第6回　渦のない流れ

流体の流れは一般的に非常に複雑になりうるが、このうち**渦のない流れ** (渦度 $\boldsymbol{\omega} = \mathrm{rot}\,\mathbf{v}$ がゼロの流れ) は比較的簡単に取り扱うことができる。今回の講義で渦無し流を取り扱うための基本をまとめる。

6.1　ヘルムホルツの定理

渦のない流れが比較的簡単に取り扱える理由は、この場合には**速度場がポテンシャル $\phi(t, \mathbf{r})$ の勾配で与えられる** ($\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla}\phi$) ためである。これを理解するためには、ベクトル場を回転のある部分とない部分に分解する**ヘルムホルツの定理**を使う。

ヘルムホルツの定理

(3次元中の) 任意のベクトル場 $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ は、スカラー場 $\phi(\mathbf{r})$ と発散がゼロのベクトル場 $\mathbf{A}(\mathbf{r}), \boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{A} = 0$ を用いて

$$\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla}\phi + \boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{A} \tag{6.1}$$

と表せる。

右辺の $\boldsymbol{\nabla}\phi$ がベクトル場 $\mathbf{v}$ の発散 $\mathrm{div}\,\mathbf{v}$ を、$\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{A}$ が $\mathbf{v}$ の回転 $\mathrm{rot}\,\mathbf{v}$ をそれぞれ担っている[25]。

[証明] まず、式 (6.1) の両辺の発散を計算すると

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla}\cdot(\boldsymbol{\nabla}\phi + \boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{A}) = \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\nabla}\phi \equiv \triangle\phi\ . \tag{6.2}$$

2つ目の等号では、ベクトルの回転の発散がゼロ ($\mathrm{div}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla}\cdot(\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{v}) = 0$) であることを用いた。また、最右辺に現れる $\triangle$ は**ラプラシアン**と呼ばれる微分演算子で $\triangle \equiv \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\nabla} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. 式 (6.2) は、スカラー場 ϕ が以下の**ポアソン方程式**を解けば得られることを示している：

$$\triangle\phi(\mathbf{r}) = \boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{v}(\mathbf{r})\ . \tag{6.3}$$

ここで、右辺に現れる $\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{v}(\mathbf{r})$ は、与えられたベクトル場 $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ でその値が決まるスカラー関数とみなせる。

次に、式 (6.1) の回転を計算すると

$$\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla}\times(\boldsymbol{\nabla}\phi + \boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{A}) = \boldsymbol{\nabla}\times(\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{A}) = \boldsymbol{\nabla}\underbrace{(\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{A})}_{=0} - \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\nabla}\mathbf{A} = -\triangle\mathbf{A}\ . \tag{6.4}$$

2つ目の等号でスカラー場の勾配の回転がゼロになること ($\mathrm{rot}\,\mathrm{grad}\,\phi = \boldsymbol{\nabla}\times(\boldsymbol{\nabla}\phi) = 0$)、および3つ目の等号でベクトル解析の公式 $\boldsymbol{\nabla}\times(\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{A}) = \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{A}) - \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\nabla}\mathbf{A}$ を用いた。また、4つ目の式では仮定 $\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{A} = 0$ を使って第一項を消した。この式から、$\mathbf{A}$ を定めるポアソン方程式が得られる：

$$\triangle\mathbf{A} = -\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{v} \qquad (\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{A} = 0)\ . \tag{6.5}$$

この式の右辺 $-\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{v}$ は、$\mathbf{v}$ からその値が計算できるベクトル場となる。

$\phi, \mathbf{A}$ を定めるポアソン方程式 (6.3), (6.5) の解き方については省略するが、得られる解 (のひとつ) は以下のようになることが示せる：

$$\phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi}\int \frac{\boldsymbol{\nabla}'\cdot\mathbf{v}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}dV'\ , \qquad \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\boldsymbol{\nabla}'\times\mathbf{v}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}dV'\ . \tag{6.6}$$

ここで、$\boldsymbol{\nabla}' \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x'}, \frac{\partial}{\partial y'}, \frac{\partial}{\partial z'}\right)$ はプライム付きの座標 $\mathbf{r}' \equiv (x', y', z')$ についてのナブラ演算子で、右辺の積分も $\mathbf{r}'$ について行う。$\mathbf{r}$ は $\phi(\mathbf{r}), \mathbf{A}(\mathbf{r})$ の引数で、右辺の積分では定数として扱われる[26]。

---

[25] $\phi, \mathbf{A}$ には、ラプラス方程式 $\triangle f = 0$ を満たす関数と $\boldsymbol{\nabla}f + \boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{B} = 0$ を満たすベクトル場 $\mathbf{B}$ を足しても ($\phi \to \phi + f, \mathbf{A} \to \mathbf{A} + \mathbf{B}$)、結果として得られる $\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla}\phi + \boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{A}$ の値は変化しない。これに加え、$\phi \to \phi + c, \mathbf{A} \to \mathbf{A} + \boldsymbol{\nabla}\psi$ (c: 定数、ψ: スカラー場) としても $\mathbf{v}$ は不変である。この分だけ $\phi, \mathbf{A}$ は一意に定まらないことになる。

[26] 式 (6.6) はベクトル場 $\mathbf{v}$ が無限遠でゼロになる場合の表式で、そのほかの境界条件を満たす $\mathbf{v}$ については式 (6.6) にラプラス方程式 $\triangle\phi = 0$ の解を適当に足す必要がある。

6.2　渦無し流

前節の式 (6.6) からもわかる通り、$\mathrm{rot}\,\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{v} = 0$ となる**渦無し流**については、**速度場 $\mathbf{v}$ がポテンシャル ϕ だけで表せる**：

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \boldsymbol{\nabla}\phi(\mathbf{r}) \ . \tag{6.7}$$

実際、この速度場 $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ についての回転は $\mathrm{rot}\,\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\nabla}\phi = 0$ となる。今後、速度場を表すのに使ったスカラー場 $\phi(t, \mathbf{r})$ を**速度ポテンシャル**と呼ぶ。

6.2.1　オイラーの方程式

渦無し流 (6.7) について、オイラーの方程式がどのように与えられるかを調べる。これに際し、前回の講義で用いた以下の仮定を今回も課す：

- 完全流体
- 外力がポテンシャル力: $\mathbf{f} = -\boldsymbol{\nabla}U$ (U: スカラー場)
- 状態方程式が $P = P(\rho) \quad \Leftrightarrow \quad \rho = \rho(P)$ で与えられる。このとき、

$$w(P) = \int^P \frac{dP'}{\rho(P')} \tag{6.8}$$

　という関数を導入でき、これについて $dw = \frac{1}{\rho}dP \ \Rightarrow \ \frac{1}{\rho}\boldsymbol{\nabla}P = \boldsymbol{\nabla}w$ となる。

以上の仮定の下で得られるオイラーの方程式

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\boldsymbol{\nabla}P + \mathbf{f} = -\boldsymbol{\nabla}\left(w + U\right) \tag{6.9}$$

に、渦無し流の速度場 (6.7) を代入して整理する。

オイラーの方程式 (6.9) を整理するにあたり、以下のベクトル解析の公式を用いる：

$$\boldsymbol{\nabla}(\mathbf{A}\cdot\mathbf{B}) = (\mathbf{A}\cdot\boldsymbol{\nabla})\,\mathbf{B} + (\mathbf{B}\cdot\boldsymbol{\nabla})\mathbf{A} + \mathbf{A}\times(\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{B}) + \mathbf{B}\times(\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{A}) \tag{6.10}$$

$$\Rightarrow \qquad \boldsymbol{\nabla}\left|\mathbf{v}\right|^2 = 2\left(\mathbf{v}\cdot\boldsymbol{\nabla}\right)\mathbf{v} + 2\mathbf{v}\times\left(\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{v}\right) \ . \tag{6.11}$$

式 (6.11) は公式 (6.10) で $\mathbf{A} = \mathbf{B} = \mathbf{v}$ としたもの。特に、渦無し流 ($\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{v} = 0$) の場合、式 (6.11) の右辺第二項がゼロとなるため以下が成立する：

$$(\mathbf{v}\cdot\boldsymbol{\nabla})\mathbf{v} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\nabla}\left|\mathbf{v}\right|^2 \ . \tag{6.12}$$

式 (6.9) に式 (6.7), (6.12) を代入すると

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{\nabla}\phi}_{=\boldsymbol{\nabla}\frac{\partial\phi}{\partial t}} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\nabla}\left|\mathbf{v}\right|^2 = -\boldsymbol{\nabla}\left(w + U\right) \tag{6.13}$$

$$\therefore \qquad \boldsymbol{\nabla}\left(\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\left|\mathbf{v}\right|^2 + w + U\right) = 0 \ . \tag{6.14}$$

$\boldsymbol{\nabla}$ は空間の各方向への微分演算子なので、式 (6.14) は**かっこの中のスカラー量が時刻 t だけの関数**であり、そのために勾配がゼロであることを意味する。すなわち、

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\left|\mathbf{v}\right|^2 + w + U = f(t) \ . \tag{6.15}$$

$f(t)$ は時間 t の任意関数である。ここで、さらに速度ポテンシャルの不定性を使うと、$f(t)$ を時間によらない定数 C に修正できる。

(∵) やや恣意的だが、式 (6.15) を以下のように変形する：

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - f(t) + C\right) + \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U = C\ . \tag{6.16}$$

ここで、新たに関数 $\bar{\phi}(t, \mathbf{r})$ を以下の通り定義する：

$$\bar{\phi}(t, \mathbf{r}) = \phi(t, \mathbf{r}) - \int^t f(t')dt' + C\,t\ . \tag{6.17}$$

この関数を時間 t で微分すると

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial t} - f(t) + C \tag{6.18}$$

となるので、式 (6.16) は

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U = C \tag{6.19}$$

とも表せる。また、$\bar{\phi}$ から得られる速度場 $\bar{\mathbf{v}}$ は

$$\bar{\mathbf{v}} \equiv \boldsymbol{\nabla}\bar{\phi} = \boldsymbol{\nabla}\left(\phi(t, \mathbf{r}) - \int^t f(t')dt' + C\,t\right) = \boldsymbol{\nabla}\phi = \mathbf{v} \tag{6.20}$$

と、もともとの速度ポテンシャル ϕ から得られる速度場と一致する。ただし、積分 $\int^t f(t')dt'$ と $C\,t$ がどちらも t だけの関数であり、空間微分 $\boldsymbol{\nabla}$ を取るとゼロになることを使った。したがって、$\mathbf{v}$ を表すための速度ポテンシャルとして最初から $\bar{\phi}$ を使っていたと考えても差し支えない。

以上の解析から、式 (6.15) で右辺を定数 C にしたもの（もしくは式 (6.19) で $\bar{\phi} \to \phi$ と書き直したもの）が成立することが示された。これは**ベルヌーイの定理**として知られている結果である。

(一般化された) ベルヌーイの定理

6.2.1 節冒頭で述べた仮定を満たす渦度がない（一般には非定常の）流れについて

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U = C \qquad (C : 定数)\ . \tag{6.21}$$

[定常流についてのベルヌーイの定理] 時間的に変化しない定常流 ($\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$) の場合には

$$\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U = C \qquad (C : 定数) \tag{6.22}$$

が成立し、式 (6.21) でもそうであったように**定数 C は流体全体にわたって一定の値**となる。なお、以上では渦度がゼロの場合を考えていたが、**渦度がある定常流**については、C は流体全体にわたって一定とはならないものの、**式 (6.22) の左辺 ($= C$) が流体中の各流線・各渦線に沿って一定となる**ことが別途示せる[27]。こちらの方をベルヌーイの定理と呼ぶ場合も多い。

6.2.2 ベルヌーイの定理 $\simeq$ エネルギー保存則

定常流の場合には、ベルヌーイの定理を流体のエネルギー保存則からも導出できる。4.3 節で、（断熱的な）完全流体についての単位質量あたりのエネルギー保存則は

$$\partial_t\left(\frac{1}{2}\rho|\mathbf{v}|^2 + \rho\varepsilon\right) + \boldsymbol{\nabla}\cdot\left[\rho\left(\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w\right)\mathbf{v}\right] = \mathbf{v}\cdot(\rho\mathbf{f})\ . \tag{6.23}$$

[27]渦度がある定常流についてのベルヌーイの定理の導出は本講義では割愛する。流線に沿って一定となることについてはこの後 6.2.2 で見る。

ただし、$w = \varepsilon + \frac{P}{\rho}$ は単位質量あたりのエンタルピーである[28]。ここで、外力がポテンシャル力 $(\mathbf{f} = -\boldsymbol{\nabla} U)$ であり、さらに時間に依存しない $(\partial U/\partial t = 0)$ と仮定すると

$$\mathbf{v}\cdot(\rho\mathbf{f}) = -\rho\mathbf{v}\cdot\boldsymbol{\nabla} U = -\boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{v}U) + U\boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{v}) = -\boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{v}U) - U\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{v}U) - \frac{\partial\rho U}{\partial t} \tag{6.24}$$

となる。最後から 2 番目の等号では連続の式 $\frac{\partial\rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{v}) = 0$ を使った。この式を式 (6.23) の右辺に代入し、全ての項を左辺に移行すると

$$\partial_t\left(\frac{1}{2}\rho|\mathbf{v}|^2 + \rho\varepsilon + \rho U\right) + \boldsymbol{\nabla}\cdot\left[\rho\left(\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U\right)\mathbf{v}\right] = 0\ . \tag{6.25}$$

流れが定常であれば、左辺の第一項がゼロとなるので

$$0 = \boldsymbol{\nabla}\cdot\left[\rho\mathbf{v}\left(\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U\right)\right] = \rho\mathbf{v}\cdot\boldsymbol{\nabla}\left(\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U\right) + \left(\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U\right)\cancel{\boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{v})}\ . \tag{6.26}$$

右辺で $\left(\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U\right)$ 項が消えているのは、定常流についての連続の式が $\cancel{\partial_t\rho} + \boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{v}) = 0$ となるためである。式 (6.26) は**関数 $\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U$ が流れの方向について一定** $(\mathbf{v}\cdot\boldsymbol{\nabla}(\cdots) = 0)$ ということを示しており、そこから式 (6.22) が少なくとも流線に沿って満たされることが言える。**エネルギー保存則の式 (6.23) は渦度の有無にかかわらず成立**するので、**渦度がある場合でも $\frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U$ が流線に沿って一定**であることは示せたことになる。なお、渦線に沿った方向についても同じ性質を示せるのだが、それをするためにはオイラーの方程式に基づいた別の計算が必要になる。

6.2.3　応用例

図 12 のように、水が満たされた容器の底に小さな穴が開いているとする。この時に、穴から流れ出す水の流速はいくらになるかを、ベルヌーイの定理 (6.22) を使って求めてみる。

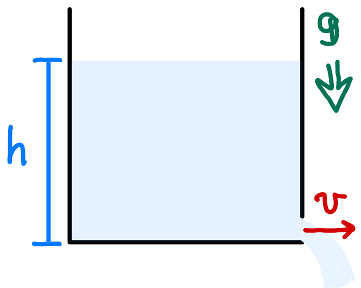

図 12: トリチェリの定理を示すために用いるセットアップ。水のたまった容器の底付近に穴が開いており、そこから水が流出する。

図 12 の系では、流体に外力として重力がかかっている。水面の位置を基準とした時、穴の位置における重力ポテンシャルは

$$U|_{\text{穴}} = -g\,h\ . \tag{6.27}$$

また、空気と接している水面は大気圧がかかっているが、これは水面の位置と穴の位置でほぼ同じである。**圧力 P が同じなら、P だけの関数である $w(P)$ の値も同じ**になるので

$$w|_{\text{水面}} = w|_{\text{穴}}\ . \tag{6.28}$$

[28] このエンタルピーの表式 $(w = \varepsilon + \frac{P}{\rho})$ は式 (6.8) で与えられるものと一致する。実際、4.3 節で導出した式 $d\varepsilon = \frac{P}{\rho^2}d\rho$ を使うと、$w = \varepsilon + \frac{P}{\rho}$ の微分は $dw = d\varepsilon + d\left(\frac{P}{\rho}\right) = \frac{P}{\rho^2}d\rho + \frac{dP}{\rho} - \frac{P}{\rho^2}d\rho = \frac{dP}{\rho}$ となり、式 (6.8) の微分 $(dw = \frac{dP}{\rho})$ と一致する。

また、穴が十分に小さい時、水面の位置や容器内部の流れは時間的にほぼ変化しない。したがって、近似的に**定常流**となり

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \ . \tag{6.29}$$

ここで、ベルヌーイの定理は、式 (6.21) の左辺が**流体のどの位置でも一定**であることを意味する：

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U \right|_{\text{水面}} = \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + w + U \right|_{\text{穴}} . \tag{6.30}$$

式 (6.27), (6.28), (6.29) を踏まえてこの式を整理すると

$$0 = \left. \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 \right|_{\text{穴}} - g\,h \qquad \therefore \quad |\mathbf{v}| = \sqrt{2gh} \ . \tag{6.31}$$

この結果は**トリチェリの定理**として知られている。例えば、$h = 1\,\mathrm{m},\ g = 9.8\,\mathrm{m/s^2}$ とすると $|\mathbf{v}| \simeq 4.4\,\mathrm{m/s}$ となる。流速 $|\mathbf{v}|$ の表式に流体の密度 ρ が出てこないのは、この流速の起源が重力のポテンシャルエネルギーで、それによって生成される流体の速度は密度 ρ に依存しない (ポテンシャルエネルギーと流体の慣性がどちらも ρ に比例するため打ち消しあう) ためである。

6.3 非圧縮性完全流体の流れ

水などの流体は、圧力がかかっても体積がほぼ変化しない。このような流体を**非圧縮性流体**と呼ぶ。この流体の状態方程式は単純に $\rho = \rho_0$ (定数) となる。なお、圧力は状況に応じて変化する。

非圧縮流体について、連続の式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\mathbf{v}) = \rho_0 \boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{v} = 0 \qquad \therefore \quad \boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{v} = 0 \ . \tag{6.32}$$

以前も軽く説明した通り、$\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{v}$ は注目している流体の部分の**体積変化率**に対応する (式 (4.32) 参照)。これがゼロである、という意味の式が得られたわけだが、**非圧縮性流体は体積が不変**（変形はする）ということと対応している。

以下、非圧縮流体の**渦無し流**について考えることにする。式 (6.32) を速度ポテンシャルで表すと

$$0 = \boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\nabla}\phi = \triangle\phi \qquad \therefore \quad \triangle\phi = 0 \ . \tag{6.33}$$

式 (6.33) は**ラプラス方程式**と呼ばれる微分方程式で、$\phi(t,\mathbf{r})$ **が満たす境界条件を与えれば** $\triangle\phi = 0$ **の解は一意に定まる**。すなわち、流速 $\mathbf{v}(t,\mathbf{r})$ が流体の表面や壁面で満たす境界条件を指定すると、流体全体の速度場 $\mathbf{v} = \boldsymbol{\nabla}\phi$ が一意に定まることになる[29]。

また、$\rho = \rho_0$ (一定) のとき、式 (6.8) で定義される w は

$$w = \int^P \frac{dP'}{\rho(P')} = \int^P \frac{dP'}{\rho_0} = \frac{P}{\rho_0} \tag{6.34}$$

となるので、ベルヌーイの定理 (6.21) は

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + \frac{P}{\rho} + U = C \qquad (C : \text{定数}) \tag{6.35}$$

となり、これを P について解けば

$$P = \rho\left[C - \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^2 + U\right)\right] \tag{6.36}$$

ベルヌーイの定理はオイラーの方程式を積分したものに相当するので、非圧縮流体については**オイラーの方程式は単に圧力を定める式**となったことになる。式 (6.36) からは**流速が速いと圧力が下がる**などといった有名な性質を読み取ることができる。

[29] $\mathbf{v}$ の境界条件をある時刻 t に変更すると、その変化は流体全体に一瞬で反映されることになる。これは、非圧縮流体では変形に対する応答速度に相当する**音速が無限大**になっていることからくる。