

## 第6章 流体力学の基礎方程式の解の例：音波とその周辺

本章では流体力学の基礎方程式の解として、音波が含まれていることを示す。まずその準備として、非線形の方程式である流体力学の基礎方程式を線形化（線形近似）する。次に線形化された方程式を変形することにより、それはよく知られた波動方程式の形にかけられることを示す。この波動解は、音速で伝播する縦波であることも示される。即ち、この波動の正体は音波である。さらに縦波・横波と圧縮条件との関係や流体力学の基礎方程式に含まれる平面波解の種類について議論する。

### 6.1 状況設定

理想気体の状態方程式に従う流体を考える。静止したこの流体の持つ、温度、圧力、密度をそれぞれ  $T_0$ ,  $p_0$ ,  $\rho_0$  と表すことにする。この状態を基本状態とよび、これは空間的に均質な状態、即ち  $T_0$ ,  $p_0$ ,  $\rho_0$  は時間・空間に依存しないとする。さらに重力場の効果も無視する（つまり密度成層は考えないことにする。）今、このような基本状態からの断熱的な揺らぎとして、音速  $(\gamma RT_0)^{1/2}$  で伝わる縦波が流体力学方程式の解になっていることを示す。

### 6.2 線形近似

数学的な簡単化のため流体力学の基礎方程式を線形化する。基本状態からの揺らぎが小さい場合には、このような線形化という手続きは妥当なものである。速

度場  $\boldsymbol{v}$  , 圧力  $p$  , 温度  $T$  , 密度  $\rho$  を基本状態とそれからの揺らぎとして表現する :

$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}', \quad (6.1)$$

$$p = p_0 + p', \quad (6.2)$$

$$T = T_0 + T', \quad (6.3)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho'. \quad (6.4)$$

運動方程式は今の状況設定では

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}'}{\partial t} + \boldsymbol{v}' \cdot \nabla \boldsymbol{v}' = -\frac{1}{\rho_0 + \rho'} \nabla (p_0 + p') \quad (6.5)$$

である . 基本状態に比べて , 揺らぎの量の大きさはきわめて小さいとする .

$$\frac{p'}{p_0} \ll 1, \quad (6.6)$$

$$\frac{T'}{T_0} \ll 1, \quad (6.7)$$

$$\frac{\rho'}{\rho_0} \ll 1. \quad (6.8)$$

したがって , 揺らぎの2次の量は無視することにする . このとき (6.5) は

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p' \quad (6.9)$$

とかける . ここで ,  $p_0$  は定数であること , さらに

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0 + \rho'} \nabla p' &= \frac{1}{\rho_0} \left(1 + \frac{\rho'}{\rho_0}\right)^{-1} \nabla p' \\ &\approx \frac{1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho_0}\right) \nabla p' \\ &\approx \frac{1}{\rho_0} \nabla p' \end{aligned}$$

という近似を用いた . 同様に , 連続の式は

$$\frac{\partial (\rho_0 + \rho')}{\partial t} + \nabla \cdot \{(\rho_0 + \rho') \boldsymbol{v}'\} = 0$$

から

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \boldsymbol{v}' = 0 \quad (6.10)$$

と簡単化される．次に熱力学の方程式は，断熱状態のときに

$$c_v \frac{DT}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = 0$$

と書けるが，理想気体の状態方程式

$$p = \rho RT \quad (6.11)$$

を用いて，

$$\frac{c_v}{p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{c_p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (6.12)$$

の形に書き直しておくとう便利である．この場合，線形化した式は

$$\frac{c_v}{p_0} \frac{\partial p'}{\partial t} - \frac{c_p}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial t} = 0 \quad (6.13)$$

となる．

(6.9), (6.10), (6.13) は未知変数  $v'$ ,  $p'$ ,  $\rho'$  に関する線形方程式であることに注意せよ．即ち，プライムの付いた揺らぎの成分を表す物理量が小さいという要請から，非線形である流体力学の基礎方程式が線形方程式に帰着された．このような一連の手続きを線形化といい，地球流体力学（のみならず多くの物理系の学問）において現象を解析するときにしばしば使われる方法である．

#### 演習問題

(6.12) から (6.13) を導出しなさい．

### 6.3 波動方程式

先の節で導出した方程式系が，波動方程式の形に書き表せることを示す．

運動方程式 (6.9) の発散をとると

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{v}' = -\frac{1}{\rho_0} \nabla^2 p' \quad (6.14)$$

となる．連続の式 (6.10) を用いて (6.14) の速度の発散を消去すると

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho' = \nabla^2 p' \quad (6.15)$$

を得る．さらに (6.13) を用いて密度の時間微分を消去すると最終的に

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} p' = \frac{c_p p_0}{c_v \rho_0} \nabla^2 p'. \quad (6.16)$$

が得られる．(6.16) はまさに位相速度  $c$  をもつ波動が従う方程式

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi' = c^2 \nabla^2 \psi'. \quad (6.17)$$

の形をしており，波の位相速度が

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\gamma R T_0} \quad (6.18)$$

となっている．(6.18) は 1.6.2 節の演習問題で導出した音波の速度と一致することに注意しなさい．

平面波解（等位相線が平面となる波）

$$p' = \Re [\hat{p} \exp \{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}], \quad (6.19)$$

$$\rho' = \Re [\hat{\rho} \exp \{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}], \quad (6.20)$$

$$\mathbf{v}' = \Re [\hat{\mathbf{v}} \exp \{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}], \quad (6.21)$$

を仮定すると<sup>1</sup>，(6.14)，(6.15) から 圧力の振幅  $\hat{p}$  と 速度の振幅  $\hat{\mathbf{v}}$  との関係， $\hat{p}$  と 密度の振幅  $\hat{\rho}$  との関係が決まる．ここで， $\mathbf{k}$  は波数ベクトルで，その  $x, y, z$  成分はそれぞれ， $k, l, m$  とする．また， $\mathbf{r}$  は位置ベクトルである．実際に代入することにより，

$$\omega \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{v}} = \frac{1}{\rho_0} (k^2 + l^2 + m^2) \hat{p}, \quad (6.22)$$

$$c_s^2 \hat{\rho} = \hat{p}, \quad (6.23)$$

ここで， $\omega^2 = c_s^2 (k^2 + l^2 + m^2)$  である．

#### 演習問題

(6.22)，(6.23) を導出しなさい．

<sup>1</sup> のついた量は複素振幅である． $\Re[\bullet]$  は括弧の中の実部を取ることを意味する．

## 6.4 縦波・横波と圧縮条件の関係

流体粒子の変位の方向と波の伝播する方向が同じであるとき，そのような波は縦波と呼ばれる．一方，それらの方向が垂直のときそのような波は横波と呼ばれる．流体粒子の変位の方向は速度ベクトルの揺らぎ  $v'(\parallel \hat{v})$  の方向と一致しており，また波の伝播方向は波数ベクトル  $k$  に平行である．したがって，縦波では  $k \cdot \hat{v} \neq 0$  であり，横波では  $k \cdot \hat{v} = 0$  となる．上で求めた波動解は，(6.22) より縦波であることがわかる．<sup>2</sup>

一方，もし非圧縮性流体を考察の対象とした場合，非圧縮条件は  $\frac{D\rho}{Dt} = 0$  なので，これと連続の式から

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$$

となる．これに再び平面波解 (6.21) を代入すると，

$$k \cdot \hat{v} = 0 \quad (6.24)$$

を得る．(6.24) は非圧縮条件を満足する平面波解は，横波であることを表している．

## 6.5 波動解の種類

6.3 節では波動方程式を導く際に，変数を次々に消去して， $p'$  だけの方程式に帰着させた．ここでは，別の方法を用いて波動解を議論する．

まず，(6.13) を (6.10) を用いて，

$$\frac{1}{p_0} \frac{\partial p'}{\partial t} + \gamma \nabla \cdot \mathbf{v}' = 0 \quad (6.25)$$

の形に書き直しておく．(6.9), (6.10), (6.25) に平面波解 (6.19) ~ (6.21) を代入すると，以下の代数方程式が得られる．

$$\begin{pmatrix} -i\omega & 0 & 0 & i\frac{p_0}{\rho_0}k & 0 \\ 0 & -i\omega & 0 & i\frac{p_0}{\rho_0}l & 0 \\ 0 & 0 & -i\omega & i\frac{p_0}{\rho_0}m & 0 \\ i\gamma k & i\gamma l & i\gamma m & -i\omega & 0 \\ ik & il & im & 0 & -i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \\ \frac{p'}{p_0} \\ \frac{\rho'}{\rho_0} \end{pmatrix} = 0. \quad (6.26)$$

<sup>2</sup>(6.22) で  $\hat{p} \neq 0$  である． $\hat{p} = 0$  のとき， $p' = \rho' = 0$ ， $\mathbf{v}' = 0$  なのでそのような解は自明な解である．

$(u', v', w', \frac{p'}{\rho_0}, \frac{\rho'}{\rho_0})^T$  が自明でない解を持つためには，(6.26) の係数行列の逆行列が存在してはいけない．即ち，(6.26) の係数行列の行列式がゼロである必要がある．この条件は，以下の様な  $\omega$  に関する 5 次方程式になる：

$$\omega^3 \left\{ \omega^2 - \frac{p_0}{\rho_0} \gamma (k^2 + l^2 + m^2) \right\} = 0. \quad (6.27)$$

5 次方程式の解は全部で 5 個あるが，今考察している状況設定ではそのうちの 3 つが  $\omega = 0$  に縮退している．残りの 2 つが互いに逆向きに伝播する音波である．

上の解析からわかるように，流体力学方程式には 5 種類の平面波解が存在することになる．そのうちの 2 つが音波であり，安定な密度成層の効果を考慮すると， $\omega = 0$  の縮退が一部解けて，前章で議論した Brunt – Väisälä 振動数に比例した波動が 2 つ（音波の場合と同様に，互いに逆向きに伝播する）出てくる．これは重力波と呼ばれるものである．また，地球上の流体運動のように座標系の回転の効果を考慮すると最後のひとつのモードも zero でない振動数をもつ．なお，音波や重力波では互いに逆向きに進む 2 つの波で構成されているのに対して，この最後のモードは一方向にしか伝播しない．