河の乱流起源説は天体物理学的にもまた空気力学的にも興味ある問題を提供しているのである。

おわりに

以上で、われわれのごく限られた視野から覗いた、空気力学と天文学の境界領域の話を終わる。ごらんのように、この分野では、簡単な解析によって現象の本質を衝ける問題がまだまだある。このことは、また、手近な天文学者の方と一度でもお話しになればすぐに解っていただければよい。

最後に、この講座を書くようにすすめて下さった名古屋大学の保原充氏と、原稿の一部を見て下さった京都大学の加藤正二氏と、そして、絶えずわれわれをばげまし、力づけて下さる内外多数の天文学者の方々に、心から感謝する。

なお、われわれの計画の一部は 47 年度の文部省科学研究費一般 D (天文の部) の配当を受けて行なわれ

た。

また、文献は数多くあるので、一つ一つ掲げること
はせず、関係のある最少限のものだけにとどめる。

文 献

“はじめに”に関するもの

Publ. Astron. Soc. Japan: 日本天文学会のジャーナル, Astrophys. J.: アメリカ天文学会のジャーナル.
20世紀の天文学, ストルウベ・ゼバーグス著/小尾信
弥・山本敦子訳, 白揚社, 1965.

C. C. LIN: Theory of Spiral Structure; Highlights
of Astronomy, IAU, Vol. 2, 1970, p. 88.

J. S. SPREITER, A. Y. ALKSNE, and A. L. SUMMERS:
Aerodynamics of Magnetosphere; Physics of the
Magnetosphere (Ed. R. L. Carovillano, and J. F.
McClay) Reidel Publ. Co., 1968, p. 301.

M. L. FINSON and R. F. PROBSTEN: Theory of
Comets, Astrophys. J., 154 (1968) 327.

M. J. LIGHTHILL: Velocity Field coming from
Acoustic Noise; Aerodynamic Phenomena in
Stellar Atmosphere, IAU, 1967, p. 429.

“太陽風”に関するもの
Introduction to the Solar Wind, J. C. Brandt,
W. H. Freeman & Co., 1970.

T. MATSUDA and T. SAKURAI: Cosmic Electro-
dynamics 3 (1972) 97.

J. T. Gosling, A. J. Hundhausen, V. Pizzo, and
J. R. Asbridge, J. Geophys. Res., 77 (1972) 5442.

“乱流による音波”に関するもの
P. J. E. PEEBLES: Physical Cosmology, Princeton,
1971.

W. UNNO and S. KATO: Publ. Astron. Soc. Japan,
H. SATO, T. MATSUDA, and H. TAKEDA, Progr.
Theor. Phys. Suppl. No. 49 (1971).

佐藤文隆, 松田卓也: 日本物理学会誌, 27/3, 1972,
176.

(475 ページからつづく)

なお、今年度も秋に開催予定の飛行機シンポジウム
には、設計、飛行力学等の部門と共催で参加し、ACV
(Air Cussion Vehicle) の専門部会も兼ねて行なう予
定でいます。〔委員長 東 昭, 原稿受付 48.5.17〕

飛行力学部門委員会

本年度も昨年と同様に主な事業計画としては研究発
表会—飛行機シンポジウムの開催 (11月に東京におい
て設計、特殊機、機器の3部門と共催で実施の予定)
と、見学会を兼ねた部門委員会を2〜3月に1回の割
合で実施することを予定しているが、飛行機シンポジ
ウムは年々研究発表、参加者の数も増加し、内容が充
実しつつあるので、本年度も充分な企画と準備を行な
ってさらに発展するように努力したいと考えている。
部門委員会の活動については、各部門から指摘されて
いるように予算の不足が大きい障碍になっていて、特
に地方在住者にとってはその制約が大きい。しかし委
員会と併行して実施されている見学会などは非常に有
意義であるので、むしろ部門委員のみに止めず、でき
るかぎり一般に開放する方向に進めたい。そのために
は回数を多少減少しても例えば他の研究会や地方支部
などと合同企画を行なうなどの方法が検討されてよい
と思われる。なお部門数の増加に伴い今後の諸活動は
いくつかの部門の合同企画による傾向が一層強くなる
ので、その特色を生かすように努めたいと考えてい
る。〔委員長 前田 弘, 原稿受付 48.5.17〕

ロケット部門委員会

ロケット部門は主たる発表の場として、秋の宇宙科
学技術連合講演会 (宇宙航行・料器・構造各部門と共

同担当その他8学協会との共催) と4月の年会とを考
えている。その間の間隔をなるべく半年ごとに近づけ
るべく本年の宇宙科学技術連合講演会は10月29,30
の両日を予定している。本年はこのような事情で前年
までと開催日が変わり、各方面にご迷惑をかけた点
をお詫びしたい。来年以後は本年の成果をみてほぼ一
定の日に定着するようにしたい。

宇宙科学技術連合講演会には特別講演とシンポジウ
ム等を計画中である。会員多数の御参加をお願いしま
す。年会については未だ計画は固まっていないが、何
かの企画を行ないたい。

〔委員長 河崎俊夫, 原稿受付 48.5.17〕

中部支部事業計画

昭和48年3月〜49年2月

第16期事業計画

日本航空宇宙学会中部支部

48年3月19日	幹事会
4月23日	幹事会
4月25日	商議員会, 第16回支部大会 第98回定例談話会, 講師 藤原俊隆
5月31日	幹事会 第99回定例談話会, 講師 増江達哉
6月21日	幹事会 第100回定例談話会 (100回記念)
8月	幹事会 第101回定例談話会
9月	幹事会 第102回定例談話会
10月	幹事会 第103回定例談話会
11月	第10回関西, 中部支部合同秋期大会
49年1月	幹事会 第104回定例談話会
2月	幹事会 商議員会